МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ

САНКТ-ПЕТЕРБУРГСКИЙ НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ УНИВЕРСИТЕТ ИНФОРМАЦИОННЫХ ТЕХНОЛОГИЙ, МЕХАНИКИ И ОПТИКИ

СБОРНИК ТРУДОВ VII МЕЖДУНАРОДНОЙ КОНФЕРЕНЦИИ «ФУНДАМЕНТАЛЬНЫЕ ПРОБЛЕМЫ ОПТИКИ – 2012»

САНКТ-ПЕТЕРБУРГ 15-19 октября 2012



Санкт-Петербург 2012 ББК 22.34. Оптика T79 УДК 535

Т79 Сборник трудов Международной конференции «Фундаментальные проблемы оптики – 2012». Санкт-Петербург. 15-19 октября 2012 / Под ред. проф. В.Г. Беспалова, проф. С.А. Козлова. – СПб: НИУИТМО, 2012. – 571 с.: с ил.

В сборник вошли труды конференции «Фундаментальные проблемы оптики – 2012», прошедшей 15-19 октября 2012 года.

Издание сборника поддержано грантом Российского фонда фундаментальных исследований № 12-02-06133-г

ISBN 978-5-7577-0413-5

ББК 22.34. Оптика



В 2009 году Университет стал победителем многоэтапного конкурса, в результате которого определены 12 ведущих университетов России, которым присвоена категория «Национальный исследовательский университет». Министерством образования и науки Российской Федерации была утверждена программа его развития на 2009-2018 годы. В 2011 году Университет получил наименование «Санкт-Петербургский национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики»

© Авторы, 2012

© Санкт-Петербургский национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики, 2012

ФУНДАМЕНТАЛЬНЫЕ ПРОБЛЕМЫ ОПТИКИ

КОГЕРЕНТНЫЕ ПРОЦЕССЫ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ СВЕТА С ВЕЩЕСТВОМ

УСТНЫЕ ДОКЛАДЫ

ЭКСИТОННЫЕ ОПТИЧЕСКИЕРЕШЕТКИ В СИСТЕМАХ КВАНТОВЫХ ЯМ GaAs/AlGaAs

Чалдышев В.В., Кунделев Е. В., Никитина Е.В. *, Егоров А.Ю. *

Физико-технический институт им.А.Ф.Иоффе РАН, Санкт-Петербург, Россия

* Санкт-Петербургский Академический Университет - научнообразовательный центр нанотехнологий РАН, Санкт-Петербург, Россия

Показана возможность формирования суперизлучательной оптической модыквази-двумернымиэкситонами в периодической системе квантовых ям AlGaAs/GaAs/AlGaAs. Получено экситонное брэгговское зеркало с коэффициентом отражения более 90 % в резонансной полосе, шириной 16 мэВ.

Периодическая модуляция диэлектрической проницаемости среды вызывает интерференцию распространяющихся в ней электромагнитных волн, что приводит к отражению света в некотором диапазоне частот, известному как брэгговский резонанс. Такая модуляция может быть создана как за счет изменения показателя преломления в слоистых структурах (брэгговские диэлектрические отражатели), так и за счет электронных возбуждений, например, экситонов в периодической системе квантовых ям (резонансные брэгговские структуры – РБС). В последнем случае резонансным отражением света можно управлять, например, с помощью электрического поля¹.

Создание РБС является весьма сложной задачей, поскольку для формирование суперизлучательной оптической моды необходима система из большого числа КЯ с малым разбросом геометрических параметров и малым нерадиационным уширением экситонов. В частности, для достижения резонансного коэффициента отражения более 90% оказалось необходимым создать РБС на основе In_{0.04}Ga_{0.96}As/GaAs с 100 периодами, каждый из которых был толщиной 115 нм².

Для практического использования РБС необходимо увеличить взаимодействие света с экситонами, уменьшить число периодов структуры и, тем самым, общую толщину и время выращивания структуры. Для этого необходимо изменить дизайн РБС. Определенный выигрыш в величине параметра радиационного затухания экситонов в КЯ можно получить используя широкозонные материалы с большой энергией связи экситонов и большой высотой барьеров, обеспечивающей локализацию электронов и дырок, составляющих экситон, в малом объеме пространства. К сожалению, однако, технология выращивания структур с множественными квантовыми ямами широкозонных соединений II-VI³ и III-нитридов⁴ не позволяет получать структуры желаемого качества. Наиболее технологически совершенной, по-видимому, является система GaAs/AlGaAs. В этой системе можно реализовать достаточно глубокие квантовые ямы. Кроме того, малое расогласование параметров решетки позволяет выращивать большое число периодов без формирования дислокаций и иных дефектов структуры. Эта система была выбрана нами для реализации РБС в данной работе, как и в предшествующих работах^{5,6,7}. В отличие от предшествующих работ

здесь мы использовали новый дизайн периодической элементарной ячейки, которая содержала две КЯ GaAs, разделенные барьером AlAs. Теоретические расчеты⁸ показали, что при наличии двух ям в элементарной ячейке максимальное увеличение ширины резонансной полосы частот составляет $\sqrt{2}$.

В данной работе мы сообщаем о создании РБС на основе системы GaAs/AlGaAs, обеспечивающей коэффициент отражения более 90% и состоящей из 60 периодов с двумя КЯ в каждой элементарной ячейке.

Исследованные структуры выращивались методом молекулярно-пучковой эпитаксии на подложках полуизолирующего GaAs диаметром 7.5 см с ориентацией (001). Каждая элементарная ячейка PEC содержала две КЯ GaAs, разделенные барьером AlAs. Толщины КЯ GaAs и барьера AlAs составляли a = 7.8 и c = 4.8 нм, соответственно. Между группами КЯ находился барьер AlGaAs с содержанием алюминия 24% и толщиной b = 97.4 нм. Точные значения толщин слоев были определены методом рентгеновской дифрактометрии высокого разрешения. Была выращена PEC с 60 периодами и референсная структура с одиночной элементарной ячейкой.

Исследования спектров оптического отражения проводилось при температурах 4 - 273 К, в диапазоне длин волн 0.4 – 1.0 мкм, при *s*- и *p*-поляризациях и различных углах падения света. Источником света был прибор LS-1 с вольфрамовой спиралью накаливания. Для транспорта света от источника к образцу и от образца к приемнику использовались оптоволоконные кабели. Отраженный от образцов сигнал регистрировался спектрометром HR4000CG-UV-NIR, который позволял проводить измерения в спектральном диапазоне от 200 нм до 1100 нм с оптическим разрешением 0,5 нм. Детектором в нем являлась кремниевая ПЗС-матрица.

На рис.1 представлены спектры отражения света от РБС с 60 периодами и от референсного образца. Спектры записаны при нормальном падении света (угол падения $\theta = 0$) при температуре образцов 4.2 К. Видно, что спектры содержат несколко резких экситонных особенностей на фоне плавно меняющегося отражения от поверхности образцов, определяемого формулами Френеля.



Рис. 1. Спектры оптического отражения от РБС с 60 периодами (b) и от референсной структуры с одиночной элементарной ячейкой (a).

Сравнение экситонных особенностей в спектрах (а) и (b) на рис.1 показывает, что в структуре с 60 периодами амплутуда отражения света КЯ экситонами в несколько раз выше, чем в референсной структуре. Фактор усиления, однако, значительно меньше 60. Причина относительно не большого увеличения коэффициента отражения света системой КЯ экситонов при весьма большом чисте КЯ состоит в том, что индивидуальные экситонные состояния в КЯ отражают свет с разной фазой. Результирующий коэффициент отражения света при этом определяется интерференцией. Условием формирования коллективной суперизлучетельной экситон-поляритонной моды в РБС является совпадение брэгговского и экситон-поляритонного резонансов. Исходя из спектров рис.1(b), полученных при нормальном падении света, и соотношения (2) необходимое условие может быть выполнено при определенном ненулевом угле падения света θ.



Рис. 2. Спектры оптического отражения от РБС с 60 периодами при 4.2 К при различных углах падения света с *s*- поляризацией.

На рис.2 представлены спектры отражения от РБС, записанные при 4.2 К при углах падения света $\theta = 23$, 45 и 66°. Видно, что при увеличении угла падения брэгговский пик постепенно смещается в сторону больших энергий (см. Рис.2 (а)). Совмещение брэгговский и экситонного x(e1-hh1)резонансов происходит при угле падения света около 45° (рис.2(b)). При этом возникает полоса отражения шириной 16 мэВ с коэффициентом отражения в максимуме более 90%. Дальнейшее увеличение угла падения света приводит вновь к расстройке брэгговского и x(e1-hh1) экситоного резонансов (рис.2(с)). Резонансный пик отражения расщепляется на x(e1-hh1) и брэгговскую компоненты. При $\theta = 67^{\circ}$ брэгговский резонанс совмещается с экситонполяритонным резонансом, вызванным экситонами с легкими дырками x(e1-lh1) в КЯ. Поскольку x(e1-lh1) экситоны обладают меньшей силой осцилятора по сравнению с x(e1-hh1) экситонами,соответствующая им полоса оптического отражения оказывается уже, максимум коэффициента отражения оказывается меньше и составляет 78 %.

Итак, нами получены и исследованы РБС, состоящие из 60 пар квантовых ям GaAs, разделенных барьерами AlGaAs. Установлено, что в резонансных условиях, обеспечивающих формирование оптической решетки х(e1-hh1) экситонов в КЯ, полученные РБС являются эффективными брэгговскими отражателями с шириной полосы 16 мэВ и коэффициентом отражения света в максимуме более 90%. Оптическая решетка х(e1-lh1) экситонов в КЯ является менее эффективной, создавая более узкую полосу с коэффициентом отражения в максимуме 78%.

1. D. Goldberg, L. I. Deych, A. A. Lisyansky, Z. Shi, V. M. Menon, V. Tokranov, M. Yakimov and S. Oktyabrsky, *Nature Photonics* 3, 662 (2009).

2. M. Hübner, J. P. Prineas, C. Ell, P. Brick, E. S. Lee, G. Khitrova, H. M. Gibbs, and S. W. Koch. *Phys. Rev. Lett.* 83, 2841 (1999).

3. Е.Л. Ивченко, В.П. Кочерешко, А.В. Платонов, Д.Р. Яковлев, А. Вааг, В. Оссау, Г. Ландвер. *ФТТ* 39, 2072 (1997).

4. V.V. Chaldyshev, A.S. Bolshakov, E.E. Zavarin, A.V. Sakharov, W.V. Lundin, A.F. Tsatsulnikov, M.A.Yagovkina, T. Kim and Y. Park. *Appl. Phys. Lett.*99, 251103 (2011).

5. В.В.Чалдышев, А.С.Школьник, В.П.Евтихиев, Т.Holden. ФТП, 40, №12, 1466 (2006).

6. В.В.Чалдышев, А.С.Школьник, В.П.Евтихиев, Т.Holden. *ФТП*, 41, № 12, 1455 (2007).

7. V.V. Chaldyshev, Y. Chen, A. N. Poddubny, A. P. Vasil'ev, and Z. Liu, *Appl. Phys. Lett.* 98, 073112 (2011).

8. E.L. Ivchenko, M.M. Voronov, M.V. Erementchouk, L.I. Deych, A.A. Lisyansky. *Phys. Rev. B* 70, 195106 (2004).

ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНАЯ БОЗЕ-ЭЙНШТЕЙНОВСКАЯ КОНДЕНСАЦИЯ ПОЛЯРИТОНОВ ПРИ АТОМНО-ОПТИЧЕСКИХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ В УСЛОВИЯХ ОПТИЧЕСКИХ СТОЛКНОВЕНИЙ Алоджанц А.П., Честнов И.Ю., Аракелян С.М.

Владимирский государственный университет имени А.Г. и Н.Г. Столетовых, Владимир, Россия

В работе обсуждаются актуальные вопросы получения высокотемпературных взаимодействии фазовых переходов при двухуровневых квантованным световым излучением атомов с В специального типа волноводных микрорезонаторах в условиях оптических столкновений.

В основе большинства исследований последнего десятилетия, направленных на изучение когерентных процессов в атомарных средах лежит условие разреженности атомного газа, при котором справедливым является неравенство ($n\lambda^3 \leq 1$), где n - 1плотность атомного газа, λ – длина волны соответствующая энергии перехода в атоме. Элементарная оценка величины *n* при атомно-оптических взаимодействиях, приводит $n \square 10^{12} amomog/cm^3$ K к ограничениям для характерной плотности атомов злесь задачам, в которых плотности атомного газа не превышают данного значения можно отнести, исследования бозе-эйнштейновской конденсации (БЭК) трехмерного атомного газа [1], наблюдение электромагнитной индуцированной прозрачности[2], различные атомно-оптического взаимодействия ДЛЯ целей квантовой схемы обработки информации, и др [3]. Между тем, в последнее время особый интерес стали вызывать задачи, для которых выполняется как раз обратное условие $n\lambda^3 >> 1$, т.е. когда атомный газ нельзя полагать разреженным.

В работе нас интересуют процессы, происходящие в сверхплотных атомных средах($n \square 10^{16} amomos/cm^3$) при высоких (комнатных и выше) температурах в условиях частых соударений с частицами буферного газа. Речь идет, в частности, о явлении так называемых оптических столкновений (ОС), когда атом поглощает или испускает нерезонансный квант энергии в присутствии столкновения с атомом буферного газа.

Несмотря на то, что сами по себе ОС были достаточно хорошо изучены ранее, вопросы термализации для связанных состояний атомов и квантованного поля оставались до недавнего времени открытыми. Особый интерес вызывают физические процессы, протекающие при условиях, когда частота атомно-оптической отстройки, выраженная в единицах энергии, больше или сопоставима с тепловой энергией k_BT ансамбля атомов.

В работе нами, во-первых, обсуждаются вопросы термализации связанных (одетых) атомно-оптических состояний при взаимодействии атомов рубидия с квантованным электромагнитным полем в условиях частых столкновений с частицами

буферного газа (аргон, или гелий) высокого (500бар) давления при высоких (T=530K) температурах. В частности, нами развита квантовая теория OC, учитывающая релаксационные (столкновительные и спонтанные) процессы, происходящие при атомно-оптических взаимодействиях [4]. Исследованы статистические (термодинамические) свойства одетых атомно-оптических состояний. Теоретически предсказано и экспериментально продемонстрировано, что при больших и отрицательных отстройках от резонанса, таких что $\delta/2\pi = -11T\Gamma y$, значение времени перехода к равновесному состоянию для одетых состояний почти в 10 раз меньше, чем среднее время жизни соответствующего перехода D-линий атомов рубидия.

С физической точки зрения получение термодинамически равновесных (или квазиравновесных) состояний среды и поля представляет первоочередной интерес для целей получения высокотемпературных фазовых переходов. В этой связи нами была предсказана принципиальная возможность осуществления сверхизлучательного фазового перехода в условиях рассматриваемых процессов OC[5].

Однако, наиболее важным и перспективным здесь является получение истинной БЭК поляритонов. В данном аспекте использование процессов ОС с участием атомных поляритонов представляется более привлекательным и экспериментально осуществимым, так как времена жизни когерентных возбуждений могут достигать наносекунды и ограничены, по сути, лишь временем жизни возбужденного состояния. B этой связи нами предложено использовать биконический волноводный микрорезонатор – см. рис.1, изготовляемый с высокой точностью на основе скручивания тонких металлических мембран [6]. Радиус волновода адиабатически меняется по закону $R(z) = R_0 / (1 + \alpha |z|^{\nu}); \nu$ - положительное число, не превышающее значения 2), что и обеспечивает потенциал удержания $U(z) = U_0 |z|^{\nu}$, где U_0 -константа, зависящая от массы фотона в резонаторе (частоты отсечки) и формы резонатора параметра а. В этом случае время жизни поляритонов может быть большим и



Рис.1.Биконический волноводный резонатор для удержания фотонов и поляритонов. Значения характерных параметров - $R_0 \Box \lambda/2, 61 \approx 0, 3 \text{мкm}$, $\alpha^{1/\nu} = 0,0005 \text{мкm}^{-1}$

В работе нас интересует «инженерия» статистических свойств поляритонов нижней дисперсионной с заданными характеристиками в зависимости от потенциала ловушки, определяемой параметрами α и ν . В частности, показано, что в биконическом волноводном резонаторе поляритоны представляют из себя одномерный идеальный газ бозе-частиц. На рис. 2 представлены зависимости для критической температуры T_c образования БЭК такого газа поляритонов как функции от их числа в резонаторе. Столь высокие значения T_c обусловлены в первую очередь, малой массой $m = 2,8 \times 10^{-36} \kappa c$ поляритонов, которые при больших по величине и отрицательных отстройках от резонанса являются фотоноподобными.

В работе нами также была исследована динамика волновой функции основного состояния поляритонов в ловушке с линейным потенциалом удержания (*v* = 1). Показано, что она (волновая функция) может быть описана с помощью огибающей от функции Эйри. При этом характерная ширина конденсатной волновой функции испытывает осцилляции на временных масштабах порядка пикосекунд.



Рис.2. Критическая температура БЭК в зависимости от числа поляритонов

1. L. Pitaevskii, S. Stringari, Bose-Einstein Condensation, *Clarendon Press*, Oxford, 2003.

2. N. S. Ginsberg, S.R. Garner, L. V. Hau, Nature, 445, 623-626, (2007).

3. B. Julsgaard, J. Sherson, I. Cirac, J. Fiurasek, E.S. Polzik, *Nature*, **432**, 482-486, (2004).

4. I. Yu. Chestnov, A. P. Alodjants, S. M. Arakelian, et al., *Phys.Rev.*, A81, 053843, (2010).

5. A. P. Alodjants, I. Yu. Chestnov, and S. M. Arakelian, *Phys. Rev.*, A83, 053802, (2011).

6. I. Yu. Chestnov, A. P. Alodjants, S. M. Arakelian, et al., *Phys.Rev.*, A, (2012) - in press.

К ТЕОРИИ СВЕРХИЗЛУЧАТЕЛЬНОГО РАССЕЯНИЯ И ОТРАЖЕНИЯЕ СВЕТА ОТ БОЗЕ- ЭЙНШТЕЙНОВСКОГО КОНДЕНСАТА РАЗРЕЖЕННОГО ГАЗА Аветисян Ю.А.*, Васильев Н.А.**, Трифонов Е.Д.**

* ГУ Институт проблем точной механики и управления РАН, Саратов, Россия

** Российский государственный педагогический университет им. А. И. Герцена, Санкт-Петербург, Россия

Предлагается полуклассическая теория рассеяния и отражения света на БЭК разреженного газа. Показано, что сверхизлучательное рассеяние существенно зависит от энергии отдачи, получаемой атомами в процессе рассеяния.

В нашей работе¹ было обращено внимание на то, что при рассеянии света бозеэйнштейновским конденсатом (БЭК) должно возникать отражение, которое принципиально отличается от обычного френелевского отражения. Если френелевское отражение обусловлено наведенной поляризацией в пограничном слое с толщиной порядка длины волны излучения, то отражение от БЭК вызывается поляризованностью во всем объеме конденсата. Так как оно имеет когерентный характер, то оно оказывается по интенсивности пропорциональным квадрату полного числа частиц в конденсате. В связи с этим в наших последующих работах^{2,3}, в которых была представлена уточненная теория этого явления, оно было названо *сверхизлучательным объемным отражением* (СОО). В последнее время возникла дискуссия при интерпретации этого явления, основанная на феноменологичской теории, использующей дисперсию показателя преломления для «одетого» состояния^{4, 5}. В связи с этим мы посчитали целесообразным представить более детальную теорию СОО, основанную на решении системы уравнений Максвелла-Шредингера.

В первой части работы дана общая постановка задачи о сверхизлучательном рассеянии света на БЭК и обращается внимание на роль энергий отдачи на интенсивность рассеяния. Вторая часть работы посвящена одномерной модели сверхизлучательного отражения от БЭК.

1. Ю.А. Аветисян, Е.Д.Трифонов, Оптика и спектроскопия, **100**, №2, 317-323 (2006).

2. Ю.А. Аветисян, Е.Д.Трифонов, Оптика и спектроскопия, **105**,№4, 631-639 (2008).

3. Yu. A. Avetisyan, E.D. Trifonov, *Laser Physics*, **19**, Nº4, 545–546 (2009).

4. W. Ketterle, Phys. Rev. L, 106, 118901 (2011).

5. L.Dong M.G. Payne, E.W. Hagley, Phys. Rev. L, 104, 050402, (2010).

ЗАПИСЬ КОГЕРЕНТНОГО СОСТОЯНИЯ СВЕТА В ОПТИЧЕСКИ ПЛОТНЫЙ АТОМНЫЙ АНСАМБЛЬ

ШереметА.С.¹, GinerL.², VeissierL.², КуприяновД.В.¹, GiacobinoE.², LauratJ.²

¹Санкт-Петербургский Государственный Политехнический Университет, Санкт-Петербург, Россия

²LaboratoireKastlerBrossel, UniversitePierreetMarieCurie, Paris, France

В представленной работе рассматривается когерентное взаимодействие света с атомным ансамблем, в условиях эффекта электромагнитной индуцированной прозрачности (ЭИП), наблюдаемого в системе сверхтонких подуровней D₂-линии атомов ¹³³Cs. Атомная среда подвергается одновременному воздействию сильного монохроматического поля с частотой ω_c в левой σ_- поляризации и слабого сигнального импульса, действующем на смежном переходе с несущей частотой $\overline{\omega}_p$ в правой σ_+ -поляризации.

эффекта наблюдения ЭИП предварительно Для экспериментального осуществляется оптическая накачка на переходе $F_0 = 4 \rightarrow F' = 4$, которая перераспределяет атомы из состояния $F_0 = 4$ в состояние $F_0 = 3$ таким образом, что зеемановский подуровень с наименьшей проекцией магнитного момента m = -3заселяется наибольшим количеством атомов. После проведения процесса накачки включается резонансное контрольное поле на переходе $F_0 = 4 \rightarrow F' = 4$ и пробное (сигнальное) поле квазирезонансное переходу $F_0 = 3 \rightarrow F' = 4$. Статическое магнитное поле скомпенсировано, и система зеемановских подуровней является вырожденной. В эксперименте измеряется интенсивность сигнального импульса в зависимости от отстройки его несущей частоты от атомного резонанса при различных значениях мощности контрольного поля.

В теоретической части работы нами рассматривается взаимодействие света с квантовой системой, описываемое системой уравнений Максвелла-Блоха. При этом учитывается взаимодействие оптических полей со всеми возможными верхними сверхтонкими подуровнями (F'=2,3,4,5), влияние которых на дисперсионные свойства среды, как показывает наш расчет, оказывается весьма существенным. Также в расчете учитывается, что в результате оптической накачки атомы заселяют несколько зеемановских подуровней основного состояния $F_0 = 3$, что приводит к инициированному контрольным полем расщеплению оптических зеемановских переходов, наблюдаемому в эксперименте.

Рассматриваемое взаимодействие полей с атомной средой представляется важным с точки зрения исследования механизмов записи, хранения и считывания информации в оптическом канале и интересно для приложений в задачах квантовой информации.

Работа выполнена при финансовой поддержке Фонда некоммерческих программ «Династия», Федеральной программы «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» и РФФИ (10-02-00103-а и 12-02-91056 НЦНИ_а).

ОДНОФОТОННЫЕ И МНОГОФОТОННЫЕ РЕЖИМЫ ДЕТЕКТИРОВАНИЯ СВЕРХПРОВОДНИКОВОГО ОДНОФОТОННОГО ДЕТЕКТОРА Кардакова А.И.*, Елезов М.С.*, Семенов А.В.*, Ан П.П.*, Казаков А.Ю.*, Тархов М.А.*'**, Гольцман Г.Н.*

*Московский педагогический государственный университет, Москва, Россия

** ЗАО «Сконтел», Москва, Россия

В данной работе показано, что сверхпроводниковый детектор (SSPD) может работать в однофотонных и многофотонных режимах детектирования. Определены условия, при которых SSPD может переходить из одного режима детектирования в другой.

Сверхпроводниковый однофотонный детектор (SuperconductingSinglePhotonDetector - SSPD) способен регистрировать одиночные фотоны оптического и ближнего ИК диапазонах. Такой детектор используется в квантовой криптографии ¹, в исследовании однофотонных источников излучения (например, квантовых точек²) и др.

Чувствительный элемент детектора представляет собой узкую полоску в виде меандра площадью 7х7 мкм² с шириной полоски 120 нм и зазором 80 нм. Меандр изготовлен из ультратонкой сверхпроводниковой пленки нитрида ниобия толщиной 4 нм. Принцип действия детектора основан на возникновении резистивной области в месте поглощения фотона. SSPDобладает рекордными и уникальными характеристиками ³ по отношению к другим аналогам, таким как APD, TESи др. Детектор обладает квантовой эффективностью до 30% на длине волны 1.26 мкм, высокой скоростью счета до 70 МГц, низким джиттером ~35 пс и скоростью темнового счета 10 Гц.

Измерения проводились при 2К методом откачной вставки ⁴. Излучение от импульсного лазера с частотой 200 МГц, длиной волны излучения 1064 нм и длиной импульса ~5 пс заводилось через одномодовое волокно на чувствительный элементSSPD.В данном эксперименте мощность излучения лазера изменялась при

помощи оптического аттенюатора. Излучение проходило через контроллер поляризации, с помощью которого, мы ориентировали вектор поляризации излучения параллельно сверхпроводящей полоске. Появление отклика детектора наблюдали на осциллографе.

При поглощении фотонов появление отклика детектора носит случайный характер,и соответственно, подчиняется Пуассоновской статистике. Если световой поток ослаблен до такой степени, что среднее число фотонов в импульсе намного меньше 1 (m<<1), то $P_{ph} \sim \frac{m^n}{n!}$, где $P_{ph}(n)$ – вероятность отклика детектора на оптический импульс с энергией равной п световым квантам, m – среднее число фотонов в импульсе. Таким образом, для однофотонного режима детектирования вероятность отклика будет равна $P_{ph} \sim m$, для двухфотонного - $P_{ph} \sim \frac{m^2}{2!}$, для трехфотонного - $P_{ph} \sim \frac{m^3}{3!}$ и т.д. ^{5,6}

Изменяя мощность лазерас помощью аттенюатора, мы снимали зависимости количества срабатываний в единицу времени от падающей мощности, при различных токах смещения(Рис.1а). Падающая мощность выражена в среднем числе фотонов в оптическом импульсе. По наклону кривых, построенных в двойном логарифмическом масштабе, можно определять режимы детектирования SSPD. При токах смещения от I_c



Рис. 1. (а) Зависимости вероятности отклика детектора от среднего числа фотонов в импульсе при различных токах смещения. (б) – Аппроксимация полиномом зависимости числа отсчетов детектора от среднего числа фотонов в импульсе при токе смещения 0.45Ic

до 0.6I_cSSPD находится в однофотонном режиме детектирования. Дальнейшее снижение тока приводит к изменению характера кривой с линейной зависимости на квадратичную, кубическую и т.д.

Чтобы проанализировать экспериментальные зависимости, мы предлагаем аппроксимировать каждую кривую полиномом вида $P(m) = \sum c_n m^n$, где $c_n - c$ вободный коэффициент, п – номер режима детектирования. Для того, чтобы определить свободный коэффициент с_n, зададим область поглощения n-числа фотонов какединичный квадрат полоски размером w*w, где w – ширина полоски. Число срабатываний, приходящихся на один квадрат полоски, прямо пропорционально вероятности поглощения nчисла фотонов P_n в пределах этой области: $cps_{\Box}^{(n)} = \eta^{(n)}P_n$. Где $\eta^{(n)}$ – внутренняя n-фотонная квантовая эффективность SSPD. Общее число срабатываний детектора по всей поверхности сверхпроводящей полоски определяется как $cps^{(n)} = N_{\Box}cps_{\Box}^{(n)} = N_{\Box}\eta^{(n)}P_n$, N_{\Box} – количество квадратов SSPD. Согласно закону Пуассона, вероятность поглощения n-числа фотонов P_n равна $P_n = \frac{(Am/N_{\Box})^n}{n!}$. Коэффициент поглощения A зависит от ориентации вектора поляризации относительно сверхпроводящей полоски и достигает максимального значения при параллельной ориентации. Отношение m/N_{\Box} – среднее число фотонов, поглощенных в пределах квадрата полоски. В наших экспериментах $m/N_{\Box} \ll 1$, поэтому экспоненциальный фактор $\exp(-m/N_{\Box})$ можно опустить. Таким образом, мы приходим к формуле, описывающей число срабатываний детектора на поглощение n-числа фотонов, $cps^{(n)} = (v\eta^{(n)}N_{\Box}^{1-n}A^n/n!) \times m^n$, где v – частота следования импульсов лазера. Если мы суммируем число отсчетов детектора в секунду по всем режимам детектирования, то получим $P(m) = \sum c_n m^n$, где $c_n = v\eta^{(n)}N_{\Box}^{1-n}A^n/n!$.

Проанализируем зависимость вероятности отклика детектора от среднего количества фотонов в оптическом импульсе, падающих на полоску SSPD при токе смещения $I_b = 0.45I_c$. Аппроксимируя экспериментальную кривую, мы получили полиномом вида $P(m) = 10 m + 0.056 m^2 + 9.8 * 10^{-5} m^3$. Каждый член полинома определяет режим детектирования.Значения коэффициентов определяют вклад режимов в зависимости от среднего числа фотонов в оптическом импульсе. Видно, что на малых мощностях в основном преобладает однофотонный режим детектирования. Вероятности двухфотонного и трехфотонного поглощения незначительны. Далее, при увеличении мощности ярко-выраженным становится двухфотонный режим

Такое представление работы SSPDв различных режимах детектирования удобно с практической точки зрения. Оно позволяет путем простого изменения тока смещения и падающей мощности переводить детектор в нужный нам режим детектирования.

1. D. Stucki, et al., New J. Phys., 11, 075003, (2009).

2. R. Hadfield, et al., Applied Physics Letters, 89, 241129, (2006).

3. G. Gol'tsman, et al., Journal of Modern Optics, 56, №15, 1670-1680, (2009).

4. A. Korneev, et al., *IEEE Selected Topics in Quantum Electronics*, **13**, № 4, 944-951 (2007).

5. G. Gol'tsman, et al., Applied Physics Letters, 79, 705-707, (2001).

6. A. Verevkin, et al., Applied. PhysicsLetters, 80, № 25, 4687-4689, (2002).

УПРАВЛЕНИЕ СВЕТОВЫМИ ИМПУЛЬСАМИ ДЕЙСТВИЕМ РАДИОЧАСТОТНЫХ ИМПУЛЬСОВ НА СРЕДУ В УСЛОВИЯХ ЭЛЕКТРОМАГНИТНО-ИНДУЦИРОВАННОЙ ПРОЗРАЧНОСТИ Тимофеев А.С., Трошин А.С.

Российский государственный педагогический университет им. А.И. Герцена, Санкт-Петербург, Россия

Рассмотреновзаимодействие среды с электромагнитно-индуцированной прозрачностью с переменным магнитным полем. Продемонстрирована возможность получения на выходе двух и более копий светового импульса; а также управляемой сильной модуляции импульса.

Во многих теоретических и экспериментальных работах, в основном, для практического решения задач оптической квантовой информатики, исследуются различные варианты управления слабыми световыми импульсами на основе эффекта электромагнитно-индуцированной прозрачности (ЭИП¹). Один из вариантов управления, с применением радиочастотных импульсов в условной четырехуровневой схеме, предложен в работе². В данном сообщении мы рассматривали систему из 4хуровневых атомов (переходы между подуровнями сверхтонкой структуры двух термов, соответствующих D2 линиинатрия, $3^2 S_{1/2}(F = 1,2) \leftrightarrow 3^2 P_{3/2}(F = 2)$, рис. 1а). Со средой взаимодействуют три поля: пробное поле ($\omega_p = \omega_{13}$) линейной поляризации, управляющее ($\omega_c = \omega_{32}$) поле и радиочастотное поле ($\omega_h = \omega_{24}$) одинаковой круговой поляризации (рис.16.).

В данной модели управление эффективностью проявления ЭИП происходит путем обратимого когерентного переноса пространственно распределенной "памяти" о форме пробного импульса по различным атомным состояниям (соответствующим нижним энергетическим подуровням) радиочастотными импульсами. Мы не учитывали, что радиочастотное поле перераспределяет населенность между всеми зеемановскими подуровнями, т.е. рассматривали упрощенную задачу, аналогичную задаче Раби для двухуровневого атома³.

В данном сообщении представлены результаты предварительных расчетов, демонстрирующих возможность эффективного многократного воспроизведения светового импульса иамплитудно-фазовой модуляции пробного импульса при прохождении через среду.

Указанные эффекты продемонстрированы на основе численного решения системы уравнений Максвелла-Блоха. В расчетах использовано приближение медленных амплитуд полей и недиагональных элементов матрицы плотности атомов, резонансное приближение и приближение заданных полей радиочастотного и управляющего импульсов.

Первый вариант управления (рис.1в) – воздействие на среду двух импульсов площадью $\frac{\pi}{4}u\frac{3\pi}{2}$. В отличие от авторов работы², мы рассмотрели радиочастотные

импульсы с длительностью более γ_3^{-1} .В результате воздействия первого импульса происходит переход части атомов в состояние 4 из состояния 2 (рис.1г), что сопровождается уменьшением интенсивности пробного импульса и сохранением формы пробного импульса в атомной когерентности ρ_{41} (рис.1д). После выхода первой копии светового импульса, в среду входит второй радиочастотный импульс. Это приводит к прояснению в среде последовательно двух световых импульсов: первого – противофазного (практически полностью поглощается средой) и второго – копии уже вышедшего светового импульса. С увлечением длительности второго радиочастотного импульса увеличивается противофазный импульс.Для варьирования амплитуды и фазы пробного импульса на выходе необходимо изменять поворот вектора Блоха (описывающего эволюцию в подпространстве состояний {2, 4}) путем изменения площади радиочастотных импульсов (рис.1е).

Мы рассмотрели также второй вариант управления, когда радиочастотный импульс действует все время, пока пробный импульс проходит через среду. Это приводит к радикальной амплитудно-фазовой модуляции (рис.2а).

В результате взаимодействия происходят когерентные осцилляции амплитуд вероятности состояний 2-4 (реализуется решение задачи Раби, см. рис.2б). Оптическая нутация 2↔4 продолжается, с затуханием, до тех пор, пока все атомы не будут переведены из состояния |2⟩ в состояние |1⟩ управляющим и пробным импульсами, т.е. вплоть до выхода из среды пробного импульса, промодулированного таким образом по амплитуде и фазе.



Рис. 1. а – уровни и переходы; б – направления распространения и поляризации импульсов в среде; в – пробный импульс на входе в среду (пунктирная линия) и на выходе из среды (сплошная линия); г – усредненные по атомам среды диагональные элементы матрицы плотности (*ρ*₂₂ - сплошная линия; *ρ*₄₄ - пунктирная линия); д – недиагональный элемент матрицы плотности *ρ*₄₁; е – пробный импульс на входе в среду (пунктирная линия) и три копии светового импульса на выходе из среды (сплошная линия) в результате воздействия трех радиоимпульсов.



Рис.2. а – пробный импульс (модуляция) на входе в среду (пунктирная) и на выходе из среды (сплошная); б – усредненные по атомам среды диагональные элементы матрицы плотности (ρ_{22} -

сплошная линия; ρ_{44} -пунктирная линия)

1. М.О. Скалли, М.С. Зубайри, Квантовая оптика: Пер. с англ., М.: Физматлит, 184 с., 2003; L.V. Hau, S.E. Harris, etal., LetterstoNature, **397**, 594, (1999); С. Liu, Z. Dutton, С.Н. Behroozi, L.V. Hau, Nature, **409**, 490, (2001); Н.А. Васильев, А.С. Трошин, ЖЭТФ, **125**, 1276, (2004);

2. R. N. Shakhmuratov, A. A. Kalachev, J. Odeurs, Phys. Rev. A, 76, 031802, (2007).

3. Л. Аллен, Дж. Эберли, Оптический резонанс и двухуровневые атомы, М.: Мир, 221 с., 1978.

ГЕНЕРАЦИЯ НЕКЛАССИЧЕСКИХ ПОЛЯРИТОНОВ В ДОПИРОВАННЫХ СРЕДАХ

Прохоров А.В., Баринов И.О., Алоджанц А.П., АракелянС.М.

Владимирский государственный университет им. А. Г. и Н. Г. Столетовых, Владимир, Россия

Развита теория формирования поляритонов пробного поля для рамановского режима Λ -схемы взаимодействия в допированном атомами ⁵⁹ Pr кристалле $Y_2 SiO_5$ в условиях сильной связи. Определена пороговая мощность оптической накачки для эффективного усиления поляритонов пробного поля, вблизи которой наблюдается перепутывание между светлыми и темными поляритонами.

На рис. 1а представлена схема модельного эксперимента для атомно-оптического взаимодействия, включающая в себя оптический кристалл Y₂SiO₅, допированный трехуровневыми атомами ⁵⁹ Pr. Квазимонохроматический импульс накачки правой циркулярной поляризации σ_p^+ с частотой ω_p и волновым вектором \vec{k}_p , присутствует в среде допированного кристалла постоянно, слабый пробный импульс со средним числом фотонов N_{ph} на центральной частоте ω_s (стоксова компонента) с волновым вектором \vec{k}_s и левой циркулярной поляризацией σ_s^- подается на вход среды и распространяется в ней сонаправленно с импульсом¹. В результате смешения фотонов пробного поля с атомными возбуждениями на переходе $|a\rangle \rightarrow |b\rangle$ происходит формирование (рамановских) поляритонов, распространяющихся под малым углом θ к полю накачки.

Полагая, что большинство атомов изначально находится в состоянии $|a\rangle$, вводим бозонные операторы уничтожения для поляритонов:

$$\Phi_{1,k} = \mu f_k + \nu a_k b_k^+, \ \Phi_{2,k} = \nu f_k^+ + \mu a_k^+ b_k , \qquad (1a,6)$$

где f_k , f_k^+ ; a_k , a_k^+ ; b_k , b_k^+ – операторы уничтожения и рождения фотонов пробного поля и атомов на уровнях $|a\rangle$ и $|b\rangle$. Данные выражения удовлетворяют коммутационному соотношению $[\Phi_{i,k}; \Phi_{j,k}^+] = \delta_{ij}$, (i, j = 1, 2) при условии $\mu^2 - \nu^2 = 1$.

Для изучения взаимных корреляционных свойств двух типов поляритонов (1) вводим параметры:

$$V_{k}^{0} = V_{k}^{\theta} \Big|_{\theta=0} = \frac{1}{4} \left\{ \Delta^{2} \left(X_{1,k} + X_{2,k} \right) + \Delta^{2} \left(Y_{1,k} - Y_{2,k} \right) \right\},$$
(2a)

$$V_{k}^{\pi/2} \equiv V_{k}^{\theta}\Big|_{\theta=\pi/2} = \frac{1}{4} \Big\{ \Delta^{2} \left(Y_{1,k} + Y_{2,k} \right) + \Delta^{2} \left(X_{1,k} - X_{2,k} \right) \Big\},$$
(26)

где $X_{1,k} = \Phi_{1,k} + \Phi_{1,k}^+$, $Y_{1,k} = -i(\Phi_{1,k} - \Phi_{1,k}^+)$, $X_{2,k} = \Phi_{2,k} + \Phi_{2,k}^+$, $Y_{2,k} = -i(\Phi_{2,k} - \Phi_{2,k}^+)$ и $\Delta^2 A$ определяет дисперсию величины A; критерием перепутывания между поляритонами (1) служат неравенства $V_k^0 < 1$, $V_k^{\pi/2} < 1$;выполнение первого из них сигнализирует о наличии неклассических амплитудных, второго – фазовых корреляций в системе.

Рассматриваемая система описывается двумя ветвями элементарных (макроскопических) возмущений с частотами:

$$\Omega_{1,2}(k) = \frac{1}{2} \left[\omega_{+} + \frac{\kappa^{2} \Delta}{\Delta^{2} + \gamma_{c}^{2}} + i \Gamma_{+} \pm \sqrt{(D + i \Gamma_{-})^{2} - 4 |\lambda|^{2}} \right],$$
(3)

где $\omega_{\pm} = \omega_{ba} \pm \omega_{ph}$, $\Gamma_{\pm} = \Gamma_{at} \pm \gamma_{ph}$; $\Gamma_{at} = \gamma_a + \gamma_b + \frac{\kappa^2 \gamma_c}{\Delta^2 + \gamma_c^2}$ – эффективная скорость

атомной релаксации, $D = \omega_{-} + \frac{\kappa^2 \Delta}{\Delta^2 + \gamma_c^2}$ – эффективная отстройка, $\omega_{ph} = \omega_p - \omega_s$ – эффективная частота фотонного поля, γ_i (i = a, b, c) характеризуют релаксационные



Рис. 1. (а) Λ -схема атомно-оптического взаимодействия для атомов ⁵⁹ Pr ; (б) модель поляритонного волновода на основе допированного атомами ⁵⁹ Pr кварцевого стекла

Выбраны атомы ⁵⁹ Pr, поскольку рабочий уровень $|c\rangle$ на рис. 1а обладает значительным временем жизни¹, что необходимо для реализации режима формирования рамановских поляритонов в отсутствии резонатора. Условия

выполнения такого приближения связаны с неравенствами: $\gamma_b << \gamma_c < \lambda$ и $\gamma_c < D$ ($\gamma_c < \Delta$).

На рис. 2а приведен спектр (3) для поляритонов пробного поля, формируемых в рассматриваемомкристалле от нормированной разности волновых векторов $\Delta k_s / k_N$, где $\Delta k_s = k_s - k_N$ и $k_N = (\omega_p - \omega_{ba} - \Delta)/c$, c – скорость света в вакууме. Величина расщепления между подуровнями $|a\rangle$ и $|b\rangle$: $\omega_{ba} = 6.4 \cdot 10^7 \text{ c}^{-1}$, скорость релаксации на оптическом переходе $\Gamma_{at} \approx \gamma_c = 7.61 \cdot 10^6 \text{ c}^{-1}$, частота отстройки поля накачки от резонанса $\Delta = 8 \cdot 10^7 \text{ c}^{-1}$ и $\gamma_{ph} = 8.1 \cdot 10^6 \text{ c}^{-1}$. При частоте Раби $\kappa = 4.9 \cdot 10^6 \text{ c}^{-1}$ напряженность поля накачки определяется как $E_p = \kappa \cdot \hbar / \mu$ и составляет 1.72 · 10⁵ В/м. Это соответствует интенсивности $I_p = 2.7 \text{ кВт/см}^2$. Полагая эффективный диаметр лазерного пучка в допированном кристалле равным 31 мкм, приводимые оценки соответствуют мощности поля накачки $P_p = 20 \text{ мВт}$ и эффективному параметру взаимодействия $|\lambda| = 4.27 \cdot 10^7 \text{ c}^{-1}$; количество фотонов в пробном импульсе на входе среды выбираем равным $N_{ph} = 100$.

В рассматриваемой Λ -схеме взаимодействияинверсия реализуются между нижними уровнями $|a\rangle$ и $|b\rangle$ и поддерживаются за счет постоянного действия сильного поля оптической накачки. В случае двухуровневой схемы без инверсии дляполяритонов верхней ветви характерен плавный переход от атомоподобных возбуждений на частоте ω_F к фотоноподобным с асимптотой $\omega = ck_s/\sqrt{\varepsilon}$ и, наоборот,для нижней ветви. При этом существует запрещенная область частот между двумя



Рис. 2 (а) Дисперсионные зависимости $\Omega_i^{(R)}$ (сплошная линия для i = 1 и пунктирная для i = 2) и (б) зависимости корреляционных параметров V_k^j (сплошная линия для $j = \pi/2$ и пунктирная для j = 0) от нормированной разности волновых векторов $\Delta k_s / k_N$. Штриховыми линиями обозначены асимптоты на рис.2a и единичный уровень на рис.2б.

поляритонными ветвями, которая соответствует полному отражению света от среды. В рассматриваемой модели переход между поляритонными ветвями происходит скачкообразно в узкой области совпадения хода верхней и нижней поляритонных ветвей (см. рис. 2a). Такое поведение возможно в изучаемом режиме сильной связи, когда справедливо $|\lambda| > \Gamma_-$. В этом случае подкоренное выражение в (3) становится меньше нуля и в системе возникают потери (усиление) поляритонов.

Особенность зависимостей на рис. 2а – наличие локального минимума энергии в точке k_0 для верхней дисперсионной ветви, вблизи которого могут существовать два

поляритона одинаковой энергии, но с различными значениями волнового вектора k_1 и

 k_2 . При этом групповая скорость $\upsilon_1^g = \frac{\partial \Omega_1^{(R)}}{\partial k}$ поляритона с волновым вектором k_1 становится отрицательной величиной.

На рис. 2б представлен вид зависимостей V_k^0 и $V_k^{\pi/2}$, которые демонстрируют наличие сильных фазовых корреляций $V_k^{\pi/2} < 1$ между светлыми и темными поляритонами, проявляющихся в области сближения поляритонных ветвей. Это определяет перспективы генерации и управления неклассическими связанными поляритонными состояниями, аналогично бифотонам в оптике ^{2,3}.

1. A.V. Turukhin, V.S. Sudarshanam, M.S. Shahriar, J.A. Musser, B.S. Ham, P.R. Hemmer, *Phys. Rev. Lett.*, 88, 023602, (2002).

2. В.А.Аверченко, Ю.М. Голубев, К.В. Филоненко, К. Фабр, Н. Трепс, *Опт. испектр.*, 110, № 6, 979, (2011).

3. А.В. Бурлаков, Л.А. Кривицкий, С.П. Кулик, Г.А. Масленникова, М.В. Чехова, *Onm. u cnekmp.*, 94, №5, 743, (2003).

ВЛИЯНИЕНАЧАЛЬНОЙИНВЕРСИИ РЕЗОНАНСНЫХ АТОМОВ НА ПАРАМЕТРЫ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ИМПУЛЬСА В НЕПРЕРЫВНОМ РЕЗОНАНСНОМ ФОТОННОМ КРИСТАЛЛЕ Л.В.Фролова, Б.И.Манцызов

Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова

Аналитически и численно рассматривается нелинейное взаимодействие лазерного излучения с одномерным непрерывным резонансным фотонным кристаллом (РФК) в случае различных начальных условий: 1) атомы изначально не возбуждены (инверсия $n(\xi, \tau = 0) = -1$), 2) атомы возбуждены до инверсии $n(\xi, \tau = 0) = 0$. Здесь $\xi = x / 2\tau_c c$, $\tau = t / 2\tau_c$ - пространственная и временная безразмерные переменные соответственно, структура периодична вдоль оси x.

В двухволновом приближении при полуклассическом подходе взаимодействие оптического излучения с непрерывным РФК описывается системой самосогласованных двухволновых уравнений Максвелла-Блоха [1]

$$\pm \Omega_{\xi}^{(\pm)}(\xi,\tau) + \Omega_{\tau}^{(\pm)}(\xi,\tau) = 4 \left\langle P(\xi,\tau)\tilde{\rho}(\xi)e^{\pm ik'\xi} \right\rangle_{\lambda'},\tag{1}$$

$$P_{\tau}(\xi,\tau) = n(\xi,\tau) [\Omega^{(+)}(\xi,\tau)e^{ik'\xi} + \Omega^{(-)}(\xi,\tau)e^{-ik'\xi}], \qquad (2)$$

$$n_{\tau}(\xi,\tau) = -\operatorname{Re}\left\{P*(\xi,\tau)[\Omega^{(+)}(\xi,\tau)e^{ik'\xi} + \Omega^{(-)}(\xi,\tau)e^{-ik'\xi}]\right\}, \qquad (3)$$

где $\Omega^{(\pm)} \equiv 2(\mu \tau_c/\hbar) E_0^{\pm}$, E_0^{\pm} - комплексные амплитуды электрического поля падающей (+) и дифрагированной (-) волн, μ - матричный элемент дипольного момента перехода, *P*- безразмерная характеристика среднего дипольного момента атома, $\rho(\xi, \tau) = \rho_0 \tilde{\rho}(\xi)$ - концентрация резонансных атомов, $\tilde{\rho}(\xi)$ - безразмерная

периодическая функция концентрации резонансных атомов, $\tau_c^2 = 8T_1 / 3c\rho_0\lambda^2$ - кооперативное время, $k' = 2\pi / \lambda'$, $\lambda' = \lambda / 2\tau_c c$; угловые скобки обозначают усреднение по пространственной области $\Box \lambda'$; нижние индексы ξ , τ обозначают частные производные по ξ и τ соответственно.

Для изначально невозбужденного непрерывного РФК с произвольной функцией пространственного распределения концентрации резонансных атомов получено аналитическое решение системы (1)-(3), представляющее собой брэгговский солитон самоиндуцированной прозрачности[2]. Скорость распространения брэгговского солитона в структуре зависит от длительности и амплитуды входного импульса.

Полученное аналитическое решение подтверждено численно.

В случае, когда резонансные атомы изначально когерентно возбуждены до инверсии $n(\xi, \tau = 0) = 0$, при помощи численного решения граничной задачи показано, что брэгговского отражения в среде не происходит. При таком начальном условии импульс площадью 2π , имеющий произвольную амплитуду на входе в структуру, внутри нее не испытывает брэгговского отражения, распространяясь со скоростью, близкой к скорости света в однородной диэлектрической матрице. Результаты численного моделирования подтверждены аналитическим решением системы (1)-(3) с учетом нулевой начальной инверсии:

$$\begin{split} \Omega^{(+)}(\xi,\tau) &= \Omega^{(+)}(\phi), \ \phi = \frac{\xi - v\tau}{v\tau_p}, \\ \Omega^{(-)} &= 0, \\ n(\xi,\tau) &= -\sin(k'\xi)\sin\theta; \\ \operatorname{Re} P(\xi,\tau) &= -\sin(2k'\xi)\sin^2(\theta/2); \\ \operatorname{Im} P(\xi,\tau) &= \sin^2(k'\xi)\cos\theta + \cos^2(k'\xi), \\ \mathrm{Tge} \quad \theta &= \int_{-\infty}^{\tau} \Omega^+(\xi,\tau')d\tau' \text{ - блоховский угол, } \tau_p = t_p / 2\tau_c \text{ - безразмерная длительность} \end{split}$$

падающего импульса, v = 1 - скорость импульса, нормированная на скорость света c.

Подавление брэгговского отражения также наблюдается и в случае некогерентных начальных условий:

$$n(\xi, \tau = 0) = 0; \ P(\xi, \tau = 0) = e^{i\varphi(\xi)}$$

где начальная фаза диполя $\varphi(\xi)$ задается случайным образом из интервала значений $[0, 2\pi]$.

Таким образом, выбором начальных условий, т.е. определенным образом «подготавливая» начальное состояние резонансных атомов, можно управлять динамикой импульсов в непрерывном РФК.

1. Б. И. Манцызов, Когерентная и нелинейная оптика фотонных кристаллов, Физматлит, Москва (2009).

2. Л. В. Фролова, Б. И. Манцызов // Учён. зап. Казан. гос. ун-та. Сер. Физ.-матем. науки 2010, 152, № 2, стр. 172–178.

ОБРАЩЕНИЕ ВОЛНОВОГО ФРОНТА ПРИ ЧЕТЫРЕХВОЛНОВОМ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ НА РЕЗОНАНСНОЙ И ТЕПЛОВОЙ НЕЛИНЕЙНОСТЯХ В ПРИБЛИЖЕНИИ БОЛЬШИХ КОЭФФИЦИЕНТОВ ОТРАЖЕНИЯ Акимов А.А., Ивахник В.Г., Никонов В.И.

Самарский Государственный Университет, Самара, Россия

Исследовано взаимодействие четырех монохроматических волн в среде с двумя типами нелинейности: резонансной и тепловой. Построены зависимости амплитудных коэффициентов отражения и пропускания, полуширины полосы пространственных частот объектной и сигнальной волн от нормированной интенсивности волн накачки.

Одним из методов обращения волнового фронта (ОВФ) излучения является процесс четырехволнового взаимодействия (ЧВВ). Процесс ЧВВ - это нелинейный процесс, в котором взаимодействие трех волн (двух волн накачек и сигнальной волны) приводит к генерации четвертой волны (объектной). Объектная волна получается за счет дифракции одной из встречных волн накачки на решетке, записываемой в нелинейной среде другой волной накачки и сигнальной волной. К образованию решетки в среде могут привести различные свойства и механизмы, ответственные за изменение комплексной диэлектрической проницаемости: нелинейная поляризуемость электронов, генерация свободных носителей, тепловой нагрев среды, насыщение резонансного перехода в поглощающей или усиливающей среде и другие. При взаимодействии излучения с реальной средой обычно несколько механизмов могут одновременно вносить заметный вклад в изменение комплексной диэлектрической проницаемости. Выделение вклада каждого отдельного механизма является важной научной и практической задачей с точки зрения исследования нелинейных свойств оптических сред, в частности, для обращения волнового фронта при ЧВВ.

При четырехволновом взаимодействии в поглощающих средах, например, в средах с резонансной нелинейностью существенный вклад в объектную волну может быть обусловлен наличием тепловой нелинейности¹⁻².

Ключевым моментом в процессе изучения четырехволнового взаимодействия является соответствие между комплексными амплитудами сигнальной и объектной волн. Как правило, анализ данного соответствия проводился в приближении малых коэффициентов отражения. Однако выполнены эксперименты, в которых коэффициент отражения существенно превышает единицу³. Таким образом, представляет интерес изучение качества ОВФ излучения в приближении больших коэффициентов отражения. В этом случае учитывается наличие в нелинейной среде динамической решетки, которая образуется при интерференции объектной волны и второй волны накачки. При больших коэффициентах отражения существенное влияние на качество ОВФ оказывает самодифракция волн накачки⁴.

В работе нелинейная среда моделируется трехуровневой схемой энергетических уровней с учетом возбужденных синглетного и триплетного уровней.

Процесс четырехволнового взаимодействия описывается с помощью стационарного волнового уравнения и уравнения Пуассона. Изменение температуры представляется в виде суммы медленно и быстро осциллирующих в зависимости от поперечной координаты составляющих. Волны накачки считались плоскими и распространяющимися строго вдоль оси Z. Амплитуды сигнальной и объектной волн раскладывались по плоским волнам. Составляющие температуры раскладывались по гармоническим решеткам. В приближении заданного поля по волнам накачки получена система связанных дифференциальных уравнений для пространственных спектров

сигнальной и объектной волн, которая дополняется уравнениями для пространственных спектров тепловых решеток.

С учетом граничных условий система уравнений анализировалась численными методами для установления связи между пространственными спектрами сигнальной и объектной волн. Были построены зависимости амплитудных коэффициентов отражения и пропускания, полуширины полосы пространственных частот объектной и сигнальной волн от интенсивности волн накачки. С ростом интенсивности волн накачки наблюдается монотонное увеличение, а затем уменьшение коэффициентов отражения и пропускания. При увеличении параметра, характеризующего соотношение между резонансной и тепловой нелинейностями, максимум зависимости коэффициента отражения от интенсивности волн накачки возрастает, его ширина сужается, происходит сдвиг максимума в сторону меньших значений интенсивности. При фиксированном значении параметра с ростом разности между интенсивностями волн накачки максимальное значение коэффициента отражения уменьшается, а ширина максимума увеличивается.

С ростом интенсивности волн накачки полуширина полосы пространственных частот объектной волны вначале уменьшается, а затем возрастает. При равных интенсивностях волн накачки наблюдается корреляция между зависимостями амплитудных и пространственных характеристик от интенсивности волн накачки. Рост коэффициента отражения соответствует уменьшению полуширины полосы пространственных частот объектной волны и наоборот. Если интенсивности волн накачки и полуширины полосы постранственных частот объектной волны и наоборот. Если интенсивности волн накачки не равны, однозначная связь между зависимостями коэффициента отражения и полуширины полосы пространственных частот объектной волны от интенсивности волн накачки неравны, однозначная связь между зависимостями коэффициента отражения и полуширины полосы пространственных частот объектной волны от интенсивности волн накачки неравны, однозначная связь между зависимостями коэффициента отражения и полуширины полосы пространственных частот объектной волны от интенсивности волн накачки неравны, однозначная связь между зависимостями коэффициента отражения и полуширины полосы пространственных частот объектной волны от интенсивности волн накачки нарушается.

При больших коэффициентах отражения характер изменения нормированных полуширин полос пространственных частот сигнальной и объектной волн с ростом интенсивности волн накачки качественно совпадает.

1. Б.Я. Зельдович, Н.Я. Пилипецкий, В.В. Шкунов, Обращение волнового фронта, 240, (1985).

2. В.В.Ивахник, Обращение волновогофронта при четырехволновом взаимодействии, 246, (2010).

3. Н.Ф. Андреев, В.И. Беспалов, А.М. Киселев, А.З. Матвеев, Г.А. Пасманик, А.А. Шилов, *Письма в ЖЭТФ*, 32, №11, 639-642, (1980).

4. А.А. Акимов, В.В. Ивахник, В.И. Никонов, *Компьютерная оптика*, 35, №2, 250-255, (2011).

ИНДУЦИРОВАНИЕ НЕПЕРИОДИЧЕСКИХ ВОЛНОВОДНО-ОПТИЧЕСКИХ СТРУКТУР В НИОБАТЕ ЛИТИЯ В УСЛОВИЯХ ОДНОРОДНОГО НАГРЕВА Иванов М.С.,Кортушанов Д.А., Парханюк А.Н., Шандаров В.М.

Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники, Томск, Россия

Представлены экспериментальные результаты исследования возможности формирования непериодических волноводно-оптических структур в номинально чистых кристаллических образцах ниобата лития с учётом вклада пироэлектрического эффекта.

Усложнение топологии многоэлементных волноводных структур расширяет возможности реализации в них оптических аналогов эффектов, характерных для непериодических нелинейных квазипериодических И систем. Переход к непериодической топологии волноводных структур расширяет возможности реализации в них оптических аналогов некоторых эффектов, известных в атомной физике и физике твердого тела [1]. Целью данной работы явилось исследование возможности формирования малоэлементных волноводно-оптических структур в кристаллах LiNbO₃ с учётом вклада пироэлектрического эффекта.

Как известно, существует возможность практически полной компенсации дифракционного расплывания световых пучков и создания волноводных структур в кристаллических образцах ниобата лития при вкладе пироэлектрического эффекта [2].



Рис. 1. Схема реализации проекционного метода записи малоэлементной волноводно-оптической структуры

При проекционном волноводно-оптической методе записи структуры изображение малоэлементной структуры (n=5, ширина одного элемента Л=20 мкм) амплитудного транспаранта («2») с помощью цилиндрической линзы («3») проецируется на входную грань номинально чистого кристаллического образца ниобата лития («6») с линейными размерами 3,5x3,5x11 мм. В качестве источника когерентного излучения с длиной волны λ=532 нм используется лазер на иттрийалюминиевом гранате с неодимом с удвоением частоты («1»). С помощью элемента Пельтье («5») производится постепенный нагрев образца в течение всего времени экспонирования. Микрометрический столик («4») позволяет смещать исследуемый образец в поперечном направлении относительно светового пучка. Мощность пучка составляла 50 мВт, за время экспонирования t=6 минут температура образца была поднята до 47 °C. Нагрев до большей температуры не проводится, так как при дальнейшем повышении температуры наблюдается фокусировка светового пучка в толще кристалла и как следствие искажается картина распределения светового поля на Это объясняется тем, выходной грани кристалла. что поле создаваемое пироэлектрическим током превышает поле, создаваемое фоторефрактивным эффектом, который, несмотря на отсутствие примесей, проявляется достаточно сильно. Схема экспериментальной установки показана на рисунке 1.

Исследование полученной в кристалле ниобата лития непериодической волноводно-оптической структуры проводилось методом одноэлементного возбуждения света с помощью экспериментальной схемы, изображенной на рисунке 2.



Рис. 2. Схема исследования непериодической волноводно-оптической структуры методом одноэлементного возбуждения света

Кристалл с индуцированной волноводной системой («3) расположен на поворотном столике с микрометрической подвижкой («4»), что позволяет варьировать направление распространения света и смещать структуру в поперечном направлении относительно светового пучка с достаточно высокой точностью. Луч Не-Ne лазера ЛГН-207-А («1») с поляризацией, соответствующей необыкновенной волне в

кристалле, фокусируется на входную плоскость с помощью сферической линзы («2»). Изображение выходной граникристалла проецируется с помощью изображающей линзы («5») на ПЗС матрицу видеокамеры («6»), сигнал которой обрабатывается персональным компьютером. Сфокусированный до размеров одного волновода лазерный луч сдвигаем перпендикулярно волноводам и освещаем по одному элементу.

На рисунке 3 представлены картины распределения световых полей на выходной грани кристалла при возбуждении различных элементов полученной волноводной системы.

Полученные картины световых полей на выходной грани кристалла говорят о наличии в кристаллическом образце наведенных оптических неоднородностях. Таким образом, экспериментально продемонстрирована возможность оптического индуцирования непериодических (малоэлементных) волноводно-оптических структур в номинально чистых кристаллических образцах ниобата лития с учётом вклада пироэлектрического эффекта.

Работа выполнена при финансовой поддержке Минобрнауки РФ (НИР РНП.2.1.1.429, НИР по госконтракту No 02.740.11.0553), РФФИ (совместный проект РФФИ-ГФЕН Китая, грант 11-02-91162-ГФЕН_а).



Рис. 3. Картины распределения световых полей на выходной грани кристалла, полученные пошаговой съёмкой, при освещении сфокусированным лазерным лучом

1. А.В. Гусев, А.В. Каншу, К.В. Шандарова, В.М. Шандаров, Е.В. Смирнов, Д. Кип, Х. Рютер, Я. Тан, Ф. Чен, *Известия вузов*, **51**, №9, 57-62, (2008).

2. А.Н. Парханюк, А.О. Маркин, В.М. Шандаров, Ф. Чен, Доклады ТУСУРа, 24, №2, 124-127, (2011).

ПРЕОБРАЗОВАНИЕ ОПТИЧЕСКИХ ВИХРЕЙ ПОЛЯРИЗАЦИОННЫМИ ДИНАМИЧЕСКИМИ ГОЛОГРАМАМИ Горбач Д.В., Романов О.Г., Толстик А.Л.

Белорусский государственный университет, Минск, Беларусь

В настоящей работе представлены результаты исследования закономерностей преобразования сингулярных световых пучков (оптических вихрей) при поляризационной записи динамических голограмм, сформированных импульсными гауссовыми и сингулярными световыми пучками в растворах красителей. Для получения эффективного энергообмена между световыми пучками, как правило, используют одинаково поляризованные волны, когда пространственно модулированное интерференционное поле приводит к записи динамических решеток за счет пространственной модуляции оптических параметров фоточувствительной среды (изменение показателя преломления и (или) коэффициента поглощения). При поляризационной голографической записи опорная и сигнальная волны поляризованы таким образом, что суммарная интенсивность этих волн остается постоянной и имеет место только пространственная модуляция состояния поляризации света в соответствии с разностью фаз записывающих голограмму волн. Переход к поляризационной записиголограмм позволяет управлять поляризацией дифрагированного излучения и получать информацию о строении и анизотропных свойствах среды, что имеет перспективы использования в системах поляризационной оптической памяти. Поляризационная запись динамических голограмм в растворах сложных органических соединений (красителей) возможна вследствие наведенной анизотропии поглощения среды¹.

вырожденное четырехволновое Экспериментально взаимодействие поляризованных гауссовых и сингулярных световых пучков исследовалось при записи пропускающих динамических голограмм в схеме попутного распространения опорного и сигнального световых пучков в растворе красителя Родамин 6Ж. Схема экспериментальной установки представлена на Рис.1. Лазер на алюмоиттриевом гранате *1* (расходимость светового пучка $\theta_{0.5} \le 2$ мрад, длительность импульса $\tau = 20$ нс) работал в режиме генерации второй гармоники излучения (λ =532 нм). Опорная E_1 и сигнальная E_S волны формировались светоделителем 2 и зеркалами 4, 5. Для согласования оптической длины пути сигнальной и опорной волн использовалась линия задержки 6. Для получения сигнального светового пучка с винтовой дислокацией волнового фронта использовались компьютерно-синтезированные транспаранты 7, записанные в слоях полиметилметакрилата, содержащего фенантренхинон, с дифракционной эффективностью около 25%. Сингулярный пучок направлялся в кювету 10 с этанольным раствором красителя Родамин 6Ж под небольшим углом к опорной волне с помощью зеркала 8. Считывающая волна E₂ направлялась в кювету с раствором красителя точно навстречу опорной волне E₁ с помощью подвижного зеркала 3. Малый угол (ү≈30 мрад) между направлениями распространения опорной и сигнальной волн и поперечные размеры опорных и сигнального пучков (r₀ = 250 мкм и обеспечивали эффективное пространственное $r_{0S} = 75 - 150$ мкм) перекрытие взаимодействующих световых пучков в кювете с раствором красителя. Для выделения дифрагированного пучка использовалось полупрозрачное зеркало 9 и диафрагма 11. С помощью ССД-камеры, размещенной на выходе интерферометра Маха-Цендера 12, содержащего шторку 13 регистрировались пространственные профили интенсивности световых пучков и интерференционные картины для сигнального и дифрагированного световых пучков позволяющие идентифицировать их топологическую структуру. Поляризация взаимодействующих волн изменялась посредством внесения в пучок фазовой пластинки $\lambda/2$ (14', 14'', 14'''), при этом состояние поляризации обращенной волны анализировалось с помощью призмы Глана 15.



Рис. 1. Схема экспериментальной установки

Результаты экспериментального исследования частотно-вырожденного четырехволнового взаимодействия в этанольном растворе красителя Родамин 6Ж приведены на Рис. 2, 3.

На начальном этапе все взаимодействующие волны имели одинаковую поляризацию – вертикальную. Дифрагированная волна также оказалась вертикально поляризованной. Затем, последовательно, в направление распространения каждой из взаимодействующих волн (положения 14', 14'', 14'') вносили фазовую пластинку $\lambda/2$, которая поворачивала плоскость поляризации на π/2. Таким образом, были получены взаимной ориентации плоскостей все возможные комбинации поляризации взаимодействующих 2 волн. Ha Рис. приведено состояние поляризации дифрагированной волны E_D при различных поляризациях опорной E_1 , сигнальной E_S и считывающей E_2 волн.

E_1	1	+	Ť	1
Es	1	Ť	+	↑
E_2	1	1	Ť	+
ED	1	+	+	-

Рис. 2 – Состояния поляризации дифрагированной волны E_D при различных поляризациях опорной E_1 , сигнальной E_S и считывающей E_2 волн

При проведении эксперимента также исследовались вид пространственного распределения и топологическая структура обращенной волны. Для регистрации пространственного распределения пучка одно из плеч интерферометра Маха-Цендера перекрывалось шторкой 13,и на камеру поступал только один пучок.

На Рис. 3 приведены изображения пучков, полученных в эксперименте (верхний ряд), а также соответствующие им интерферограммы (нижний ряд), подтверждающие наличие топологического заряда. Изображения на Рис. 3, *a*, *e* соответствуют

сигнальной волне Е_S. В данном случае в качестве сигнальной волны использовался сингулярный пучок с топологическим зарядом *m*=1, ЧТО подтверждается интерферограммой, в которой, как и следует из вида схемы, используемой для заряда, добавляется две интерференционных полосы. Остальные регистрации соответствуют изображения на Рис. 3. пространственному распределению дифрагированной полученной одинаковых волны E_D , при поляризациях взаимодействующих волн (б) и при измененном состоянии поляризации опорной E₁ (г), и считывающей E_2 Соответствующие (в), сигнальной E_{S} (∂) ВОЛН. интерферограммы (см. Рис. 3, ж – к) показывают, что при любой комбинации взаимодействующих волн топологический поляризаций заряд. внесенный сформированную динамическую голограмму, передается обращенной волне и по модулю он равен заряду сигнальной волны E_{S} .



Рис. 3. Пространственные распределения пучков полученных в эксперименте и соответствующие им интерферограммы

Таким образом, экспериментально определена зависимость состояния поляризации дифрагированной сингулярной волны (оптического вихря) от взаимной ориентации плоскостей поляризации взаимодействующих волн при поляризационной записи динамических голограмм в схеме вырожденного по частоте четырехволнового взаимодействия в растворе красителя.Показано,что величина топологического заряда, переданного дифрагированной волне, остается постоянной при любой комбинации ориентаций плоскостей поляризации взаимодействующих волн.

Работа частично поддержана Белорусским республиканским фондом фундаментальных исследований в рамках проекта Ф11К-136.

1. О.Ормачеа, А.Л. Толстик, Известия РАН. Серия физ., 69, 1144–1146, (2005).

ВЛИЯНИЕ ПОЛЯРИЗАЦИИ ИЗЛУЧЕНИЯ НА ЭФФЕКТ ДИФРАКЦИОННОГО ДЕЛЕНИЯ ИМПУЛЬСА В ФОТОННОМ КРИСТАЛЛЕ ИЗ ПОРИСТОГО КВАРЦА Скорынин А.А., Новиков В.Б., Свяховский С.Е., Майдыковский А.И., Мурзина Т.В., Бушуев В.А., Манцызов Б.И.

Московский Государственный Университет им. Ломоносова, Москва, Россия

В работе рассматривается эффект дифракционного деления импульса в фотонном кристалле, изготовленном из пористого плавленого кварца. Экспериментально и теоретически показано, что величина временной задержки между импульсами зависит от поляризации падающего излучения.

Наличие эффекта дифракционного деления импульса (ДДИ) при брэгговской дифракции в геометрии Лауэ в фотонном кристалле (ФК) было теоритически предсказано как в случае линейного ФК [1], так и нелинейного резонансного ФК [2]. В случае линейного взаимодействия эффект ДДИ заключается в образовании внутри структуры двух мод, локализованных в слоях ФК с различными показателями преломления, и поэтому распространяющихся с различными групповыми скоростями. Это приводит к тому, что каждому лазерному импульсу на входе в ФК соответствует два импульса на выходе (рис. 1). Величина временной задержки между импульсами и их свойства зависят от параметров структуры и излучения [1, 3].



Рис. 1. ДДИ импульса при брэгговской дифракции в геометрии Лауэ

Теоретическое описание эффекта было получено путем обобщения граничной задачи брэгговской дифракции в геометрии Лауэ в одномерном ФК [1, 3] на случай р-поляризации падающего импульса. Было показано, что эффект ДДИ здесь также наблюдается, а величина временной задержки между импульсами несколько больше, чем в случае s-поляризации.

Для экспериментального обнаружения ДДИ были изготовлены образцы ФК из пористого оксида кремния (кварца) [4]. Полученные таким образом структуры обладали достаточно большой модуляцией показателя преломления (0.1-0.2), большим количеством периодов (более 300) и, как было установлено в экспериментах, не содержали заметных объемных дефектов. Всё это позволило экспериментально наблюдать эффект ДДИ и измерить величины временных задержек между импульсами для случаев s- и p-поляризаций.

С учетом оптической анизотропии пористого кварца [4] и решеточной дисперсии, обусловленной периодической структурой ФК, измеренные величины задержки импульсов хорошо согласуются с теоретическими расчетами для каждой поляризации излучения.

1. V.A. Bushuev, B.I. Mantsyzov, A.A. Skorynin, Phys. Rev. A79, 053811 (2009).

2. Б. И. Манцызов, Когерентная и нелинейная оптика ФК, Москва (2009).

3. А. А. Скорынин, В.А. Бушуев, Б.И. Манцызов, ЖЭТФ, Т. 142, 64 (2012).

4. H. Föll, M. Christophersen, J. Carstensen, and G. Hasse, *Materials Science and Engineering*, **39** (4), 93-141 (2002).

АНАЛИЗ ДИФРАКЦИОННОЙ ЭФФЕКТИВНОСТИ РЕШЕТОК КОЭФФИЦИЕНТА УСИЛЕНИЯ В МНОГОПЕТЛЕВОМ ГОЛОГРАФИЧЕСКОМ ND³⁺:YAG ЛАЗЕРЕ Погода А.П., Юсупов М.Р., Лебедев В.Ф., Сметанин С.Н.*

Санкт-Петербургский балтийский государственный университет «ВОЕНМЕХ», Санкт-Петербург, Россия *Научно-исследовательский центр лазерных материалов и технологий ИОФ РАН, Москва, Россия

Представлен многопетлевой голографический Nd³⁺:YAG лазер высокой яркости, реализующий явление обращения волнового фронта. Проведен детальный анализ дифракционной эффективности решеток коэффициента усиления, приводящих к получению высокой яркости лазера.

Получение высокого качества излучения при высокой энергии в импульсе является труднодостижимой задачей. Однако именно яркость лазерных источников является важной характеристикой излучения, определяющей эффективность решения, например, задачи передачи данных на дальние расстояния.

Эффективным способом исправления оптических неоднородностей в средах лазеров обращение волнового фронта (OBΦ). Явление таких является четырехволнового смешения является одним из наиболее эффективных способов реализации ОВФ. Простая схема реализации ЧВС достигается в петлевых резонаторах. Кристаллы Nd-YAG являются активной средой мощных твердотельных лазеров. Однако реализуемые на практике уровни коэффициента усиления, особенно при оказываются недостаточными для полупроводниковой накачке. эффективной реализации явления ЧВС в однопетлевой схеме резонатора. Поэтому возникает необходимость создания и анализа эффективности многопетлевых резонаторов.



Рис 1. Ход лучей в многопроходном петлевом резонаторе.

В петлевом резонаторе ЧВС реализуется в результате самопересечения возникающих из спонтанной люминесценции внутрирезонаторных пучков. При их интерференции возникает модуляция инверсии населенностей. Возникающую пространственную модуляцию коэффициента усиления можно рассматривать как динамическую объемную голограмму. Появление искажений изменяет фронт, записывающий голограмму, и, как следствие, восстановленный фронт, поэтому система способна компенсировать искажения динамически.

На рис.1 показана реализованная на практике многопроходная схема резонатора. В активном элементе происходит трехкратное пересечение внутрирезонаторного пучка излучения с его частью, распространяющейся в направлении генерации. Все лучи, распространяющиеся вдоль каждой пары пересекающихся прямых, создают четыре решетки. Поэтому в результате пересечения всех внутрирезонаторных лучей образуются 28 решеток. Расчет эффективности решеток показал, что наиболее эффективными являются три из них, полученные в результате интерференции выходного луча с остальными пучками. В результате формируются три независимых интерференционных картины, которые создают решетки коэффициента усиления во всей области пересечения пучков.

Внутрирезонаторные пучки, дифрагируя на образовавшихся решетках, формируют фазово-сопряженный пучок встречный к пучку, распространяющемуся в направлении генерации. В результате суперпозиции исходного луча генерации и обращенного, в резонаторе возникает пучок со скорректированным волновым фронтом.Очевидно, что увеличение количества эффективных решеток приводит к существенному снижению порога возникновения лазерной генерации. Обычно обеспечивающее обратную связь в резонаторе полупрозрачное зеркало замещается ОВФ-зеркалом на решетках коэффициента усиления. В реализованной схеме не потребовалось создавать обычно используемую в подобных схемах обратную связьс помощью выходного зеркала с низким коэффициентом отражения.

Проведены систематические исследования энергетических и спектральных свойств излучения твердотельного голографического лазера с импульсной полупроводниковой накачкой. В результате проведенных исслелований были оптимизированы линейные размеры резонатора, при которых энергия в импульсе генерации может достигать 1Дж при сохранении высокого качества излучения. Эффективность исправления искажений в активной среде лазера была подтверждена путем введения в резонатор матовой пластинки. Несмотря на внесение серьезных искажений в волновой фронт внутрирезонаторного пучка, профиль пучка генерации оставался близким к гауссовому.

Проведены измерения ширины полосы генерации посредством эталона Фабри-Перо с интервалом свободной дисперсии $\Delta\lambda=0.028$ нм. Излучение лазера преобразовывалось нелинейным кристаллом КТР во вторую гармонику $\lambda=532$ нм и очищено с помощью фильтра C3C-12, не пропускающего основную гармонику. Таким образом, зафиксировано изображение колец (рис.2а).



Рис 2. а)Изображение интерференционных колец при длине резонатора 50см, б) характерная форма импульса генерации (нижняя кривая) при длительности импульса накачки 300 мкс (верхняя кривая)

Рассчитанная ширина линии генерации составила величину $\delta\lambda = 0.002$ нм, что соответствует $\Delta v = 1.87$ ГГц. Анализ изображений интерференционных колец приводит к следующим выводам. Узкие кольца, по-видимому, порождаются первым мощным импульсом цуга (Рис. 2б). Длина волны первого импульса несколько различна для разных цугов, что выражается в изменении радиуса тонких колец. Для второго и последующих импульсов цуга вследствие меньшей интенсивности эффективность образуемых ими голографических решеток ниже, поэтому ширина полосы генерации сильно расплывается, создавая широкие неяркие кольца в рассматриваемом изображении. Таким образом, излучение лазера нельзя в полной мере характеризовать полученной шириной линии, однако существует компонента, доминирующая на уровне остальных импульсов цуга. Причем при увеличении энергии накачки из-за роста эффективности решеток контраст первого и последующих импульсов увеличивается.

1. Т.Т. Басиев, А.В. Гаврилов, В.В. Осико, С.Н. Сметанин, А.В. Федин Квантовая электроника, **33**, 659, (2003)

2. Т.Т.Басиев, А.В.Гаврилов, М.Н.Ершков, С.Н.Сметанин, А.В.Федин, А.С.Борейшо, В.Ф.Лебедев, К.А. Бельков, *Квантовая электроника*, **41**, № 3, 207-211,(2011).

РАСПРОСТРАНЕНИЕ ПОЛЯРИЗАЦИОННЫХ ИМПУЛЬСОВ СВЕТА В СРЕДЕ ДВУХУРОВНЕВЫХ АТОМОВ С ВЫРОЖДЕННЫМИ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИМИ УРОВНЯМИ БасалаевМ.Ю.^{*,***}, Бражников Д.В.^{*,**}, Зибров А.С.^{*}, Тайченачев А.В.^{*,**}, Тумайкин А.М^{*}, Юдин В.И.^{*,******}

^{*}Новосибирский государственный университет, Новосибирск, Россия ^{**}Институт лазерной физики СО РАН, Новосибирск, Россия ^{***}Новосибирский государственный технический университет, Новосибирск, Россия

Исследуются особенности распространения эллиптически поляризованных оптических импульсов в среде двухуровневых атомов с вырожденными энергетическими уровнями, находящихся в состоянии когерентного пленения населенностей. Обнаружен эффект вынужденной фазовой модуляции при вариации пространственной ориентации эллипса поляризации.

Пионерские работы по экстремальному замедлению импульсов света^{1,2} привели к всплеску интереса к резонансным средам с сильной дисперсией в режиме электромагнитно-индуцированной прозрачности. В настоящее время проводятся многочисленные исследования по управлению групповой скоростью оптических импульсов в различных средах: пары атомов, фотонные кристаллы, волоконные световоды, полупроводниковые структуры, микрорезонаторы и другие³. Интерес к этой области обусловлен, прежде всего, многообещающими перспективами для реализации оптических устройств передачи, обработки и хранения информации (в том числе квантовой), отличающихся от аналогичных электронных устройств большим быстродействием, высокой помехоустойчивостью и сохранением конфиденциальности передаваемой информации.

В оптике широкое распространение получила скалярная модель поля и модель невырожденных энергетических уровней для среды. Такое приближениеявляется вполне адекватным для ряда задач, но, тем не менее, носит ограниченный характер.Реальное оптическое поле имеет векторную природу, а энергетические уровни реальных атомов, вырождены по проекции углового момента. Вследствие этого, поляризационный аспект взаимодействия атомов с полем может играть ключевую роль при изучении некоторых явлений и процессов. Вместе с тем, это направление исследований недостаточно развито. Так, например, в подавляющем большинстве работ, связанных с распространением света, рассматривается только амплитудная модуляция волн в рамках скалярной модели. Однако поляризация (в общем случае эллиптическая) и ее пространственная ориентация являются равноправными степенями свободы наравне с амплитудой и фазой. Поэтому, учет поляризационного аспекта может привести к обнаружению качественно новых эффектов. В особенности это касается нелинейных режимов взаимодействия атомов с полем.

В настоящей работе в рамках адиабатического приближения развивается общий подход к распространению импульсов света в резонансных атомных средах, основанный на формализме матрицы плотности с учетом зеемановского вырождения энергетических уровней и уравнениях Максвелла для векторного электромагнитного поля. Рассмотрение ведется вне рамок теории возмущений по величине амплитуды поля. Решение для матрицы плотности ищется в виде ряда по производным от медленной огибающей поля, что позволяет получить нелинейное укороченное уравнение Максвелла с учетом эффектов дисперсии. В качестве конкретного

примераприменения данного подхода исследуется прохождение эллиптически поляризованных импульсов света через ансамбль резонансных двухуровневых атомов(Рис.1) в условиях когерентного пленения населенностей^{4,5} (КПН). Показано, чтопространственно-временная эволюция параметров поля описывается системой дифференциальных уравнений

$$\begin{cases} \left(\partial_{z} + c^{-1}\partial_{t}\right)A = 0, \\ \left(\partial_{z} + c^{-1}\left[1 + s(\varepsilon, A)\right]\partial_{t}\right)\varepsilon = 0, \\ \left(\partial_{z} + c^{-1}\left[1 + s(\varepsilon, A)\right]\partial_{t}\right)\phi = 0, \\ \left(\partial_{z} + c^{-1}\partial_{t}\right)\alpha = \sin\left(2\varepsilon\right)\left(\partial_{z} + c^{-1}\partial_{t}\right)\phi, \end{cases}$$
(1)

где A – амплитуда поля, ε – угол эллиптичности, ϕ – угол пространственной ориентации эллипса поляризации, α – фаза поля, c – скорость света в вакууме. Параметр $s(\varepsilon, A)$ зависит от эллиптичности и амплитуды поля и представляет собой коэффициент, определяющий скорость распространения импульсов.



Рис. 1.а) Схема светоиндуцированных переходов; b) Параметризация вектора поляризации

Для параметра $s(\varepsilon, A)$ получено аналитическое выражение, которое для "темных" переходов типа $J_g = J \rightarrow J_e = J (J - целое)$ имеет вид

$$s(\varepsilon, A) = \frac{2\pi N_a \hbar \omega}{A^2} \left[x^3 \frac{d}{dx} + x^2 \left(x^2 - 1 \right) \frac{d^2}{dx^2} \right] \ln P_J(x) , \ x = \cos^{-1}(2\varepsilon) , \qquad (2)$$

где J_g и J_e – полные угловые моменты основного и возбужденного состояний атома, N_a – концентрация атомов, ω – частота поля, \hbar – постоянная Планка, P_J -полиномы Лежандра. В случае "темных" переходов типа $J_g = J \rightarrow J_e = J - 1$ (J – любое) параметр $s(\varepsilon, A)$ дается выражением

$$s(\varepsilon, A) = \frac{2\pi N_a \hbar \omega}{A^2} \left(p_+ S^{(+)} + p_- S^{(-)} \right),$$
(3)

$$S^{(+)} = \frac{J}{2} \left(\frac{1 - (\tan \varepsilon)^{2J-2}}{1 + (\tan \varepsilon)^{2J}} + 2J \frac{\left[1 - (\tan \varepsilon)^2 \right] (\tan \varepsilon)^{2J-2}}{\left[1 + (\tan \varepsilon)^{2J} \right]^2} \right) \frac{\left[1 + (\tan \varepsilon)^2 \right]^2}{1 - (\tan \varepsilon)^2},$$
(4)

$$S^{(-)} = \frac{J}{2} \left(\frac{1 + (\tan \varepsilon)^{2J-2}}{1 - (\tan \varepsilon)^{2J}} - 2J \frac{\left[1 - (\tan \varepsilon)^2 \right] (\tan \varepsilon)^{2J-2}}{\left[1 - (\tan \varepsilon)^{2J} \right]^2} \right) \frac{\left[1 + (\tan \varepsilon)^2 \right]^2}{1 - (\tan \varepsilon)^2},$$
(5)

здесь p_+ и p_- населенности двух систем подуровней, соответствующих двум "темным" состояниям⁶.

Из анализа системы уравнений (1) следует, что импульсы эллиптичности и угла пространственной ориентации эллипса поляризациираспространяются с замедлением. Пространственно-временная динамика этих импульсов определяется коэффициентом $s(\varepsilon, A)$ и в общем случае имеет нелинейных характер. Однако, если амплитуда и эллиптичность стационарны, то импульс угла ориентации перемещается без искажения

с групповой скоростью $v_g = c/(1 + s)$, т.е. $\phi = \phi(t - z/v_g)$. Временную задержку в этом случае можно перестраивать, варьируя эллиптичность или амплитуду.

эллиптически установлен Для поляризованного излучения ранее неисследованный эффект вынужденной модуляции фазы при вариации пространственной ориентации эллипса поляризации⁷. Эта модуляция включает в себя пилотный импульс, проходящий среду со скоростью света в вакууме, и медленный импульс, распространяющийся синхронно с импульсом угла пространственной ориентации.

Результаты проведенного теоретического анализа расширяют представления о физике распространения поляризованного излучения в средах с КПН и, возможно, могут найти практическое приложение в области оптических коммуникаций.

Работа выполнена при поддержке Минобрнауки РФ в рамках ФЦП "Научные и научно-педагогические кадры инновационной России 2009-2013" (ГК 14.740.11.0887 и ГК 16.740.11.0466), РФФИ (гранты № 12-02-00454, 12-02-00403, 11-02-00775, 11-02-01240, 10-02-00406),РАН и Президиума Сибирского отделения РАН, Д.В.Б. и М.Ю.Б. поддержаны грантом Президента РФ (МК-3372.2012.2).

1. L.V. Hau, S.E. Harris, Z. Dutton, C.H. Behroozi, Nature, 397, 594-598, (1999).

2. M.M. Kash, V.A. Sautenkov, A.S. Zibrov et al., *Phys. Rev. Lett.*, 82, 5229-5232, (1999).

3. J.B. Khurgin, R. Tucker, «Slow light: science and applications», CRC Press, 2009.

4. Б.Д. Агапьев, М.Б. Горный, Б.Г. Матисов, Ю.В. Рождественский, УФН, 163, 1-36, (1993).

5. E. Arimondo, Progress in Optics, XXXV, 257-354, (1996).

6. В.С. Смирнов, А.М. Тумайкин, В.И. Юдин, *ЖЭТФ*, 96, 1613-1628, (1989).

7. М.Ю. Басалаев, Д.В. Бражников, А.С. Зибров, А.В. Тайченачев, А.М. Тумайкин, В.И. Юдин, *Письма в ЖЭТФ*, 95, 504-508, (2012).

ИМПУЛЬСНЫЙ РЕЖИМ СВЕРХИЗЛУЧЕНИЯ ТРЁХУРОВНЕВОЙ СРЕДЫ В ВЫСОКОДОБРОТНОМ ЦИКЛИЧЕСКОМ РЕЗОНАТОРЕ РыжовИ.В., ВасильевН.А., ВолошинА.А., Васильев А.А.*

Российский государственный педагогический университет им. А.И.Герцена, Санкт-Петербург, Россия *Академия постдипломного педагогического образования, Санкт-Петербург, Россия

Рассмотрен сверхизлучательный режим ансамблятрёхуровневых атомов (Л пространственно схема) однородно иизотропно распределённых R высокодобротном, ОДНОМОДОВОМ, циклическом резонаторе без учётадиссипативныхпотерьсистемы «резонатор - атомы - поле». Выявлен импульсный режим интенсивности поля при условии,когда в начальный момент времени нижний дублет приготовлен в виде когерентной состояний. Получена суперпозиции прямая зависимость процесса сверхизлучения от начальной населённостиверхнего состояния атомной системы. Выявлены законы сохранения, позволяющие существенно упростить решаемую задачу.

Хорошо известно, что необходимым условием существования коллективного спонтанного излучения в двухуровневой модели является наличие начальной инверсии населённостей уровней рабочегоперехода.В многоуровневых моделях, например, рассматриваемой в данной работе модели сверхизлучения (СИ) ансамбля трёхуровневых атомовс Λсхемой переходов, данное условие существенно нарушается. Причём сверхизлучение возможно как при неполном начальном заселении верхнего состояния, так и в условиях сверхизлучения без инверсии, когда начальная населенность верхнего уровня меньше половины, и большая её часть сосредоточенав нижнем дублетном состоянии.Суть эффекта обсуждалась во многих работах (например, [1-3]). Подобные трехуровневые системы реализованы экспериментально в некоторых кристаллах, например, в матрице La F_3 на ионах празеодима Pr^{+3} [4,5].

Цель данной работы, в полуклассическом приближении, на простом примере СИ ансамбля трёхуровневых атомов с Λ - схемой переходовпространственно однородно и изотропно распределённых в высокодобротном, одномодовом, циклическом резонаторе (квазистационарный случай), без учёта релаксационных потерь населённости и поляризованности (как однородной, так и связанных с неоднородным уширением),а также диссипативных процессов связанных с потерей энергии поля СИ при прохождении через веществонаселяющее резонатор, его выходом через зеркала резонатора, а также бокового излучения,выделить прямую зависимость импульсного режима СИ от начальной населённости верхнего рабочего состояния. Данная задача красиво реализуется, когда в начальный момент времени нижний дублет приготовлен в когерентном состоянии[1, 2]

$$\rho_{11}(0) = \rho_{22}(0) = -Re[\rho_{21}(0)],$$

$$Re[\rho_{21}(0)] = (1 - \alpha) / 2, \quad Im[\rho_{21}(0)] = 0,$$

$$Re[R_{3n}(0)] = R_0, \quad Im[R_{3n}(0)] = 0, \quad Re[E(0)] = Im[E(0)] = 0,$$

$$\rho_{33}(0) = \alpha, \quad 0 < \alpha \le 1, \quad n = 1, 2,$$
(1)

где ρ_{11} , ρ_{22} - населённости дублетного состояния; ρ_{33} - населённость верхнего уровня; ρ_{21} - низкочастотная когерентность; R_{3n} - амплитуды высокочастотных когерентностей [1, 2]; *E* - амплитуда напряжённости электрического поля.

Условия (1), в конечном итоге, задают симметрию в решении, что позволяет выявить интегралы движения, которые существенно сокращают количество решаемых уравнений, и как следствие, приводят к дуффингоподобному механизму генерации поля СИ с параметрическим воздействием. Как показано в работах [1-3], атомная система, в начальный момент времени приготовленная в состояниенизкочастотной когерентности нижнего дублета, будет находиться в наиболее благоприятных условиях. При этом интенсивность импульса СИ будет максимальна, а его задержка минимальна. Такая когерентность может быть сформирована, например, коротким низкочастотным $\pi/2$ -импульсом в канале 2 \leftrightarrow 1[1]. При этом данную модель можно представить системой дифференциальных уравнений Максвелла-Блоха [1, 2] в виде:

$$\dot{\rho}_{11} = ER_{31}^{*} + E^{*}R_{31}, \quad \dot{\rho}_{22} = ER_{32}^{*} + E^{*}R_{32},
\dot{\rho}_{33} = -\left(ER_{31}^{*} + E^{*}R_{31} + ER_{32}^{*} + E^{*}R_{32}\right),
\dot{\rho}_{21} = -i\,\sigma\rho_{21} + ER_{32}^{*} + E^{*}R_{31},
\dot{R}_{31} = -i\frac{\sigma}{2}R_{31} + E(\rho_{33} - \rho_{11}) - E\rho_{21},
\dot{R}_{32} = i\frac{\sigma}{2}R_{32} + E(\rho_{33} - \rho_{22}) - E\rho_{21}^{*},
\dot{E} = R_{31} + R_{32},$$
(2)

где точками обозначены производные по безразмерному времени $\tau = t \Omega$, $\Omega^{-1} = \sqrt{\hbar (2\pi\omega d^2 N)^{-1}}$ - характерная единица времени для данной задачи (Ω - аналог частоты Раби); $\sigma = \omega_{21}\Omega^{-1}$ - безразмерная частота расщепления нижнего дублета; $\mu_{31} = d_{31}/d$ и $\mu_{32} = d_{32}/d$ безразмерные дипольные моменты, где $d = \sqrt{(d_{31} + d_{32})/2}$, причём дипольные моменты, без потери общности, примем вещественными $\mu_{31} = \mu_{32} = 1$; N - концентрация атомов в резонаторе; $E = -id\tilde{E}(\hbar\Omega)^{-1}$ - безразмерная амплитуда электрического поля.

Детальное исследованиесистемы уравнений (2), с учётом условий (1), выявляет следующие закономерности

$$Re[E] = \varepsilon, \quad Im[E] = 0, \quad \rho_{21} = u + iv,$$

$$\rho_{11} = \rho_{22} = (1 - \rho_{33})/2, \quad \rho_{33} = \alpha - \varepsilon^{2},$$

$$Re[R_{31}] = Re[R_{32}] = x, \quad Im[R_{31}] = -Im[R_{32}] = y,$$

(3)

которые позволяют редуцировать систему дифференциальных уравнений (2) к виду

$$\dot{x} = \frac{\sigma}{2}y + \frac{1}{2}(3\alpha - 1)\varepsilon - \frac{3}{2}\varepsilon^3 - \varepsilon u, \quad \dot{y} = -\frac{\sigma}{2}x - \varepsilon v,$$

$$\dot{u} = \sigma v + 2\varepsilon x, \quad \dot{v} = -\sigma u + 2\varepsilon y, \quad \dot{\varepsilon} = 2x.$$
(4)

Данная система уравнений, при условии когерентности нижнего дублета (1), полностью эквивалентна уравнениям (2). Сделав подстановки

$$\xi = \varepsilon / 2, \quad u = \sigma \zeta + 2\xi^2, \quad y = \eta - 2\xi\zeta, \tag{5}$$

при условии выполнения закона сохранения $\eta = \sigma \xi/2$ реализующегося в импульсном режиме генерации поля СИ рассматриваемой модели «резонатор - атомы - поле» при условии, когда частота расщепления дублет $\sigma \Box 1$, получим следующую систему дифференциальных уравнений второго порядка характеризующих процессы квазистационарного режима генерации оптических импульсов

$$\ddot{\xi} - (\delta^2 + 3\alpha - 1 - 6\delta\zeta)\xi + 16\xi^3 = 0, \ddot{\zeta} + 4(\delta^2 + 2\xi^2)\zeta = 0, \quad \delta = \sigma/2.$$
(6)



Рис.1. Амплитуды Фурье образа напряжённости электрического поля F^{ξ} и атомной функции F^{ζ} (**a**, **б**); сечения Пуанкаре (**b**, **г**) соответствующие субгармоническому возбуждению поля ξ атомной системой ζ (выход из хаоса $\delta = 1.5$ (**a**, **b**); импульсный режим $\delta = 2.5$ (**б**, **г**)).

На рис.1(а, б) представлены амплитудно-частотные характеристики процессов выхода системы «резонатор - атомы - поле» из хаотического режима $\delta > 1$: **а** - ярко выраженное перекрытие спектра поля F ξ и атомной функции F ζ на субгармониках $\delta = 1.5$; **б** - переход в импульсный режим, перекрытие спектра «хвостами», $\delta = 2.5$.

Предвестниками хаоса часто оказываются нечетное взаимодействие на субгармониках. Например, если временную выборку субгармонического движения синхронизировать с его периодом, то отображение Пуанкаре будет представлено п точками на фазовой плоскости (рис.1.в, г). Говорят, что данное движение имеет п точек покоя[6]. Если отображение Пуанкаре не состоит из конечного множества локализованных точек или не имеет замкнутой орбиты (что соответствует квазипериодическим движениям, или «движениям на торе»), то соответствующее движение может быть хаотическим.

1. А.И.Зайцев, В.А.Малышев, Е.Д.Трифонов, И.В.Рыжов, ЖЭТФ, **15**, №2, 505 (1999).

2. V.A.Malyshev, I.V.Ryzhov, E.D.Trifonov, A.I. Zaitsev, Las. Phys, 8, No. 8, 494. (1998).

3. V.A.Malyshev, I.V.Ryzhov, E.D.Trifonov, A.I.Zaitsev, Las. Phys, 9, No4, 876, (1999).

4. А.М.Башаров, Г.Г.Григорян, Н.В.Знаменский, Э.А.Маныкин, Ю.В.Орлов, А.Ю.Шашков, Т.Г.Юкина, ЖЭТФ, **129**, №2, 239, (2006).

5. G.G. Grigoryan, Yu.V. Orlov, A.Yu. Shashkov, T.G. Yukina, N.V. Znamenskiy, *Las. Phys.*, **17**, №3, 511, (2007).

6. F.C.Moon, *Expiremental models for strange attractor vibration in elastic systems in New approaches to nonlinear problems in dynamics*, *P.J.Holmes (ed.)*, 487-495, (1980).

ТРАНСФОРМАЦИЯ ОПТИЧЕСКИХ СВОЙСТВ КРИСТАЛЛИЧЕСКИХ СРЕД (KGW, YVO₄) ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ НЕПРЕРЫВНЫМ ЛАЗЕРНЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ В ПОЛОСЕ ПРОЗРАЧНОСТИ СРЕДЫ

Ходасевич И.А. Корниенко А.А.*, Дунина Е.Б.*, Грабчиков А.С.

Институт физики им. Б.И. Степанова, НАН Беларуси, Минск, Беларусь *Витебский Государственный технологический университет, Витебск, Беларусь

В докладе обсуждаются результаты исследований по характеризации свечений (475 и 525-550 нм) и модификации пропускания в кристаллических средах при нерезонансном воздействии непрерывным лазерным излучением. В качестве кристаллических сред использованы недопированные кристаллы KGW и YVO₄.

В твердотельных лазерных системах с диодной накачкой возбуждение осуществляется, как правило, непрерывным диодным излучением попадающим в полосу поглощения ионов допирования. В случае непрерывного режима лазерной генерации для нелинейно-оптического преобразования лазерного излучения в резонаторе необходимо накопление лазерной мощности, достигающей в ряде случаев уровня плотности мощности, превышающей кВт/см². При определенных условиях фокусировки такого же уровня могут достигать плотности мощностей диодного излучения. Существует значительная литература по описанию тепловых и апконверсионных эффектов в активных кристаллических средах, допированных редкоземельными элементами. Насколько нам известно, протеканию аналогичных
процессов в кристаллической матрице внутрирезонаторных элементов (т.е. в недопированных кристаллах) до сих пор не уделялось должного внимания.

В докладе обсуждаются экспериментальные и теоретические результаты по исследованию оптических процессов, наводимых непрерывным излучением с плотностью мощности превышающей кВт/см² при его попадании в полосу прозрачности недопированной кристаллической среды. В качестве сред выбраны кристаллы KGW иYVO₄, широко используемые в качестве лазерных и комбинационноактивных сред. Рассматриваемые эффекты можно разделить по способу наблюдения: внутри и вне лазерного резонатора. В первом случае речь идет об исследовании или нелинейно-оптическим явлений обусловленных лазерным излучением, накопленным в резонаторе. Во втором случае рассматриваются явления, вызванные диодным лазерным излучением. Приводятся характеристики узкополосного свечения в области 475 нм, наблюдаемого в кристалле KGW внутри высокодобротного резонатора при накоплении излучения с длинами волн 1067 и 1180 нм. Описываются также условия возбуждения и свойства зеленого свечения в кристаллах KGW и YVO4 в области 525-550 нм при внерезонаторном нерезонансном воздействии излучением диодного лазера с длиной волны 808 нм. Демонстрируется влияние воздействия излучения диодного лазера на спектр пропускания кристалла KGW.

На основании полученных результатов делаются предположения о возможных физических механизмах, ответственных за наблюдаемые эффекты.

Полученные результаты важны для понимания процессов, происходящих в кристаллических средах при непрерывном возбуждении лазерным излучением, а также для совершенствования непрерывных диодно накачиваемых твердотельных лазерных систем, в том числе с нелинейным преобразованием лазерного излучения.

ГЕНЕРАЦИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ НА КОМБИНАЦИОННЫХ ЧАСТОТАХ ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ СИЛЬНОГО ПОЛЯ БИХРОМАТИЧЕСКОГО ИМПУЛЬСА ИЗ МАЛОГО ЧИСЛА КОЛЕБАНИЙ С ГАЗОМ В УСЛОВИЯХ ВОЗБУЖДЕНИЯ ПЛАЗМЫ С.А. Штумпф, А.А. Королев, С.А. Козлов

Национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики, Санкт-Петербург, Россия.

В работе представлен анализ нелинейного взаимодействия сильного поля бихроматического импульса из малого числа колебаний с веществом. Установлена периодическая зависимость интенсивности генерируемого в терагерцовой области излучения от относительного сдвига фаз между компонентами импульса.

Развитие нелинейной оптики импульсов из малого числа колебаний светового поля, практически получаемых сегодня уже во многих научных лабораториях^{1, 2}, ставит новые задачи по развитию теоретических подходов к планированию эксперимента и анализу его результатов. Одной из таких задач является построение математической модели распространения в диэлектрических средах полей ПКИ настолько сильных, что оптические электроны вещества становятся квазисвободными, но разрушение среды изза скоротечности взаимодействия и малой энергии ПКИ не происходит.

Представляет особенный интерес когерентное взаимодействие в диэлектрической среде пары импульсов из нескольких колебаний поля, несущие частоты которых отличаются ровно в два раза. Генерация таких комбинаций осуществляется практически с помощью нелинейных кристаллических генераторов второй гармоники и

оптических систем, обеспечивающих пространственную и временную синхронизацию импульсов. При распространении такой пары импульсов в нелинейной среде возможна генерация комбинационных частот, что представляет существенный интерес, в частности, при анализе генерации излучения терагерцового диапазона спектра.

Процесс взаимодействия лазерного излучения с нелинейной диэлектрической средой описывается традиционно как с помощью метода медленно меняющейся огибающей (MMO), так и с помощью анализа непосредственно поля излучения. Модели, основанные на рассмотрении динамики огибающих световых волн, позволяют изучить процессы зарождения филаментов, локализации плазменного канала и т.п. в поле длинных импульсов (см., например, ^{3, 4}). В условиях, когда ММО становится неплодотворным, поскольку понятие огибающей для ПКИ теряет физическое содержание, применяется полевой подход (см., например, ^{5, 6} и обзоры в них).

В работе ⁸ нами была построена система уравнений, описывающая динамику сильного поля ПКИ в диэлектрической среде, которая учитывает электронную нелинейность, обусловленную изменением населенностей высоковозбужденных энергетических состояний и движением электронов в квазисвободном состоянии. В настоящей работе данная система уравнений применяется для аналитического и численного исследования взаимодействия двухчастотного (бихроматического) излучения с нелинейной диэлектрической средой. В частности, изучена зависимость эффективности генерации излучения на комбинационных частотах от параметров пары импульсов: временной длительности, длины участка взаимодействия и начального сдвига фаз между импульсами.

Уравнение динамики поля светового импульса высокой интенсивности из малого числа колебаний в диэлектрической среде было выведено в ⁸ на основе формализма матрицы плотности в приближении трехзонной энергетической модели среды ¹². Результатом вывода явилась система волнового и динамических материальных уравнений, учитывающая как инерционную часть электронной кубической нелинейности, так и генерируемую в сильном поле плазменную нелинейность. В приближении однонаправленного распространения светового импульса эта система может быть представлена в виде:

$$\begin{cases}
\frac{\partial E}{\partial z} - a \frac{\partial^3 E}{\partial \tau^3} + g \frac{\partial E^3}{\partial \tau} + \frac{\partial}{\partial \tau} \left(g^{(1)} E \left(\frac{\partial E}{\partial \tau} \right)^2 + g^{(2)} E^2 \frac{\partial^2 E}{\partial \tau^2} \right) + \frac{2\pi}{cn_0} j = 0 \\
\frac{\partial \rho}{\partial \tau} + \frac{\rho}{\tau_p} = \alpha E^2 \\
\frac{\partial}{\partial \tau} j + \frac{j}{\tau_c} = \beta \rho E^3,
\end{cases}$$
(1)

где E – электрическое поле излучения, z – направление его распространения, $\tau = t - \frac{n_0}{c}z$ – время в сопровождающей системе координат, c – скорость света в вакууме, n_0 и a характеризуют зависимость линейного показателя преломления nдиэлектрической среды от частоты $n(\omega) = n_0 + ca\omega^2$, коэффициенты g, $g^{(1)}$, $g^{(2)}$ описывают дисперсию коэффициента нелинейного показателя преломления диэлектрика вида⁹ $n_2(\omega) = n_2^0 + A\omega^2$, где $n_2^0 = \frac{3}{2}cg$, $A = \frac{1}{2}c(g^{(1)} - 3g^{(2)})$,

$$g_5 = \frac{n_0^2 - 1}{2n_0} \frac{e^2}{m_e^* c} \frac{|p_{23}|^2}{T_{21} \hbar \omega_{21} (\hbar \omega_{32})^2}$$
 характеризует инерционную плазменную нелинейность

диэлектрика (см. ¹⁰), p_{ij} и ω_{ij} - дипольные моменты и частоты, соответствующие переходам $i \rightarrow j$ в трехзонной модели; T_{21} , τ_p – времена поперечной релаксации и релаксации населенностей в паре состояний (1, 2), m_e^* - эффективная масса электрона в зоне проводимости диэлектрика, τ_c – среднее время столкновительной релаксации свободных электронов.

Представляя импульс в виде суммы двух волн

$$E = \frac{1}{2} A_1(z,t) e^{i\alpha_1} + \frac{1}{2} A_2(z,t) e^{i\alpha_2} + \kappa o_{Mnn.} conp., \qquad (2)$$

где $\alpha_1 = \omega_1 t - k_1 z$, $\alpha_2 = \omega_2 t - k_2 z$, ω_1 , ω_2 – частоты импульсов, $k_1 = \frac{n(\omega_1)\omega_1}{c}$, $n(\omega_2)\omega_2$.

$$k_{2} = \frac{n(\omega_{2})\omega_{2}}{c} - \text{волновые числа, мы ищем решение в виде подстановки}$$

$$E = \frac{1}{2}\varepsilon_{1}(z,t)e^{i\alpha_{1}} + \frac{1}{2}\varepsilon_{2}(z,t)e^{i\alpha_{2}} + \frac{1}{2}\varepsilon_{3}(z,t)e^{i(2\alpha_{1}+\alpha_{2})} + \frac{1}{2}\varepsilon_{4}(z,t)e^{i(2\alpha_{1}-\alpha_{2})} + \frac{1}{2}\varepsilon_{5}(z,t)e^{3i\alpha_{1}} + \frac{1}{2}\varepsilon_{6}(z,t)e^{i(\alpha_{1}+2\alpha_{2})} + \frac{1}{2}\varepsilon_{7}(z,t)e^{i(\alpha_{1}-2\alpha_{2})} + \frac{1}{2}\varepsilon_{8}(z,t)e^{3i\alpha_{2}} + \kappa omn. conp.$$
(3)

где ε_i – огибающая импульса соответствующей частоты. Подстановка (3) в уравнение (1) позволяет получить систему уравнений для огибающих излучения на комбинационных частотах. Данная система решается методом последовательных приближений в предположении, что влияние нелинейных эффектов достаточно мало по сравнению с влиянием линейной дисперсии. В результате решения нами получены выражения для огибающих ε_i излучения на комбинационных частотах. Полагая $2\omega_2 = \omega_1$, мы упрощаем эти выражения и получаем аналитический вид добавок на основной частоте импульса, утроенной частоте, а также в низкочастотной области.

Для практической иллюстрации применения системы (1) к анализу самовоздействия пары синхронизированных высокоинтенсивных импульсов из малого числа колебаний в диэлектрической среде мы приводим результаты моделирования эффектов генерации излучения на комбинационных частотах за счет нелинейного взаимодействия компонентов бихроматического импульса. Показана периодическая зависимость интенсивности генерируемого в длинноволновой области излучения от относительного сдвига фаз между компонентами импульса, иллюстрация приведена на рис. 1. Аналогичная периодическая зависимость была зафиксирована нами ранее экспериментально и теоретически в работе ¹⁰. Установлены закономерности изменения профиля спектра излучения в терагерцовой области от длительности и формы изначальных импульсов.

Работа поддержана грантом Министерства образования и науки РФ 16.740.11.0459 и РФФИ 11-02-01346а.



Рис. 1. Зависимость интенсивности генерируемого в длинноволновой области излучения от относительного сдвига фаз между компонентами импульса, выраженного в периодах колебаний излучения на частоте \mathcal{O}_2 .

1. Brabec Th., Krausz F. Rev. Mod. Phys. 72. №2. P. 545 (2000).

2. Paul P.M., Toma E.S. et al. Science. 292. P. 1689 (2001).

3. ПановН.А., КосареваО.Г., КандидовВ.П., АкозбекН., СкалораМ., ЧинС.Л. Квантоваяэлектроника. **37**. №12. С. 1153-1158 (2007).

4. KosarevaO.G., PanovN.A., UrypinaD.S., KirilovaM.V., MazhorovaA.V., Savel'evA.B., VolkovR.V., KandidovV.P., ChinS.L. *AppliedPhysicsB*. **91**. P. 35-43 (2008).

5. Козлов С.А., Сазонов С.В. ЖЭТФ. 111. В.2. С.404 (1997).

6. BespalovV.G., KozlovS.A., ShpolyanskyYu.A., WalmsleyI.A. Phys. Rev. A. 66. 0138111 (2002).

7. Ахманов С.А., Никитин С.Ю. Физическая оптика. М., Наука, 657 с (2004).

8. Штумпф С.А., Королев А.А., Козлов С.А. *Известия РАН, серия физическая.* **70**. №1. С.124 (2006).

9. Штумпф С.А., Королев А.А., Козлов С.А. Известия РАН, серия физическая. 71, №2, С.158 (2007).

10. Андреев А.А., Беспалов В.Г., Козлов С.А., Штумпф С.А. и др. Оптика и спектроскопия. 107. №4. с. 569 (2009).

МНОГОЧАСТИЧНАЯ ГЕНЕРАЦИЯ ВТОРОЙ ГАРМОНИКИ И СУПЕРКОНТИНУУМА В КРИСТАЛЛЕ КАЛЬЦИТА В.М. Мыхитарян, А.А. Аветисян, А.А. Киракосян*

Институт физических исследований НАН Армении, Аштарак *Ереванский государственный университет, Армения

Теоретически и экспериментально исследован новый механизм нелинейного распространения оптического излучения в сплошной среде, обусловленный взаимодействием излучения со многими частицами среды – многочастичное взаимодействие. На примере кристалла кальцита, который обладает центром симметрии и не проявляет квадратичной нелинейности, экспериментально продемонстрирована многочастичная генерация второй гармоники и суперконтинуума лазерного излучения на длине волны 1.06 мкм.

В отличие от многофотонных процессов, когда поглощение и излучение многих фотонов происходит одной частицей (Рис.1а) из-за нелинейного смещения заряда одной частицы, при многочастичном взаимодействии оптическая нелинейность обусловлена излучением и поглощением одного фотона многими частицами сплошной среды (Рис.1b).



Рис.1. Многофотонное (а) и многочастичное (b) взаимодействия в сплошной среде.

В данном случае сама среда линейна и представляется как набор гармонических осцилляторов (диполь, атом), но создаются условия для совместного поглощения и излучения одного фотона многими частицами. В частности, если два ближних диполя сплошной среды поглотили по фотону с энергией $E_1 = E_2 = \hbar\omega$ с разными поляризациями и в результате образовали квадруполь, то они имеют возможность совместно (уже как квадруполь) излучать один фотон с энергией $E_1 + E_2 = 2\hbar\omega$. То есть, если среда неоднородно поляризована, то возможно коллективное поглощение и излучение одного фотона образующими мультипольные моменты частицами сплошной среды.

Говоря же о симметрии среды, находящейся во взаимодействии с полем лазерного излучения, следует учитывать, что при взаимодействии играет роль не симметрия самой (неполяризованной) среды, а симметрия системы "поле + среда". Например, когда однородная и изотропная среда взаимодействует с радиально поляризованным лазерным пучком, то неоднородно поляризованную этим пучком среду уже нельзя рассматривать как однородную и изотропную.

Точно так же, наличие центральной симметрии среды никак не определяет симметрию взаимодействия неоднородно поляризованного лазерного излучения – она уже определяется симметрией поляризации лазерного пучка.Характер описанных оптических нелинейностей таков, что они не могут быть представлены известными моделями нелинейного осциллятора или другими, сводящимися к описанию оптических нелинейностей многофотонными процессами.

В результате теоретических исследований получены точные выражения для плотностей заряда и тока в сплошной среде, позволяющие полностью описать электромагнитные свойства среды и взаимодействие излучения со сплошной средой как коллективное, многочастичное взаимодействие. При неоднородной поляризации лазерного излучения в среде возникают квадрупольные и высшие мультипольные моменты, которые и обусловливают излучение и генерацию второй (ГВГ) и высших гармоник, широко- и сверхширокополосного непрерывного спектра (суперконтинуума – ГСК).

Результаты теоретических исследований экспериментально демонстрированы на примере кристалла кальцита, обладающего центром симметрии. Коэффициент квадратичной нелинейной восприимчивости таких сред равен нулю и в них теоретически невозможна генерация второй гармоники двухфотонным процессом. Однако при неоднородной, азимутальной поляризации пучка пикосекундного лазера на длине волны 1.06 мкм, в кальците под углом синхронизма 20.7° наблюдается ГВГ с радиальной поляризацией на длине волны 0.53 мкм.

Для экспериментального исследования ГВГ и ГСК в кристалле кальцита использовался импульсный пикосекундный лазер YAG:Nd⁺³ на длине волны 1.06 мкм длительностью 50 пс. Максимальная мощность излучения составляла 10 МВт с частотой следования до 50 Гц, а диаметр линейно поляризованного пучка на выходе излучателя составлял 1 мм.

Для синтеза радиально и азимутально поляризованных пучков был использован аксикон из кристаллического кальцита, у которого оптическая ось кристалла ориентирована по оси аксикона (Рис.2а). При прохождении циркулярно поляризованного пучка через такой двулучепреломляющий аксикон на выходе получаются два смещенных по оси конических пучка с равными углами раскрытия, с радиальной и азимутальной поляризацией. При фокусировке таких пучков получаются два круга с разными радиусами и соответствующими поляризациями (Puc.2b).



Рис.2. Формирование радиально и азимутально поляризованных пучков аксиконом из кальцита

Для обеспечения условия фазового синхронизма в самом аксиконе угол образующей аксикона составлял 47.2° (Рис.2с). В этом случае пучок после преломления распространяется в аксиконе под углом фазового синхронизма 20.7°.



Рис.3. Схема прохождения пучка лазерного излучения через аксикон (a) и ГВГ в кристалле кальцита (b)

В эксперименте (Рис.3а) направление лазерного пучка было параллельно оси аксикона, а поляризация пучка в точке вхождения со стороны вершины аксикона была параллельна поверхности. В этом случае после преломления в аксиконе распространялся необыкновенный пучок с азимутальной поляризацией на длине волны 1.06 мкм и условие синхронизма обеспечивается для обыкновенного пучка с радиальной поляризацией на длине волны 0.53 мкм.При такой конфигурации наблюдалась ГВГ (Рис.2b) в очень широком диапазоне плотности мощности излучения на длине волны 1.06 мкм вплоть до 1 ГВт/м².

При плотности мощности большей 0.1 ГВт/м² выходное излучение приобретало структурные изменения (Рис.4а) и генерировалось широкополосное излучение (Рис.5а). При превышении плотности мощности лазерного излучения 0.1 ГВт/м2 возникает генерация широкополосного и сверхширокополосного непрерывного спектра излучения в диапазоне 0.4–1.06 мкм.



Рис.4. Структура ГСК в кристалле кальцита

Дальнейшее увеличение плотности мощности приводило к сглаживанию структуры излучения (Рис.4b,с) и к ГСК с почти равномерным спектральным распределением (Рис.5b,с).



Рис.5. Спектры ГСК в кристалле кальцита

ГВГ в кальците была также продемонстрирована порошковым методом Куртца для оценки нелинейности оптических материалов(Рис.6). В этом случае неоднородная поляризация в кристаллах порошка естественно возникает за счет хаотичного, многократного отражения и преломления исходного однородного, линейно поляризованного пучка в слое исследуемого порошка.



Рис.6. ГВГ в порошке кристалла кальцита

Таким образом, описанное проявление оптической нелинейности кристалла кальцита не может быть интерпретировано как результат многофотонных взаимодействий и обусловлено многочастичным взаимодействием в сплошной среде.

ОСОБЕННОСТИ ФОРМИРОВАНИЯ ФЕМТОСЕКУНДНЫХ СИГНАЛОВ ОПТИЧЕСКИХ ПЕРЕХОДНЫХ ПРОЦЕССОВ В НАНОРАЗМЕРНЫХ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ПЛЕНКАХ Попов И.И., Вашурин Н.С., Путилин С.Э.*, Сидорова В.Т., Степанов С.А., Сушенцов Н.И.**, Леухин А.В.

ФГБОУ ВПО «Марийский государственный университет», Йошкар-Ола, Россия ^{*}СПбНИУ ИТМО, Санкт-Петербург, Россия **ФГБОУ ВПО «Марийский государственный технический университет», Йошкар-Ола, Россия

Работа посвящена исследованию взаимодействия при комнатной температуре последовательности ультракоротких (фемтосекундных) сверхмощных (тераваттных) лазерных импульсов с неорганическими (полупроводниковыми) наноразмерными пленками оксида цинка и формируемых в них оптических переходных процессов.

Методы исследования основаны на регистрации сигналов оптических переходных процессов, таких как первичное фотонное эхо (ПФЭ), самодифракции (СД), обращенное стимулированное фотонное эхо (ОСФЭ), четырехволновое смешение (ЧВС), формируемыхв наноразмерной пленке оксида цинка (ZnO).

Приводится методика эксперимента, сообщаются полученные результаты исследования:

- первое обнаружение фемтосекундных сигналов ПФЭ, СД, ОСФЭ, ЧВС в наноразмерных пленках оксида цинка ZnO;

- получение спектроскопических констант (времени поперечной необратимой релаксации T₂) в наноразмерных пленках оксида цинка и трехслойной наноразмерной структуре ZnO/Si(B)/Si(P);

- обнаружение эффекта значительного снижения роли продольных взаимодействий резонансных возбужденных частиц наноразмиерной пленки по отношению к поперечному взаимодействию при формированнии фотонного эха;

- реализован режим двухфотонного возбуждения резонансного перехода в поликристаллической наноразмерной полупроводниковой пленке оксида цинка;

- обнаружен эффект смещения частоты и изменения ширины части спектра эхосигнала, возбуждаемого в наноразмерной трехслойной пленке ZnO/Si(B)/Si(P) и прошедшего через узкую диафрагму, при изменении временного интервала между возбуждающими импульсами.

МЕХАНИЗМЫ ТЕРМОДИФФУЗИИ ПРИ НЕЛИНЕЙНОМ ПОГЛОЩЕНИ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ СУСПЕНЗИЕЙ НАНОЧАСТИЦ

Клечиков А.Г., Окишев К.Н., Криштоп В.В., Красников И.В.*, Сетейкин А.Ю*.

Дальневосточный государственный университет путей сообщения, Хабаровск, Россия

* Амурский Государственный Университет, Благовещенск, Амурская область, Россия.

Данная работа посвящена теоретическому и экспериментальному исследованию термодиффузионного механизма самоиндуцированного просветления (или поглощения) двухкомпонентной среды лазерным пучком.

Известны нелинейно-оптические методы исследования термодиффузии (эффекта Cope) в жидких двухкомпонентных средах, основанные на определении параметров тепловой линзы или характеристик динамических голограмм. В обоих случаях термодиффузионный механизм оптической нелинейности среды обусловлен перераспределением концентрации компонент в неоднородном световом поле и соответствующем изменении показателя преломления среды. В случае различающихся коэффициентов поглощения компонент изменение их концентрации приводит также к изменению коэффициента поглощения среды (просветлению или потемнению), что может быть использовано для определения коэффициента термодиффузии.

Целью данной работы является теоретическое и экспериментальное исследование термодиффузионного механизма самоиндуцированного просветления (или поглощения) двухкомпонентной среды лазерным пучком.

В качестве двухкомпонентной среды использовалась суспензия наночастиц углерода в воде, которая заполняла тонкую (расстояние между стенками 30 мкм) горизонтально расположенную кювету. При помощи анализатора размеров наночастиц Nanotrack 151 получено распределение частиц суспензии по размерам.

Эксперименты проводились с использованием излучения - He-Ne лазера (60 мВт, λ =0.63 мкм). Под воздействием лазерного излучения, в приосевой области кюветы наблюдается уменьшение концентрации частиц дисперсной фазы и коэффициента поглощения среды.

В приосевой области кюветы наблюдаетсяизменение концентрации частиц дисперсной фазы и коэффициента поглощения среды (Рис. 1). Термограмма и профиль температуры области просветления полученная с помощью термографа «IRTIS 2000» приведены на Рис. 2.







Из экспериментов следует, что в суспензиях частиц углерода в воде и циклогексане коэффициент термодиффузии положительный. При этом крупные частицы под воздействием градиента температуры стремятся покинуть область нагрева. Так при экспозиции горизонтально расположенной кюветы толщиной 30 мкм, диаметром 3 мм и мощностью 60 мВт, в области нагрева под действием термодиффузии возникает просветление суспензии частиц углерода в воде. Подобный эксперимент при диаметре луча 1.5 мм с частицами углерода в циклогексане, напротив, привел к потемнению в области экспозиции. Нагретая жидкость под действием архимедовой силы перемещается относительно менее нагретой.Во время эксперимента заметен промежуток просветления после начала воздействия лазера, длительностью около 7 секунд.Под действием архимедовой силы в горизонтальной кювете устанавливается конвективный поток характерный для ячейки Бернара (Рис. 3).



Рис. 3. слева - конвективный тепло-массоперенос в тонкой горизонтальной кювете при воздействии лазерного пучка с гауссовым распределением интенсивности І. Q- тепловой поток от стенок кюветы; справа – концентрация поглощающей компоненты вблизи стенок кюветы

Построена математическая модель, демонстрирующая термодиффузионный механизм самоиндуцированного просветления (или поглощения) среды лазерным пучком, с параметрами, близкими к используемым в опытах. Результаты хорошо согласуются с экспериментом и работами других авторов литературе¹.

1. Окишев К.Н., Иванов В.И., Климентьев С.В., Кузин А.А., Ливашвили А.И. Термодиффузионный механизм нелинейного поглощения суспензии наночастиц // Оптика атмосферы и океана. 2010. Т. **23**, № 02. С. 106-107.

2. Vicary L. Pump-probe detection of optical nonlinearity in water-in-oil microemulsion // Philosoph. Mag. B. 2002. V. **82**, N.4. P. 447-452.

3. Leppla C., Wiegand S. Investigation of the Soret effect in binary liquid mixtures by TDFRS-contribution to the benchmark fey // Philosoph. Mag. B. 2003. V. **83**. P. 1989-1994.

4. ЛандауЛ. Д., ЛифшицЕ. М. Теоретическаяфизика. Т. VI. Гидродинамика. – М.: Наука. Изд. физ.-мат. лит., 1988. – 736с.

ВКЛАД ОБРАТНОГО ФЛЕКСОЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ЭФФЕКТА ВО ВСТРЕЧНОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ СВЕТОВЫХ ПУЧКОВ В ФОТОРЕФРАКТИВНЫХ КРИСТАЛЛАХ Шандаров С.М., Шмаков С.С, Зуев П.В., Буримов Н.И., Каргин Ю.Ф.*, Шепелевич В.В.**, Ропот П.И.***, Гуделев В.Г.***

Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники, Томск, Россия

*Институт металлургии и материаловедения им. А.А. Байкова РАН, Москва, Россия

**Мозырский государственный педагогический университет им. И.П. Шамякина, Мозырь, Белоруссия

***Институт физики им. Б.И. Степанова НАН Беларуси

Представлены результаты теоретического анализа вклада обратного флексоэлектрического и фотоупругого эффектов в фоторефрактивный отклик при встречном взаимодействии на отражательных голограммах в кристаллах *X*-среза ниобата лития сильной стационарной опорной волны сослабой фазово-модулированной сигнальной волной.

Встречное взаимодействие световых пучков в фоторефрактивных кристаллах реализуется на отражательных динамических голограммах с пространственным периодом порядка 100 нм. Амплитуда поля пространственного заряда, создаваемого при формировании таких голограмм, может достигать значений 1 кВ/см и более. пространственного периода градиенты электрической Вследствие малого составляют ТВ/м² отражательных голограмм и индуцируют напряженности обусловленные обратным флексоэлектрическим эффектом заметные упругие деформации фоторефрактивного кристалла, дающие дополнительный вклад в фоторефрактивный отклик¹

В настоящейработе представлены результаты теоретического анализа дополнительного вклада флексоэлектрического эффекта во встречное взаимодействие световых волн на отражательных голограммах, формируемых в образцах *X*-среза кристаллов симметрии 3*m* за счет диффузионного механизма перераспределения заряда.

Используя известный подход², рассмотрим встречное взаимодействие сильной стационарной волны накачки со слабой фазово-модулированной сигнальной волной в образцеХ-среза кристалла класса симметрии 3*m*. Полагаем обе волны относящимися к одному типу собственных волн, имеющими, например, обыкновенную поляризацию. Для синусоидальной фазовой модуляции сигнального пучка с частотой $\Omega >> 1/\tau$, где τ - характерное время фотоиндуцированного перераспределения заряда по донорным и ловушечным центрам, формирующуюся кристалле фоторефрактивную В отражательную голограмму можно считать стационарной. При выбранной ориентации кристалла, взаимодействующие волны с одинаковым типом поляризации не создают пространственно-осциллирующего фотовольтаических токов вдоль осих³. Поэтому фазовая составляющая данной голограммы определяется диффузионным механизмом характеризуется перераспределения зарядови следующим распределением напряженности электростатического поля:

$$E_1(x) = m^{(0)}(x)E_{SC}\sin(Kx),$$
(1)

где $m^{(0)}(x)$ — медленно меняющийся вследствие взаимодействия контраст стационарной части картины интерференции волн сигнала и накачки, имеющей пространственный период $\Lambda = 2\pi/K = \lambda/2n_o$; λ — длина волны света и n_o — показатель преломления обыкновенных волн для невозмущенного кристалла. Эффективное поле пространственного заряда данной голограммы в рамках одноуровневой зонной модели определяется выражением^{3,4}

$$E_{SC} = \frac{E_D}{\left(1 + E_D / E_q\right)},\tag{2}$$

где $E_D = (k_B T/e) K$ – диффузионное поле, $E_q = e N_A / (\epsilon_1^T K)$ – поле насыщения ловушек, k_B – постоянная Больцмана, T – температура, e – элементарный электрический заряд, N_A – концентрация компенсирующих акцепторных центров и ϵ_1^T – статическая диэлектрическая проницаемость механически свободного кристалла в направлении оси x^4 .

Поле пространственного заряда фоторефрактивной голограммы будет индуцировать в кристалле упругие поля, которые должны удовлетворять уравнению эластостатики⁴

$$\frac{\partial}{\partial x_i} T_{ij} = 0, \qquad (3)$$

где в разложении тензора упругих напряжений T_{ij} в общем случае необходимо учесть^{5,6}, кроме обратного пьезоэлектрического эффекта, пространственную дисперсию

пьезоэлектрических свойств среды, характеризуемую тензором четвертого ранга f_{ijmr} (обратный флексоэлектрический эффект), и упругую пространственную дисперсию, определяемую тензором γ^{E}_{ijklr} :

$$T_{ij} = C_{ijkl}^{E} S_{kl} + \gamma_{ijklr}^{E} \frac{\partial S_{kl}}{\partial x_{r}} - e_{mij} E_{m} - f_{ijmr} \frac{\partial E_{m}}{\partial x_{r}}.$$
(4)

Для рассматриваемой отражательной голограммы в образце X-среза, с учетом симметрии тензоров модулей упругости C_{ijkl}^{E} , пьезоэлектрических констант e_{mij} и тензоров f_{ijmr} и γ_{ijklr}^{E} ^{6,7} в кристаллах симметрии 3*m*, одна из компонент тензора деформаций, индуцируемая исключительно за счет обратного флексоэлектрического эффекта, может быть получена из (1), (3) и (4) в следующем виде:

$$S_{11}(x) = \frac{f_{1111}}{C_{1111}^E} \frac{dE_1}{dx_1} = m^{(0)}(x) K E_{SC} \frac{f_{1111}}{C_{1111}^E} \cos(Kx) \,.$$
(5)

Кроме того, вследствие обратного пьезоэлектрического эффекта, данная отражательная голограмма будет сопровождатьсяупругими деформациями $S_{12}(x) = S_{21}(x)$ и $S_{13}(x) = S_{31}(x)$, определяющими за счет фотоупругого эффекта вклад в недиагональные компоненты тензора диэлектрической проницаемости на частоте световой волны $\Delta \varepsilon_{12}(x) = \Delta \varepsilon_{21}(x)$ и $\Delta \varepsilon_{13}(x) = \Delta \varepsilon_{31}(x)$. Эти недиагональные компоненты не дают вклада в нелинейную связь взаимодействующих волн с одинаковой (обыкновенной или необыкновенной) поляризацией. Однако для рассматриваемых волн с обыкновенной поляризацией такая связь возможна за счет возмущений диагональной компоненты $\Delta \varepsilon_{22}$, которая с использованием соотношения (5) может быть получена в виде

$$\Delta \varepsilon_{22}(x) = -m^{(0)}(x) \left(n_o^4 p_{12}^E \frac{f_{11}}{C_{11}^E} K E_{SC} \right) \cos(Kx), \qquad (6)$$

где использована сокращенная форма записи компонент тензоров⁷ \mathbf{f} , $\mathbf{C}^{\mathbf{E}}$ и тензора упругооптических коэффициентов $\mathbf{p}^{\mathbf{E}}$.

Используя далее известный подход², можно получить следующие выражения для интенсивности сигнальной волны на выходной грани кристалла x = -d, имеющей место после взаимодействия со стационарной опорной волной на отражательной голограмме, и для глубины модуляции интенсивности на нулевой, первой и второй гармониках модулирующего сигнала с частотой Ω и амплитудой фазовой модуляции ϕ_m :

$$I_{S}(-d,t) \Box I_{S0} \lfloor M^{(0)}(-d) + M^{(1)}(-d)\sin\Omega t + M^{(2)}(-d)\cos2\Omega t + \dots \rfloor,$$
(7)
$$M^{(0)}(-d,\phi_{m}) = 1,$$
(8)

$$M^{(1)}(-d,\varphi_m) = -4J_0(\varphi_m)J_1(\varphi_m)\sin\left(\frac{\Gamma_f}{2}d\right),$$
(9)

$$M^{(2)}(-d,\varphi_m) = 4J_0(\varphi_m)J_2(\varphi_m)\left[\cos\left(\frac{\Gamma_f}{2}d\right) - 1\right],$$
(10)

где коэффициент связи Γ_f , характеризующий вклад в фоторефрактивный отклик, обусловленный флексоэлектрическим эффектом и фотоупругостью, определяется выражением

$$\Gamma_f = \frac{2\pi}{\lambda} n_o^3 \frac{f_{11}}{C_{11}^E} p_{12}^E K E_{SC} \,. \tag{11}$$

Отметим, что для описания встречного взаимодействия волн необыкновенной поляризации в соотношениях (6) и (11) достаточно заменить n_o на n_e и p_{12}^E на p_{31}^E .

Таким образом, в образцах X-среза кристаллов симметрии 3m, к которым относятся ниобат и танталат лития, возможно формирование отражательной динамической голограммы при встречном взаимодействии волн одинаковой поляризации (обыкновенных или необыкновенных) за счет фотоупругого эффекта и упругих деформаций, которые должны сопровождать решетку поля пространственного заряда вследствие обратного флексоэлектрического эффекта. Такое взаимодействие может быть использовано для фазовой демодуляции световых пучков и реализации на его основе адаптивных голографических интерферометров².

Работа выполнена в рамках Госзадания Минобрнауки РФ на 2012 г. (проект № 7.2647.2011), при поддержке ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» (Гос. контракт № 02.740.11.0553) и при частичной финансовой поддержке РФФИ (проект № 12-02-90038-Бел_а) и БРФФИ (проект № Ф12Р-222).

1. П.В. Зуев, С.С. Шмаков, С.М. Шандаров, Н.И. Буримов, А.Е. Урбан, В.С. Горбачев, Ю.Ф. Каргин, Сборник трудов 13-й Всероссийской школы-семинара «Волновые явления в неоднородных средах», Секция 3, 17-19, (2012).

2. S.M. Shandarov, A.A. Kolegov, N.I. Burimov, V.I. Bykov, V.M. Petrov, Yu.F. Kargin, *Phys. WavePhenomena*, **17**, 39-44,(2009).

3. Б.И. Стурман, В.М. Фридкин. Фотогальванический эффект в средах без центра симметрии и родственные явления. – М.: Наука, 1992.

4. С.М. Шандаров. В.М. Шандаров, А.Е. Мандель, Н.И. Буримов. Фоторефрактивные эффекты в электрооптических кристаллах. – Томск: Изд-во ТУСУР, 2007.

5. С.М. Шандаров, С.С. Шмаков, Н.И. Буримов, О.С. Сюваева, Ю.Ф. Каргин, В.М. Петров, *Письма в ЖЭТФ*, **95**, № 12, (2012).

6. В.Е. Лямов. Поляризационные эффекты и анизотропия взаимодействия акустических волн в кристаллах. М.: Изд-во Моск. ун-та, 1983.

7. Ю.И. Сиротин, М.П. Шаскольская. Основы кристаллофизики. – М.: Наука, 1975.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ОПТИЧЕСКОЙ АНИЗОТРОПИИ В ДВИЖУЩЕЙСЯ СРЕДЕ ГладышевВ.О., Кауц В.Л., Подгузов Г.В., Тиунов П.С.

Московский государственный технический университет им. Н.Э. Баумана, Москва, Россия

В работе обсуждается анизотропия, возникающая в движущихся средах.В таких средах фазовая скорость распространения света нелинейно зависит от векторного поля скоростей движения среды вследствие анизотропных свойств сил, связывающих атомы решетки среды. Представлены результаты экспериментов по наблюдению оптической анизотропии света во вращающейся оптически прозрачной среде.

Для исследования релятивистского эффекта увлечения света во вращающейся среде была предложена схема интерферометра с неконфокальным резонатором, заполненным прозрачной средой. Резонатор представляет собой вращающийся оптический диск, на цилиндрической поверхности которого переотражаются лучи. Другой возможной реализацией эксперимента является ввод излучения через плоскую поверхность вращающегося диска. Подобный эксперимент был осуществлен в

Московском государственном техническом университете им. Н.Э. Баумана, причем для увеличения оптического пути в материале диска лучи переотражались на зеркальных участках его плоских поверхностей. Результаты позволили подтвердить результаты расчетов, основанных на точном решении дисперсионного уравнения, с учетом эффекта нарушения закона Снеллиуса. Для детального изучения процессов распространения электромагнитного излучения во вращающейся среде была изменена оптическая схема интерферометра, увеличена частота вращения диска и показатель преломления среды для лучей, прошедших диск в противоположных направлениях. В результате было показано, что эффект увлечения света во вращающейся среде линейно зависит от скорости вращения в первом приближении. Погрешность определения положения интерференционных полос составила величину около 1,4 10⁻³.

Кроме того, было предложено использовать построенный интерферометр в задаче лабораторного обнаружения пространственной анизотропии. Для постановки подобных экспериментов возникает необходимость высокой чувствительности к смещению интерференционных полос при малом уровне шума.

Дальнейшее увеличение отношения сигнал/шум потребовало внести ряд изменений, которые увеличили параметр, определяющий эффективность увлечения света в движущейся среде, обеспечили снижение вибраций, позволили осуществить калибровку интерферометра и автоматизировать эксперимент. В работе представлены результаты экспериментов, подтверждающие линейную зависимость эффекта Физо на новом уровне точности.

Предложенная оптическая схема и построенный на ее основе интерферометр для исслелования эффектов оптики движущихся сред обладают разностными компенсирующими свойствами и позволяют с высокой степенью точности изучать особенности процессов распространения электромагнитного излучения во вращающейся оптически прозрачной среде.

Проведенные эксперименты подтвердили линейную зависимость сдвига интерференционных полос от скорости движения среды в пределах до 29,6 м/с.

Точность регистрации временных вариаций в положении интерференционных полос при фиксированной скорости вращения оптического диска находилась на уровне З 10⁻⁵ в долях интерференционной полосы.

РЕЗОНАНСЫ ОРИЕНТАЦИИ И ВЫСТРАИВАНИЯ В ПОПЕРЕЧНОМ ПЕРЕМЕННОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ ПРИ ПРОИЗВОЛЬНОЙ ОРИЕНТАЦИИ СВЕТА НАКАЧКИ Окуневич А.И.

Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе, Санкт-Петербург, Россия

Показано, что при накачке, наклоннойотносительно постоянного поля \vec{H}_0 , магнитное РЧ поле, вращающееся с частотой Ω , индуцирует у Фурьекомпонент ориентации новые резонансы: $\omega_0 = \gamma H_0 = 0, 2\Omega$, а у выстраивания: $\omega_0 = -\Omega, \Omega/2, 3\Omega/2, 2\Omega, 3\Omega$. Рассмотрены также новые резонансы, возбуждаемые осциллирующим РЧ полем.

До настоящего времени стационарный магнитный резонанс атомов и ионов под действием поперечного РЧ поля изучался только для случая продольной (вдоль поля \vec{H}_0) поляризации атомов. Исторически это было связано с тем, что в ЯМР и ЭПР-

опытах для поляризации использовалось само поле \vec{H}_0 (весьма сильное). В опытах с оптической накачкой возможно получение атомов, поляризованных под любым углом к полю \vec{H}_0 . Кроме того, при такой накачке у атомов возникает не только ориентация, но также выстраивание и другие атомные поляризационные моменты (ПМ)^{1, 2}.

В настоящем докладе рассмотрение ограничивается случаем слабой накачки, когда скорость накачки меньше скорости релаксации. В этом случае у атомов с угловым моментом $j \ge 1$ возникают только низшие ПМ $f_Q^K(j)$: ориентация (K = 1) и выстраивание (K = 2). Эволюция этих ПМ в магнитном поле \vec{H} , описывается уравнениями²:

$$\frac{d}{dt}f_{Q}^{\kappa}(j) = -\gamma_{\kappa}f_{Q}^{\kappa}(j) - \frac{i}{\hbar}g_{j}\mu_{B}\left[H_{+1}\sqrt{(K+Q)(K-Q+1)/2}f_{Q-1}^{\kappa}(j) + H_{0}qf_{Q}^{\kappa}(j) - H_{-1}\sqrt{(K-Q)(K+Q+1)/2}f_{Q+1}^{\kappa}(j)\right] + P_{\kappa}\Phi_{Q}^{\kappa}.$$
(1)

Здесь $H_{0,\pm1}$ - циклические проекции поля \vec{H} , γ_{K} - скорость релаксации ПМ ранга K, g_{j} - g-фактор, μ_{B} - магнетон Бора, P_{K} - скорость накачки, пропорциональная интенсивности света, Φ_{Q}^{K} - тензор поляризации света накачки², зависящий от сферических углов \mathcal{G}, φ орта волнового вектора света \vec{k} (в случае циркулярно поляризованного и неполяризованного света) или от орта поляризации \vec{e} (в случае линейно поляризованного света).

Уравнения (1) распадаются на две системы: 3 уравнения для компонент ориентации $f_{0,\pm 1}^1$ и 5 уравнений для компонент выстраивания $f_{0,\pm 1,\pm 2}^1$.

Будем считать, что атомы находятся в постоянном магнитном поле \vec{H}_0 , направленном вдоль оси \vec{Z} , и на них действует поперечное магнитное РЧ поле $\vec{h}_{rf}(t)$ с частотой Ω . Рассмотрим РЧ поле двух типов: вращающееся в плоскости ХҮ с проекциями $(\vec{h}_{rf})_{\pm 1} = \mp e^{i\Omega t} h_m / \sqrt{2}$ и осциллирующее вдоль оси \vec{X} с проекциями $(\vec{h}_{rf})_{\pm 1} = \mp \cos(\Omega t) h_m / \sqrt{2}$. Решение уравнений (1) будем искать в виде ряда Фурье: $f_{\mathcal{Q}}^{\kappa}(t) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} (f_{\mathcal{Q}}^{\kappa})_n e^{in\Omega t}$. Уравнения для Фурье-компонент $(f_{\mathcal{Q}}^{\kappa})_n$ получаются из

уравнений (1) путём умножения их на $e^{-ik\Omega t}$ и последующего интегрирования по t от 0 до $2\pi/\Omega$. В результате получается система алгебраических уравнений для величин $(f_Q^K)_n$.В общем случае число этих уравнений бесконечно велико, однако во вращающемся РЧ поле оно конечно и удаётся получить их точное решение:

$$(f_0^1)_{k=0,\pm 1} = P_1 B_k / A_k , \qquad (2)$$

$$\left(f_{+1}^{1}\right)_{k=0,1,2} = P_{1}\left[\delta_{k,0} \Phi_{+1}^{1} - i\omega_{1}B_{k-1}\left(\sqrt{2}A_{k-1}\right)^{-1}\right]\left[\gamma_{1} + i\left(k\Omega - \omega_{0}\right)\right]^{-1},$$
(3)

$$A_{k} = \gamma_{1} + ik \ \Omega + 0.5 \omega_{1}^{2} \left\langle \left\{ \gamma_{1} + i \left[(k+1)\Omega - \omega_{0} \right] \right\}^{-1} + \left\{ \gamma_{1} + i \left[(k-1)\Omega + \omega_{0} \right]^{-1} \right\} \right\rangle, (4)$$

$$B_{k} = \delta_{k,0} \Phi_{0}^{1} - i\omega_{1} \left[\delta_{k,-1} \Phi_{+1}^{1} (\gamma_{1} - i\omega_{0})^{-1} + \delta_{k,+1} \Phi_{-1}^{1} (\gamma_{1} + i\omega_{0})^{-1} \right] / \sqrt{2} .$$
(5)

$$(f_0^2)_{k=0,\pm1,\pm2} = P_2 \Big[\delta_{k,0} \Phi_0^2 - (i\omega_1 E_k + \omega_1^2 H_k) \sqrt{1.5} \Big] / D_k ,$$
(6)

$$\binom{f_{+1}^2}{k_{+1}-1,0...3} = \frac{P_2 \left[\delta_{k,0} \Phi_{+1}^2 - \delta_{k,-1} i \omega_1 \Phi_{+2}^2 (\gamma_2 - i2\omega_0)^{-1} \right] - i\sqrt{1.5}\omega_1 \left(f_0^2 \right)_{k-1} \left[C_{k,0} \Phi_{+1}^2 - \delta_{k,-1} i \omega_1 \Phi_{+2}^2 (\gamma_2 - i2\omega_0)^{-1} \right] - i\sqrt{1.5}\omega_1 \left(f_0^2 \right)_{k-1} \left[C_{k,0} \Phi_{+1}^2 - \delta_{k,-1} i \omega_1 \Phi_{+2}^2 (\gamma_2 - i2\omega_0)^{-1} \right] - i\sqrt{1.5}\omega_1 \left(f_0^2 \right)_{k-1} \left[C_{k,0} \Phi_{+1}^2 - \delta_{k,-1} i \omega_1 \Phi_{+2}^2 (\gamma_2 - i2\omega_0)^{-1} \right] - i\sqrt{1.5}\omega_1 \left(f_0^2 \right)_{k-1} \left[C_{k,0} \Phi_{+1}^2 - \delta_{k,-1} i \omega_1 \Phi_{+2}^2 (\gamma_2 - i2\omega_0)^{-1} \right] - i\sqrt{1.5}\omega_1 \left(f_0^2 \right)_{k-1} \left[C_{k,0} \Phi_{+1}^2 - \delta_{k,-1} i \omega_1 \Phi_{+2}^2 (\gamma_2 - i2\omega_0)^{-1} \right] - i\sqrt{1.5}\omega_1 \left(f_0^2 \right)_{k-1} \left[C_{k,0} \Phi_{+1}^2 - \delta_{k,-1} i \omega_1 \Phi_{+2}^2 (\gamma_2 - i2\omega_0)^{-1} \right] - i\sqrt{1.5}\omega_1 \left(f_0^2 \right)_{k-1} \left[C_{k,0} \Phi_{+1}^2 - \delta_{k,-1} i \omega_1 \Phi_{+2}^2 (\gamma_2 - i2\omega_0)^{-1} \right] - i\sqrt{1.5}\omega_1 \left(f_0^2 \right)_{k-1} \left[C_{k,0} \Phi_{+1}^2 - \delta_{k,-1} i \omega_1 \Phi_{+2} (\gamma_2 - i2\omega_0)^{-1} \right] - i\sqrt{1.5}\omega_1 \left(f_0^2 \right)_{k-1} \left[C_{k,0} \Phi_{+1}^2 - \delta_{k,-1} i \omega_1 \Phi_{+2} (\gamma_2 - i2\omega_0)^{-1} \right] - i\sqrt{1.5}\omega_1 \left(f_0^2 \right)_{k-1} \left[C_{k,0} \Phi_{+1}^2 - \delta_{k,-1} i \omega_1 \Phi_{+2} (\gamma_2 - i2\omega_0)^{-1} \right] - i\sqrt{1.5}\omega_1 \left(f_0^2 \right)_{k-1} \left[C_{k,0} \Phi_{+1} + C_{$$

$$(f_{+2})_{k=0,1\dots4} = [\mathcal{O}_{k,0}P_2\Phi_{+2}^2 - \iota\mathcal{O}_1(f_{+1})_{k-1}][\gamma_2 + \iota(k\Omega - 2\omega_0)] , \qquad (8)$$

$$C_{k} = \gamma_{2} + i(k \Omega - \omega_{0}) + \omega_{1}^{2} \{\gamma_{2} + i[(k+1)\Omega - 2\omega_{0}]\}^{2}, \qquad (9)$$

$$D_{k} = \gamma_{2} + ik \Sigma 2 + 1.5 \omega_{1} [(C_{k+1}) + (C_{-k+1})], \qquad (10)$$

$$E_{k} = \delta_{k,-1} \Phi_{+1}^{2} (C_{0})^{T} + \delta_{k,+1} \Phi_{-1}^{2} (C_{0})^{T}, \qquad (11)$$

$$U_{k} = \delta_{k,-1} \Phi_{+1}^{2} [C_{0} (u_{k} - i2u_{k})]^{-1} + \delta_{k,+1} \Phi_{-1}^{2} [C_{0}^{*} (u_{k} - i2u_{k})]^{-1} \qquad (12)$$

$$H_{k} = \delta_{k,-2} \Phi_{+2}^{2} \left[C_{-1} (\gamma_{2} - i2\omega_{0}) \right]^{-1} + \delta_{k,+2} \Phi_{-2}^{2} \left[C_{-1}^{*} (\gamma_{2} + i2\omega_{0}) \right]^{-1}.$$
(12)

Здесь $\omega_1 = \gamma h_m$ - частота нутации, $\gamma = g_{\mu} \mu_B$.

Остальные, отличные от нуля, Фурье-компоненты ПМ можно получить из (2)-(12) по формуле $(f_{-Q}^{\kappa})_{-n} = (f_{Q}^{\kappa})_{n}^{*}$, следующей из эрмитовости матрицы плотности \hat{f} .

При продольной накачке $\mathcal{G} = 0$, $\Phi_Q^K = \delta_{Q,0} \Phi_0^K$ и из формул (2)-(12) следует, что $(f_Q^K)_k = \delta_{Q,k} (f_Q^K)_Q$. Для компонент $(f_{0,\pm 1}^1)_{0,\pm 1}$ и $(f_{0,\pm 1,\pm 2}^2)_{0,\pm 1,\pm 2}$ получаются формулы работы², предсказывающие для них лишь один резонанс: $\omega_0 = \Omega$.

При наклонной накачке ($\mathcal{G} \neq 0$) становятся отличными от нуля компоненты с $Q \neq k$ и у них имеются новые резонансы: $\omega_0 = 0, 2\Omega$ при K = 1 и $\omega_0 = -\Omega, \Omega/2, 3\Omega/2, 2\Omega, 3\Omega$ при K = 2. Эти новые резонансы, а также основной резонанс $\omega_0 = \Omega$, показаны на Рис.1, дающем зависимость модуля Фурье-компонент ПМ от магнитного поля при $\mathcal{G} = \pi/4, \quad \varphi = 0, \quad g_j = -2, \quad \Omega = 500 \, c^{-1},$ $\gamma_{1,2} = \omega_1 = 60 \, c^{-1}, \quad P_{1,2} = 20 \, c^{-1}.$ На Рис. 1а: точки $-\left| (f_{+1}^1)_{+1} \right|,$ сплошная линия $-\left| (f_{+1}^1)_{+2} \right| \cdot 2 \cdot 10^3$. На Рис.1b: точки $-\left| (f_{+1}^2)_{+1} \right| \cdot 5 \cdot 10^3$.



Рис.1. Резонансы ориентации (а) и выстраивания (b).

При линейном РЧ поле \vec{h}_{rf} число уравнений для Фурье-компонент бесконечно и их решение в компактном виде удаётся получить лишь для компонент ориентации:

$$(f_0^1)_0 = P_1 \Phi_0^1 L(0) [1 + \omega_m^2 L(0) \operatorname{Re}(N_1 a_0)]^{-1},$$

$$(13)$$

$$(f_0^1)_1 = \frac{P_1(\omega_m/\sqrt{2})M L(1)[1 - (\omega_m^2/2)N_0L(-1)]}{\Delta + (\omega_m/2)L(1)[N_2a_1 - (\omega_m^2/2)L(-1)N_0N_{-2}a_1^*]},$$
(14)

$$\begin{pmatrix} f_0^1 \end{pmatrix}_{k>1} = a_{k-2} \begin{pmatrix} f_0^1 \end{pmatrix}_{k-2},$$
(15)

$$\begin{pmatrix} f_{+1}^{1} \end{pmatrix}_{k} = \delta_{k,0} P_{1} \Phi_{1}^{1} (\gamma_{1} - i\omega_{0})^{-1} - i \left(\omega_{m} / \sqrt{2} \right) \left(f_{0}^{1} \right)_{k-1} + \left(f_{0}^{1} \right)_{k+1} \right],$$

$$(16)$$

$$N_{k} = [\gamma_{1} + i(\omega_{0} - k\Omega)]^{-1} + [\gamma_{1} - i(\omega_{0} + k\Omega)]^{-1},$$

$$(17)$$

$$L(k) = \left[\gamma_1 + ik\Omega + (\omega_m^2/2)(N_{k-1} + N_{k+1})\right]^{-1}, \qquad (18)$$

$$\Delta = 1 - \omega_m^4 |L(1)|^2 N_0^2 / 4, \ a_k = \frac{(-\omega_m^2/2) N_{k+1} L(k+2)}{1 + \omega_m^2 N_{k+3} L(k+2) a_{k+2} / 2}.$$
(19)

Здесь $\omega_m = \omega_1/2$. Последнее выражение есть реккурентное соотношение (цепная дробь), по которому можно вычислить величину любого коэффициента a_k , положив равным нулю значение $a_{k \max}$ при достаточно большом $k_{\max} >> k$.

При продольной накачке формулы (13)-(19) сводятся к формулам работы³⁾, предсказывающим резонансы $\omega_0 = p\Omega$ при нечётных $p = \pm 1, \pm 3, ...$. При наклонной накачке из (13)-(19) следует появление резонансов также и на чётных гармониках Ω .

Уравнения для Фурье-компонент выстраивания в осциллирующем РЧ поле решаются численно после отбрасывания вклада высших гармоник. Расчёт показывает, что в таком РЧ поле при наклонной накачке возбуждаются два типа резонансов: $\omega_0 = p\Omega$ и $2\omega_0 = p\Omega$ (*p* - любое целое число).

1. W.Happer, Rev. Mod. Phys., 44, 169-249, (1972).

2. М.И.Дьяконов, ЖЭТФ, 47, вып. 6, 2213-2221, (1964).

3. S.Stenholm, C.-G. Aminoff, J. Phys. B: At. Mol. Phys., 6, №11, 2390-2408, (1973).

МЕТОДНАБЛЮДЕНИЯСВЕРХУЗКОГОРЕЗОНАНСА ЭЛЕКТРОМАГНИТНО-ИНДУЦИРОВАННОЙАБСОРБЦИИ ВПРИСУТСТВИИБУФЕРНОГОГАЗА

БражниковД.В.*'**, ТайченачевА.В.*'**, ТумайкинА.М.*, ЮдинВ.И.*'**'**, БасалаевМ.Ю.***, ГончаровА.Н.*'**'**, ШиловА.М.*'**, ЗибровА.С.**

*Институт лазерной физики СО РАН, Новосибирск, Россия **Новосибирский государственный университет, Новосибирск, Россия ***Новосибирский государственный технический университет, Новосибирск, Россия Предложен новый метод наблюдения резонанса электромагнитноиндуцированной абсорбции в Ханле-конфигурации. Преимущество метода состоит в том, что он позволяет использовать буферный газ или антирелаксационное покрытие стенок ячейки для существенного улучшения параметров резонанса, что недоступно стандартным методам наблюдения.

Электромагнитно-индуцированная прозрачность ¹(ЭИП) иабсорбция ² (ЭИА) представителями нелинейных эффектов, основанных являются яркими на интерференции атомных состояний. Эффект ЭИП, связанный с явлением когерентного пленения населенностей ^{3,4} (КПН), может наблюдаться в виде узкого резонанса в поглощении среды. Причем одной из основных особенностей является то, что его ширина может быть гораздо меньше естественной ширины линии, поэтому такие резонансы иногда называют «субнатуральными» (subnatural). Резонанс ЭИА, также являющийся субнатуральным и имеющий обратный к ЭИП-резонансу знак в сигнале поглощения, обычно связан с явлением спонтанного переноса анизотропии с возбужденного уровня энергии атома на основной⁵.

Существующие эффективные методы, позволяющие добиться узкой ширины и высокого контраста резонанса ЭИП,связаны с использованием буферного газа или ячейки с антирелаксационным покрытием. При этом, ширина нелинейного резонанса может составлять всего несколько десятков Гц⁶. Кроме того, явление ЭИП сопровождается острой дисперсией среды. Все эти яркие качественные особенности эффекта ЭИП (итесно связанного с ним эффекта КПН) привели к множеству применений данного явления в таких направлениях современной физики, как нелинейная оптика и оптические коммуникации (четырехволновое смешение, «медленный» свет), квантовая информатика (оптическая память), квантовая метрология (компактные атомные часы и магнитометры нового поколения), лазерная физика и др.

ВсравнениисЭИП, эффектЭИАнашелкудаменьшеприложений. Одно из основных обстоятельств заключается в том, что те методы, которые хорошо показали себя для оптимизации параметров ЭИП-резонансов, оказывались бесполезными в случае резонансов ЭИА. Это, очевидно, связано с тем, что в процессе столкновений со стенками кюветы или с буферным газом происходит разрушение анизотропии в возбужденном состоянии атома и, как следствие, спонтанного переноса когерентности не происходит – явление ЭИА подавляется^{7,8}.

В настоящей работе мы предлагаем метод наблюдения резонанса ЭИА, который позволяет использовать буферный газ или ячейки с антирелаксационным покрытием для существенного уменьшения ширины и увеличения контраста этого нелинейного резонанса. Для наблюдения ЭИА-резонанса мы используем две встречные световые волны («пробный» луч и луч «накачки») в Ханле-конфигурации. Обе волны настроены в резонанс с одним и тем же дипольно-разрешенным атомным переходом, а сигналом служит поглощение пробной волны как функция величины статического магнитного поля, приложенного вдоль волновых векторов волн, распространяющихся в кювете с атомным газом.



Рис.1. (*a*) Трехуровневая Л-схема в базисе {|1⟩,|2⟩,|3⟩} и (б) в базисе {|*NC*⟩,|*C*⟩,|3⟩}. Сплошными линеями показаны переходы, индуцируемые волной накачки, штриховыми – пробной волной. (*в*) Поглощение пробного поля в зависимости от величины статического магнитного поля (частоты Лармора в единицах скорости спонтанной релаксации возбужденного уровня) в случае параллельных эллипсов поляризации (штрих.) и в случае ортогональных эллипсов поляризации (сплош.).

Эллиптичности волн равны $\varepsilon = \varepsilon_p = 15^\circ$

Для теоретического анализа задачи использовался стандартный квантовомеханический формализм атомной матрицы плотности. На основе трехуровневой Λ модели атома (см. рис.1*a*) в рамках первого приближения теории возмущений было получено аналитическое выражение для поглощения пробной волны. В целях экономии места мы его здесь приводить не будем, но представим, вкратце, качественное обоснование возможности наблюдения ЭИА-резонанса в Λ -схеме.

На рисунке 1*а* изображена Λ -схема, образованная собственными состояниями гамильтониана атома в отсутствии светового поля. Мы считаем, что при нулевом магнитном поле (частота Лармора Ω =0) основное состояние двукратно вырождено. Такая Λ -схема в стационарном состоянии эквивалентна атомному переходу $F_g=1 \rightarrow F_e=1$, где $F_{g,e}$ – полные угловые моменты атома в основном и возбужденном состояниях, соответственно. Длядальнейшегоанализаудобноперейтикновомубазису $\{|NC\rangle, |C\rangle, |3\rangle\}$, см. рис.16.3десь

$$|C\rangle = \cos(\varepsilon - \pi/4)|1\rangle - \sin(\varepsilon - \pi/4)|2\rangle, \qquad (1)$$

$$NC \rangle = \sin\left(\varepsilon - \pi/4\right) \left|1\right\rangle + \cos\left(\varepsilon - \pi/4\right) \left|2\right\rangle.$$
⁽²⁾

В этих выражениях є – параметр эллиптичности поляризации волны накачки. Тогда операторы взаимодействия атома с волной накачки и пробной волной имеют, соответственно, вид:

$$\widehat{V} = \frac{\hbar R}{\sqrt{2}} |3\rangle \langle C| \quad \mathbf{H} \quad \widehat{V}_p = \frac{\hbar R_p}{\sqrt{2}} |3\rangle (\xi_1 \langle C| + \xi_2 \langle NC|), \qquad (3)$$

где $R = E_0 d/\hbar$ – частота Раби, E_0 – вещественная амплитуда волны (соответственно, пробной или волны накачки), а d – матричный элемент перехода (равный для обоих плеч Λ -схемы). Коэффициенты ξ_1 и ξ_2 в (3) равны:

$$\xi_1 = \cos(\varphi)\cos(\varepsilon - \varepsilon_p) - i\sin(\varphi)\sin(\varepsilon + \varepsilon_p), \qquad (4)$$

$$\xi_2 = \cos(\varphi)\sin(\varepsilon - \varepsilon_p) - i\sin(\varphi)\cos(\varepsilon + \varepsilon_p).$$
(5)

Здесьє_р — эллиптичностьпробнойволны, а φ — угол между главными осями эллипсов поляризации встречных световых волн.

Из выражения (3) следует, что при нулевом магнитном поле (Ω =0) состояние $|NC\rangle$ является темным для поля накачки для произвольной эллиптической поляризации ε , то есть $\hat{V}|NC\rangle$ =0. Таким образом, в стационарном режиме атомы накапливаются

именно в этом состоянии, более не взаимодействуя с сильным полем накачки. Среда становится прозрачной для этого поля. Вблизи нулевого магнитного поля сила взаимодействия пробной волны со средой, находящейся в «темном» состоянии $|NC\rangle$ определяется матричным элементом:

$$\left< 3 \left| \hat{V}_p \right| NC \right> = \frac{\hbar R_p}{\sqrt{2}} \xi_2 \,. \tag{6}$$

Из формул (5) и (6) сразу же следует, что при равных эллиптических поляризациях встречных волн ($\varepsilon = \varepsilon_p$) и при $\varphi = 0$ (т.е. эллипсы поляризаций параллельны) состояние $|NC\rangle$ будет также темным и для пробной волны, иными словами: $\hat{V}_p |NC\rangle = 0$. Это приведет к тому, что в центре магнитооптического резонанса будет формироваться узкий провал – резонанс ЭИП (рис.1*в*). В случае $\varphi = \pi/2$ пробная волна взаимодействует с обоими состояниями $|NC\rangle$ и $|C\rangle$ (см. рис.1*б*) и испытывает существенное поглощение – формируется резонанс ЭИА (рис.1*в*). Максимальное поглощение пробной волны происходит при $\varepsilon = -\varepsilon_p$, так как в этом случае пробная волна взаимодействует только с состоянием $|NC\rangle$, в которое поле накачки собрало бо́льшую часть атомов.

Кроме Л-схемы нами были также произведены численные расчеты для реальных атомных переходов (с усреднением по скоростному распределению в газе), демонстрирующие сохранение качественных особенностей, описанных выше.

В заключении отметим основной результат работы. Нами был предложен новый метод наблюдения ЭИА-резонанса, в котором эффект ЭИА основан не на образовании анизотропии в возбужденном состоянии и последующим ее спонтанном переносе, а связан с взаимодействием света исключительно с основным состоянием атома. Такой метод наблюдения позволяет использовать все те методы оптимизации параметров субнатуральных резонансов, которые используются повсеместно для резонансов ЭИПтипа (буферный газ и/или антирелаксационное покрытие стенок кюветы). Этот метод может найти применения в нелинейной оптике, магнитометрии и других областях, где в настоящее время активно используется эффект ЭИП. При дальнейшем развитии предложенного метода возможно использование его в оптических коммуникациях для эффективного управления групповой скоростью распространения простого и импульсов света. Работа выполнена при поддержке Минобрнауки РФ в рамках ФШП "Научные и научно-педагогические кадры инновационной России на 2009-2013 гг." (ГК 14.740.11.0887 и ГК 16.740.11.0466), РФФИ (гранты № 12-02-00454, 12-02-00403, 11-02-00775, 11-02-01240, 10-02-00406),РАН и Президиума Сибирского отделения РАН, Д.В.Б. и М.Ю.Б. поддержаны грантом Президента РФ (МК-3372.2012.2).

1. S.E. Harris, *Physics Today*, **50**, 36-42 (1997).

2. A.M. Akulshin, S. Barreiro, A. Lezama, Phys. Rev. A, 57, 2996-3002 (1998).

3. G. Alzetta, A. Gozzini, L. Moi, G. Orriols, Nuovo Cimento B, 36(1), 5-20, (1976).

4. E. Arimondo, G. Orriols, Lett. Nuovo Cimento, 17, 333-338, (1976).

5. А.В. Тайченачев, А.М. Тумайкин, В.И. Юдин, *ПисьмавЖЭТФ*, **69**(11), 776-781, (1999).

6. M. Erhard, H. Helm, Phys. Rev. A, 63, 043813, (2001).

7. H. Failache, P. Valente, G. Ban, V. Lorent, A. Lezama, *Phys. Rev. A*, **67**, 043810, (2003).

8. D.V. Brazhnikov, A.V. Taichenachev, A.M. Tumaikin, V.I. Yudin, J. Opt. Soc. Am. B, 22, 57-64, (2005).

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ДИФРАКЦИОННОЙ КАРТИНЫ НА АМПЛИТУДНО-ФАЗОВЫХ РЕШЕТКАХ НАСЕЛЕННОСТЕЙ В ЧЕТЫРЕХУРОВНЕВЫХ СХЕМАХ Гордеев М.Ю.*, Ефремова Е.А.*, Рождественский Ю.В.**

*Санкт-Петербургский государственный университет **Санкт-Петербургский национальный исследовательский универститет информационных технологий, механики и оптики

В последнее время возрос интерес к исследованию эффекта электромагнитно-индуцированных решеток (EIG)в трехуровневой Л- и четырехуровневой N-схемах квантовых системах [1-4]. Эффект наблюдался также в ультрахолодных атомных газах [2]. В дополнение к этим конфигурациям, есть интерес к исследованию трипод систем [5].

В данной работе мы исследовали электромагнитно-индуцированные амплитуднофазовые решеткидля трех конфигураций четырехуровневых схем: триподконфигурации с тремя нижними и одним верхним уровнями, Y- и N-схем.

Среда является оптически толстой и однородно уширенной. Мы анализировали четырехуровневые схемы, взаимодействующие с тремя полями, с помощью формализма матрицы плотности. Таким образом, наша модель основана на решении уравнения Лиувилля самосогласованно с уравнениями Максвелла. Скорость спонтанных распадов, а также скорость распада поляризации и когерентности вводятся в уравнения Лиувилля феноменологически. Волновое уравнение для полей написано в приближении медленно меняющихся фаз и амплитуд. Мы также считаем, что рассматриваемые системы замкнуты, то есть распад населенностей вне системы отсутствует.

Есть много параметров, которые влияют на форму результирующей дифракционной картины (расстройки, разности фаз, интенсивности стоячих волн). Мы провели различные численные эксперименты, сосредоточившись, в частности, на исследовании зависимости формы дифракционной картины от разности фаз между стоячими волнами. Мы также рассмотрели случай, когда интенсивности стоячих волн были разными. Особенно важен случай равных расстроек для стоячих волн и влияние расстройки пробной волны на эффективность дифракции в ненулевой порядок.

В данной работе показано, как можно формировать и контролировать дифракционную картину путем изменения различных параметров. Таким образом, продемонстрировано, как можно полностью подавить дифракцию в желаемом порядке дифракции, или наоборот, усилить данный порядок дифракции. В простой ситуации, когда две стоячие волны равны по фазе, интенсивность дифракционного максимума нулевого порядка очень велика. Что касается эффективности дифракции в первый порядок, это зависит от уровня фазовой модуляции, как и ожидалось. Амплитудная решетка стремится преломлять свет в центральный максимум. Фазовая решетка рассеивает энергию в более высокие порядки дифракции.

1. H. Y. Ling, Y.Q.Li and M. Xiao// Phys. Rev. A 57, 1338-1344 (1998)

2. M. Mitsunaga and N. Imoto// Phys. Rev. A 59, 4773-4776 (1999)

3. Luis E.E. de Araujo // Opt. Letters , **35**, 7, 977-979 (2010)

4. Silvania A. Carvalho and Luis E.E. de Araujo// Opt. Express, 19, 3, 1936-1944 (2011)

5. E. Paspalakis and P.L. Knight // J. Opt. B: Quantum Semiclass. Opt, 4, S372-S375, (2002)

6. V. Ivanov and Yu. Rozhdestvensky// Phys. Rev. A 81, 033809 (1998)

МЕЖЗОННЫЕ ПЕРЕХОДЫ НА ПОВЕРХНОСТИ ПРОЗРАЧНОГО ШИРОКОЗОННОГО КРИСТАЛЛА Иванов А.В.

Санкт-Петербургский национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики, Санкт-Петербург, Россия

Для расчета вероятностей прямых межзонных переходов в системе объемных и поверхностных состояний полубесконечного широкозонного кристалла предложены модельные волновые функции. Получены выражения для скоростей однофотонных и двухфотонных переходов под действием линейно-поляризованного света. Показано, что величина вероятности перехода существенно зависит от угла между вектором поляризации света и нормалью к поверхности.

Развитие техники ультракоротких импульсов (УКИ) лазерного излучения привело к появлению новых оптических технологий микрообработки и структурирования поверхности твердотельных материалов^{1,2}. Использование УКИ с критической для материала интенсивностью позволяет получать на его поверхности воспроизводимые структуры с линейными размерами (~10 нм), малыми по сравнению с длиной волны света³. В ряде случаев для обработки поверхности материала используется явление оптического пробоя (ОП), который также может быть реализован в режиме УКИ.

Трудности, связанные с исследованием ОП, обусловлены сложностью этого физического явления, состоящего из различных процессов. Начальным, и, по всей видимости, ключевым процессом, приводящим в итоге к ОП материала, является генерация критического количества свободных носителей. Считается, что существуют два основных механизма генерации свободных носителей, приводящих к ОП в очень чистых прозрачных материалах, – лавинная ионизация^{4,5} и ионизация за счет многофотонных межзонных переходов (МФМП)^{6,7}.Учет многозонной энергетической структуры приводит к возможности реализации каскадно-лавинной генерации свободных носителей⁸. Вместе с тем, лавинные и каскадно-лавинные механизмы генерации электрон-дырочных пар (ЭДП) в широкозонных материалах без примесей включают в себя,в том числе, и МФМП. Таким образом, для реализации того или иного механизма нелинейного поглощения в твердотельной системе существенное значение имеют величины скоростей межзонных оптических переходов.

Теоретическое описание взаимодействия лазерного излучения с носителями заряда в поверхностной области кристалла связано с необходимостью расчета энергетической структуры поверхностных зон и получения волновых функций (ВФ) поверхностных состояний. Для решения этой задачи успешно применяются современные *abinitio* методы расчета с использованием численного моделирования. Вместе с тем, в случае выполнения простых количественных оценок, например, скоростей оптических переходов, использовать получаемые указанными методами ВФ состояний без соответствующих объемных компьютерных вычислений невозможно.

Для описания оптических свойств кристаллов в таких случаях удобнее пользоваться ВФ более общего вида, воспроизводящими основные свойства электронных состояний кристалла с поверхностью, аналогично тому, как это делается для объемного материала с помощью зонных блоховских функций.

В работе рассматривается полубесконечный кристалл, граничащий с вакуумом. Поверхность кристалла считалась идеальной и атомарно-чистой без примесей и дефектов. Предполагается, что в результате образования поверхности произошли реконструкция и релаксация поверхностного слоя материала и что поверхностная и объемная энергетические структуры кристалла известны (рис. 1). Зависимость энергии состояния от компонент волнового вектора (двумерного в случае поверхности) описывалась в рамках приближения эффективной массы.



Рис. 1. Одно- и двухфотонные оптические переходы в двумерной зонной структуре идеальной поверхности кристалла с реконструкцией 2×1. Заштрихованные области – проекции объемных зон на поверхностную зону Бриллюэна, вертикальные линии со стрелками вверх – фотоны.

ВФ поверхностных состояний определялись с помощью процедуры сшивания ВΦ на границах модельных асимптотических областей (область вакуума, поверхностная и объемная области).Полученные в работе ВФ поверхностных состояний обладают двумерной периодичностью в плоскости параллельной поверхности и затухают по обе стороны от границы поверхности и вакуума.

Оценка величин скоростей оптических переходов в системе проводилась в рамках теории возмущений с оператором электрон-фотонного взаимодействия в виде:

$$\hat{V}_{\text{el-ph}} = -\frac{e_0}{m_0 c} \mathbf{A} \cdot \mathbf{p} \,. \tag{1}$$

где e_0 и m_0 - заряд и масса свободного электрона, c- скорость света, **A**- оператор векторного потенциала электромагнитного поля, **p**- оператор импульса частицы.

Используя полученные выражения для модельных $B\Phi$, а также типичные для широкозонных полупроводников и диэлектриков значения параметров, получим следующее соотношение между компонентами перпендикулярных к поверхности векторов межзонных матричных элементов оператора импульса p_{ij} между поверхностными (s)и объемными (b) состояниями:

$$\frac{p_{ij\perp}^{s}}{p_{ij\perp}^{b}} \gg 1, \qquad (2)$$

Соотношение (2) приводит к тому, что скорости разрешенных переходов в системе поверхностных и объемных состояний в случае вектора поляризации света направленного перпендикулярно плоскости поверхности уменьшаются медленнее с ростом числа фотонов света участвующих в переходе, чем в случае, когда вектор поляризации лежит в плоскости поверхности.

Оценки скоростей переходов как функции углов, образуемых вектором поляризации света в системе кристаллографических осей, и частоты света выполнялись для параметров поверхностной энергетической структуры кристалла, близкой к структуре C (100) 2×1^9 .На рис. 2 представлены графики зависимостей скорости двухфотонных переходов между ПС от угла ψ между вектором поляризации и нормалью к поверхности. На рис. 2 видно, чтомаксимум нормированной величины скорости перехода, находится вблизи угла $\pi/4$, при этом в зависимости от угла между вектором поляризации и нормалью к поверхности значение скорости перехода может изменяться на порядок величины.



Рис. 2. Зависимость нормированной скорости двухфотонных переходов между поверхностными состояниями от угла между вектором поляризации света и нормалью к плоскости поверхности.

Полученные результаты могут быть использованы для моделирования фотоиндуцированных кинетических процессов на поверхности кристаллических материалов. В частности, зависимость скорости перехода от угла между вектором поляризации и нормалью к плоскости поверхности кристалла, как показывает проведенное исследование, необходимо учитывать при определении величины пороговой интенсивности для поверхностного пробоя широкозонных полупроводников и диэлектриков. С этой точки зрения, в случае тонкой полировки поверхности нормально падающее на поверхность мощное излучение может вызывать пороговая интенсивность которого равняется поверхностный OΠ, пороговой интенсивности объемного ОП. Наличие же дефектов, возникающих в результате обработки поверхности, приводит к возникновению перпендикулярной к поверхности составляющей вектора поляризации света, что в конечном итоге уменьшает величину порога поверхностного пробоя.

1. C. Schaffer, A. Brodeur, J. Garcia, and E. Mazur, Opt. Lett., 26, 93-96, (2001).

2. A. Marcinkevicius, S. Juodkazis, M. Watanabe, M. Miwa, S. Matsuo, H. Misawa, and J. Nishii, *Opt. Lett.*, **26**, 277-281, (2001).

3. K. Ke, A.P. Joglekar, H. Liu, E. Meyhöfer, E. Hasselbrink, G. Mourou, A.J. Hunt, *Proc. CLEO*, **CThV3**, (2005).

4. А.С. Епифанов, А.А. Маненков, А.М. Прохоров, ЖЭТФ, 70, 728-732, (1976).

5. L.H. Holway, D.W. Fradin, J. Appl. Phys, 46, 279-284, (1975).

6. A. Schmid, P. Kelly, P. Braunlich, Phys. Rev. B., 16, 4569-4575, (1977).

7. B.S. Sharma, K.E. Riekhof, Canadian J. Phys., 45, 3781-3788, (1967).

8. А.В. Иванов, Р.С. Левицкий, Е.Ю. Перлин, Onm. и спектр. 107, 272-278, (2009).

9. A.A. Stekolnikov, J. Furthmuller, and F. Bechstedt, Phys. Rev. B., 65, 115318, (2002).

ВЛИЯНИЕ ЛАЗЕРНОЙ ЗАПИСИ МЕТОДОМ ТЕРМОХИМИЧЕСКОГО ОКИСЛЕНИЯ НА СПЕКТРЫ ОТРАЖЕНИЯ ТОНКИХ ПЛЕНОК ХРОМА Агафонов А.Н.

Самарский государственный аэрокосмический университет имени академика С.П. Королева (национальный исследовательский университет), Самара, Россия

Исследованы спектры отражения тонких пленок хрома до и после лазерной записи методом локального термохимического окисления. Проведены измерения для квазиаморфных и кристаллических типов пленок. Показано влияние рекристаллизации на спектр отражения.

В настоящее время известен ряд сравнительно дешевых методов изготовления металлизированных шаблонов для производства дифракционных оптических элементов (ДОЭ), основанных на формировании изображениянепосредственно в слое рабочего материала, без использования фоторезиста, при помощилокальной обработки излучением $(ЛИ)^{1}$. материала лазерным Эти методы можно разделить на термофизические (рекристаллизация или прямое испарение вещества) И термохимические (окисление) методы. С точки зрения возможности увеличения разрешающей способности более предпочтителен метод термохимического окисления. Он основан на локальном окислении тонких пленок хрома под действием лазерного излучения. Последующее жидкостное травление образца приводит к формированию микрорельефа, за счет существенного различия скоростей травления хрома и его окисных форм.

Использование перспективных, с точки зрения повышения разрешающей способности, тонких пленок (<50 нм), вызывает необходимость более подробного исследования влияния микроструктуры пленки хрома и ее химического состава на процесс термохимического окисления, в том числе на оптические свойства материала пленки.

Исследование коэффициента отражения пленок хрома проводилось на спектрофотометре Shimadzu UV 3600. Были получены спектры отражения от образцов пленок, с параметрами, приведенными в таблице1.

Номер образца	Стадия	Размер кристаллита, нм	Толщина, нм
1	До лазерной обработки	Квазиаморфная пленка	≈80
2	До лазерной обработки	≈25 нм	≈80
3	После лазерной обработки	Квазиаморфная пленка	≈80
4	После лазерной обработки	≈25 нм	≈ 80

Таблица 1. Параметры образцов для исследования оптических свойств

Результаты измерений приведены на рисунках 1,2.



Рис. 1. Спектры отражения до лазерной обработки а) квазиаморфная пленка, б) кристалличная пленка.



Рис. 2. Спектры отражения после лазерной обработки а) квазиаморфная пленка, б) кристалличная пленка.

Полученные данные хорошо согласуются с имеющимися в литературе². Падение коэффициента отражения после лазерной обработки объясняется частичным окислением пленки хрома. При больших значениях мощности записи (>80% Ркр, где Ркр – мощность ЛИ, при которой начинается активное плавление хрома) наблюдается резкое изменение коэффициента отражения квазиаморфных пленок (рис. 3).



мощности. Нижняя кривая – до лазерной обработки, верхняя кривая – после лазерной обработки.

Подобное изменение спектра отражения возможно под влиянием двух факторов:

1. Изменение характерного размера кристаллитов в процессе лазерной записи (рекристаллизация)

2. Образование различных типов оксидов хрома в зависимости от мощности экспонирующего излучения(Cr₂O₃и CrO₂).

Имеющиеся в настоящее время экспериментальные данные по определению характерного размера кристаллитов³ показывают, что в случае квазиаморфных пленок, при сравнительно больших мощностях лазерного излучения, рекристаллизация возможна. Так как указанное изменение спектра отражения присутствует только в случае квазиаморфной пленки, вероятнее всего, процессы рекристаллизации являются определяющими.

Так как характерный размер кристаллитов во многом определяет количество окисленного хрома и стойкость полученных структур к последующему жидкостному травлению, активная рекристаллизация может сильно влиять на результаты азерной записи. Следовательно, определение условий, при которой в квазиаморфной пленке начинаются активные процессы рекристаллизации, является актуальной задачей, требующей решения.

Таким образом, в результате проделанной работы:

1. Определены экспериментальные зависимости коэффициента отражения пленок хрома различной микроструктуры, как до лазерной обработки, так и после нее.

2. Показано влияние процессов рекристаллизации на спектр отражения квазиаморфных пленок.

3. Показано влияние характерного размера кристаллитов на спектры отражения пленок хрома.

1. Veyko V.P., Shakhno E.A., Poleshchuk A.G., Korolkov V.P., Matyzhonok V. Local Laser Oxidation of Thin Metal Films: Ultra-resolution in Theory and in Practice// JLMN-Journal of Laser Micro/Nanoengineering Vol. **3**, No. 3, pp. 201-205 (2008)

2. Вейко В.П., Либенсон М.Н., Червяков Г.Г., Яковлев Е.Б. Взаимодействие лазерного излучения с веществом. Силовая оптика, М.: ФИЗМАТЛИТ, 312 с., (2008)

3. А.Н. Агафонов, Исследование параметров микроструктуры пленок хрома и их влияния на результаты локального термохимического окисления под действием лазерного излучения Научно-технический вестник информационных технологий, механики и оптики, №05(69), с. 17-21, (2010)

СТЕНДОВЫЕ ДОКЛАДЫ

ИНТЕРФЕРЕНЦИЯ ОПТИЧЕСКИХ ВОЛН В КРИСТАЛЛИЧЕСКИХ КВАРЦЕВЫХ ЛИНЗАХ <u>Пикуль О.Ю</u>., Коваленко Л.Л., Куликова Г.В.

Дальневосточный государственный университет путей сообщения, Хабаровск, Россия

В работе представлены экспериментальные результаты, позволяющие определить дефекты кристаллических кварцевых линз по наблюдению их коноскопических картин

Формирование интерференционных (коноскопических) картин возможно не только при прохождении сходящегося излучения через плоскопараллельные кристаллические пластинки, но и в оптической линзе из кристаллического кварца, помещенной в оптической системе между скрещенными поляризатором и анализатором.

Контроль оптического качества кристаллической линзы с помощью колец Ньютона позволяет определить только дефект сферической поверхности. В то время как коноскопический метод позволяет выявлять не только поверхностные дефекты линзы, но и ее внутренние дефекты за счет разделения пучка лазерного излучения на два луча в самой кварцевой линзе.

Для идеальной кристаллической кварцевой линзы на экране за анализатором наблюдают коноскопическую картину, подобную коноскопической картине плоскопараллельной оптически активной кристаллической пластинки в видеконцентрических колец-изохром с центром на оси пучка; черный «мальтийский крест» в центре картины в области некоторого углового диаметраотсутствует.

Возможные дефекты кристаллической линзы проявляются аномалиями на ее коноскопической картине. Например, коноскопическая картина двояковыпуклой линзы из правовращающего кварца, состоящей из двух одинаковых плосковыпуклых линз, имеет аномалии(рис. 1), которые объясняются возможной несоосностьюсоставных частей линзы.



Рис. 1. Коноскопическая картина составной кварцевой линзы толщиной по оси 6,2 мм (искажение формы первой изохромы в центре картины) (*a*); фрагмент коноскопической картины в области «мальтийского креста» на периферийной области (разрыв и нестыковка изохром) (*б*).

ВЫДЕЛЕНИЕ РЕАЛЬНЫХ НЕВОЗМУЩЕННЫХ ВОЛН ПРИ ДИФРАКЦИИ ПЛОСКОЙ ВОЛНЫ НА ЗЕРКАЛЬНОЙ ПОЛУПЛОСКОСТИ Седухин А.Г.

Учреждение Российской академии наук Институт автоматики и электрометрии Сибирского отделения РАН, Новосибирск, Россия

Для случая дифракции плоской электромагнитной волны на идеально проводящей (зеркальной) полуплоскости, в ограниченной области параксиального пространства, определены условия и процедура разделения дифрагированного поля на реальные невозмущенные и краевые волны. Решением обратной задачи, с использованием методов оптимизации, получен ряд решений. Проведена их сравнительная оценка.

Как известно, в оптических системах формирования мощных лазерных пучков, при пространственной передаче их энергии, ставятся задачи по снижению уровня их максимальной удельной плотности (для исключения газового пробоя) и снижению краевых дифракционных эффектов, вызывающих потерю эффективности излучения. В частности, такой подход является стандартным в каскадах современных мощных импульсных фемтосекундных лазеров. При этом, в протяженных ограниченных областях пространства, делается переход от классической гауссовой формы лазерных пучков к широким пучкам с плоскими вершинами, часто аппроксимируемыми эмпирическими супер-гауссовыми, супер-лоренцевыми и другими профилями. Это характерно также и для ряда других случаев – например, для полей мощных непрерывных лазеров, используемых в лазерных интерферометрах для обнаружения гравитационных волн в астрофизике, а также для лазерных систем дистанционного зондирования атмосферы. Следует подчеркнуть, что волновое поле в различных поперечных плоскостях вблизи перетяжки перечисленных типов пучков изменяется слабо, что можно трактовать как сглаживание дифракционных эффектов в данной ограниченной пространственной области и проявление эффектов самовоспроизведения пучков и их продольной и поперечной аподизации. Кроме того, особый интерес представляет предельный случай с широкой перетяжкой пучка, когда, в первом приближении, дифракционными эффектами от противоположных краев перетяжки можно пренебречь, а переходную область, достаточно полно охватывающую один из краев пучка, можно рассматривать как изолированную самовоспроизводящуюся область. Эффекты дифракции в названной области также можно приближенно считать изолированными, а полное поле плосковершинного пучка можно синтезировать из суммы полей, описывающих по отдельности противоположные края пучка.

В настоящей работе проводится сопоставление вышеуказанных самовоспроизводящихся пучков с пучками, которые в теории краевой дифракции света по Юнгу определяются как невозмущенные. В отличие от геометрических теорий дифракции, в которых невозмущенный пучок связываются с математически удобной, но нереальной и разрывной на границе свет-тень геометро-оптичекой волной, для невозмущенных пучков здесь отыскиваются реальные безразрывные аналоги геометрооптической волны, которые удовлетворяют волновому уравнению распространения пучков и слабо изменяются в пределах заданных расстояний. В этой связи, термин «невозмущенные» используется в работе условно для характеристики световых пучков, имеющих лишь достаточно высокую, заданную, степень их самовоспроизводимости в пределах также заданных расстояний распространения.

Установлено, что решение дифракционной задачи с разделением волнового поля на реальные невозмущенные и краевые компоненты является неоднозначным. Однако,

как было определено, выделение новых видов реальных самовоспроизводящихся позволяет отказаться от неоптимальных пучков эмпирически выбираемых плосковершинных профилей и заменить их на улучшенные, по своим характеристикам, и физически обоснованные профили. В частности, здесь рассматривается процедура выделения оптимальных невозмущенных или иначе самовоспроизводящихся пучков из однородных волновых компонентов решения Зоммерфельда для классической двумерной задачи дифракции плоской электромагнитной волны на экране в виде бесконечно тонкой идеально-проводящей полуплоскости.¹ Данная процедура согласуется с недавно предложенной нами моделью так называемой безразрывной краевой дифракции,^{2,3} введенной для случая дифракции сходящейся сферической волны на круглом экране. В настоящей работе за основу принимается частный случай решения Зоммерфельда, когда поляризованная вдоль оси у плоская волна единичной

амплитуды с электрическим вектором $E_y^{(i)} = \exp[ik(x\cos\alpha + y\sin\alpha)]$ $(k = 2\pi/\lambda - волновое число, \lambda - длина световой волны) падает на экран приближенно нормально под углом <math>\alpha \approx \pi/2$ (относительно лежащей в плоскости экрана положительной оси x, которая перпендикулярна краю экрана – оси y), а электрический вектор этой волны ориентирован вдоль края экрана. Как было найдено, плавно-изменяющееся вещественное амплитудное пропускание $\tilde{g}_m^{(SR)}(\xi_{\pm Z})$ некоторого m-го самовоспроизводящегося в пределах расстояний от 0 до -z и от 0 до +z зеркального экрана со сглаженным краем (m – натуральный индекс) приближенно связано с медленно изменяющимися комплексными амплитудами отраженных и прошедших волновых полей на расстояниях -z либо +z от него посредством следующего интегрального соотношения:

$$\tilde{g}_{m}^{(SR)}(\xi_{\pm Z}) = \frac{(1-i)}{\sqrt{2}} \int_{-\infty}^{\infty} g_{m}^{(SR)}(\xi_{\pm XZ}) \exp\left[i\pi \left(\xi_{\pm XZ} - \xi_{\pm Z}\right)^{2}\right] \mathrm{d}\xi_{\pm XZ} ,$$

где $\xi_{+Z} = -x_+/\sqrt{\lambda Z_+/2}$ и $\xi_{-Z} = -x_-/\sqrt{\lambda Z_-/2}$ – параксиальные координатные функции, связанные с плоскостями +z = +Z/2 и -z = -Z/2 (при Z, обозначающем полное расстояние самовоспроизведения поля в слое от -z до +z), x_+ и x_- – координаты, перпендикулярные краю экрана, отсчитываемые от этого края и перпендикулярные также соответствующим координатам z_+ и z_- вдоль границ геометрических теней отраженной и прошедшей волн, $\xi_{+XZ} = -X/\sqrt{\lambda Z_+/2}$ и $\xi_{-XZ} = -X/\sqrt{\lambda Z_-/2}$ – переменные интегрирования в плоскости экрана, вдоль координаты X, перпендикулярной его краю.

С точностью до отбрасываемой фазовой константы, приведенное уравнение эквивалентно дифракционному интегралу Кирхгофа для соответствующих связанных комбинаций выходных координат и переменных интегрирования. Оно решалось методами оптимизации, в результате чего находились сопряженные пары функций $\tilde{g}_m^{(SR)}(\xi_{+z})$, $g_m^{(SR)}(\xi_{+xz})$ либо идентичные им, с точностью до аргументов, $\tilde{g}_m^{(SR)}(\xi_{-z})$, $g_m^{(SR)}(\xi_{-xz})$. На рисунках 1а и 16, в качестве примера, для двух генераций при m=1 и m=2 приведены графики указанных компьютерно-синтезированных функций [для комплексных функций $g_m^{(SR)}(\xi_{+xz})$ и $g_m^{(SR)}(\xi_{-xz})$ отображены их реальные (Re) и мнимые (Im) части]. Для более полной характеризации, приведены также графики исходных функций для магнитуды $\left|E_{-y}(\xi_{-z})\right|$ медленно изменяющейся компоненты отраженного поля и прошедшего поля $\left|E_{+y}(\xi_{+z})\right|$ для зеркального экрана с резким

краем на расстояниях, соответственно, -Z и +Z от него. Параметр $\Delta \xi_{\pm}^{m}$ во вставках обозначает шаг выборки аргументов искомых синтезируемых функций при оптимизации. Для более точного представления о поведении функций $\tilde{g}_{m}^{(SR)}(\xi_{\pm Z})$, во вставках отображены также численные значения их производных (крутизны наростания) $d\tilde{g}_{m}^{(SR)}(\xi_{\pm Z})/d\xi_{\pm}$ в точке $\xi_{\pm Z} = 0$, а также максимального выброса (пика) $\delta \tilde{g}_{m}^{(SR)} = \max \tilde{g}_{m}^{(SR)} - 1$ над единичным уровнем и величины интегральной среднеквадратичной ошибки расхождения с функциями $g_{m}^{(SR)}(\xi_{\pm XZ})$, определенной как



Рис. 1. Графики магнитуды функции $E_{\pm y}(\xi_{\pm Z})$, а также вещественной функции пропускания экрана $\tilde{g}_{m}^{(SR)}(\xi_{\pm Z})$ и реальной и мнимой компонент медленно изменяющейся комплексной амплитуды поля $g_{m}^{(SR)}(\xi_{\pm XZ})$ на расстоянии $\pm z$ от экрана, синтезированных при $\Delta \xi_{\pm}^{(1)} = 0.1$, m = 1 (a), то же при $\Delta \xi_{\pm}^{(2)} = 0.2$, m = 2 (б)

Как видно из графиков и численных значений их параметров на вставках, для синтезированных профилей, расхождения амплитуды поля в плоскости экрана и на расстоянии $\pm z$ от него являются очень незначительным, при высокой крутизне наростания амплитуды поля на границе тень-свет, близкой к таковой для исходной функции $|E_{+y}(\xi_{+z})|$ от экрана в виде зеркальной полуплоскости. Данные профили могут служить основой для синтеза мощных плосковершинных лазерных пучков, имеющих высокую степень самовоспроизведения в области перетяжки с плоским волновым фронтом.

Работа выполнена при поддержке междисциплинарного интеграционного проекта президиума СО РАН№ 112.

- 1. М. Борн, В. Вольф, Основы оптики, М.: Наука, 855 с, (1970).
- 2. A.G. Sedukhin, J. Opt. Soc. Am., A27, № 3, 622-631, (2010).
- 3. A.G. Sedukhin, J. Opt. Soc. Am., A27, № 3, 632-636, (2010).

ИССЛЕДОВАНИЕ ВОЗБУЖДЕНИЯ И РЕЛАКСАЦИИ ЭЛЕКТРОННОГО ГАЗА В МЕТАЛЛЕ ПРИ ОБЛУЧЕНИИ УЛЬТРАКОРОТКИМИ ЛАЗЕРНЫМИ ИМПУЛЬСАМИ Поляков Д.С., Яковлев Е.Б.

Санкт-Петербургский национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики, Санкт-Петербург, Россия

На основе кинетического уравнения Больцмана предложена модель возбуждения и релаксации свободных электронов в металле. Получены оценки времени установления равновесия для различных параметров возбуждающего лазерного импульса.

Интерес к изучению взаимодействия фемтосекундных лазерных импульсов с металлами, полупроводниками и диэлектриками обусловлен возможностью их применения для прецизионной обработки материалов, модификации их свойств, использования в фундаментальных научных исследованиях.

Традиционно вопрос нагрева материала ультракороткими лазерными импульсами рассматривается в рамках двухтемпературной модели.В металле энергия лазерного излучения поглощается свободными электронами, что приводит к росту температуры электронного газа, затем в результате взаимодействия разогретых электронов с решеткой увеличивается её температура. Перенос тепла осуществляется механизмами теплопроводности, из которых для металлов основным является электронная Однако применение этой модели для описания теплопроводность. нагрева фемтосекундными импульсами не имеет достаточного основания. Поскольку длительность импульса сопоставима с временем установления локального равновесия в газе свободных электронов, оцениваемого по частоте электрон-электронных столкновений. то введение понятия температуры применение теории И теплопроводности может быть некорректным.

Таким образом, возникает необходимость в исследовании изменения функции распределения свободных электронов в течении фемтосекундного импульса. При анализе необходимо учитывать возбуждающее действие излучения и релаксацию электронов за счет столкновений.

Целью работы является исследование эволюции функции распределения свободных электронов в металлах под действием лазерного импульса фемтосекундной длительности.

В работе исследована модель возбуждения и релаксации газа свободных электронов на основе кинетического уравнения Больцмана. Решение уравнения, описывающего поведение функции распределения, получено методом прямого статистического моделирования (статистический метод частиц в ячейках).

Предложенная модель позволяет анализировать изменение функции распределения, учитывая только возбуждающее действие излучения, а также совместное действие возбуждающих и релаксационных процессов. Таким образом, имеется возможность оценивать вклад релаксационных процессов в изменение функции распределения на различных стадиях действия импульса.

Полученные результаты позволяют проследить поведение функции распределения свободных электронов в локальном объеме в течение импульса для различных временных и энергетических параметров лазерного импульса.

Полученные функции распределения сравниваются с локально-равновесными, что позволяет делать вывод о применимости двухтемпературной модели для металлов.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ПРОВЕРКА ВОЗМОЖНОСТИ ОБНАРУЖЕНИЯ ВЫНУЖДЕННОГО "ДИФФУЗИОННОГО"РАССЕЯНИЯ НА ЧАСТИЦАХ В ЖИДКОСТИ Бурханов И.С., Чайков Л.Л.

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук (ФИАН), Москва, Россия

Показано изменение формы корреляционной функции интенсивности света, рассеянного частицами в жидкости, с увеличением интенсивности возбуждающего излучения, а именно, появление косинусоидальной составляющей. Эти результаты указывают на проявление вынужденного «диффузионного» рассеяния на флуктуациях концентрации частиц.

Под молекулярным рассеянием света понимается обычно рассеяние света на флуктуациях плотности, температуры, анизотропии и концентрации примесей ¹. Спектр спонтанного молекулярного рассеяния света состоит из следующих линий: 1. компоненты Мандельштама – Бриллюэна (МБ), смещенные от возбуждающей частоты на $\Omega_0 = \pm (1 \div 10)$ ГГц и имеющие ширину $\delta_{M\delta} = 0.2 \div 2$ ГГц (рассеяние на флуктуациях давления); 2. Несмещенная линия рассеяния на флуктуациях энтропии (ЭР) с полушириной $\delta_s = 1 \div 10$ МГц; 3. Несмещенная линия рассеяния на флуктуациях концентрации примеси или частиц с полушириной $\delta_c \approx 0.1 \div 10$ КГц; 4. Широкое несмещенное крыло линии Рэлея (рассеяние на флуктуациях анизотропии, КЛР), состоящее обычно из двух лоренцианов полушириной порядка 10 и 100 ГГц.

Если пучок возбуждающего света имеет достаточно большую интенсивность, то взаимодействие интерферирующих рассеянного и возбуждающего света с веществом рассеивающей среды вызывает вынужденное рассеяние (ВР).

На сегодняшний день известны: вынужденное комбинационное рассеяние (ВКР) 2 , вынужденное рассеяние Мандельштама-Бриллюэна (ВРМБ, на вариациях давления) 3 , 4 , вынужденное рассеяние крыла линии Рэлея (ВРКЛР, на вариациях анизотропии) 5,6 , вынужденное температурное рассеяние (ВТР, на вариациях энтропии) $^{4, 7-9}$. Другими словами, при выполнении определенных условий каждый вид спонтанного рассеяния должен иметь свой вынужденный аналог. Известно также вынужденное глобулярное рассеяние (ВГР) 10 , обусловленное фазировкой собственных колебаний частиц в матрице опала под действием лазерного излучения.

Однако до сих пор не известно о наблюдениях вынужденного рассеяния на частицах, точнее, на вариациях концентрации частиц. Целью настоящей работы является попытка обнаружения вынужденного рассеяния света на флуктуациях концентрации частиц в жидкости.

Отличительные признаки ВР – во-первых, появление экспоненциальной зависимости интенсивности рассеянного света от интенсивности возбуждающего. Первый член разложения этой экспоненты дает квадратичную зависимость. Во-вторых, происходит изменение спектра рассеянного света.

Спектральные линии ВКР и ВРМБ сдвинуты примерно на такую же величину, как л линии спонтанного рассеяния. Линии деполяризованного КРЛ и ЭР не сдвинуты относительно возбуждающего света, а только уширены. Оказывается, однако, что линии ВРКЛР и ВТР сдвинуты, причем приблизительно на половину ширины линии соответствующего спонтанного рассеяния, связанного с флуктуациями анизотропии и энтропии. Мы пытались измерить изменение интенсивности рассеяния назад и формы корреляционной функции интенсивности света, рассеянного назад, при

увеличении интенсивности возбуждающего пучка.

Эксперимент.

Измерения проводились во взвесях частиц кремния в масле и алмаза в воде. Весовая концентрация кремния во взвеси составляла $C_m = 9.585 \times 10^{-6}$, объемная концентрация алмаза $C_V = 1.2 \times 10^{-5}$.

Измерения проводились методом корреляционной спектроскопии рассеянного назад света в оптической схеме, приведенный на Рис. 1.



Рис. 1 Оптическая схема для фиксации вынужденного рассеяния. Laser – Твердотельный постоянный зеленый лазер *λ* = 532 нм; Р1 и Р2 - поляризаторы; С – кювета; D_a – аппертурная диафрагма; РМ - ФЭУ; Согг. – коррелятор; D_s – диафрагма перед ФЭУ (катодная); S - 50% проницаемое полупрозрачное зеркало; О₁ – объектив, с фокусом, равным расстоянию до катодной диафрагмы; S – полупрозрачное 50% зеркало; О - линза

Измерялись корреляционные функции рассеянного назад излучения при различных уровнях мощности возбуждающего пучка, а также интенсивность рассеянного назад света в зависимости от мощности падающего пучка. Блики на полупрозрачном зеркале Su линзе Ouграли роль гетеродинирующего света.

Результаты.

Было обнаружено, что при увеличении мощности возбуждающего пучка меняется форма корреляционной функции Рис. 2. Именно в корреляционной функции появляется косинусоида, соответствующая появлению спектральной линии, сдвинутой относительно возбуждающей.

Функции корреляции света рассеянного взвесью алмаза были измерены при мощностях пучка от 2.8 до 36.8 мВт. Более всего нас интересовало отношение амплитуды косинусоиды к амплитуде корреляционной функции спонтанного рассеяния. Поскольку косинусоида лежит в области малых значений корреляционной функции, аппроксимацию мы проводили в логарифмическом масштабе. Результаты аппроксимации приведены на Рис. 3. Измеренные функции корреляции аппроксимировались суммой экспоненты и произведения экспоненты на косинус.



Рис. 2 Функция корреляции света, рассеянного взвесью наночастиц алмаза в воде. I_{las} = 14.6 мВт. и I_{las} = 36.8 мВт

Из Рис. З видно, что имеет место увеличение отношения амплитуды косинусоидальной составляющей к амплитуде корреляционной функции, соответствующей спектру спонтанного рассеяния с увеличением мощности лазера, а зависимость интенсивности рассеяния света от интенсивности лазера имеет квадратичную составляющую и величина этой составляющей порядка 36%.



Рис. 3 Слева показана зависимость отношения амплитуды косинусоидальной составляющей к амплитуде корреляционной функции, соответствующей спектру спонтанного рассеяния от интенсивности лазера, полученные при аппроксимации от интенсивности для формулы аппроксимации. Справа изображена зависимость I рассеянного света, деленного на интенсивность лазера от интенсивности лазера

Выводы.

Эти результаты свидетельствуют о появлении в рассеянном свете нелинейной составляющей, причем спектральная линия этой составляющей сдвинута относительно частоты возбуждающего света на величину, примерно равную полуширине линии спонтанного рассеяния на частицах взвеси.

Все изложенное приводит к выводу о том, что наблюдается вынужденное рассеяние на флуктуациях концентрации частиц.

Однако наблюдается лишь начальная часть указанных кривых и необходимо проводить эксперименты с более мощными лазерами и с применением гомодинирующего или гетеродинирующего пучка.

1. И.Л. Фабелинский, Молекулярное рассеяние света, (1965).

2. М.М. Сущинский, Вынужденное комбинационное рассеяние света, (1985).

3. R.Y. Chiao, C.H. Townes, B.P. Stoioheff, Phys. Rev. Lett, 12, 552, (1964).

4. В.С. Старунов, И Л Фабелинский, УФН, 98, 441, (1969).

5. Д.И. Маш, В.В. Морозов, В.С. Старунов, И.Л. Фабелинский, *Письма в ЖЭТФ*, **2** (1), 41-45, (1965).

6. Г.И. Зайцев, Ю.И. Кызыласов, В.С. Старунов, И.Л. Фабелинский, *Письма в* ЖЭТФ, **6** (2), 505-508, (1967).

7. C. Jirauschek, E.M. Jeffrey, G.W. Faris, Phys. Rev. Lett, 87 (23), 233902 (2001).

8. Г.И. Зайцев, Ю.И. Кызыласов, В.С. Старунов, И.Л. Фабелинский, *Письма в* ЖЭТФ, **6** (8), 802-804, (1967).

9. В.С. Старунов, *ЖЭТФ*, **57**, 1012, (1969).

10. М.В. Тареева, В.С. Горелик, А.Д. Кудрявцева, Н.В. Чернега, *Краткие сообщения* по физике ФИАН, **37**, №4, 3-9, (2010).

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ СОЗДАНИЕ ПОЛОГО ЦЕПОЧНО-ОБРАЗНОГО ПУЧКА Черепко Д.Ю., Кундикова Н.Д.*, Попков И.И.*

Южно-Уральский государственный университет, Челябинск, Россия *Институтэлектрофизики, Екатеринбург, Россия

Экспериментально показана возможность создания полого цепочнообразного пучка с помощью дифракционных оптических элементов.

Световые пучки различной структуры привлекают внимание исследователей благодаря их уникальным свойствам, которые представляют интерес, как с фундаментальной, так и прикладной точки зрения. Пучки со сложным распределением волнового фронта широко используются в физике, биологии и медицине. К сложным пучкам относят спиральные пучки¹, пучки с дробным топологическим зарядом, полые пучки, «цепочно–образные» пучки².

Наибольшее распространение получили пучки Бесселя и пучки Лаггера-Гаусса. Эти пучки являются пространственно инвариантными: они распространяются в свободном пространстве без изменения формы с точностью до масштаба¹. В связи с их бездифракционной природой у таких пучков широкая область применения.

большой интерес представляют цепочно-образные пучки, Кроме того, возникающие в результате дифракции на бинарных зонных пластинках. В работах²⁻³ проведено исследование свойств пучков, полученных при дифракции света на бинарной амплитудной дифракционной маске с двумя открытыми зонами Френеля. На оси пучков вдоль направления распространения наблюдаются области максимальной и минимальной интенсивности, что позволяет одновременно захватывать И манипулировать сразу несколькими частицами. Однако передача момента импульса в таких пучках от света к веществу невозможна.

Цепочно-образные пучки в работе² были получены экспериментально в результате дифракции пучка Гаусса на бинарной маске, дифракция пучка Бесселя на такой же бинарной маске может привести к генерации цепочно-образного пучка с дислокацией волнового фронта.

Цель настоящей работы – экспериментальное создание полого цепочно-образного пучка и исследование его свойств.

Для получения цепочно-образного пучка с сингулярностью волнового фронта пучок Бесселя первого порядка, полученный с помощью дифракции лазерного излучения с длиной волны $\lambda = 633 \ nm$ на интерференционной маске, дифрагировал на зонной пластинке размером $1 \times 1 \ cm^2$, радиус первой зоны Френеля $a = 0.96 \ mm$. Полученный пучок представлен на рис.1а.Для доказательства того, что экспериментально полученный пучок, действительно, обладает сингулярностью волнового фронта первого порядка, наблюдалась интерференция исследуемого пучка и пучка Гаусса.

В полученной в центральной части пучка интерференционной картине наблюдается «Y»-образная «вилка», которая свидетельствует о присутствии в пучке дислокации волнового фронта рис. 1b.

72


Рис. 1. Экспериментально полученный пучок(а) и интерференция исследуемого пучка и пучка Гаусса(b)

На основе серии снимков, сделанных в диапазоне от 100 см до 200 см с шагом 1 см от маски, с помощью компьютерного преобразования был получен рис. 2, показывающий продольное распределение интенсивности пучка при его распространении в пространстве.



Рис. 2. Полый цепочно-образный пучок

Таким образом, в результате проведенного исследования дифракции пучка Бесселя на зонной пластинке с двумя открытыми зонами обнаружено формирование светового поля, интенсивность которого в продольной плоскости сечения, содержащей ось пучка, имеет ячеистую структуру с минимальной и максимальной интенсивностью. Вдоль оси симметрии сформировавшегося пучка наблюдается область нулевой интенсивности. Поперечное сечение пучка имеет кольцевую структуру с периодически изменяющейся интенсивностью. Экспериментально также доказано, что полученный пучок обладает сингулярностью волнового фронта.

1. Е.Г.Абрамочкин, В.Г.Волостников, *VФH*, **174**, 1273-1300,(2004).

2. Н.Д. Кундикова, А.В. Рыжкова, Т. Alieva, М.L. Calvo, J.A. Rodrigo, *Onm. u спектр.*, **104**, 834-838,(2008).

3. M.L. Calvo, J.A. Rodrigo, T. Alieva, Proc. SPIE, 6027, 58-63, (2006).

ИССЛЕДОВАНИЕ ЛОКАЛЬНОГО ЛАЗЕРНОГО ОКИСЛЕНИЯ ТОНКИХ ПЛЁНОК ТИТАНА В.П.Вейко, Д.А. Синев, Е.А.Шахно, А.Г. Полещук*, А.Р.Саметов*, А.Г. Седухин*

Санкт-Петербургский национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики, Санкт-Петербург * Институт автоматики и электрометрии Сибирского отделения РАН, Новосибирск

Технология лазерной термохимической записи изображения на тонких металлических плёнках может быть существенно модернизирована с использованием металлов, образующих прозрачные оксиды. В настоящей работе исследовано взаимодействие лазерного излучения ближнего ИКдиапазона с тонкими плёнками титана.

Фотофизическое воздействие лазерного излучения положено в основу ряда методов получения микроструктур на тонких пленках. Особенностью лазерной термохимической технологии является то, что пленка в пределах облученной зоны приобретает иные физико-химические свойства, и это позволяет выявить структуру нанесенного изображения путем жидкостного химического травления (проявления). Основной областью применения этой технологии является изготовление дифракционных оптических элементов [1]. В то же время, при облучении некоторых металлов, например, титана, могут образовываться оксиды с высоким коэффициентом пропускания в видимом диапазоне. Настоящая работа посвящена исследованию возможности приложения данного эффекта к технологии производства дифракционных оптических элементов.

Локальная обработка плёнок титана толщиной 60 нм в ходе экспериментальной работы в рамках изучения особенностей воздействия лазерного излучения на металлические плёнки производилась с помощью нескольких типов лазеров: импульсно–частотного неодимового лазера на второй гармонике (532 нм), мощностью 0.6 Вт, который используется в кольцевом генераторе изображений ИАЭ СО РАН, и импульсного волоконного иттербиевого лазера ввиду его потенциальной перспективности.

Одноимпульсное воздействие лазерного излучения на плёнки титана индуцировало слабое окисление без образования прозрачного оксида. В то же время, было заметно влияние остаточных термонапряжений после воздействия лазерного импульса, что в ряде случаев приводило к растрескиванию материала плёнки.

Нагревание плёнки в течение 10-15 секунд последовательным воздействием серии лазерных импульсов приводило к кардинальному изменению характера протекания термохимических процессов. Такой режим воздействия вызывалуверенное окисление материала плёнки, что подтверждалось наблюдениями в оптическом микроскопе как в отраженном, так и в проходящем свете. В отражённом свете облучённые зоны дают окрашенный отклик из-за интерференции освещающего света в тонкой оксидной плёнке. При сравнении микрофотографий, сделанных в проходящем и в отраженном свете, оказывается, что прозрачной является не вся модифицированная область, а только зона в центре. Концентрические кольца разного размера и цвета вокруг неё. предположительно, образованы различными оксидами титана, которыемогут образовываться в зависимости от конкретного значения температуры в данной точке обрабатываемого материала во время действия лазерного импульса.

Проведённые спектрофотометрические измерения продемонстрировали наличие в пропускающей зоне модифицированной области вещества, изменяющего спектральные характеристики первоначальной структуры. Косвенное определение спектральной зависимости коэффициента пропускания этого вещества указывает на то, что этим веществом является диоксид титана TiO₂. Таким образом, по результатам проведённой работы можно утверждать, что была получена химическая и оптическая локальная модификация структуры тонкой плёнки титана, которая в перспективе позволит создавать дифракционные оптические элементы в один этап, минуя операцию травления.

1. В.П. Вейко, В.И. Корольков, А.Г. Полещук, А.Р. Саметов, Е.А. Шахно, М.В. Ярчук, *Квант. электроника*, **41**, №7, 631–636, (2011).

СВЯЗЬ ОПТИЧЕСКОЙ И НЕЛИНЕЙНООПТИЧЕСКОЙ НЕОДНОРОДНОСТИ В КРИСТАЛЛАХ КТІОРО₄ (КТР) Якобсон В.Э.,Калинцев А.Г.*

НИТИОМ ВНЦ «ГОИ им. С.И. Вавилова», Санкт-Петербург, Россия *НПК«ГОИ им. С.И. Вавилова», Санкт-Петербург, Россия

В объёме пирамид роста граней {201} кристаллов КТіОРО₄, выросших выше температуры Кюри (T_c), доменная структура закрепляется на двумерных дефектах кристаллической решётки. У кристаллов выросших ниже T_c, материал пирамид роста с зонарной неоднородностью формируется монодоменным.

Образцы кристаллов титанилфосфата калия (КТР), выращенных из растворарасплава в K₄P₂O₇ выше и ниже температуры Кюри, исследовались с помощью дифракционно-теневой и интерферометрической методик, а также новым методом, который позволяет выявлять в кристаллах-сегнетоэлектриках монодоменные области и антипараллельным расположением доменов границы областей с [1].Метод визуализации локальных изменений величин тензоров квадратичной нелинейной восприимчивости $\Delta \chi^{(2)}$ и линейной восприимчивости $\Delta \chi^{(1)}$ заключается в просмотре полированных заготовок в расходящемся ИК лазерном пучке в режиме генерации образует на экране хорошо второй гармоники (BΓ). ПучокВГ видимую интерференционную картину- чередующиеся светлые и тёмныеполосы. В случае прохождения расходящегося ИК лазерного пучка сквозь структурную (оптическую)неоднородность или полидоменную область в кристалле, на экране наблюдаются искривлённые полосы или светлые и чёрные пятна. Аналогично тому, как искажение интерференционных полос позволяет оценивать оптическую однородность, т.е. величину $\Delta \chi^{(1)}$, так искажение интерференционных полос ВГ порядка m нелинейную однородность материала.



Рис.1 Кристалл КТР, выросший выше Т_с

Известно, что в кристаллах ниобата и танталата лития, доменная структура хорошо закрепляется на дефектах, а области кристалла, содержащие грубые слои роста, не удаётся монодоменизировать [2]. Аналогично, в областях с оптическиминеоднород-



Рис.2 Кристалл КТР, выросший ниже Т_с

ностями в объёме пирамид роста граней $\{201\}$ кристаллов КТР, выросших выше (T_c), формируется полидоменный материал. Слои роста– это зонарная неоднородность, которая в КТР связана в основном с нестехиометрией по калию в различные моменты роста одной и той же грани. Тогда как в кристаллах выросших ниже T_c, на таких же слоях роста доменные границы отсутствуют. Данный факт иллюстрируется сравнением дифракционно-теневых фотографий, интерферограмм (большая окружность на теневой фотографии) и интерферограмм ВГ (малая окружностьна теневой фотографии) двух

кристаллов, выращенных по одной технологии. В первом случае (Puc.1) интерферограмма ВГ показывает наличие монодоменного материала только в оптически высокооднородной области. Во втором (Puc.2) – даже в откровенно свильной области материал монодоменный.

В «приближении плоских волн» были проведены численные расчеты изменения по длине кристалла с тонкой зонарной интенсивности ВГ (оптической) неоднородностью, содержащей 180-ти градусную доменную прослойку. Решалась система укороченных уравнений для амплитуд и фаз трех взаимодействующих плоских волн [3]. Учет влияния доменов проводился путем изменения знаков коэффициентов нелинейной связи. входящих в систему уравнений. Влияние оптических неоднородностей учитывалось путем введения области, отличающейся только величиной фазовой расстройки *Δk* на заданную величину. При наличии любой структурной в т.ч. оптической неоднородности меняется интенсивность и фаза волны ВГ по сравнению с однородным участком кристалла. Показано, что результаты исследования нелинейнооптической однородности КТР в расходящемсялазерном пучкесогласуются с описанием процесса ГВГ в «приближении заданного поля».

1. В.Н. Войцеховский, И.В. Мочалов, В.Э. Якобсон, Оптический журнал, 7, 84-91, (2009).

2. А.А. Блистанов, Кристаллы квантовой и нелинейной оптики, М.: МИСИС, (2000).

3. В.Г.Дмитриев, Л.В.Тарасов *Прикладная нелинейная оптика*. М.: ФИЗМАТЛИТ, (2004).

РАСПРОСТРАНЕНИЕ ГАУССОВЫХ И СИНГУЛЯРНЫХ СВЕТОВЫХ ПУЧКОВ В ФОТОРЕФРАКТИВНОМ КРИСТАЛЛЕ *Вi*₁₂*TiO*₂₀ Корниенко Т.А., Толстик А.Л.

Белорусский государственный университет, Минск, Беларусь

Исследованы пространственно-временные характеристики распространения гауссовых и сингулярных световых пучков в фоторефрактивном кристалле Bi₁₂TiO₂₀. Определены времена формирования устойчивых структур световых пучков.

Данная работа посвящена экспериментальным исследованиям особенностей распространения гауссовых и сингулярных световых пучков в кристалле Bi₁₂TiO₂₀ (ВТО). Кристалл титаната висмута относится к классу фоторефрактивных кристаллов, характеризуется хорошей светочувствительностью и высокой подвижностью носителей заряда, что позволяет достичь малых времен нелинейного отклика при низких интенсивностях лазерного излучения, невысокой оптической активностью по сравнению с другими кристаллами семейства силленитов.Интерес к исследованиюраспространения световых пучков в фоторефрактивных кристаллах вызван все более расширяющейся областью их применения и переходом к разнообразным структурам светового поля, включая пространственные солитоны и сингулярные пучки.

Используемый кристалл имеет размеры 2,6×6,5×10,3 мм, соответствующие кристаллографическим направлениям [111], [11-2] и [1-10]. Световой пучок распространялся вдоль направления [1-10], с поляризацией, параллельной направлению [111]. Для получения достаточно заметного фоторефрактивного эффекта из-за малости

значений электрооптических коэффициентов кристалл ВТО был включен в электрическую схему, в которой к нему прикладывалось напряжения 4 кВ. Для этого на кристалл были нанесены электроды перпендикулярно оси [111], посредством которых в кристалле создавалось электрическое поле в направлении [111]. При этом поляризация светового пучка совпадала с направлением электрического поля.



Рис. 1. Схема экспериментальной установки

Схема экспериментальной установки представлена на рисунке 1. В качестве источника излучения использовали гелий-неоновый лазер 1, работающий в непрерывном режиме с длиной волны 633 нм. Транспарант 2 использовался при необходимости получения сингулярного светового пучка. Интенсивность и поляризацию пучка регулировали с помощью системы светофильтров 3 и двух поляризаторов 4. Световой пучок фокусировался на переднюю грань кристалла собирающей линзой 5. Увеличенное с помощью линз 6 и 7 в два раза изображение переносилось с задней грани кристалла на ПЗС матрицу (разрешение 9 мкм/пиксель).Из-за высокой фоточувствительности кристалла оптическая система из кристалла и линз помещалась в светозащищающий кожух.

На первом этапе работы были определены пространственно-временные характеристики распространения гауссового светового пучка в кристалле ВТО. Для этого использовались пучки с мощностями от 1,2 мкВт до 110 мкВт. Диаметр пучка на передней грани кристалла составлял 45 мкм.

Динамика распространения одного из гауссовых пучков представлена на рисунке 2. Мощность пучка 10 мкВт. Из рисунка видно, что при включении внешнего электрического поля интенсивность пучка начинает возрастать, происходит небольшое сжатие пучка в направлении поля, возникает самофокусировка исходного пучка и формирование солитоноподобной структуры. При снятии внешнего электрического поля с кристалла происходит полная дефокусировка пучка с последующей релаксацией и восстановлением пучка до первоначальных размеров и интенсивности.



Рис. 2. Динамика распространения гауссового светового пучка в кристалле ВТО; мощность излучения 10 мкВт, напряжение на кристалле 4 кВ

Вторая серия опытов была аналогично первой и проводилась с сингулярными световыми пучками. Сегодня сингулярные пучки нашли широкое применение в

системах перемещения нано- и микрообъектов (оптических пинцетах), при исследовании турбулентных явлений в атмосфере, исследовании атмосферы планет и поиска планет вне солнечной системы (optical vortex coronagraphy), генерации винтовых полей в лазерах, исследовании микроструктуры цилиндрических объектов и, несомненно, они представляют интерес для дальнейших исследований.

Динамика распространения сингулярного пучка с мощностью 35мкВт и топологическим зарядом 1 представлена на рисунке 3. При одной и той же мощности гауссовых и сингулярных пучков будут различны их плотности мощности. Поэтому в работе были выбраны сингулярные пучки с аналогичными гауссовым пучкам плотностями мощностей. Из рисунка 3 видно, что при приложении к кристаллу внешнего электрического поля сначала происходит полная дефокусировка оптического вихря. Затем структура пучка восстанавливается и остается стабильной. При снятии внешнего электрического поля с кристалла имеет место самофокусировка сингулярного пучка. Размер сингулярного пучка вдоль направления, в котором прикладывалось поле, заметно уменьшается. Диаметр ядра оптического вихря сокращается. Затем происходит релаксация пучка и его восстановление до первоначальных размеров.

Стоит отметить, что динамика распространения гауссового пучка, представленная на рисунке 2, может оказаться более сложной. Так при мощностях пучков выше 80 мкВт описанные процессы самофокусировки пучка сменяются более медленными обратными процессами его дифракционного расплывания.

Динамика формирования описанных выше структур световых полей зависит от мощности лазерного излучения. Экспериментально определены времена формирования устойчивых солитоноподобных структур для гауссовых пучков, а также времена, необходимые для перехода после дефокусировки в стабильный режим распространения в случае сингулярных пучков. Результаты представлены на рисунке 4 (a, δ).



Рис. 3. Динамика распространения сингулярного светового пучка в кристалле ВТО; топологический заряд светового пучка 1; мощность излучения 35 мкВт, напряжение на кристалле 4 кВ

Отметим, что во всех описанных случаях остается постоянным произведение мощности излучения на время формирования устойчивой структуры светового пучка, т.е. величина экспозиции. Так для гауссового пучка экспозиция составила 3,6 мДж, в то время как для сингулярного пучка она равна 6,7 мДж.



Рис. 4. Времена формирования устойчивых структур в кристалле ВТО от мощности излучения для гауссовых (*a*) и сингулярных пучков (б)

Таким образом, проведенные экспериментальные исследования позволили определить общие пространственно-временные характеристики распространения сингулярных и гауссовых световых пучков в кристалле титаната висмута. Определены зависимости времени формирования устойчивых структур исследуемых световых пучков от мощности излучения. Показано, что при увеличении мощности излучения описанные процессы самофокусировки и дефокусировки протекают быстрее, причем произведение мощности излучения на время выхода на устойчивую структуру (экспозиция) остается постоянным и составляет несколько милиджоулей при характерном размере пучка на входе в кристалл в несколько десятков микрон.

1. М.П. Петров, С.И. Степанов, А.В. Хоменко, *Фоторефрактивные кристаллы в* когерентной оптике, СПб.: Наука, 320, (1992).

2. В.Ю. Баженов, М.В. Васнецов, М.С. Соскин, *Письма в ЖЭТФ*, **52**, №8, 1037-1039, (1996).

3. D. Kip, Appl. Phys., 67, 131-150, (1998).

ДИНАМИКА ТЕПЛОВОЙ ЛИНЗЫ В ОБЛАСТИ ДИОДНОЙ НАКАЧКИ ФОСФАТНОГО ЛАЗЕРНОГО СТЕКЛА Захаров Ю.Н., Азаматов З.Т.*, Кулагин И.А.**, Редкоречев В.И.*

Нижегородский государственный университет, Нижний Новгород, Россия *НИИ Прикладной физики Национального Университета Узбекистана, Ташкент, Узбекистан **ООО НТЦ "MELMA", Ташкент, Узбекистан

Методом цифровой голографической интерферометрии проведены исследования динамики формирования тепловой линзы, возникающей в процессе диодной накачки активного элемента на фосфатном стекле, активированном неодимом.

Диодная накачка активных элементов твердотельных лазеров позволяет значительно увеличить их энергетическую эффективность, но при этом отрицательную роль начинает играть термолинза и ее аберрации. Термолинза и аберрации устраняются корректирующей оптикой, для расчета которой важно знать фазовые параметры тепловой линзы возникающей в активном элементе. Ранее такие измерения проводились для ряда кристаллических активных сред¹. В настоящей работе на основе цифровой голографической интерферометрии² проведены исследования динамики тепловой линзы, образованной в активном элементе на фосфатном стекле, активированном неодимом.

В докладе приводится схема измерений, представлен метод записи цифровых голограмм и синтеза цифровых интерферограмм, которые преобразуются в волновой фронт зондирующего излучения.Рассмотрено влияние шумов на получение измерительной информации,и проанализированы методы их устранения на основе пространственной фильтрации.

Представлены результаты исследования динамики образования термолинзы в области диодной накачки фосфатного лазерного стекла марки ЛГС-И-3 с концентрацией неодима 1%. Мощность излучения диодной накачки с длиной волны 803 нмсоставляла 30Вт, длительность импульса накачки - 300мкс. Цифровые голограммы термолинзы регистрировались в зондирующем излучении лазера на алюмоиттриевом гранате с длиной волны излучения 1064 нм и длительностью импульса 300пс. Голограммы регистрировались по схеме интерферометра Майкельсона.

На основе анализа цифровых интерферограмм определены размеры области накачки и построено ее объемное изображение.Область диодной накачки в фосфатном стекле имеет форму близкую к гауссовой с диаметром на полувысоте 500 мкм и длиной 5 мм.

Синтезированы объемные изображения различных этапов формирования термолинзы с временным разрешением 300 пс. Максимальная разность оптических путей зондирующего излучения в центре термолинзы и на ее периферии составила 18 нм при длине полного поглощения излучения диодной накачки 5 мм. Оценены фазовые аберрации термолинзы.

1. S. Chenais, F. Druon, F. Balembois, G. Lucas-Leclin, Y. Fichot, P. Georges, R. Gaum, B. Viana, G.P. Aka, D. Vivien., *OpticalMaterials*, **22**, 129–137, (2003)

2. В.И.Редкоречев, И.А.Кулагин, В.С.Гуревич, М.Е.Гусев, Ю.Н.Захаров. Оптика и спектроскопия, **107**, 433-437, (2009).

ПЕРЕСТРАИВАЕМОЕ УСТРОЙСТВО ДЛЯ ПОЛУЧЕНИЯ ПОЛЯРИЗОВАННОГО СВЕТА ЗАДАННОЙ ЭЛЛИПТИЧНОСТИ В ШИРОКОМ ДИАПАЗОНЕ ДЛИН ВОЛН Куликова Г.В., Пикуль О.Ю.

Дальневосточный государственный университет путей сообщения, Хабаровск, Россия

Приведено описание способа получения поляризованного света заданной эллиптичности в широком диапазоне длин волн с помощью системы двух одинаковых кристаллических пластинок из анизотропного материала, оптические оси которых лежат в плоскости пластинок и взаимно перпендикулярны, при повороте их вокруг оси, расположенной в плоскости пластинок.

В литературе довольно часто описываются свойства кристаллических анизотропных пластинок находящихся между поляризатором и анализатором. Определенный интерес представляет система из двух кристаллических анизотропных пластинок, вырезанных из одного и того же кристалла одинаковой толщины, оси которых лежат в плоскости пластинок и взаимно перпендикулярны друг другу.Такие пластинки ведут себя как пластинка, толщина которой равна разности толщин, т. е. нулевого порядка.

Спектр пропускания в этом случае состоит из чередующихся максимумов и минимумов, но расстояние между ними значительно увеличивается по мере уменьшения эффективной толщины.

Система из двух таких пластинок, находящихся между поляризатором и анализатором позволяет менять в широких пределах эллиптичность, степень поляризации, разность фаз для обыкновенного и необыкновенного лучей за счет изменения угла θ между падающим лучом и нормалью к плоскости пластинок. Расчет произведен для плоскопараллельных пластинок MgF₂ с одинаковыми толщинами (1.33 мм), когда оптические оси находятся в плоскости пластинок и взаимно перпендикулярны.



Рис. 1. Зависимость интенсивности I/I_0 (1), степени поляризации P (2) и эллиптичности γ (3) для двух пластинок MgF₂. Каждая пластинка толщиной 1,33 мм. Оптические оси расположены в плоскости пластинок и ортогональны друг другу. Значение угла θ , градусы: a – 5, б – 15; α = 45⁰. Отсчет γ производится в радианах; P – в пределах от 0 до 1.

Видно, что эллиптичность можно задать примерно одну и ту же во всей видимой области спектра. При необходимости длины волн, соответствующие, например, циркулярно поляризованному излучению, можно просканировать по всей области видимого спектра, изменяя величину угла θ.По сравнению с одиночными фазовыми пластинками фазосдвигающие системы более удобны для практического использования, так как открывают дополнительные возможности за счет конструкции и настройки системы, позволяя задавать необходимые поляризационные параметры излучения.

НЕЛИНЕЙНО-ОПТИЧЕСКИЙ МЕТОД ИССЛЕДОВАНИЯ ПОПЕРЕЧНОЙ СФЕРИЧЕСКОЙ АБЕРРАЦИИ ИНФРАКРАСНЫХ ЛИНЗ

Илларионов А.И., Иванов М.С.,* Горева О.В.

Иркутский государственный университет путей сообщения, Иркутск, Россия

*Забайкальский институт железнодорожного транспорта, Чита, Россия

Представлен расчёт величины поперечной сферической аберрации различных оптических линз в инфракрасной области спектра. Компоненты сферической аберрации различных линз определяются на основе анализа пространственно-угловых структур второй оптической гармоники.

При использовании однокомпонентных реальных оптических систем для фокусировки предмета находящегося в бесконечности, то есть при фокусировке параллельного пучка световых лучей, изображение получают с некоторыми дефектами. Эти дефекты в разной степени присущи всем реальным оптическим системам и обусловлены рядом оптических недостатков, носящих общее название – аберрации^{1,2}.

Определение и уменьшение поперечного вида составляющей сферической аберрации позволило бы существенно увеличить контрастность фокусировки (снизив засветку от периферических световых лучей) значительно повысив интенсивность фокусировки, а также, что немало важно, увеличить точность передачи сигнала (изображения).

Для измеренияискажений волнового фронта, внесённых оптических системой используют различные методы, которые обладают рядом недостатков. На сегодняшний день искажение волнового фронта, вызванное поперечной сферической аберрацией линз, используемых в видимой области спектра, определяют в соответствии с ГОСТом³, по кружку рассеивания сфокусированного излучения, но для многих задач прикладной оптики данный метод не удовлетворяет необходимой точности измерений. Применяют метод Гартмана⁴, но и он не удовлетворяет ряду требованиям, вызывая определённые сложности, связанные с регистрацией сфокусированного излучения фотоплёнкой или фотопластинкой из-за нечёткого во многих случаях изображения, которое в дальнейшем должно исследоваться для определения величины аберрации. Чаще всего используют интерферометрические методы⁵, однако и они не лишены недостатков, требуют трудоёмкой процедуры юстировки и весьма чувствительны к вибрациям. Исследование сферических поверхностей с помощью классических интерферометров представляет некоторые трудности из-за высокой плотности интерференционных полос, что усложняет процедуру и снижает точность определения величины поперечной сферической аберрации. Наконец, самым главным недостатком вышеуказанных методов является возможность их использованиялишь в видимой области спектра. При работе в инфракрасной (ИК) области излучения их применение нежелательно, а подчас и невозможно, причиной тому является отсутствие картины волнового фронта сфокусированного излучения. Для больших длин волн появляются сложности, связанные с регистрацией излучения: меньшая чувствительность, защита от теплового излучения окружающей среды, охлаждение приёмников и прочее.

Таким образом, разработка метода определения величины поперечной сферической аберрации в ИК области спектра является актуальной задачей прецизионной оптики.

В данной работе представлена суть метода определения поперечной сферической аберрации в ИК области спектра, основанного на анализе пространственно-угловых структур второй оптической гармоники. Определение поперечной сферической аберрации (δS), производилосьбез учёта хроматизма положения (увеличения), что позволяет сравнить результаты предлагаемого в работе метода с результатами определения величины δS одним из известных методов³⁻⁵.

Изложен, математический аппарат определения величины δS , который для видимой области спектра отличается от ранее известных методов определением угла α - между оптической осью системы и сфокусированным лучом (рис. 1).

Реализуется метод исследования по схеме, предложенной в работе⁶, только для определения δS из анализа структуры второй оптической гармоники в полярной системе координат (рис.2) определяют угол падения α_i конкретного *i* – ого луча, при условии: $\delta S = X$, когда кристалл расположен в окрестностях фокуса для краевых лучей, причём важно знать угол φ под которым взаимодействуют сфокусированные

ИК лучи в нелинейном кристалле (рис. 1), соответствующие кольцевой области ограниченной кольцевым фокусом ρ_i .



Рис.1. Схема фокусировки излучения линзой с поперечной сферической аберрацией



Рис. 2. Пространственно-угловая структура второй оптической гармоники при наличии сферической аберрации в основном излучении на выходе из нелинейного кристалла

Параметры пространственно-угловой структуры второй оптической гармоники $\alpha_{2,\omega}$ (радиус-вектор)и $\gamma_{2,\omega}$ (угол между радиус-вектором и координатной осью) измеряются на регистрируемой аберрационной структуре в любой точке нижней кривой 2 (рис. 2), они необходимы для определения ранее указанного φ - угла взаимодействия сфокусированныхИК лучейв нелинейном кристалле. Учитывая геометрический ход луча в линзе, пространственные характеристики второй оптической гармоники $\alpha_{2\omega}$ и $\gamma_{2\omega}$, а также зависимость $X = f(\alpha_i)^7$, определяют уголпадения луча α_i на нелинейный кристалл. Далее с учётом геометрических параметров исследуемой линзы: *R*-радиус кривизны, *l* – толщины линзы на главной оптической оси, *D* – диаметра линзы и*n* – показателя преломления материала линзы,значения α_i , а также нелинейные характеристики используемого кристалла, находят значение поперечной сферической аберрации δS .

Таким образов, в настоящем исследовании приводятся результаты компьютерных исследований поперечной сферической аберрации ИК линз различной геометрии по пространственно-угловым структурам преобразованного излучения (второй оптической гармоники). Получены графики зависимости поперечной сферической аберрации от угла α_i , для линз различной геометрии и формы. Даётся оценка точности предлагаемого метода сравнением полученных результатов с расчётами уже известных методов.

Показано, что предлагаемый в данной работе метод измерения поперечной сферической аберрации, может применяться с достаточной точностью для экспериментального определения величины аберрации оптических линз при фокусировке ИК излучения.

1. В.А. Афанасьев, Оптические измерения. М.: «Высш. школа», 229, (1981).

2. М.Борн, Э.Вольф, Основы оптики. М.: «Наука», 713, (1973).

3. ГОСТ 23700-79. Метод измерения поперечной аберрации. М.: ИПК Изд-во стандартов, 16, (1981).

4. K. Suzuki, I. Ogura, T. Ose, AppliedOpt. 18, №22, 3866-3871, (1979).

5. В.И. Григорук, Ю.В. Пильгун, Е.Н. Смирнов, *Оптич. журнал.* **75**, №9, 67-73, (2008).

6. А.И. Илларионов, М.С. Иванов, *Изв. ВУЗов. Приборостроение.* **55**, № 1, 67-73, (2012).

7. V.I. Stroganov, A.I. Illarionov, *Opt. Com.***35**, №3, 454-461, (1980).

ИЗМЕНЕНИЯ ОПТИЧЕСКОГО ПОГЛОЩЕНИЯ В КРИСТАЛЛАХ Ві₁₂SiO₂₀ ПОСЛЕ ИК-ОБЛУЧЕНИЯ И ОТЖИГА В ВАКУУМЕ ШандаровС.М., КистеневаМ.Г., АкрестинаА.С., ХудяковаЕ.С., СеребренниковЛ.Я., АрестовС.И., СмирновС.В., КаргинЮ.Ф.*, ТолстикА.Л.**

Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники, Томск, Россия *Институт металлургии и материаловедения им. А.А. Байкова РАН, Москва, Россия

**Белорусский государственный университет, Минск, Белоруссия

Представлены результаты экспериментальных исследованийизменений в спектральных зависимостях оптического поглощения в кристаллах силиката висмута, вызванных отжигом в вакууме и облучением импульсным лазерным излучением с длиной волны 1064 нм.

Кристаллы силиката висмута $Bi_{12}SiO_{20}(BSO)$, относящиеся к классу силленитов, рассматриваются как среды для записи голограмм и оптической обработки информации¹.Сложнаяконфигурацияатомов в кристаллической структуре приводит к образованию дефектных центров, проявляющихся в оптических, акустических, фотоэлектрических и других физических свойствах силленитов, не подвергавшихся специальному легированию. Эти центры имеют высокую концентрацию и связаны с нарушениями структуры или стехиометрии, как считается в авторами², а не с неконтролируемыми примесями. Известно², что отжиг в вакууме приводит к существенному изменению оптических и фотоэлектрических свойств монокристаллов силленитов вследствие вариацийих стехиометрии по кислороду и висмуту. Изменение оптического поглощения наблюдалось также при облучении этих кристаллов светом из видимой области и ближнего инфракрасного диапазона²⁻⁴, в том числе и при комнатной температуре^{3,4}.

В настоящейработе представлены результаты экспериментальных исследований и численной аппроксимации спектральных зависимостей оптического поглощения, наблюдаемых при комнатной температуре в кристаллах BSO, подвергнутых отжигу в вакууме при температурах 620 - 720 °С (в этом случае представляется возможным изменение их стехиометрии ²) и облучению светом с длиной волны $\lambda = 1064$ нм.

В экспериментах использовалась серия образцов среза (100), вырезанных из двух пластин номинально нелегированного монокристаллического силиката висмута с толщиной d_1 =0,75 мм (образец типа 1) и d_2 =0,9 мм (образец типа 2), имеющих различное происхождение. Часть из них подвергались нагреванию в вакууме до температуры T_{VA} (в диапазоне от 620 до 720 °C) со средней скоростью ~2,7 °C/мин. После достижении заданного значения температуры T_{VA} образцы выдерживались при ней в течение 30 минут, и затем остывали в естественных условиях в течение более 10 часов. Образцы BSO, как отожженные в вакууме, так и не подвергавшиеся отжигу, облучались импульсным лазерным излучением ($\lambda = 1064$ нм, длительность импульсов

10 нс) со средней интенсивностью 235 мВт/см² в течение 15 мин. Спектры оптического пропускания в диапазоне 400–1100 нм регистрировались на спектрофотометре *Genesys* – 2 для исходного состояния образцов, после отжига в вакууме и после ИК-облучения.

Спектральные зависимости коэффициента поглощения $k(\lambda)$ в исследованных образцах BSO типа 1 и типа 2 для исходного состояния представлены на рис. 1,а. Как видно из данного рисунка, имеются различия в спектрах оптического поглощения в образцах типа 1 и типа 2, заметные в спектральном диапазоне 390–500 нм. Спектральная зависимость отличия в поглощении кристаллов этих типов, полученная вычитанием данных для образца 2 из данных для образца 1, представлена на рис. 1,б.



Рис.1. Спектральные зависимости оптического поглощения (а) и отличия в оптическом поглощении (б) в кристаллах Bi₁₂SiO₂₀ в исходном состоянии: 1 – образец типа 1, 2 – образец типа 2. Кружки – экспериментальные данные, сплошные линии – расчетные зависимости

Эксперименты по измерению оптической активности показали, что значения удельного вращения для кристаллов BSO типа 1 и типа 2 одинаковы и равны $\rho_{\lambda 1} = 20$ угл.град/мм на длине волны $\lambda_1 = 632$ нм и $\rho_{\lambda 2} = 30$ угл.град/мм для $\lambda_2 = 532$ нм.

На рис. 2,а представлены спектральные зависимости коэффициента поглощения $k(\lambda)$ для образца типа 1 в исходном состоянии и после отжига в вакууме при температуре $T_{VA} = 720$ °C. Из него следует, что вакуумный отжиг приводит к увеличению оптического поглощения образцов типа 1 в диапазоне 400 – 1100 нм. Спектральные зависимости наведенных изменений $\Delta k(\lambda)$, полученные вычитанием из коэффициента поглощения после отжига его значений в исходном состоянии, представлены на рис. 2,6 для двух значений температуры T_{VA} (720 и 785 °C). Из этого рисунка видно, что увеличение температуры отжига приводит к росту наведенных изменений в спектре оптического поглощения для диапазона 420 – 1100 нм. Эксперименты показали, что для образцов типа 2 отжиг в вакууме при температурах T_{VA} от 620 до 680 °C не приводит к изменениям в оптическом поглощении.

Облучение исходных образцов типа 1 импульсным излучением ($\lambda = 1064$ нм) приводило к уменьшению их оптического поглощения в диапазоне 400 – 550 нм, однако после отжига в вакууме они теряли чувствительность к ИК засветке. Образцы типа 2 на ИК засветку не реагировали, как в исходном состоянии, так и после отжига в вакууме.

В работе ² отмечалось, что в силленитах, выращенных с отклонением от стехиометрии, наблюдаются сильные изменения поглощения в диапазоне $\lambda = 380 - 500$ нм. Поэтому мы полагаем, что различия в спектрах поглощения образцов типа 1 и типа 2 и в их чувствительности к отжигу в вакууме и к ИК засветке могут быть обусловлены различной стехиометрией исходных образцов, связанной с условиями их роста.

Для аппроксимации экспериментальных зависимостей $k(\lambda)$ и $\Delta k(\lambda)$ мы учитывали вклад в примесное поглощение как процессов фотовозбуждения электронов в зону

проводимости с глубоких донорных центров с нормальным законом распределения концентраций по энергии ионизации³, так и внутрицентровых переходов ⁴. Сплошные кривые на рис. 1 и 2 учитывают шесть внутрицентровых переходов с гауссовскими спектральными характеристиками, с максимумами при энергиях 1,50; 1,64; 1,76; 2,16, 2,41 и 2,70 эВ. Считалось также, что переходы электронов в зону проводимости возможны с пяти центров со средними значениями энергии ионизации 0,82; 1,22; 1,60; 1,94 и 2,70 эВ.



Рис. 2. Спектральные зависимости коэффициента поглощения (а) и его изменений (б) в образце BSO типа 1. (а): 1 – в исходном состоянии; 2 – после отжига в вакууме при температуре T_{VA} = 720 °C. (б): после вакуумного отжига при температурах 720 °C (1) и 785 °C (2). Кружки – экспериментальные данные, сплошные линии – расчетные зависимости

Расчеты показывают, что в образце типа 2 практически отсутствуют вклады в примесное поглощение внутрицентровых переходов и имеет место меньшее заполнение электронами глубоких центров, по сравнению с образцом типа 1. При этом спектральные зависимости вблизи края поглощения в образцах обеих типов описываются правилом Урбаха, но с существенно различающимися параметрами, характеризующими крутизну этих зависимостей.

Из результатов аппроксимации следует, что рост после отжига в вакууме оптического поглощения образцов типа 1 можно связать с увеличением вкладов в него, связанных как с внутрицентровыми переходами, инициируемые квантами созначениями энергии, близкими к 1,50; 1,64; 2,41 и 2,70 эВ, так и с фотовозбуждением электронов со всех глубоких центров, учитываемых в модели. Последнее обстоятельство свидетельствует об увеличении заполнения электронами данных центров.

Таким образом, экспериментально обнаружены различия в спектральных зависимостях оптического поглощения и в их чувствительности к вакуумному отжигу и ИК засветке для нелегированных кристаллов BSO, имеющих разное происхождение. Эти различия могут быть связаны с вариациямив стехиометрии исследованных кристаллов в исходном состоянии. Однако природа описанных выше явлений, наблюдаемых в кристаллах BSO, и механизмы их влияния на примесное поглощение и параметр края собственного поглощения, описываемого правилом Урбаха, требует дальнейшего изучения.

Работа выполнена в рамках Госзадания Минобрнауки РФ на 2012 г. (проект № 7.2647.2011), при поддержке ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» (Гос. контракт № 02.740.11.0553) и при частичной финансовой поддержке РФФИ (проект № 12-02-90038-Бел_а) и БРФФИ (проект № Ф12Р-222).

1. М.П. Петров, С.И. Степанов, А.В. Хоменко. Фоточувствительные электрооптические среды в голографии и оптической обработке информации. – СПб.:Наука, 1983. 270 с.

2. В.К. Малиновский, О.А. Гудаев, В.А. Гусев, С.И.Деменко. Фотоиндуцированные явления в силленитах. – Новосибирск: Наука, 1990. 160 с.

3. А.Л.Толстик, А.Ю.Матусевич, М.Г.Кистенева, С.М. Шандаров, С.И. Иткин, А.Е. Мандель, Ю.Ф. Каргин, Ю.Н. Кульчин, Р.В. Ромашко, *Квантовая электроника*, **37**, №11, 1027-1032 (2007).

4. Kisteneva M.G., A.S. Akrestina A.S, Shandarov S.M., et al // J. Holography and Speckle, **5**, №3, 280 – 285 (2009).

ВЛИЯНИЕ СОСТАВА НА ПРЕОБРАЗОВАНИЕ ШИРОКОПОЛОСНОГО ИК-ИЗЛУЧЕНИЯ В КРИСТАЛЛАХ НИОБАТА ЛИТИЯ Литвинова В.А., Литвинова М.Н.

Дальневосточный государственный университет путей сообщения, Хабаровск, Россия

В работе показано, что характеристики спектра широкополосного теплового излучения, преобразованного в кристаллах ниобата лития, определяются составом кристалла и могут быть применены для определения отношения R = Li/Nb в кристалле ниобата лития.

В современном оптическом приборостроении широкое применение получили кристаллы ниобата лития конгруэнтного состава. Конгруэнтные кристаллы ниобата лития с отношением R=0,946 характеризуются наиболее высоким оптическим качеством и однородностью по объему кристалла, по сравнению с кристаллами стехиометрического состава ^{1, 2}. Однако конгруэнтные кристаллы обладают повышенной фоторефрактивной чувствительностью к повреждению лазерным излучением, что ограничивает их применение в оптических устройствах ¹⁻³. Кристаллы ниобата лития стехиометрического состава R=1 более стойки к оптическому повреждению, но обладают большой оптической неоднородностью, которая резко снижает эффективность нелинейно-оптических преобразований ^{1, 2}.

Прямое определение соотношения Li : Nb в расплаве очень трудно, поэтому для определения стехиометрии кристалла используются зависимости физических характеристик ниобата лития от его состава.Для оптического применения ниобата лития важнейшей является зависимость от стехиометрии показателей преломления, которая определяет влияние стехиометрии на условия синхронизма при нелинейно-оптическом взаимодействии ^{4, 5}.

В работе исследованы монокристаллы ниобата лития стехиометрического состава (Li/Nb=1), выращенные методом Чохральского из расплава с 58,6 моль % Li₂O, и монокристаллы ниобата лития конгруэнтного состава, выращенные методом Чохральского из расплава конгруэнтного состава. Исследуемые образцы отличаются упорядочением структурных единиц катионной подрешетки вдоль полярной оси кристалла. Номинально чистые монокристаллы стехиометрического состава и конгруэнтного составаимели форму куба с размерами $10 \times 10 \times 10$ мм³ с ребрами, параллельными кристалла Р_s.

В эксперименте в качестве источника инфракрасного излучения использовалась лампа с маленькой вольфрамовой нитью ⁶. Излучение фокусировалось системой двух

линз на переднюю грань кристалла. Ось расходящегося пучка инфракрасного излучения была направлена вдоль оси х, под углом 90° к кристаллофизической осиг кристалла. Перед кристаллом устанавливался светофильтр КС17, который выделяет излучение в диапазоне длин волн 0,66–2,7 мкм. Второй светофильтр СЗС22, установленный после кристалла, пропускает излучение второй гармоники и суммарных частот, которые генерируются в нелинейно-оптическом кристалле, и задерживает инфракрасное излучение. Преобразованное излучение, прошедшее через монохроматор МСД-2, попадало в фотоэлектронный умножитель ФЭУ-29. Затем сигнал усиливался селективным усилителем У2-8, настроенным на частоту модуляции инфракрасного излучения. Усиленный сигнал оцифровывался и вводился в IBM-совместимый компьютер.

При распространении расходящегося пучка широкополосного инфракрасного излучения в нелинейно-оптическом кристалле, в направлении фазового синхронизма для одной из входящих частот происходит генерация второй гармоники и суммарных частот⁶. Условия синхронизма при нелинейно-оптическом взаимодействии определяются зависимостью показателей преломления от отношения R = Li/Nb в кристалле ниобата лития.

излучения, Получены спектры широкополосного преобразованного В монокристаллах ниобата лития стехиометрического и конгруэнтного составов в условиях некритичного 90-градусного синхронизма при реализации векторных взаимодействийоо-е типа. В эксперименте расходимость падающего на кристалл пучка широкополосного инфракрасного излучения была равна 8°. Максимум спектра соответствует длине волны λ_0 , для которой выполняется условие 90-градусного фазового синхронизма. Ширина спектра преобразованного излучения в значительной степени зависит от типа используемого кристалла, его толщины, типа взаимодействия, а также от положения частоты синхронизма в спектре падающего излучения. Максимальная ширина спектра преобразованного излучения достигается в случае, когда частота синхронизма выбрана точно в середине частотного диапазона падающего ИК-излучения⁶.

Максимум в спектре кристалла стехиометрического составанаблюдается на длине волны $\lambda_0 = 495$ нм, а максимум в спектре кристалла конгруэнтного состава соответствует длине волны $\lambda_0 = 525$ нм. Полуширина спектра $\Delta\lambda_{1/2}$, а также относительная эффективность преобразования η , для кристалла конгруэнтного состава превышают данные значения для кристалла стехиометрического состава.

Полученные результаты хорошо коррелируют с данными спектроскопии комбинационного рассеяния света (КРС) и результатами, полученными с помощьюметода оценки отношенияR = Li/Nb, использующий особенности векторного синхронизма в ниобате лития^{5, 7}.

Таким образом, при увеличении отношения R = Li/Nb и степени упорядоченности катионной подрешетки кристалла, максимум спектра преобразованного широкополосного излучения смещается в область коротких длин волн, а эффективность преобразования широкополосного излучения в кристалле ниобата лития уменьшается. Изменение отношения R = Li/Nb на тысячные доли приводит к смещению максимума на 10-30 нм.

1. Калинников В.Т., Палатников М.Н., Сидоров Н.В., *Аналитический обзор*, Апатиты: КНЦ РАН (2005).

2. Баласанян, Р.Н. Габриэлян, В.Т., Казарян, Л.М., Доклады Национальной академии наук Армении. Сер. Физика, **100**. №2, 134-140 (2000).

3. F. Jermann, M. Simon, and E. Krätzig., J. Opt. Soc. Am. B, 12, 2066-2070 (1995).

4. Кузьминов Ю.С., Электрооптический и нелинейнооптический кристалл ниобата лития, М.: Наука, 264 (1987).

5. Блистанов А.А., Кристаллы квантовой и нелинейной оптики, М.: МИСИС, 430, (2000).

6. Г.В. Кривощеков и др., *Журнал прикладной спектроскопии*, **30**, № 5, 884–889, (1979).

7. Сидоров, Н.В., Палатников, М.Н.,Габриелян, В.Т. и др., *Неорганические материалы*, **43**, №1, 66-73 (2007).

ИЗМЕРЕНИЕ ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПОЛЕЙ ПО ПАРАМЕТРАМ ФОТИНДУЦИРОВАННОГО РАССЕЯНИЯ СВЕТА В КРИСТАЛЛАХ НИОБАТА ЛИТИЯ Панфилов В.И., Сюй А.В., Гапонов А.Ю., Сидоров Н.В.*, Палатников М.Н.*

Дальневосточный государственный университет путей сообщения, Хабаровск, Россия

*Институт химии и технологии редких элементов и минерального сырья Кольского научного центра РАН, Апатиты, Россия

По параметрам фотоиндуцированного рассеяния света определены фотовольтаическое и диффузионное поля. Показано, что стехиометрические кристаллы обладают высокими фоторефрактивными свойствами в сравнении с конгруэнтными кристаллами.

За последние двадцать пять лет произошло быстрое развитие лазерной физики и нелинейной оптики, множество приложений фотоники нашли свои промышленные или потребительские рынки. Также ожидается, что фотоника в ближайшем будущем распространится в таких важнейших областях знаний как медицина, биология или нанотехнологиях. Определяющим фактором такого впечатляющего роста является появление высокоэнергетических и высокоэффективных твердотельных лазеров в комбинации с материалами, имеющими высокие нелинейности второго и третьего порядков. В настоящее время нелинейная оптика становится важнейшим ключом в технологии разработки новых лазерных источников, работающих в видимом и ближнем ИК диапазонах. Нелинейная оптика также позволяет достичь новых функциональных возможностей в лазерных системах и в процессах трансформации электронных сигналов. Целый класс нелинейностей основан на фоторефрактивных эффектах в электрооптических кристаллах, который несомненно играет важнейшую роль в различных приложениях лазерной фотоники. Широко известен своими фоторефрактивными свойствами кристалл ниобата лития. В последние двадцать лет ученые всего мира уделяют огромное внимание свойствам данных кристаллов и регулированием данных свойств путем изменения стехиометрии.

Распространение лазерных пучков в фоторефрактивных кристаллах всегда сопровождается эффектом фотоиндуцированного рассеяния света (Φ ИРС)¹. Рассеяние света зависит от нескольких физических параметров: плотности мощности, частоты, поляризации лазерного излучения и показателя преломление света в данной среде¹. ФИРС может быть использовано для определения и анализа различных характеристик фоторефрактивных кристаллов².

При воздействии лазерного излучения процессы фотовозбуждения в кристалле заставляют перемещаться электроны из освещенной области в неосвещенную, вдоль полярной оси кристалла. Происходит пространственное разделение заряда в кристалле, за счет которого создается внутреннее электрическое поле (фотовольтаический эффект). Под действием электрического поля в кристалле изменяется показатель преломления(линейный электрооптический эффект)¹.

В данной работе используется метод определения диффузионных и фотоэлектрических полей, предложенный авторами статьи².В качестве объектов исследований выбраны образцы кристаллов ниобата лития стехиометрического и конгруэнтного составов. Конгруэнтные кристаллы легированы примесями Zn, Cu, Cu+Gd.

Экспериментальная схема содержит оптическую скамью, на которой установлены Не-Nелазер мощностью 60 мВт, светоизолированная камера, в которой располагается образец. Светоизолированная камера имеет отверстие для прохождения лазерного луча. Внутри камеры, за предметным столиком, установлен фотодатчик с возможностью перемещаться по углу в горизонтальной и вертикальной плоскостях. Первоначальное положение фотодатчика соответствует расположению фотодатчика за исследуемым образцом на одной линии с отверстием в камере. С фотодатчика сигнал поступает на мультиметр GDM-354A, который соединен с компьютером, записывающим показания. Затем данные обрабатываются и строятся зависимости относительной интенсивности, величины фотовольтаического поля, величины диффузионного поля от угла рассеяния света. По величине относительной интенсивности, соответствующей определенному рассеянного излучения определяется значение фотовольтаического νглν И диффузионного полей.

В результате рассеяния света происходит падение интенсивности в центральной области рассеянного излучения, что обусловлено перекачкой энергии из центральной области в рассеянное излучение. Наиболее сильное падение интенсивности (более 30%) выявлено у образцов LiNbO₃:Cu+Gd (0,57+0,07% вес.), и LiNbO₃:Zn (0,03% вес.). У остальных образцов падение интенсивности составляет менее 10%. Характерная зависимость относительной интенсивности по углу рассеянного излучения представлена на рис.1.



Рис. 1. Зависимость относительной интенсивности от угла рассеянного излучения для стехиометрического кристалла ниобата лития

По результатам экспериментальных измерений произведены вычисления величины диффузионного и фотовольтаического полей, которые показали, что наибольшее значение диффузионного поля ($E_D=15$ кВ/см) принадлежит конгруэнтным кристаллам ниобата лития, легированного медью с концентрацией 0,3 % весовых и кристаллам стехиометрического состава ($E_D=35$ кВ/см). Величина фотовольтаических полей для данных кристаллов равна $E_{pv}=100$ кВ/см и 200 кВ/см соответственно. Необходимо отметить, что максимальный угол раскрытия индикатрисы ФИРС для LiNbO₃:Cu(0,3 % вес.) 23 градуса, а для LiNbO₃crex. 50 градусов. Это свидетельствует о

том, что стехиометрические кристаллы имеют наиболее сильные фоторефрактивные свойства, чем кристаллы конгруэнтного состава с такой фоторефрактивной примесью как медь. И под действием лазерного излучения больше изменяется показатель преломления стехиометрического кристалла, примерно в два раза.

1. В.А.Максименко, А.В.Сюй, Ю.М. Карпец, Фотоиндуцированные процессы в кристаллах ниобата лития. М.: ФИЗМАТЛИТ, 2008. 96 с. 2. M. Goulkov, M. Imlau, Th. Woike, *Physical reviewB***77**, 235110 (2008).

ВРЕМЕННАЯ ФОРМА ОТКЛИКА СТИМУЛИРОВАННОГО ФОТОННОГО ЭХА ПРИ НАЛИЧИИ НЕРЕЗОНАНСНОГО ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ Гарнаева Г.И., Нефедьев Л.А.

Казанский Федеральный университет, Институт физики

Рассмотрено формирование временной формы откликов стимулированного фотонного эха при наличии нерезонансного лазерного излучения (бегущая волна с искусственно созданной пространственной неоднородностью).

В работах¹⁻³ был исследован эффект запирания долгоживущего фотонного эха (ДФЭ) в случае, когда в качестве неоднородного внешнего возмущения, приводящего к случайным сдвигам или расщеплениям исходных монохромат неоднородно уширенной линии, выступает нерезонансное лазерное излучение (стоячая волна или бегущая волна с искусственно созданной пространственной неоднородностью).

Чтобы не учитывать изменение волновой функции атома после воздействия нерезонансного возмущения, необходимо, чтобы время жизни промежуточных виртуальных состояний τ было гораздо меньше рассматриваемых временных интервалов при формировании ДФЭ, что и выполняется в оптической области частот.



Рис.1. Последовательность лазерных импульсов и неоднородных электрических полей при возбуждении СФЭ. Длительности лазерных импульсов $\Delta t_n \ll \tau_{ii}$

Будем считать внешнее неоднородное электрическое поле «слабым» (штарковский сдвиг уровней оптических центров << σ (дисперсия распределения случайной величины напряженности электрического поля)), а длительности возбуждающих лазерных импульсов - достаточно малыми, чтобы их частотный спектр полностью перекрывал неоднородно уширенную линию резонансной среды. Кроме того, будем предполагать, что 2-ой и 3-ий лазерные импульсы являются «сильными», т.е. их частоты Раби $\Omega_R > 2\sigma\sqrt{2\ln 2}$, а первый импульс – «слабым» $\Omega_R < 2\sigma\sqrt{2\ln 2}$.

Интервал времени между 1-м и 2-м импульсами выберем $\tau_1 \ll T_2$, а интервал времени между 2-м и 3-м импульсами $\tau_2 \ll T_1$, где T_1 и T_2 времена продольной и поперечной релаксации.

В случае воздействия нерезонансной бегущей волны, пространственной неоднородности частотных сдвигов не возникает. Поэтому необходимо промодулировать падающий на образец световой пучок (фильтр с пространственно - неоднородной пропускаемостью, собирающая или рассеивающая линза и т.д.). Это приводит к появлению пространственной неоднородности в распределении интенсивности падающего на образец света, описываемой некоторой функцией $\Phi_n(\vec{r})$.

В этом случае распределение амплитуды напряженности электрического поля нерезонансного лазерного излучения на временном интервале τ_{η} определится величиной градиента $\vec{\nabla} \Phi_{\eta}$.

При воздействии на временных интервалах τ_1 и τ_2 двух нерезонансных лазерных импульсов с линейными градиентами $\vec{\nabla} \Phi_1$ и $\vec{\nabla} \Phi_2$, для сравнения частотных сдвигов резонансного перехода, соответствующего неоднородно уширенной линии, свяжем систему координат (x_1, y_1, z_1) с первым градиентом, а (x_2, y_2, z_2) - со вторым градиентом, где $(\vec{i}, \vec{j}, \vec{k})$ - орты систем координат.

При воздействии нерезонансного лазерного излучения на образец, каждый j-й оптический центр, принадлежащий данной изохромате неоднородно уширенной линии получает дополнительный частотный сдвиг

 $f_1(\tau_1, \Delta, \vec{r}_j) = \Delta + \varepsilon(\tau_1, \vec{r}_j), \ f_2(\tau_2, \Delta, \vec{r}_j) = \Delta + \varepsilon(\tau_2, \vec{r}_j)$

где $\Delta = \omega - \Omega_0$ - начальный частотный сдвиг отдельной изохроматы, Ω_0 - центральная частота неоднородно уширенной линии, \vec{r}_j - радиус - вектор местоположения j-го оптического центра, τ_{η} - η -й временной интервал воздействия нерезонансного лазерного излучения, $\varepsilon(\tau_{\eta}, \vec{r}_j)$ - дополнительный частотный сдвиг j-го оптического центра на временном интервале τ_n .

Выбирая для простоты направление градиентов вдоль оси *z*, в лабораторной системе координат будем иметь

$$\varepsilon(\tau_1, \vec{r}) \approx E_{01}^2 C_D \Phi_1, \ \varepsilon(\tau_2, \vec{r}) \approx E_{02}^2 C_D \Phi_2,$$

где C_D – постоянная динамического эффекта Штарка, E_{01} , E_{02} - амплитуды напряженности электрического поля бегущих волн с искусственно созданной пространственно неоднородностью.

В этом случае эффективность «запирания» (воспроизведение) информации, заложенной в n-ой паре возбуждающих импульсов можно оценить из выражения:

$$I_n = E_n E_n^{\dagger},$$

$$\Gamma_{\text{T}} e E_n \sim \frac{1}{L} \int_{-\infty}^{\infty} d\Delta \int_{0}^{L} \exp\{i \left[-f_{\Delta \tau_1}(\Delta, \vec{r})\tau_1 + (t - \tau_1 - \tau_2)f_{\Delta \tau_2}(\Delta, \vec{r})\right] g(\Delta) dz$$

Рассмотрим временные формы откликов при наложении различных неоднородных электромагнитных полей (рис. 2):

a).
$$\Phi_1 = \Phi_2 = a + bz$$
, где $b = \frac{1}{L}$, $a = 0$



Рис. 2. Временные формы откликов при наложении различных неоднородных электромагнитных полей.

На рисунке 2а видно, что временная структура отклика периодически повторятся в зависимости от величины напряженностей полей, т.е. при постоянном градиенте внешнего нерезонансного поля получается периодическое изменение временной формы.

В случае, когда градиент не постоянен (рис. 2б) периодической зависимости нет. Выводы:

1. В случае, когда градиент внешнего нерезонансного поля постоянен, временная структура отклика периодически повторяется.

2. В случае, когда градиент внешнего нерезонансного поля не постоянен, временная структура отклика не периодична.

1. Г.И. Гарнаева, Л.А. Нефедьев, Сборник статей двенадцатой Международной молодежной научной школы «Когерентная оптика и оптическая спектроскопия», Казань: КГУ, (2008).

2. Л.А.Нефедьев, Г.И. Гарнаева (Хакимзянова), Оптика и спектроскопия, **105**, №6, 1007-1012, (2008).

3. Л.А.Нефедьев, Г.И.Гарнаева, Р.Г.Усманов, Оптический журнал, 77, №2, 27-29, (2010).

ФОРМИРОВАНИЕ СИГНАЛОВ ДВУХУРОВНЕВОЙ СИСТЕМЫ ПРИ ЕЕ ВОЗБУЖДЕНИИ РЕЗОНАНСНЫМ И НЕРЕЗОНАНСНЫМ ЛАЗЕРНЫМИ ИМПУЛЬСАМИ Ахмедшина Е.Н., Нефедьев Л.А., Гарнаева Г.И.

Казанский Федеральный университет, Россия

Показана возможность управления временем появления отклика двухуровневой системы путем варьирования взаимной ориентации и интенсивности неоднородных нерезонансных лазерных полей. Установлено, что в случае воздействия на двухуровневую систему нерезонансных лазерных импульсов с пространственной неоднородностью, наблюдается сдвиг времени отклика.

В работах¹⁻² был рассмотрен эффект «запирания» сигналов фотонного эха при различной ориентации градиентов внешних неоднородных электрических полей. Из

развитой теории следует, что при взаимной ориентации градиентов под углом 180^{0} возможно возникновение отклика типа эха при одноимпульсном лазерном воздействии. Такой тип эха экспериментально был обнаружен в³ на переходе ${}^{7}F_{0}$ - ${}^{5}D_{0}$ в кристалле Eu:Y₂SiO₅. В этой работе принципиальным является то, что возбуждение неоднородной уширенной линии происходило в достаточно узком интервале частот по сравнению с ее шириной 2 σ , которая в условиях эксперимента была порядка 2σ -3 ГГц, а область возбуждения порядка $2k\sigma$ ~50 МГц (где k<<1). Это необходимо для создания искусственного неоднородного уширения неоднородным электрическим полем, в этом случае уменьшается затухание за счет обратимой релаксации и становится возможным наблюдение Штарковского (градиентного) эха.

Рассмотрим схему возбуждения двухуровневой системы последовательностью одного резонансного лазерного импульса и двух нерезонансных лазерных импульсов с пространственной неоднородностью (рис. 1). Время воздействия первого нерезонансного лазерного импульса будем считать равным τ , а время второго - до момента появления отклика систем. Для уменьшения затухания из-за обратимой релаксации T_2^* будем полагать область возбуждения неоднородно уширенной линии резонансными лазерными импульсами равной $2k\sigma$, где k<<1.



Рис. 1. Схема возбуждения двухуровневой системы последовательностью одного резонансного (P) и двух нерезонансных лазерных импульсов. $\nabla \Phi_1$, $\nabla \Phi_2$ – интенсивности внешних неоднородных нерезонансных лазерных полей, t₃ – время появления отклика Штарковского эха, Δt₁ – длительность возбуждения резонансного лазерного импульса

Полные частотные сдвиги энергетических уровней резонансного перехода запишем в виде: c(-, +, -)

$$f(\tau_m, \Delta, \vec{r}) = \Delta + \varepsilon(\tau_m, \Delta, \vec{r}),$$

где $\varepsilon(\tau_m, \vec{r}) = \hbar^{-1}(\delta E_2(\vec{r}) - \delta E_1(\vec{r})) = C_D E_{0m}^2 \Phi_m(\vec{r}),$ где C_D – постоянная
динамического эффекта Штарка, $\Phi_m(\vec{r})$ - функция распределения интенсивности
падающего на систему нерезонансного лазерного излучения на τ_m – ом временном
интервале, E_{0m} - амплитуда напряженности электрического поля m-го нерезонансного
лазерного импульса. Это позволяет получить достаточно большие частотные сдвиги
 $\varepsilon(\tau_m, \vec{r})$ по сравнению с шириной области возбуждения 2ko неоднородно уширенной
линии резонансного перехода путем выбора соответствующей мощности
нерезонансных лазерных импульсов.

Решение уравнения для одночастичной матрицы плотности во вращающейся системе координат для двухуровневой системы было получено в работе¹. Фазовая часть напряженности электрического поля отклика системы в этом случае имеет вид

$$E_{sh} \sim \frac{1}{V} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{V} \exp\left\{i\left[\pm \tau_{m} f(\tau_{m}, \Delta, \vec{r}) - \tau_{\zeta} f(\tau_{\zeta}, \Delta, \vec{r})\right]\right\} g(\Delta) dV d\Delta,$$

где V - объем возбуждаемой части образца, $g(\Delta)$ - Гауссова функция распределения частот, соответствующая ширине лазерного возбуждения неоднородно уширенной линии резонансного перехода $2k\sigma$.

В случае если градиенты внешних нерезонансных пространственно неоднородных лазерных полей не коллинеарны, то $f(\tau_m, \Delta, \vec{r})$ и $f(\tau_{\xi}, \Delta, \vec{r})$ зависят от взаимной ориентации этих градиентов. В этом случае распределение амплитуды напряженности электрического поля нерезонансного лазерного излучения на временном интервале τ_m определится величиной градиента $\nabla \Phi_m$.

Переходя в систему координат, связанную с т-ым импульсом получим:

$$E \approx \frac{1}{V} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{V} \exp\left(i\Delta t\right) \exp\left\{iC_D\left(I_{01}b_z^{(m)}\tau z + I_{02}b_z^{(m)}(x\sin\beta + z\cos\beta)(t-\tau)\right)\right\} g(\Delta) d\Delta dx dy dz (1)$$

где I_{01} и I_{02} – интенсивности нерезонансных лазерных импульсов, L – размер образца в направлении возбуждения лазерным импульсом, $b_z^{(1)}$ и $b_z^{(2)}$ - величины проекций градиентов $\nabla \Phi_1$ и $\nabla \Phi_2$ на ось z ($b_z^{(2)} = -b_z^{(1)}$), β – угол между направлениями градиентов.



Рис. 2. Зависимость времени появления Штарковского эха от интенсивностей первого и второго пространственно неоднородных нерезонансных лазерных импульсов



Рис. 3. Зависимость времени появления отклика Штарковского эха от угла между направлениями градиентов внешних неоднородных нерезонансных лазерных полей

На рисунке 2 приведены результаты численных расчетов времени появления отклика Штарковского эха в зависимости от интенсивностей пространственно неоднородных нерезонансных лазерных импульсов используя выражение (1).

Из рисунка 2 следует, что при $I_{01} > I_{02}$ время появления отклика Штарковского эха увеличивается, что может быть использовано для измерения времени поперечной релаксации системы по спаду интенсивности отклика Штарковского эха.

Формирование отклика Штарковского эха существенно зависит от геометрииэксперимента: 1) возбуждаемая первым резонансным лазерным импульсом область образца имеет размеры $L_z >> L_x$, L_y (L_x , L_y , L_z – размеры возбуждаемой области вдоль соответствующих осей системы координат), 2) $L_z \sim L_x$, L_y .

Численный расчет выражения (1) при воздействии двух нерезонансных лазерных импульсов с пространственной неоднородностью для геометрии эксперимента (Рис.1) приведен на рис. 3.

Из рисунка 3 следует, что при изменении угла β от значения 180⁰ меняется время появления отклика Штарковского эха. Причем при β<100⁰ и β>260⁰ время появления отклика быстро увеличивается.

Таким образом, в случае использования нерезонансных лазерных импульсов с искусственно созданной неоднородностью, можно добиться эффективного управления временем появления Штарковского эха в наносекундном временном диапазоне.

Выводы

1. Если интенсивность первого пространственно неоднородного нерезонансного лазерного импульса больше интенсивности второго нерезонансного лазерного импульса происходит смещение времени появления отклика Штарковского эха в сторону его увеличения.

2. При различных углах между градиентами внешних неоднородных электрических полей наблюдается сдвиг времени появления Штарковского эха в наносекундном диапазоне.

1. Нефедьев Л.А., Гарнаева (Хакимзянова) Г.И., Оптика и спектроскопия, **105**, №6, 1007-1012, (2008).

2. Нефедьев Л.А., Гарнаева Г.И., Усманов Р.Г., Оптический журнал, 77, №2, 27-29, (2010).

3. Alexander A.L., Longdell J.J., Sellars M.J. and Manson N.B., arXiv: quantph/0506232. 25, 5, 1-5, (Nov 2005).

ФОРМИРОВАНИЕ СТИМУЛИРОВАННОГО ФОТОННОГО ЭХО В ВЫРОЖДЕННОЙ СИСТЕМЕ ПРИ НАЛИЧИИ ЛИНЕЙНОГО ШТАРКОВСКОГО ЭФФЕКТА Нефедьев Л.А., Низамова Э.И., Тактаева С.В.

Казанский (Приволжский) федеральный университет, Казань, Россия

В данной работе исследуется формирование стимулированного фотонного эха в вырожденной системе в зависимости от штарковских постоянных на разных переходах и величин градиентов внешнего неоднородного электрического поля.

Когерентные переходные оптические явления типа фотонного эхо предоставляют широкие возможности для обработки информации в оптическом диапазоне. Процессоры, основанные на фотонном эхе, могут использоваться в качестве быстродействующих запоминающих устройств с возможностью многократного считывания информации, могут работать в качестве накопителя (кумулятивный режим), а также осуществлять задержку сигналов с инверсией во времени и автосвертку сигналов оптического диапазона¹⁻⁴.

Эффективность записи, преобразования и копирования квантовой информации в многоуровневых и вырожденных системах существенно зависит от величины корреляции неоднородного уширения на разных временных интервалах. Нас будет интересовать корреляция между значениями сдвигов частот отдельных оптических центров в различные промежутки времени. Матрица частотных сдвигов будет иметь вид:

$$Z = \left\| f_{ik}^{j} \right\|, \quad j = 1...N, \, i, k = 1, 2, 3.$$
⁽¹⁾

где N - число оптических центров в образце, $f_{ik}^{(j)}(\Delta \tau_i, \Delta, \vec{r}_j) = \Delta + \varepsilon_{ik}(\Delta \tau_i, \vec{r}_j)$, где $\Delta \tau_i$ - временной интервал на котором воздействует пространственнонеоднородное электрическое поле $\vec{A}(\Delta \tau_i, \vec{r}), \Delta$ - частотный сдвиг отдельной монохроматы от центральной частоты неоднородного уширения, $\mathcal{E}_{ik}(\Delta \tau_i, \vec{r}_j)$ дополнительный частотный сдвиг оптического центра вследствие воздействия внешнего неоднородного электрического поля

$$\mathcal{E}_{ik}\left(\Delta \tau_{i}, \vec{r}_{j}\right) = c_{s}^{(ik)}\left(E_{i}^{(0)} + \vec{\nabla} E_{i}\left(\Delta \tau_{i}, \vec{r}\right)\vec{r}_{j}\right)c_{s}^{(ik)}.$$
штарковский

коэффициент для перехода i - k, $E_i^{(0)}$ - напряжённость электрического поля при $\vec{r}_j = 0$. Таким образом $f_{12}^{\tau_i} = \Delta + \varepsilon_{12}^{\tau_i}$, $f_{13}^{\tau_i} = \Delta + \varepsilon_{13}^{\tau_i}$, $f_{23}^{\tau_i} = \Delta + \varepsilon_{13}^{\tau_i} - \varepsilon_{12}^{\tau_i}$. Если ввести N – мерное пространство объектов, то каждый столбец f_{ik}^{j} будет представлять вектор

f v – мерное пространство объектов, то каждыи столоец f_{ik} будет представлять вектор в этом пространстве. Их скалярное произведение

$$R_{ik,i'k'} = \frac{1}{N} \left(f_{ik} f_{i'k'} \right) = \frac{1}{N} \sum_{j=1}^{N} f_{ik}^{j} f_{i'k'}^{j}$$
(2)

будем считать коэффициентом корреляции. Так как число оптических центров велико, суммирование в (2) можно заменить интегрированием⁵:

$$R_{ik} = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{(f_{ik} - \bar{z}_{ik})(f_{i'k'} - \bar{z}_{i'k'})}{\sigma_{ik}^2 \sigma_{i'k'}^2} g(\Delta) d\Delta , \qquad (3)$$

где $\overline{z}_{ik} = \int f_{ik} g(\Delta) d\Delta$ - среднее значение частотных сдвигов, $\sigma_{ik}^2 = \int (f_{ik} - \overline{z}_{ik})^2 g(\Delta) d\Delta$

Распределение оптических центров по частотам $g(\Delta)$ будем считать гауссовым с дисперсией σ^2 . Относительную интенсивность отклика определим как

$$I_{\hat{\iota}\hat{o}\hat{\iota}}^{(t)} = \frac{\vec{E}(\vec{R},t)\vec{E}^*(\vec{R},t)}{E_{\max}E_{\max}^*}$$
(4)

Зависимость фазовой части напряженности электрического поля отклика от некоррелированности неоднородного уширения на разных временных интервалах ⁶:

$$E(t) \sim \frac{1}{V} \int_{-\infty}^{\infty} \iiint_{V} g(\Delta) \exp\left\{ i\Gamma(\Delta + \varepsilon_{13}) \left[(t - \tau_{12} - \tau_{23}) - \frac{(\Delta + \varepsilon_{12})\tau_{12}}{\Delta + \varepsilon_{13}} \right] \right\} d\Delta dV, (5).$$

Рассмотрено формирование стимулированного фотонного эха (СФЭ) в системе трехуровневых оптических центров с неэквидистантными уровнями 1, 1, 12, 13, с частотами переходов ω_{12} , ω_{13} , ω_{23} . $\Gamma = \frac{\omega_{13}}{\omega_{12}}$ - параметр неэквидистантности. В нашем случае возьмем $\Gamma = 1$, т.е. вырожденная система. Длительности возбуждающих лазерных импульсов Δt_{η} будем считать достаточно малыми, чтобы их частотный спектр полностью перекрывал неоднородноуширенные линии резонансной среды. На образец накладываются линейные градиенты внешних электрических полей ∇E_1 , ∇E_2 .

В работе рассмотрена частотно-временная корреляция на различных временных интервалах в вырожденной системе при наличии внешних неоднородных полей и формирование СФЭ. Результаты численного расчета выражения (3) приведены на рисунке (1). Результаты расчета выражения (4) приведены на рисунке (2).



Рис.1 зависимость коэффициента корреляции от параметра Q. $Q = \nabla E_i C_{S_i}^{(ik)}$ где ∇E_i - градиент внешнего электрического поля, $C_{S_i}^{(ik)}$ -штарковский коэффициент на переходе i-k. k- доля неоднородно уширенной линии подвергшейся возбуждению

При расчетах брали экспериментальное значение коэффициента Штарка при линейном Штарк эффекте для примесного кристалла LaF_3 : \Pr^{3+} . $C_{S_i}^{(ik)}$ порядка 100 кГц/(В/см). Значение градиентов внешних полей варьировалось в пределах от 0 до 200 В/см².



Рис.2. Зависимость интенсивности СФЭ от параметра Q. $Q = \nabla E_i C_{S_i}^{(ik)}$ где ∇E_i - градиент внешнего электрического поля, $C_{S_i}^{(ik)}$ - штарковский коэффициент на переходе i-k. k- доля неоднородно уширенной линии подвергшейся возбуждению

Отличие штарковских постоянных на разных переходах в вырожденной системе приводит к изменению коэффициента корреляции неоднородного уширения на различных временных интервалах и соответственно к изменению интенсивности отклика стимулированного фотонного эхо.

1. Самарцев В.В., Зуйков В.А., Нефедьев Л.А.ЖПС, **Т.59**, No 5-6, 395-424 (1993).

2. Kalachev A.A., Samartsev V.V. *Coherent phenomena in optics*.:Kazan State University, 280 pp.,(2003).

3. Nefed'ev L.A., Rusanova I.A. Optics and Spectr., V. 90, No 6,906-911, (2001).

4. Nefed'ev L.A., Rusanova I.A. Laser Physics. V 12, No 3, 581-585, (2002).

5.Nefediev L.A., Khakimzyanova (Garnaeva) G.IOptics and Spectr., V. 98, 35-39, (2005).

6. НефедьевЛ.А., НизамоваЭ.И., ТактаеваС.В. *Наносистемы: физика, химия, математика*, **Т.З**, №1, 101-108, (2012)

ЭФФЕКТ КОРРЕЛЯЦИИ ФОРМЫ ОТКЛИКОВ СТИМУЛИРОВАННОГО ФОТОННОГО ЭХА С ФОРМОЙ ОБЪЕКТНОГО ИМПУЛЬСА И ЕГО ОПИСАНИЕ ИНФОРМАЦИОННЫМИ МЕРАМИ Нефедьев Л.А., Сахбиева А.Р.

Казанский федеральный университет

Выявлено, что воспроизведение информации в отклике стимулированного фотонного эха в обращенном режиме зависит от площади объектного импульса. Уменьшение количества информации, которая воспроизводится, приводит к искажению временной формы отклика.

Демонстрация частотно-селективной оптической памяти, где запись и обработка данных происходит как во временных, так и в частотных интервалах описывается в работе¹. Эхо-процессор в режиме долгоживущего фотонного эха, в которой сочетаются достоинства одновременной записи динамической интерферограммы с длительным ее хранением был предложен в работе². Конструкция данного процессора дала возможность продемонстрировать в работе³ плотность записи и обработки информации порядка нескольких гигабит/см²,используя сжатие и растяжение информационных сигналов путем быстрого изменения их несущей частоты.

С точки зрения теории информации можно представить эхо – процессор как информационный канал с памятью и шумами, на входе и выходе которого информация имеет классический вид, а внутри канала - квантовый. Такой канал обеспечивает передачу и преобразование информации между различными моментами времени и направлениями в пространстве. Общими характеристиками канала являются скорость передачи информации, его пропускная способность и коэффициент его использования. Для оптимизации процессов записи и преобразования информации в эхо - процессоре представляет интерес исследование этих характеристик информационного канала.

В работе⁴ был обнаружен эффект корреляции формы сигналов первичного фотонного эха. В качестве резонансной среды был выбран кристалл рубина с концентрацией ионов Cr^{3+} , равной 0,05 вес.%. Эксперимент показал, что отклик первичного фотонного эхо может коррелировать при определенных условиях с формой первого лазерного импульса.

Представляет интерес выбор оптимальных параметров возбуждающих импульсов и параметров среды для наилучшего воспроизведения формы объектного импульса. Для таких целей можно использовать информационную меру для объектного импульса и отклика фотонного эха. Наилучшее воспроизведение информации будет при наибольшей корреляции этих мер.



Рис.1. Осциллограммы, иллюстрирующие эффект корреляции формы стимулированного фотонного эха (СФЭ) с формой первого лазерного импульса. Первый справа – сигнал первично, возбуждающие импульсы – остальные сигналы. а) Осциллограмма (наличие корреляции) при малом значении площади объектного импульса. б) Осциллограмма (частичное нарушение корреляции) при большом значении площади объектного импульса

Аналогичный эффект наблюдается для стимулированного фотонного эха.



Рис.2. Осцилограмма, иллюстрирующая идентичность формы сигнала стимулированного фотонного эха (первый справа) с формой второго возбуждающего импульса

Рассмотрим схему (рис.3) возбуждения стимулированного фотонного эха в случае, когда объектным является первый возбуждающий лазерный импульс





В работе рассмотрен случай обращенного фотонного эха, когда в качестве объектного импульса берется первый возбуждающий импульс в форме ступеньки (рис.3).

Дифференциальная энтропия Фурье-спектра входящего объектного импульса определяется как

$$J_{c} = -\int_{-\infty}^{\infty} p(\omega') \log_{2} p(\omega') d\omega'$$
(1)
rde $p(\omega') = \frac{A(\omega')}{\int_{-\infty}^{\infty} A_{0}(\omega') d\omega'},$

А- амплитуда Фурье компоненты электрического поля объектного импульса.

Отклик СФЭ несет информацию, которую можно описать информационной мерой аналогично (1), где $A(\omega')$ надо заменить на амплитуду электрического поля Фурье-компоненты отклика СФЭ

$$E(\Delta) \sim \mathbf{g}(\Delta) \sin\theta_1 \sin\theta_2 \sin\theta_3 \widetilde{S}_1^{(1)*}(\Delta) \widetilde{S}_1^{(2)*}(\Delta) \widetilde{S}_1^{(3)*}(\Delta) e^{(i\hbar^{-1}\Delta)(t-\tau_1-\tau)}$$
(2)

Выражение для $E(\Delta)$ было получено в работах ^{5,6}

Временная форма отклика СФЭ, полученная путем численного расчета выражения (2) приведена на рис.4 из которого следует, что при увеличении площади объектного импульса происходит искажение временной формы отклика СФЭ. На рис.5 приведено изменение дифференциальной формы информационной меры отклика СФЭ в зависимости от величины площади объектного импульса.

Воспроизведение информации в отклике СФЭ в обращенном режиме зависит от площади объектного импульса. Уменьшение количества информации, которая воспроизводится, приводит к искажению временной формы отклика.



Рис.4. Обращенный отклик СФЭ а) при $\theta = 0.05\pi$, где; θ - площадь объектного импульса, б) при $\theta = 1\pi$



Рис.5. Воспроизведение информации заложенная в первый объектный импульс в зависимости от его площади

- 1. M. Mitsunaga, R.Yano, N. Uesugi, Opt. Lett., 16. № 23, 1890, (1991)
- 2. H. Un, T. Wang, GA. Wilson, T.W. Mossberg, Opt. Lett., 20, 91, (1995)
- 3. Un H., Wang T., Mossher T.W., Opt. Lett., 20, 1658, (1995)

4. В.А.Зуйков, В.В.Самарцев, Р.Г.Усманов, ПисьмавЖТЭФ, **32**, №4, 293 – 297, (1980)

5. Л.А.Нефедьев, В.В.Самарцев, Оптикаиспектроскопия, 62, №3, 701-703

6. Л.А.Нефедьев, В.В.Самарцев, ЖПС, 42, №4, 701-703

СПЕКЛ-СТРУКТУРА СТЕПЕНИ КОГЕРЕНТНОСТИ ШИРОКОПОЛОСНЫХ ДИСПЕРГИРОВАННЫХ ЛАЗЕРНЫХ ПУЧКОВ Вохник О.М., Одинцов В.И.

Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова,

Москва, Россия

Установлено наличие пространственных флуктуаций степени пространственной когерентности диспергированных лазерных пучков с широким спектром. Проведено численное моделирование степени когерентности и расчет ее статистических характеристик. Выявлено существование мелкомасштабных и крупномасштабных флуктуаций в поперечном сечении пучка.

Использование диспергированных световых пучков позволяет осуществлять когерентное нелинейное взаимодействие пересекающихся пучков с большой шириной спектра^[1,2]. Для эффективного взаимодействия во всем объеме пересечения необходима пространственная когерентность каждого из взаимодействующих пучков^[2]. В настоящей работе установлено наличие пространственных флуктуаций (спеклструктуры) степени пространственной когерентности широкополосных лазерных пучков. Подобно флуктуациям интенсивности, пространственные флуктуации когерентности должны существенно влиять на протекание нелинейных процессов в поле широкополосной лазерной накачки.

Пусть на дифракционную решетку, работающую в одном порядке дифракции, падает исходное поле E_0 , полученное пропусканием широкополосной однородной плоской волны через установленный перед решеткой амплитудно-фазовый транспарант. Поле диспергированного пучка имеет вид:

$$E(\vec{r},t) = \int \varepsilon(\omega) \exp(i\omega t) E_{\omega}(\vec{r}) d\omega, \qquad (1)$$

где

$$E_{\omega}(\vec{r}) = \int \varepsilon(\vec{\alpha}) \exp\left[-i\vec{k}(\omega,\vec{\alpha})\vec{r}\right] d^{2}\vec{\alpha}, \qquad (2)$$

 $\vec{\alpha}$ – перпендикулярная к оси *z* составляющая волнового вектора $\vec{k}(\omega, \vec{\alpha})$.

Как и исходное поле E_0 , поле E имеет плоские слои когерентности, перпендикулярные к оси z. При этом нормаль к слоям когерентности оказывается наклонена к осевому направлению пучка на угол χ , равный углу отклонения решетки для средней частоты спектра пучка $\bar{\omega}$.

Комплексная степень пространственной когерентности поля E в точках $\vec{r_1}$ и $\vec{r_2}$

$$\gamma\left(\vec{r}_{1},\vec{r}_{2}\right) = \Gamma\left(\vec{\eta},\vec{r}_{2}\right) / G\left(\vec{\eta},\vec{r}_{2}\right),\tag{3}$$

где $\Gamma\left(\vec{r}_{1},\vec{r}_{2}\right) = \overline{\vec{E}\left(\vec{r}_{1},t\right)\vec{E}^{*}\left(\vec{r}_{2},t\right)}$ – функция пространственной когерентности, а $G\left(\vec{r}_{1},\vec{r}_{2}\right) = \sqrt{\left|E\left(\vec{r}_{1},t\right)\right|^{2}\left|E\left(\vec{r}_{2},t\right)\right|^{2}}$

выражается через интегральную интенсивность излучения $I(\vec{r}) = \frac{cn}{8\pi} \left| E(\vec{r},t) \right|^2$,

$$G\left(\vec{r}_1, \vec{r}_2\right) = \frac{8\pi}{cn} \sqrt{I\left(\vec{r}_1\right)I\left(\vec{r}_2\right)} \,.$$

Представляя временное изменение поля E_0 как стационарный случайный процесс, а его поперечное распределение как однородный гауссов случайный процесс, найдем

$$\Gamma\left(\vec{r}_{1},\vec{r}_{2}\right) = \int \Gamma_{\omega}\left(\vec{r}_{1},\vec{r}_{2}\right)\eta\left(\omega\right)d\omega, \qquad (4)$$

где $\Gamma_{\omega}(\vec{r}_1,\vec{r}_2) = E_{\omega}(\vec{r}_1)E_{\omega}^*(\vec{r}_2), \quad \eta(\omega)$ - нормированная на 1 спектральная плотность излучения. Аналогично $I(\vec{r}_{1,2}) = \int I_{\omega}(\vec{r}_{1,2})\eta(\omega)d\omega$, где $I_{\omega}(\vec{r}_{1,2}) = \frac{cn}{8\pi} \left|E_{\omega}(\vec{r}_{1,2})\right|^2$.

Степень когерентности $|\gamma(\vec{r}_1,\vec{r}_2)|$ становится мала, когда $|z_2 - z_1|$ существенно превышает длину когерентности $l_c = \bar{\lambda}^2 / \Delta \lambda$ ($\bar{\lambda}$ - средняя длина волны, $\Delta \lambda$ - ширина спектра излучения)^[2]. Ввиду малости l_c при больших $\Delta \lambda$ будем считать, что обе точки \vec{r}_1 и \vec{r}_2 располагаются в одной плоскости $z_1 = z_2$, когда при заданных поперечных составляющих $\vec{r}_{1\perp}$ и $\vec{r}_{2\perp}$ степень когерентности максимальна.

Расчет $|\gamma(\vec{r_1}, \vec{r_2})|$ выполнялся при $\bar{\lambda} = 10^{-4}$ см, угловой расходимости пучка $E_0 \ 2\theta_0$, равной 4·10⁻³ рад, нескольких значениях ширины спектра $\Delta \omega$ от 500 см⁻¹ до 1500 см⁻¹и разной степени дисперсии пучка, характеризуемой параметром $p = \frac{|\sin \chi|}{\theta_0}$.

Спекл-структура пространственной когерентности исследовалась в двух случаях, представляющих интерес для оценки эффективности когерентного воздействия на вещество широкополосного излучения в виде двух пересекающихся лазерных пучков: 1) $\vec{r}_{2\perp} = \vec{r}_{1\perp} + \vec{\delta} \ (\vec{\delta} = \text{const}); 2) \vec{r}_{2\perp} = \vec{\beta} = const$.

Случай 1. Обозначим $\gamma(\vec{r}_1, \vec{r}_2 = \vec{r}_1 + \vec{\delta}) = \gamma^{(\vec{\delta})}(\vec{r}_1)$ и введем функции $\Gamma^{(\delta)}(\vec{r}_1)$ и $G^{(\delta)}(r_1)$. На рис.1а представлено типичное двумерное распределение $|\gamma^{(\vec{\delta})}(x_1, z_1)|$ (значения степени пространственной когерентности велики в светлых областях и уменьшаются с ростом почернения). Из рисунка видно, чтовблизи начальной плоскости $z_1 \leq 5$ см спеклы вытянуты вдоль осевого направления диспергированного пучка и составляют с осью *z* угол, близкий к χ . При изменении поперечных координат большие флуктуации $|\Gamma^{(\delta)}|$ и $G^{(\delta)}$ совершаются коррелированно, так что $|\gamma^{(\delta)}|$ лишь слабо флуктуирует и остается близок к 1.Сростом z_1 размеры спеклов вдоль осей x_1 и z_1 увеличиваются, это происходит тем быстрее, чем больше $\Delta \omega$ и *p*. Вариация $\vec{\delta}$ не оказывает влияния на характерные размеры спеклов.



Рис.1. Двумерные распределения модуля пространственной когерентности для случаев 1(а) и 2(б)

Аналогичная эволюция геометрии спеклов имеет место для интегральной интенсивности диспергированного пучка^[3].

Случай 2.Обозначим $\gamma(\vec{r}_{1\perp}, z_1, \vec{r}_{2\perp} = \vec{\beta}, z_2 = z_1) = \gamma^{(\vec{\beta})}(\vec{r}_1)$ и введем функции $\Gamma^{(\vec{\beta})}(\vec{r}_1)$ и $G^{(\vec{\beta})}(\vec{r}_1)$. На рис.2а,26 представлены одномерные траектории случайных функций $|\gamma^{(\vec{\beta})}(x_1)|, |\Gamma^{(\vec{\beta})}(x_1)|$ и $G^{(\vec{\beta})}(x_1)$ при ширине спектра $\Delta \omega = 1000$ см⁻¹и p = 10.



При небольшом удалении от начальной плоскости (рис.2а) имеют место мелкомасштабные пространственные флуктуации $\left|\gamma^{(\bar{\beta})}\right|$ и $\left|\Gamma^{(\bar{\beta})}\right|$ по осих₁. При увеличении z_1 (рис.2б) в диспергированном пучке возникают крупномасштабные флуктуации на траекториях $\left|\Gamma^{(\bar{\beta})}(x_1)\right|$ и происходит укрупнение пространственных флуктуаций $G^{(\bar{\beta})}(x_1)$. В отличие от мелкомасштабных флуктуаций, размеры которых не зависят от $\Delta \omega$ и z_1 , размеры крупномасштабных флуктуаций на траекториях $\left|\gamma^{(\bar{\beta})}(x_1)\right|$ и $\left|\Gamma^{(\bar{\beta})}(x_1)\right|$, как и размеры флуктуаций $G^{(\bar{\beta})}(x_1)$, возрастают при увеличении $\Delta \omega$, χ и z_1 .

Двумерное распределение $|\gamma^{(\vec{\beta})}(x_1, z_1)|$ представлено на верхней части рис.16. При малых $z_1 \leq 3 - 5$ см спеклы на рис.16 наклонены к оси z_1 на угол ~ χ . Однако, в отличие от рис.1а, степень когерентности промодулирована для всех спеклов приблизительно одной и той же случайной функцией $F(z_1)$,что приводит к корреляции значений $|\gamma^{(\vec{\beta})}(x_1)|$ на вертикальных линиях $z_1 = const$, при малых z_1 . При возрастании z_1 наклон спеклов к оси z_1 уменьшается, "вертикальная" корреляция размывается и спекл-картина приобретает вид горизонтальных полос, увеличивающихсяпо длине с ростом z_1 .

Аналитически размер и форма спекла определялись по пространственному распределению коэффициента корреляции в фиксированной точке $\vec{r_1}$, задающей центр спекла, и точке с переменными координатами $\vec{r_1}'$. Пространственное распределение в плоскости x_1z_1 рассчитанных таким образом спеклов с центрами в точках $z_1 = 5$ см, 15 см и 30 см приведены в нижней части рисунка 16.

С помощью анализа одномерных траекторий $|\gamma(x_1)|$ определены статистические характеристики - дисперсия и среднее значение - в зависимости от z_1 .

Все наблюдающиеся при численном моделировании закономерности объяснены в рамках модели парциальных спеклов^[3].

1. В.И. Одинцов, Е.Ю. Соколова, Квант. электроника, 21, №8, 778-784, (1994).

2. В.И. Одинцов, Е.Ю. Соколова, Опт. и спектр., 101, №3, 505-511, (2006).).

3. О.М. Вохник, В.И. Одинцов, Опт. и спектр., 110, №2, 324-332, (2011).

РАСПРОСТРАНЕНИЕ ПЛОСКОЙ S-ПОЛЯРИЗОВАННОЙЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ВОЛНЫ В СЛОИСТОЙСРЕДЕ ИЗЭЛЕКТРИЧЕСКИХ И МАГНИТНЫХ ДИПОЛЕЙ Авербух Б.Б., Авербух И.Б.

Тихоокеанский Государственный университет, Хабаровск, Россия

Рассеивающие элементы – электрические и магнитные диполи. Среда состоит изплоскопараллельных чередующихся электрических и магнитных дипольных монослоев. Поле диполя учитывается полностью. Рассчитаны поля внутри среды и рассеянные. Рассмотрена теорема погашения и получено выражение для показателя преломления.

Теория оптических явлений, основанная на уравнениях Максвелла не объясняет, как и почему возникают отраженная и преломленная волны. Ответ на эти вопросы может дать только анализ, основанный на молекулярных представлениях о строении вещества.С точки зрения молекулярной оптики среда рассматривается как вакуум, в котором находятся атомы вещества. Под действием внешнего поля эти атомы становятся источниками вторичных когерентных электромагнитных волн. Интерференция этих волн и определяет структуру электромагнитного поля в среде. Вторичные волны, распространяющиеся назад (по отношению к падающей волне), интерферируя, дают отраженную волну. Вторичные волны, распространяющиеся вперед, интерферируя между собой и с падающей волной, дают преломленную волну.

Настоящая работа является продолжением работы¹, в которой рассматривалось распространение плоской *s* - поляризованной электромагнитной волны через состоящий из периодически расположенных плоскопараллельных диэлектрик. монослоев точечных электрических диполей. В настоящей работе предполагается, что монослои из электрических диполей (электрические монослои) чередуются с монослоями из магнитных диполей (магнитные монослои). Все дипольные монослои лежат в плоскостях xy, пересекающих ось z в точках $z_1, z_2, z_3...$ Расстояния между всеми монослоями по оси г одинаковы и равны а. Диполи одного монослоя расположены равномерно (электрические с плотностью N_d и магнитные – с плотностью N_m) и неупорядоченно и не взаимодействуют между собой. Поскольку внешнее поле распространяется вперед, то рассматривается рассеяние последовательными монослоями диполей, причем учитывается, что каждый дипольный монослой находится в поле излучения всех других монослоев. Далее считаем, что нечетные монослои являются электрическими, а четные – магнитными.

Пусть на первый электрический монослой со стороны $z < z_1$ под углом α падает поляризованное вдоль оси x монохроматическое поле $\mathbf{E}_0 = E_0 \mathbf{e}_0 \exp(i\omega_0 t - i\mathbf{k}_0 \mathbf{r}) \mathbf{c}$ частотой ω , волновым вектором \mathbf{k}_0 и вектором поляризации \mathbf{e}_0 . Вектор \mathbf{k}_0 лежит в плоскости yz и имеет две ненулевые составляющие, т.е. $\mathbf{k}_0 = (0, k_{0y}, k_{0z})$.

Индуцированный этим полем дипольный момент p - го атома (с координатой $\mathbf{r}_{p} = (x_1, y_1, z_1)$) в момент времени $t - R_p/c$, где R_p - расстояние от диполя до точки наблюдения ($x_2, y_2, z_2 > z_1$), равен

$$\mathbf{d}_{\mathbf{p}}\left(t - \frac{R_{p}}{c}\right) = \mathbf{e}_{\mathbf{0}}AE_{0}\exp(i\omega t - ikR_{p} - i\mathbf{k}_{0}\mathbf{r}_{\mathbf{p}}) = \mathbf{d}_{0}\exp(i\omega t - ikR_{p} - i\mathbf{k}_{0}\mathbf{r}_{\mathbf{p}})$$

где $k = \omega/c$, а A описывает поляризуемость атома под действием внешнего поля. Электрическое и магнитное поля одного диполя определяются выражениями

$$\mathbf{E}_{\mathbf{p}} = \left[\frac{(2\mathbf{d}_{0\parallel} - \mathbf{d}_{0\perp})}{R_{p}^{3}}(1 + ikR_{p}) + \frac{k^{2}}{R_{p}}\mathbf{d}_{0\perp}\right] \exp(i\omega t - ikR_{p} - i\mathbf{k}_{0}\mathbf{r}_{p})$$
$$\mathbf{H}_{\mathbf{p}} = \frac{AE_{0}ik(1 + ikR_{p})}{R_{p}^{3}}[\mathbf{e}_{0}\mathbf{R}_{p}]\exp(i\omega t - ikR_{p} - i\mathbf{k}_{0}\mathbf{r}_{p})$$

где $\mathbf{d}_{0\parallel}$ и $\mathbf{d}_{0\perp}$ - параллельная и перпендикулярная по отношению к $\mathbf{R}_{\mathbf{p}}$ составляющие дипольного момента соответственно. Для получения полей \mathbf{E}_{1d} и \mathbf{H}_{1d} , рассеянных диполями первого монослоя, в точке наблюдения (x_2, y_2, z_2) надо проинтегрировать выражения для $\mathbf{E}_{\mathbf{p}}$ и $\mathbf{H}_{\mathbf{p}}$ по координатам всех диполей монослоя. В результате для рассеяния вперед получаем²

$$\mathbf{E}_{1d}(x_2, y_2, z_2 > z_1) = -iP_d E_0 \mathbf{e}_0 \exp(i\omega t - ik_{0y}y_2 - ik_{0z}z_2),$$

$$\mathbf{H}_{1d}(x_2, y_2, z_2 > z_1) = -iP_d E_0 (\cos\alpha \mathbf{e}_y - \sin\alpha \mathbf{e}_z) \exp(i\omega t - ik_{0y}y_2 - ik_{0z}z_2).$$

где $P_d = 2\pi N_d A k^2 / k_{0z}$, а $\mathbf{e}_{\mathbf{y}}$ и $\mathbf{e}_{\mathbf{z}}$ - единичные векторы вдоль соответствующих осей.

Поля $\mathbf{E}_{1d\mathbf{R}}$ и $\mathbf{H}_{1d\mathbf{R}}$, рассеянные электрическим монослоем назад (отражение), имеют вид

$$\mathbf{E}_{1d\mathbf{R}}(x, y, z < z_1) = -iP_d E_0 \mathbf{e}_0 \exp(i\omega t - ik_{0y}y + ik_{0z}z - 2ik_{0z}z_1),$$

$$\mathbf{H}_{1d\mathbf{R}}(x, y, z < z_1) = iP_d E_0 (\cos\alpha \mathbf{e}_y + \sin\alpha \mathbf{e}_z) \exp(i\omega t - ik_{0y}y + ik_{0z}z - 2ik_{0z}z_1)$$

Выражение для \mathbf{E}_{1d} можно представить в виде $(1-iP_d)\mathbf{E}_0(x_2, y_2, z_2) - \mathbf{E}_0(x_2, y_2, z_2)$. И аналогично для \mathbf{H}_{1d} .Поэтому можно сказать, что излучение первого электрического монослоя диполей гасит падающую волну и формирует преломленную (теорема погашения Эвальда-Озеена). При $P_d \ll 1$, поле преломленной волны можно представить в виде

$$(1-iP_d)\mathbf{E}_{\mathbf{0}}(x_2, y_2, z_2) = E_0 \mathbf{e}_{\mathbf{0}} \exp(i\omega t - ik_{0y}y_2 - ik_{0z}z_1 - ik_{2z}a)$$
, где $k_{2z} = k_{0z} + P_d / a$.

В этом случае магнитный диполь второго монослоя "чувствует" поле с волновым вектором $k_2 = (0, k_{0y}, k_{2z})$.

На второй (магнитный) монослой диполей падают внешнее поле и поле, рассеянное первым электрическим монослоем, т.е. $\mathbf{E}_0 + \mathbf{E}_{1d}$ и $\mathbf{H}_0 + \mathbf{H}_{1d}$. Далее будем предполагать, что индуцированный магнитный момент диполя второго монослоя пропорционален вынуждающему магнитному полю, т.е. $\mathbf{m} = D(\mathbf{H}_0 + \mathbf{H}_{1d})$. Такая ситуация реализуется, например, когда рассеивающими элементами среды являются наносферы³. Поля $\mathbf{E}_{2m}(x_3, y_3, z_3)$ и $\mathbf{H}_{2m}(x_3, y_3, z_3)$, рассеянные диполями второго монослоя, получаются интегрированием электрического и магнитного полей,

излученных магнитным диполем по координатам всех диполей этого монослоя. В результате получаются следующие выражения для рассеяния вперед

$$\mathbf{E}_{2m}(x_3, y_3, z_3 > z_2) = -iP_m(1 - iP_d)E_0\mathbf{e}_0\exp(i\omega t - ik_{0y}y_3 - ik_{0z}z_3) , \mathbf{H}_{2m}(x_3, y_3, z_3 > z_2) = -iP_m(1 - iP_d)E_0(\cos\alpha\mathbf{e}_y - \sin\alpha\mathbf{e}_z)\exp(i\omega t - ik_{0y}y_3 - ik_{0z}z_3)$$

где $P_m = 2\pi N_m Dk^2 / k_{0z}$. Поля, рассеянные магнитным монослоем назад (отражение) имеют вид

$$\mathbf{E}_{2m\mathbf{R}}(x, y, z < z_2) = -iP_m(1 - iP_d)E_0\mathbf{e}_0\exp(i\omega t - ik_{0y}y + ik_{0z}z - 2ik_{0z}z_2),$$

$$\mathbf{H}_{2m\mathbf{R}}(x, y, z < z_2) = iP_m(1 - iP_d)E_0(\cos\alpha\mathbf{e}_y + \sin\alpha\mathbf{e}_z)\exp(i\omega t - ik_{0y}y + ik_{0z}z - 2ik_{0z}z_2).$$

Выражение для \mathbf{E}_{2m} (и аналогично для \mathbf{H}_{2m}) можно представить в виде $[(1-iP_m)-1](1-iP_d)\mathbf{E}_0(x_3, y_3, z_3)$. Поэтому можно сказать, что излучение второго магнитного монослоя диполей гасит падающее на него поле и формирует преломленную волну (теорема погашения Эвальда-Озеена). При $P_d <<1$, $P_m <<1$ поле преломленной волны можно представить в виде

$$(1-iP_m)(1-iP_d)\mathbf{E}_0(x_3, y_3, z_3) = E_0\mathbf{e}_0\exp(i\omega t - ik_{0y}y_3 - ik_{0z}z_1 - ik_{2z}a - ik_{3z}a),$$

где $k_{3z} = k_{0z} + P_m / a$. В этом случае электрический диполь третьего монослоя "чувствует" поле с волновым вектором $k_3 = (0, k_{0y}, k_{3z})$. И так далее.

В общем случае распространяющиеся вперед поля в точках нахождения электрических диполей нечетного монослоя с номером n = 2q + 1 равны

$$\mathbf{E}_{\mathbf{n}=2\mathbf{q}+1}(x_n, y_n, z_n) = (1 - iP_m)^q (1 - iP_d)^q E_0 \mathbf{e}_0 \exp(i\omega t - ik_{0y}y_n - ik_{0z}z_n),$$

$$\mathbf{H}_{\mathbf{n}=2\mathbf{q}+1}(x_n, y_n, z_n) = (1 - iP_m)^q (1 - iP_d)^q (\cos\alpha \mathbf{e}_y - \sin\alpha \mathbf{e}_z) E_0 \exp(i\omega t - ik_{0y}y_n - ik_{0z}z_n).$$

И аналогично в точках нахождения магнитных диполей четного монослоя с номером n = 2q

$$\mathbf{E}_{\mathbf{n}=2\mathbf{q}}(x_{n}, y_{n}, z_{n}) = (1 - iP_{m})^{q-1}(1 - iP_{d})^{q} E_{0}\mathbf{e}_{0} \exp(i\omega t - ik_{0y}y_{n} - ik_{0z}z_{n}),$$

$$\mathbf{H}_{\mathbf{n}=2\mathbf{q}}(x_{n}, y_{n}, z_{n}) = (1 - iP_{m})^{q-1}(1 - iP_{d})^{q} (\cos\alpha\mathbf{e}_{y} - \sin\alpha\mathbf{e}_{z})E_{0} \exp(i\omega t - ik_{0y}y_{n} - ik_{0z}z_{n})$$

Можно показать, что теорема погашения справедлива для каждого монослоя диполей. Если среда толщиной *l* состоит из 2*q* монослоев, то набег фазы в среде, обусловленный распространением вперед, равен (при $P_d \ll 1$, $P_m \ll 1$) $[qk_{2z} + (q-1)k_{3z}]a = K_z l$, где $K_z - z$ компонента некоторого среднего волнового вектора. При $q \gg 1$ получается, что $K_z = k_{0z} + (P_d + P_m)/2a$. Отсюда следует, что показатель преломления среды при $P_d \ll 1$, $P_m \ll 1$ равен $(1 + \pi N_d A/a)(1 + \pi N_m D/a) = n_d n_m$, где n_d и n_m - показатели преломления двух сред, состоящих из электрических и магнитных дипольных монослоев соответственно, находящихся на расстоянии 2a друг от друга.

В настоящей работе предполагалось, что направления индуцированных электрических и магнитных дипольных моментов определяются падающими на них электрическим и магнитным полями соответственно. Однако в рамках данной модели возможно рассмотрение и случая фиксированных возможных направлений дипольных моментов, реализующегося в различных метаматериалах. Приведенные выше выражения для отраженных от дипольных монослоев полей позволяют рассчитать коэффициенты отражения и пропускания, полные поля в среде и рассеянные. Модель позволяет также рассмотреть распространение *p* - поляризованного поля.
1. И.Б.Авербух, Б.Б.Авербух, *в* сборникетрудов международной конференции молодых ученых и специалистов "Оптика – 2009", 248-251, Санкт – Петербург, (2009).

2. Б.Б.Авербух, И.Б.Авербух, Изв. Вузов: Физика, 52,№12, 8-13, (2009).

3. И.Б.Вендик, О.Г.Вендик, М.С.Гашинова, Письма в ЖТФ, **32,** №10, 30-39, (2006).

МНОГОФОТОННОЕ ПОГЛОЩЕНИЕ В КРИСТАЛЛАХ И НАНОСТРУКТУРАХ. ЭФФЕКТЫ ПЕРЕСТРОЙКИ ЭЛЕКТРОННОГО ЗОННОГО СПЕКТРА Перлин Е.Ю., Иванов А.В., Бондарев М.А.

Национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики, Санкт-Петербург, Россия

Исследована генерация электрон-дырочных пар в условиях двойного многофотонно-двухфотонного резонанса на смежных межзонных переходах. Показано,

чтонебольшоеизменениеинтенсивностисветаможетвызватьскачкообразное изменение скорости генерации.

Исследуется многофотонное (МФ) поглощения света с энергией кванта $\hbar\omega$, большой по сравнению с энергиями колебательных возбуждений, но малой по сравнению с шириной запрещенной зоны кристалла E_g . Рассматривается трехзонная модель, включающая валентную зону v, нижнюю c и верхнюю c_1 зоны проводимости. Пусть в точке \mathbf{k}_0 зоны Бриллюэна имеет место *n*-фотонный резонанс между зонами v и c (например, n = 4, см. рис. 1). При этом в точке \mathbf{k}_1 в окрестности точки \mathbf{k}_0 может иметьместо *l*-фотонный резонанс между зонами c и c_1 (l < n, например, l = 1, 2 или 3). Случай n = 2, l = 1 рассматривался в работах¹⁻⁵. Было показано, что при однофотонном резонансе между зонами c и c_1 каждая из них расщепляется на две ветви, между которыми возникает щель с шириной, определяемой частотой Раби для перехода $c \rightarrow c_1$. На обеих ветвях появляются дополнительные критические точки (сингулярности Ван Хова) плотности состояний. Положение этих точек в **k**-пространстве зависит от *j*. Если какая-либо из критических точек приближается к \mathbf{k}_0 , то происходит резкое (практически, скачкообразное) увеличение вероятности *n*-фотонного перехода между зонами v и c.



Рис. 1. Схема оптических переходов при двойном многофотонно-двухфотонном резонансе

Двойной двухфотонно-однофотонный резонансна смежных межзонных переходах может реализоваться во многих материалах, в т.ч. в AgBr для света с $\lambda = 560$ нм⁵, причем проявления такого резонанса можно наблюдать при интенсивностях света *j*, на 2-3 порядка ниже порога оптической прочности материала. В настоящей работе многофотонно-двухфотонного исследуется случай (MФ-ДФ) резонанса, представляющий интерес в случае предпробойных интенсивностей света *i* ~ 10¹¹-10¹³ Вт/см². Вычисление скорости генерации неравновесных ЭДП в случае МФ-ДФ резонанса на смежных переходах основано на методе \hat{S} -преобразования гамильтониана электрон-фотонной системы \hat{H} . Использование данного метода позволило: (a) получить вероятности *W*^(*n*)*n*-фотонной генерации ЭДП при произвольных *n* в первом порядке модифицированной теории возмущений; (б) получить в «ДФ приближении вращающегося поля» эффекты перестройки энергетического зонного спектра в условиях ДФ межзонного резонанса для случая анизотропного энергетического спектра кристалла или наноструктуры; (в) учесть процессы переизлучения фотонов, в т.ч. при вычислении «ДФ частоты Раби». В работе подробно рассмотрен случай анизотропных кристаллов и проанализированы зависимости скорости генерации неравновесных электрон-дырочных пар от интенсивности света іпри различных типах сингулярностей Ван Хова. Были исследованы случаи как разрешенных, так и запрещенных межзонных переходов. В случае разрешенных переходов сингулярности проявляются несколько более четко. Показано, что характер сингулярностей перестроенного зонного спектра соответствует размерности, на единицу меньшей, чем размерность исходного материала. Так, в частности, в случае объемного кристалла (размерность D=3) на зависимости $W^{(n)}(j)$ появляются логарифмические пики, характерные для системы с D = 2. Показано, что в условиях двойного МФ-ДФ резонанса на смежных межзонных переходах имеется область интенсивностей света, при которых небольшое возрастание і приводит к скачкообразному увеличению скорости генерации ЭДП, и как следствие, к пробою материала.



Рис. 2. Типичные зависимости $W^{(4)}(j)$ при четырехфотонно-двухфотонном резонансе

1. Е.Ю. Перлин, В.А. Коварский, *ФТТ*, **12**, 3105-3112 (1970).

2. Е.Ю. Перлин. ЖЭТФ, **105**, 186-197 (1994).

- 3. Е.Ю. Перлин, А.В. Федоров, *ФТТ*, **37**, 1463-1472 (1995).
- 4. Е.Ю. Перлин, А.В. Федоров, *Опт. и спектр.*, **78**, 445-456 (1995).
- 5. Е.Ю. Перлин, Д.И. Стаселько. Опт. и спектр., 98, 944-950 (2005).
- 6. А.В. Иванов, Е.Ю. Перлин, *Опт. и спектр.*, **106**, 756-770 (2012).

7. М.А. Бондарев, А.В. Иванов, Е.Ю. Перлин Опт. и спектр., **112**, 115-122 (2012).

ГЕНЕРАЦИЯ ПРОСТРАНСТВЕННЫХ ГАРМОНИК В ИЗЛУЧЕНИИ, РАСПРОСТРАНЯЮЩЕМСЯЧЕРЕЗ ДИЭЛЕКТРИК ИЗ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ДИПОЛЕЙ Авербух Б.Б., Авербух И.Б.

Тихоокеанский Государственный университет, Хабаровск, Россия

Рассеивающие элементы – электрические диполи. Слоистая среда состоит из плоскопараллельных дипольных монослоев. Учтено воздействие одного монослоя на другие. Показано, что учет междипольного взаимодействия в пределах одного монослоя объясняет появление пространственных гармоник в распространяющемся в среде излучении.

Настоящая работа является продолжением работы¹, где рассматривалось распространение плоской *s* - поляризованной электромагнитной волны через плоскопараллельный диэлектрик. Модель среды – та же, что и в¹. Диэлектрик представляется состоящим из плоскопараллельных монослоев точечных диполей (плоскость xy), расположенных периодически на расстоянии *а* друг от друга. Диполи одного монослоя расположены равномерно и неупорядоченно. Так как внешнее поле рассматривается последовательными то рассеяние распространяется вперед, монослоями диполей. В работе ¹ считалось, что диполи одного монослоя не взаимодействуют друг с другом, хотя учитывалось, что каждый дипольный монослой находится в поле излучения других монослоев. В настоящей работе, в отличие от работы¹, учитывается взаимодействие диполей одного монослоя между собой. Показано, что это объясняет появление различных пространственных гармоник в распространяющемся в среде излучении.

Рассмотрим первый монослой диполей (с плотностью N диполей в монослое) расположенных равномерно и неупорядоченно в плоскости xy, пересекающей ось z в точке z_1 . Пусть на монослой падает под углом α поляризованное вдоль оси x монохроматическое поле $\mathbf{E}_0 = \mathbf{e}_0 E_0 \exp(i\alpha t - i\mathbf{k}_0\mathbf{r})$ с частотой ω , волновым вектором \mathbf{k}_0 и вектором поляризации \mathbf{e}_0 . Вектор \mathbf{k}_0 лежит в плоскости yz и имеет две ненулевые составляющие, т.е. $\mathbf{k}_0 = (0, k_{0y}, k_{0z})$. Индуцированный этим полем дипольный момент p - го атома (с координатой $\mathbf{r}_p = (x_1, y_1, z_1)$) в момент времени $t - R_p/c$, где R_p - расстояние от диполя до точки наблюдения $(0, y_2, z_2 > z_1)$, равен

 $\mathbf{d}_{\mathbf{p}}(t - R_p / c) = \mathbf{e}_{\mathbf{0}}AE_0 \exp(i\omega t - ikR_p - i\mathbf{k}_0\mathbf{r}_{\mathbf{p}}) = \mathbf{d}_0 \exp(i\omega t - ikR_p - i\mathbf{k}_0\mathbf{r}_{\mathbf{p}})$

где $k = \omega/c$, а *A* описывает поляризуемость атома под действием внешнего поля. Под действием падающего поля диполи монослоя начинают излучать. Каждый диполь первого монослоя "чувствует" падающее поле \mathbf{E}_0 и поле \mathbf{E}_{10}' излучения всех других диполей этого монослоя. Электрическое поле одного диполя определяются выражением

$$\mathbf{E}_{\mathbf{p}} = \left[\frac{(2\mathbf{d}_{0\parallel} - \mathbf{d}_{0\perp})}{R_{p}^{3}}(1 + ikR_{p}) + \frac{k^{2}}{R_{p}}\mathbf{d}_{0\perp}\right] \exp(i\omega t - ikR_{p} - i\mathbf{k}_{0}\mathbf{r}_{p})$$

где $\mathbf{d}_{0\parallel}$ и $\mathbf{d}_{0\perp}$ - параллельная и перпендикулярная по отношению к $\mathbf{R}_{\mathbf{p}}$ составляющие дипольного момента соответственно. Для получения поле E'₁₀ в точке нахождения рассматриваемого диполя надо проинтегрировать выражение для E_n по всем диполям монослоя. Интегрирование распространяется на всю плоскость монослоя за исключением небольшой области радиуса *q* вокруг рассматриваемого диполя, находящегося в точке наблюдения, чтобы исключить самовоздействие этого диполя. Размеры этой области порядка расстояния между монослоями. Ввиду высокой степени симметрии распределения диполей в монослое можно предположить, что поле, обусловленное диполями внутри сферы Лорентца, равно нулю². Вычисления, проведенным в³, дают при аналогичные ЭТОМ следующий результат: $\mathbf{E}'_{10}(x_1, y_1, z_1) = -iP \mathbf{E}_{\mathbf{0}}(x_1, y_1, z_1)$, где $P = 2\pi N A k^2 / k_{02}$.

Тогда полное поле в точке нахождения диполя первого монослоя равно $(1-iP)\mathbf{E}_0(x_1, y_1, z_1)$. При малых P (P << 1) это можно интерпретировать как поле с волновым вектором $\mathbf{k}_2 = (0, k_{0y}, k_{2z} = k_{0z} + q)$, где q = P/a. Поле излучения диполей первого монослоя в точке нахождения диполя второго монослоя также вычисляется аналогично расчету в³ и равно

 $-iP(1-iP)\mathbf{E}_{0}(x_{2}, y_{2}, z_{2}) = [[1-iP(1-iP)] - 1]\mathbf{E}_{0}(x_{2}, y_{2}, z_{2})$

Таким образом, на второй монослой диполей со стороны первого падает поле $[1-iP(1-iP)]\mathbf{E}_0(x_2, y_2, z_2)$. Полное поле, которое "чувствует" диполь второго монослоя складывается из падающего поля, поля диполей первого монослоя и поля других диполей второго монослоя, что в итоге дает величину $(1-iP)[1-iP(1-iP)]\mathbf{E}_0(x_2, y_2, z_2)$. Это выражение можно представить как сумму из трех полей, волновые векторы которых при малых P (P << 1) определяются выражениями $(0, k_{0y}, k_{2z}), (0, k_{0y}, k_{2z} + P/a), (0, k_{0y}, k_{2z} + 2P/a)$ соответственно.

Отсутствие здесь поля с z - компонентой k_{0z} волнового вектора падающего поля, фактически выражает теорему погашения для первого монослоя диполей.

Второй монослой диполей излучает вперед поле

 $-iP(1-iP)[1-iP(1-iP)]\mathbf{E}_{0}(x_{3}, y_{3}, z_{3})$

которое можно представить в виде
$$[[1-iP(1-iP)]^2 - [1-iP(1-iP)]]\mathbf{E}_0(x_3, y_3, z_3)$$

выражающем теорему погашения для второго монослоя диполей. Диполь третьего монослоя "чувствует" падающее на него поле и поле всех остальных диполей этого монослоя, что в сумме дает $(1-iP)[1-iP(1-iP)]^2 \mathbf{E}_0(x_3, y_3, z_3)$. При малых P ($P \ll 1$) это выражение можно представить как сумму пяти полей с волновымивекторами $(0, k_{0y}, k_{2z})$, $(0, k_{0y}, k_{2z} + q)$, $(0, k_{0y}, k_{2z} + 2q)$, $(0, k_{0y}, k_{2z} + 3q)$, $(0, k_{0y}, k_{2z} + 4q)$ соответственно.

И так далее. Видно, что теорема погашения выполняется для каждого дипольного монослоя. А учет взаимодействия диполей одного монослоя между собой объясняет появление пространственных гармоник в распространяющемся вперед излучении.

1. И.Б. Авербух, Б.Б. Авербух, *в сборникетрудов международной конференции* молодых ученых и специалистов "Оптика – 2009", 248-251, Санкт – Петербург,(2009).

2. Дж. Джексон, Классическая электродинамика, Москва, Мир, с. 702, (1965).

ВЛИЯНИЕ ПОЛЯРОНОВ НА СПЕКТРЫ РАССЕЯНИЯ СВЕТА НА ПОЛЯРИТОНАХ В КРИСТАЛЛАХ НИОБАТА ЛИТИЯ КузнецовК.А., Китаева Г.Х., Пенин А.Н.

Московский Государственный Университет им.М.В.Ломоносова Физический факультет, Москва, Россия

Исследованы спектры малоуглового КР на поляритонах в кристаллах LiNbO₃:Мgсразличной концентрацией поляронов.

В последнее десятилетие наблюдается значительный рост числа публикаций, посвященных исследованиям влияния поляронов на оптический отклик ниобата лития. В этой работе мы исследовали оптические свойства восстановленных кристаллов LiNbO₃:Mg. Спектры поглощения регистрировались методом Фурье-спектроскопии. Использование различных теоретических моделей для подгонки экспериментальных спектров поглощения показало, что в ниобате лития реализуется случай поляронов промежуточного радиуса, сравнимого с межатомными расстояниями решетки. Определены основные параметры, характеризующие свойства поляронов, локализованных на регулярных ионах Nb_{Nb}в легированных кристаллах LiNbO₃:Mg: радиус поляронов R=1.5Å, поляронный сдвиг E_{Lp} =0.57 эВ.

Измерения поляронного вклада в действительную часть диэлектрической проницаемости в ИК-диапазоне проводились с использованием методики малоуглового комбинационного рассеяния света на поляритонах. Обнаружен значительный отрицательный вклад в действительную часть диэлектрической проницаемости кристалла, нарастающий по абсолютной величине при приближении к частотам фононов, а также при увеличении концентрации поляронов.

1. G.Kh. Kitaeva, K.A. Kuznetsov, V.F. Morozova, I.I. Naumova, A.N. Penin, A.V. Shepelev, A.V. Viskovatich, D.M. Zhigunov, *AppliedPhysicsBLasersandOptics*, **78**, 759-764 (2004).

2. G.Kh. Kitaeva, K.A. Kuznetsov, A.V. Shevlyuga, A.N. Penin, *J.RamanSpectrosc.*, **38**, 994-997 (2007).

ПРОДОЛЬНО-ПОПЕРЕЧНАЯ ДИНАМИКА ИМПУЛЬСОВ В ОДНООСНЫХ КРИСТАЛЛАХ В.А. Халяпин

ФГОБУ ВПО «Калининградский государственный технический университет», Калининград, Россия

На основе вариационного принципа типа Ритца-Уизема получена система уравнений, описывающая продольно-поперечную динамику параметров электромагнитного импульса, обыкновенная компонента которого представляет собой квазимонохроматический импульс, а необыкновенная – видеоимпульс.

В работе [1] был предложен метод "усреднённого лагранжиана" типа Ритца-Уизема, позволяющий находить приближённые решения нелинейных уравнений. В данной работе этот метод был использован для исследования динамики квазимонохроматических импульсов, распространяющихся в изотропном диэлектрике, описываемых нелинейным уравнением Шрёдингера (НУШ). Было показано, что в области аномальной дисперсии групповой скорости НУШ имеет солитонное решение, а в области нормальной дисперсии групповой скорости описывает эффект генерации спектрального суперконтинуума [2], заключающийся в спектральном уширении сигнала.

В работе [3] получена система уравнений, описываюшая линамику двухкомпонентного импульса, распространяющегося под произвольным углом к оптической оси одноосного кристалла в области его прозрачности. Здесь же показано, что эта система при распространении импульса вдоль оптической оси переходит в НУШ, а при распространении перпендикулярно к оптической оси – в систему Ядзимы-Ойкавы, солитонное решение которой хорошо известно [4]. Это решение описывает связанное состояние квазимонохроматического импульса обыкновенной компоненты и видеоимпульса необыкновенной, причём необыкновенная компонента генерируется обыкновенной в процессе распространения сигнала. Возникает закономерный вопрос о нахождении общего решения, включающего в себя оба предельных случая. описывающую Вышеупомянутая система, продольно-поперечную динамику обыкновенно-необыкновенного импульса в одноосном кристалле, имеет вид [3](мы учитываем одну поперечную координату x)

$$\frac{\partial E_o}{\partial z} + \frac{n_o}{c} \frac{\partial E_o}{\partial t} + a_2 \frac{\partial}{\partial t} (E_e E_o) + a_3 \frac{\partial}{\partial t} (E_e^2 E_o) + b_{3o} E_o^2 \frac{\partial E_o}{\partial t} - \\ - \delta_o \frac{\partial^3 E_o}{\partial t^3} + \sigma \int_{-\infty}^t E_o dt' = \frac{c}{2n_o} \frac{\partial^2}{\partial x^2} \int_{-\infty}^{\infty} E_o dt', \qquad (1)$$

$$\frac{\partial E_e}{\partial z} + \frac{n_e}{c} \frac{\partial E_e}{\partial t} + a_2 E_o \frac{\partial E_o}{\partial t} + b_{2e} E_e \frac{\partial E_e}{\partial t} + a_3 \frac{\partial (E_o^2 E_e)}{\partial t} + b_{3e} E_e^2 \frac{\partial E_e}{\partial t} - \\ - \delta_e \frac{\partial^3 E_e}{\partial t^3} + \sigma \int_{-\infty}^t E_e dt' = \frac{c}{2n_o} \frac{\partial^2}{\partial x^2} \int_{-\infty}^{\infty} E_e dt', \qquad (2)$$

Здесь E_o , E_e – электрическое поле обыкновенной и необыкновенной компонент, z – ось, вдоль которой распространяется импульс, C – скорость света в вакууме, n_o , n_e – обыкновенный и необыкновенный показатели преломления, коэффициенты a_2 , b_{2e} , a_3 , b_{3e} , b_{3o} определяют вклады нелинейностей второго и третьего порядков, параметры δ_o , δ_e характеризуют электронную дисперсию, а σ – ионную. Из системы (1), (2) видно, что обыкновенная компонента может генерировать необыкновенную за счёт нелинейного слагаемого при a_2 . В [3] показано, что интенсивность генерируемой необыкновенной компоненты на несколько порядков меньше исходного сигнала, поэтому собственной нелинейностью и дисперсией необыкновенной компоненты мы будем пренебрегать. Кроме того, пренебрежём перекрёстными кубическими нелинейностями по сравнению с квадратичными. Здесь рассматривается случай, когда обыкновенная компонента представляет собой квазимонохроматический импульс. Тогда электрическое поле можно представить через огибающую ψ в виде

$$E_o = \psi e^{i(\omega t - kz)} + c.c., \tag{3}$$

где k – волновое число, а ω – центральная частоты обыкновенной компоненты. Подставляя (3) в (1), (2) и используя вышеотмеченные приближения, получаем

$$i\frac{\partial\psi}{\partial z} + \beta\frac{\partial^2\psi}{\partial\tau^2} + \alpha\psi|\psi|^2 + \mu\frac{\partial^2\psi}{\partial x^2} = a_2\omega E_e\psi, \qquad (4)$$

$$\frac{\partial E_e}{\partial z} = -a_2 \frac{\partial}{\partial \tau} |\psi|^2 + \frac{c}{2n_o} \frac{\partial^2}{\partial x^2} \int_{-\infty}^{\infty} E_e dt'.$$
(5)

Здесь
$$\beta = -3\delta_o (\omega_c^4 - \omega^4) / \omega^3$$
, $\omega_c^4 = \sigma / 3\delta_o$, $\alpha = -b_{3o}\omega$, $\tau = t - z / v_g$ – время в сопутствующей системе координат, $v_a = n_a / c + 3\delta_o \omega^2 + \sigma / \omega^2$ – групповая скорость

импульса. При выводе системы (4), (5) было учтено условие резонанса Захарова-Бенни, согласно которому групповая скорость обыкновенной (высокочастотной компоненты) равна фазовой скорости (низкочастотной) необыкновенной компоненты.

Система, описывающая динамику параметров обыкновенно-необыкновенного импульса, будет получена на основе вариационного принципа. Пробное решение с неизвестными параметрами подставляется в лагранжиан, соответствующий системе (4), (5) и усредняется по времени и координате. Получаемый таким образом "усреднённый лагранжиан" варьируется по неизвестным параметрам. Планируется получить частные решения полученной таким образом системы уравнений.

- [1] Anderson D., Phys. Rev. A., 1983. 27, № 6, 3135-3145, (1983).
- [2] Козлов С.А. Современные технологии, ИТМО, СПб, 19-23, (2001).
- [3] Сазонов С.В., Соболевский А.Ф., ЖЭТФ, 123, № 6, 1160-1178, (2003).
- [4] Yadjima N., Oikawa M., Progr. Theor. Phys., 156,1719-1723, (1976).

К ТЕОРИИ РЕЗОНАНСА НА ЗАПРЕЩЁННОМ МАГНИТОДИПОЛЬНОМ ПЕРЕХОДЕ В ЗЕЕМАНОВСКОЙ СТРУКТУРЕ ПОДУРОВНЕЙ АТОМОВ ЦЕЗИЯ, ВЗАИМОДЕЙСТВУЮЩИХ С ДВУХЧАСТОТНЫМ (СВЧ+РЧ) МАГНИТНЫМ ПОЛЕМ Доватор Н.А., Окуневич А.И.

Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе, Санкт-Петербург, Россия

Показано, что резонанс на запрещённом $\Delta m = 2$ переходе получается в результате нерезонансного возбуждения СВЧ+РЧ полем зеемановских когерентностей на двух смежных разрешённых переходах $\Delta m = 1$ и последующего возбуждения этими когерентностями когерентности на запрещённом $\Delta m = 2$ переходе. Выводы теории количественно согласуются с экспериментом.

В докладе рассматривается механизм возникновения резонанса на запрещённом магнитодипольном переходе $\Delta m = 2$. Такой резонанс впервые наблюдался ранее¹в оптически ориентированных атомах Cs при воздействии на них двух переменных магнитных полей: СВЧ поля,возбуждавшего переход между сверхтонкими подуровнями, и РЧ поля, возбуждавшего запрещённый переход между зеемановскими подуровнями. Необходимость детального рассмотрения такого резонанса вызвана тем, что в работе¹ он трактовался как результат трёхфотонного поглощения. Это вызывает сомнение, так как фактически в эксперименте было возможно поглощение лишь σ -фотонов СВЧ поля на переходе (F = 4, m = 4) \leftrightarrow (F' = 3, m' = 3), а поглощение π -фотонов СВЧ поля на этом переходе и σ -фотонов РЧ поля на переходе

 $(F = 4, m = 4) \leftrightarrow (F' = 4, m' = 2)$ запрещены законом сохранения углового момента в системе «атом+поле» (см. Рис. 1а).

В работе¹ осуществлялась оптическая накачка атомов циркулярно поляризованным светом D_1 линии Cs. Свет накачки распространялся вдоль постоянного магнитного поля $H_0 = 0.206$ эрстед, параллельного оси Z. CBЧ поле $\vec{h}_1 \cos(\omega t)$ лежало в плоскости XZ под углом 45⁰к оси X. X-компонента $h_{1x} \equiv h_1^{\sigma}$ этого поля могла индуцировать σ -переходы, а Y-компонента $h_{1y} \equiv h_1^{\pi}$ - π -переходы. РЧ поле $\vec{h}_2 \cos(\Omega t)$ было направлено вдоль оси X и могло своей X-компонентой $h_{2x} \equiv h_2^{\sigma}$ индуцировать только σ -переходы.

В результате решения уравнений Лиувилля для матрицы плотности $\hat{\rho}$ 4^xуровневой системы, изображённой на Рис. 1, было получено следующее выражение для когерентности ρ_{42} , регистрировавшейся в работе¹:

$$\rho_{42}(t) = -i \, 7 \frac{\sqrt{7}}{2} \omega_1^{\sigma} \omega_1^{\pi} \omega_2^{\sigma} \frac{\left(\rho_{44}^0 - \rho_{11}^0\right)}{\Omega_L \left[\widetilde{\Gamma} + i \left(\widetilde{\Omega}_{42} - \Omega\right)\right] \left[\Gamma + i \left(\omega_{41} - \omega\right)\right]} e^{-i\Omega t} \,. \tag{1}$$

Здесь $\Omega_L = \gamma H_0$ ларморовская частота, $\omega_1^{\sigma} = \gamma h_1^{\sigma}$, $\omega_1^{\pi} = \gamma h_1^{\pi}$, $\omega_2^{\sigma} = \gamma h_2^{\sigma}$ ($\gamma = \mu_B/4\hbar$, μ_B магнетон Бора), Γ скорость релаксации, $(\rho_{44}^0 - \rho_{11}^0)$ - стационарная разность заселённостей подуровней 4 и 1, создаваемая светом накачки,

$$\widetilde{\Gamma} = \Gamma \left[1 + \frac{55}{36} \left(\frac{\omega_2^{\sigma}}{\Omega_L} \right)^2 \right], \qquad (2)$$

$$\widetilde{\Omega}_{42} = \Omega_{42} \left[1 - \frac{11}{24} \left(\frac{\omega_2^{\sigma}}{\Omega_L} \right)^2 \right] \qquad (3)$$

Из формулы (1) видно, что когерентность ρ_{42} , осциллируя с частотой РЧ поля Ω , имеет резонанс при совпадении частоты СВЧ поля ω с частотой ω_{41} разрешённого перехода $4 \leftrightarrow 1$ и при реализации этого резонанса имеет также резонанс при совпадении частоты РЧ поля Ω с частотой $\widetilde{\Omega}_{42} \approx \Omega_{42} \equiv 2\Omega_L$ запрещённого перехода $4 \leftrightarrow 2$. Формулы (2) и (3) показывают, что РЧ поле уширяет и сдвигает кривую «запрещённого» резонанса. Из Рис. 1b видно, что измеренная в экспериментезависимость резонансной частоты $\Omega_r = \widetilde{\Omega}_{42}$ от амплитуды РЧ поля хорошо описывается формулой (3).



Рис. 1. а - фрагмент схемы подуровней атомов Cs в основном ${}^{2}S_{1/2}$ -состоянии, b – зависимость частоты резонанса $\Omega_{r} \approx 2\Omega_{L}$ (КГц) от амплитуды РЧ поля (кружки – эксперимент¹, сплошная линия – теория)

Формула (1) показывает, что амплитуда когерентности ρ_{42} пропорциональна произведению всех трёх полей h_1^{σ} , h_1^{π} и h_2^{σ} , бывших в эксперименте. Выключение любого из этих полей должно приводить к исчезновению когерентности ρ_{42} , что подтверждено экспериментом¹.

Это однако не означает, что резонанс $\Omega = 2\Omega_L$ вызван 3^x-фотонным поглощением. Анализ уравнений, описывающих совместную эволюцию различных элементов матрицы плотности, показал, что резонанс когерентности ρ_{42} получается в результате цепи следующих «превращений», идущих под влиянием полей h_1^{σ} , h_1^{π} и h_2^{σ} :

 $(\rho_{44}^0 - \rho_{11}^0) \xrightarrow{h_1^\sigma} \rho_{41} \xrightarrow{h_1^\pi} \rho_{43} \xrightarrow{h_2^\sigma} \rho_{42}$.

1. Н.А.Доватор, *Письма в ЖТФ*, **24**, №14, 89-93, (1998).

ЭФФЕКТИВНОСТЬ КАСКАДНОГО ПАРАМЕТРИЧЕСКОГО ПРЕОБРАЗОВАНИЯ Касумова Р.Дж.

Бакинский государственный университет, Баку, Азербайджан

Показано, что, изменяя входные параметры сигнальной волны и волны на суммарной частоте, можно добиться существенной перекачки энергии накачки в волну суммарной частоты. Это сильно отличает данный процесс от традиционного случая частотного преобразования вверх.

Известно, что частотное преобразование с повышением частоты можно осуществить как каскадным способом параметрического взаимодействия в случае низкочастотной накачки, так и при обычном однократном преобразовании при смешении частот. Если в первом случае изначально предполагается наличие только волны накачки, то во втором случае частотного преобразования необходимо наличие двух волн: волны накачки и сигнальной волны.

Исследования в приближении заданной интенсивности показывают, что, благодаря экспоненциальному росту сигнальной волны и последующему ее взаимодействию с волной накачки, при каскадном способе преобразования возможно достичь существенного роста эффективности преобразования.

Рассмотрим нелинейное волновое взаимодействие в двух последовательно расположенных слояхСчитаем, что в первом слое толщины d происходит параметрическое усиление сигнальной волны на частоте ω_1 в поле сильной волны накачки на частоте ω_p ($\omega_p = \omega_1 + \omega_2$), а затем в следующем слое толщины l –генерация волны на суммарной частоте ω_3 ($\omega_p + \omega_1 = \omega_3$).

При этом параметрическое взаимодействие волн описывается укороченными уравнениями¹

$$\frac{dA_{_{1}}}{dz} + \delta_{1}^{(1)}A_{_{1}} = -i\gamma_{1}^{(1)}A_{_{p}}A_{_{2}}^{*}\exp(+i\Delta_{1}z),$$

$$\frac{dA_{_{2}}^{\pm}}{dz} + \delta_{2}^{(1)}A_{_{2}} = -i\gamma_{2}^{(1)}A_{_{p}}A_{_{1}}^{*}\exp(+i\Delta_{1}z),$$

$$\frac{dA_{_{p}}^{\pm}}{dz} + \delta_{_{p}}^{(1)}A_{_{p}}^{\pm} = -i\gamma_{_{p}}^{(1)}A_{_{1}}A_{_{2}}\exp(-i\Delta_{1}z),$$
(1)

где $A_{1,2,p}$ -комплексные амплитуды сигнальной, холостой волн и волны накачки на частотах $\omega_{1,2,p}$ ($\omega_p = \omega_1 + \omega_2$). Параметры $\gamma_j^{(1)}$ и $\delta_j^{(1)}$ - коэффициенты нелинейной связи и линейного поглощения j-ой волны (j = 1, 2, p), а $\Delta_1 = k_p - k_1 - k_2$ - волновая расстройка в первом слое.

Решая систему (1) в приближении заданной интенсивности с соответствующими граничными условиями, получаем следующее выражение для эффективности преобразования сигнальной волны на выходе первого слоя²

$$\eta_{1}(d) = I_{10} \exp(-2\delta_{1}^{(1)}d) \left[\cosh^{2} q_{3}d + \left(\frac{\Delta_{1}}{2} + \frac{\gamma_{1}^{(1)}A_{20}^{*}A_{po}}{A_{10}}\right)^{2} \frac{\sinh^{2} q_{3}d}{(q_{3}d)^{2}} \right],$$
(2)

где

$$\begin{split} q_3^2 &= \Gamma_2^2 - (\Gamma_p^{(1)})^2 - \frac{\Delta_1^2}{4}, \\ \delta^{(1)} &= \delta_1^{(1)} + \delta_2^{(1)} + \delta_p^{(1)}, \\ q &= \Gamma_2^2 - (\Gamma_p^{(1)})^2 + \delta_1^{(1)} \left(\delta_2^{(1)} + \delta_p^{(1)} - i \Delta_1 \right), \ p &= \delta^{(1)} - i \Delta_1 \\ q_1^2 &= p^2 / 4 - q, \\ \Gamma_2^2 &= \gamma_1 \gamma_p I_{20}, \quad (\Gamma_p^{(1)})^2 &= \gamma_1 \gamma_2 I_{p0}, \\ q_2^2 &= q - p^2 / 4, \ P &= \left(\delta_1^{(1)} - \delta_2^{(1)} - \delta_p^{(1)} + i \Delta_1 \right) / 2. \end{split}$$

Процесс генерации суммарной частоты во втором слое описывается следующей системой укороченных уравнений

$$\frac{dA_{1}}{dz} + \delta_{1}^{(2)}A_{1} = -i\gamma_{1}^{(2)}A_{3}A_{p}^{*}\exp(+i\Delta z),$$

$$\frac{dA_{p}}{dz} + \delta_{p}^{(2)}A_{p} = -i\gamma_{p}^{(2)}A_{3}A_{1}^{*}\exp(+i\Delta z),$$

$$\frac{dA_{3}}{dz} + \delta_{3}^{(2)}A_{3} = -i\gamma_{3}^{(2)}A_{p}A_{1}\exp(-i\Delta z),$$
(3)

Здесь $A_{_3}$ -комплексная амплитуда волны на суммарной частоте ω_3 . $\delta_{1,p,3}^{(2)}$, $\gamma_{1,p,3}^{(2)}$ -коэффициенты поглощения и нелинейного взаимодействия волн, а $\Delta = k_3 - k_p - k_1$ волноваярасстройка между взаимодействующими волнами во втором слое.

При этих условиях решая систему (3) в приближении заданной интенсивности с учетом соответствующих граничных условий, получаем следующее выражение для комплексной амплитуды волны суммарной частоты на выходе второго слоя $(z = l)^3$

$$\eta_{3}(l_{1}) = \gamma_{3}^{(2)2}I_{1}(d) \cdot l_{1}^{2} \cdot \operatorname{sinc}^{2} \lambda l_{1} \exp(-2\delta_{3}^{(2)}l_{1}), \qquad (4)$$

где $\lambda = \sqrt{(\Gamma_{p}^{(2)})^{2} + \frac{\Delta^{2}}{4}}, \qquad (\Gamma_{p}^{(2)})^{2} = \gamma_{1}^{(2)}\gamma_{3}^{(2)}I_{po}, \quad \operatorname{sinc} x = \sin x / x, \quad I_{j} = A_{j}A_{j}^{*}.$

На рисунке приведенырезультаты численного анализа частотного преобразования в двух слоях длин d и l (кривые 1-3) и в одном слое (кривые 4 и 5), $\Delta/2\Gamma_1^{(2)}=3.2$. Из сравнения кривых видно, что при частотном параметрическом преобразовании по сравнению с обычным способом преобразования достигается примерно на порядок большая эффективность преобразования (сравнить кривые 1-3 и 4-5). При каскадном преобразовании рост входной интенсивности сигнальной волны в 2 раза с $I_{10} = 10^{-4}I_{po}$ до величины $2*10^{-4}I_{po}$ приводит к росту эффективности на 36% (сравнить кривые 2 и 3), т.е. до величины $\eta_3(l) = 0,1371$. Для сравнения в случае обычного способа преобразования с увеличением интенсивности сигнальной волны на входе в структуру в 2 раза с $I_{10} = 0.1 I_{po}$ до величины 0.2 I_{po} происходит увеличение эффективности преобразования в два раза (сравнить кривые 4 и 5), т.е. всего лишь до величины $\eta_3(l_1) = 0,0172$.

При каскадном способе преобразования с увеличением входной интенсивности волны суммарной частоты I_{30} в пять раз с 0.0002 I_{po} до уровня 0.001 I_{po} эффективность преобразования растет на 10% (сравнить кривые 1 и 3).Кроме того из анализа поведения кривых в приближении заданной интенсивности для двух режимов взаимодействия следует, что максимум эффективности частотного преобразования достигается на близких значениях когерентных длин для обоих вариантов взаимодействия.Так при одинаковых параметрах задачи, если при каскадном частотном преобразования когерентная длина составляет величину $l_{coh}^{'} = 0.4976$, то при





Рис.1 Эффективность параметрического преобразования: каскадный способ преобразования в двух слоях (1-3кривые), частотное смешение в одном слое (кривые 4-5).

Таким образом, даже незначительно изменяя интенсивности сигнальной волны и волны суммарной частоты на входе в структуру, можно существенно влиять на динамику энергообмена. Данный факт был также отмечен в работах ⁴⁻⁵.

1. С.А. Ахманов, Р.В. Хохлов. Проблемы нелинейной оптики. М. 1965.

2. З.А. Тагиев, Ш.Ш. Амиров. Квант. электр., 16, №11, 2243-2247, (2010).

3. РДж. Касумова, А.А. Карими. Опт. и спектр. 108, №4, 664-667, (2010).

4. А.С. Чиркин, В.В. Волков, Г.Д. Лаптев, Е.Ю. Морозов. *Квант.* элект., **30**,№10,847-858, (2000).

5. В.В. Волков, А.С. Чиркин. Квант. электр., 25, №2, 101-102, (1998).

НЕОБХОДИМОСТЬ ВОЗНИКНОВЕНИЯ, РАЗВИТИЯ И ПРИМЕНЕНИЯ РЕЛАКСАЦИОННОЙ ОПТИКИ Трохимчук П.П.

Волнский национальный университет им. Леси Украинки, Луцк, Украина

Обсуждаются вопросы, связанные с необходимостью возникновения, развития и применения релаксационной оптики [1]. Релаксационной оптикой (PO) называется раздел физики, в котором описываются процессы необратимого взаимодействия оптического излучения с веществом. Этот раздел является синтезом квантовой электроники, нелинейной оптики, радиационной физики твердого тела, физической химии и физики необратимых явлений. В основу PO положена хронологическиэнергетическая классификация явлений взаимодействия оптического излучения с веществом. В качестве обоснования этого подхода использована расширенная теорема Сато (теорема редукции).

Необходимость возникновения PO обусловлена технологическими применениями лазерного излучения: лазерный отжиг ионно-имплантированных слоев твердых тел, лазерная имплантация, создание лазерно-индуцированных наноструктур и сверхструктур, включая сверхрешетки, и т.п.

РО позволяет с единой точки зрения описывать процессы релаксации оптически первично возбужденных центров. Процессы излучательной релаксации это явления линейной и нелинейной оптики, процессы безизлучательной релаксации – явления релаксационной оптики. В этом разделе физики непротиворечиво описываются и процессы взаимообусловленности этих разделов физики.

В рамках РО была создана теория последовательного каскадного возбуждения соответствующего числа и типа химических связей, облучаемых твердых тел. и успешно применена для объяснения результатов взаимодействия лазерного излучения с антимонидом индия, кремнием, германием и аллотропными модификациями углерода (включая алмаз, графит, графены, фуллерены, фуллериты и т.п.).

Области применения РО есть и могут быть следующие: лазерный отжиг ионноимплантированных слоев; лазерная имплантация различных веществ (изменение их физических свойств после оптического облучения); увеличение надежности и ресурса элементов оптоэлектронных систем; лазерно-индуцированное образование поверхностных наноструктур; лазерно-индуцированное образование аллотропных модификаций углерода; лазерно-индуцированное изменение кристаллических фаз кремния и других полупроводников; образование поверхностных лазерноиндуцированных р-ппереходов и гетероструктур; лазерная "подчистка" элементов оптоэлектроники и других материалов (включая световоды)..

1. TrokhimchuckP. P.FoundationsofRelaxedOptics. - Lutsk : Vezha, 2011. - 627 p.

ОСОБЕННОСТИ ГЕНЕРАЦИИ ФЕМТОСЕКУНДНОГО СПЕКТРАЛЬНОГО СУПЕРКОНТИНУУМА В КРИСТАЛЛИЧЕСКИХ СРЕДАХ С КВАДРАТИЧНОЙ НЕЛИНЕЙНОСТЬЮ Налегаев С.С., Беспалов В.Г., Путилин С.Э.

Санкт-Петербургский национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики, Санкт-Петербург, Россия

Проведены эксперименты по генерации суперконтинуума при возбуждении оптическими импульсами с длиной волны 830 нм, длительностью 40-50 фс, энергией 1,0-1,5 мДж. В кристалле DKDP и других кристаллах $\chi^{(2)}$ -нелинейности зарегистрировано излучение суперконтинуума в области спектра 400...2200 нм.

Генерация белого света, или генерация спектрального суперконтинуума (СК)¹, заключается в получении оптического излучения с непрерывным или иногда дискретным спектром, ширина которого составляет обычно не менее одной октавы, с использованием импульсных лазеров пико- и фемтосекундной длительности.. Описанное спектрально расширенное излучение, как правило, является результатом нелинейного оптического пространственно-временного преобразования поля сверхкоротких лазерных импульсов высокой интенсивности в диэлектрических средах.

Как правило, в генераторах СК используются преимущественно диэлектрические среды с большей нелинейностью $\chi^{(3)}$, однако при этом малый вклад вносят параметрические процессы. Применение в качестве генераторов СК кристаллических сред, обладающих одновременно существенными нелинейностями $\chi^{(2)}$ и $\chi^{(3)}$, очевидно, позволит увеличить вклад параметрических процессов и получить более широкий выходной спектр.

Генерация суперконтинуума на данный момент широко применяется в экспериментах по «pump-probe» спектроскопии². Кроме того, расширение спектра СК очень важно в практическом плане, так как одна из возможных сфер использования генерации СК, это передача информации, в том числе по оптоволоконным линиям связи³..

Планомерных исследований генерации белого света при использовании нелинейно-квадратичных кристаллических сред и импульсного излучения накачки высокой плотности мощности и фемтосекундной длительности не проводилось (в том числе в ИК-области спектра), поэтому исследование генерации спектрального СК является актуальным направлением для исследования.

Целью данной работы является определение оптимальных условий генерации сверхширокополосного спектрального СК в средах с нелинейностью $\chi^{(2)}$, обладающих также существенной нелинейностью $\chi^{(3)}$, и выявление его особенностей. В качестве сред с нелинейностью $\chi^{(2)}$ использовались образцы одноосных кристаллов DKDP, KDP и LiIO₃. Для сравнения были проведены измерения спектров излучения СК на образце кристалла LiF с кубическим типом решётки (квадратичная нелинейная восприимчивость $\chi^{(2)}$ отсутствует).

Под оптимальными условиями генерации в данной работе понимается изменение условий фазировки различных компонент суперконтинуума при варьировании угла распространения преломленного луча накачки в объеме исследуемого кристалла, что осуществлялось путем использования в схеме двухкоординатного столика-вращателя.

Характеристики фемтосекундной лазерной системы на кристаллах сапфира, активированных титаном с центральной длиной волны 830 нм, использовавшейся в экспериментах, подробно описаны в ⁴. Энергия и длительность одиночного импульса составляли, соответственно, 1,0-1,5 мДж и 40-50 фс а средняя мощность лазерного излучения 50-75 мВт (при частоте следования импульсов 50 Гц).

Данные со спектрографов в ходе экспериментов сохранялись в памяти персонального компьютера, для дальнейшей обработки. Для минимизации погрешностей при каждом измерении записывалось около сотни спектров генерации СК и спектров шумового сигнала.

Генерация суперконтинуума в случае использования кристалла LiF существенно уступает случаям использования сред с выраженной квадратичной нелинейностью как по общей ширине выходного спектра CK, так и по интенсивности в ближней ИК-области спектра. Мощность излучения спектрального суперконтинуума в ИК-области более чем вдвое ниже, чем соответствующая мощность на выходе кристаллов KDP и DKDP, что объясняется происходящими в них процессами, основанными на $\chi^{(2)}$ -нелинейности, среди которых наибольший вклад имеют процессы параметрической генерации света – а именно- генерация разностной частоты.

Полученное экспериментально излучение суперконтинуума в средах с нелинейностью $\chi^{(2)}$ практически не уступает по ширине выходного спектра широко распространенным в настоящее время генераторам суперконтинуума на основе оптических волокон различных типов. Наблюдается некоторая равномерность спектра полученного суперконтинуума. Следует отметить, что объемные нелинейно-квадратичные среды позволяют достаточно эффективно генерировать излучение суперконтинуума в излучение в синей области 400...480 нм и ИК-области спектра 900...2200 нм, причем изменяя угол падения накачки на кристалл можно регулировать интенсивность суперконтинуума по спектру, выделяя отдельные спектральные полосы.

Использование в качестве сред для генерации кристаллов с квадратичной нелинейностью позволяет заметно расширить выходной спектр излучения (в том числе в коротковолновой области – за счет генерации второй гармоники), а также существенно повысить эффективность генерации спектрального суперконтинуума в ИК-области спектра в сравнении со средами, у которых преобладают кубичные нелинейные свойства. Поэтому метод получения излучения сверхширокополосного спектрального суперконтинуума на основе нелинейных кристаллов имеет свои перспективы использования во многих областях современной науки и технологии, например, как источник излучения для оптической квантовой томографии или «ритр-ргоbе» спектроскопии.

1. Alfano R.R. The Supercontinuum Laser Source: Fundamentals with Updated References. -N.Y.: Springer-Verlag, 2005. -552 p.

2. Крылов В.Н., Беспалов В.Г., Стаселько Д.И., Лобанов С.А., Милоглядов Э.В., SeyfangG. Спектральные особенности взаимодействия разночастотных фемтосекундных импульсов света в приграничных областях керровской среды // Оптика и Спектроскопия. – 2005. – Т. 99, № 5. – С. 853–858.

3. Беспалов В.Г., Васильев В.Н., Козлов С.А., Шполянский Ю.А. Использование фемтосекундного суперконтинуума в системах сверхплотной передачи информации // Сборник статей «Оптические и лазерные технологии». – СПб: СПбГИТМО(ТУ), 2001. – С. 214–219.

4. Беспалов В.Г., Киселев В.М., Кисляков И.М. и др. Антистоксов самосдвиг и уширение спектра излучения фемтосекундного лазера в сильно поглощающей среде // Оптика и Спектроскопия. – 2009. – Т. 106, №. 4, С. 670–679.

КВАНТОВАЯ ОПТИКА И ФУНДАМЕНТАЛЬНАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ

УСТНЫЕ ДОКЛАДЫ

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ И ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ОПТИЧЕСКОЙ ПОЛЯРИЗАЦИИ ПАРОВ ЦЕЗИЯ, ИНДУЦИРОВАННОЙ ПЕРЕСТРАИВАЕМЫМ D₂ ИЗЛУЧЕНИЕМ ПОЛУПРОВОДНИКОВОГО ЛАЗЕРА С.П.Дмитриев, Н.А.Доватор, В.А.Картошкин, А.И.Окуневич

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук Санкт-Петербург, Россия

В эксперименте с узкополосной лазерной накачкой атомов Cs светом D₂линии обнаружено, что спектральная зависимость поляризации атомов существенно отличается от спектральной зависимости поглощения света неполяризованными атомами. Отличие заключается в частичном разрешении CTC возбуждённого 6²P_{3/2}-состояния.

Настоящая работа посвящена исследованию поляризации ансамбля атомов ¹³³Cs, возникающей при воздействии на них одночастотного узкополосного (1 МГц) лазера, генерирующего излучение в районе D₂ линии (длина волны 852 нМ).

В эксперименте регистрировалось изменение поглощения света накачки атомами, находящимися в поперечном лабораторном магнитном поле $B_Y=33$ мкT, при периодическом (период 20 мсек) включении сильного продольного магнитного поля $B_Z=91$ мкT, направленного вдоль луча света накачки. При включённом поле B_Z свет накачки создавал поляризацию атомов Cs. После выключения этого поля поперечное поле B_Y осуществляло деполяризацию атомов. Сигнал поляризации получался в результате усиления импульсного тока фотоприемника и его последующего синхронного детектирования.

Спектральная зависимость сигнала поляризации атомов Cs снималась путём сканирования частоты излучения полупроводникового лазера. Поляризация света накачки была циркулярной (ЦП накачка) или линейной (ЛП накачка). При ЛП накачке Е-вектор света был направлен вдоль оси Х.

Атомы ¹³³Сѕ имеют спин ядра I=7/2. Поэтому их основное $6^2S_{1/2}$ состояние расщепляется на два СТС подуровня, характеризуемые угловыми моментами Ф=3 и 4. Возбуждённое $6^2P_{3/2}$ состояние расщеплено на 4 СТС подуровня, характеризуемых угловыми моментами F=2, 3, 4 и 5. Расстояние между этими подуровнями (152, 202 и 252 МГц) меньше допплеровской ширины (377 МГц на половине высоты), в то время как расстояние между двумя подуровнями основного состояния (9193 МГц) много больше допплеровской ширины. Поэтому обычно спектр D₂ линии Cs (переход $6^2S_{1/2}$ – $6^2P_{3/2}$) имеет вид двух линий.

В эксперименте использовались ячейки, содержащие пары цезия и буферный газ (He, Ne, Ar и Xe), а также ячейка с антирелаксационным парафиновым покрытием стенок без буферного газа.

На Рис.1 - 2 представлены сигналы при накачке с Ф=4 и Ф=3 подуровней основного состояния атомов Cs в ячейке с антирелаксационным покрытием и в ячейке с буферным газом Не при давлении Р=6 Торр. Экспериментальные точки показаны кружками при ЦП накачке и плюсами при ЛП накачке. Соответствующие расчётные

кривые показаны пунктирными и точечными линиями. Сплошной кривой на Рис.1 показаны линии поглощения (без учёта допплеровского уширения) на переходах $\Phi=4 \rightarrow F=3$, 4, 5 (Рис. 1a) и на переходах $\Phi=3 \rightarrow F=2$, 3, 4 (Рис.1b). Штрихпунктирной кривой показано суммарное поглощение на этих переходах с учётом допплеровского и столкновительного (для Рис.2) уширения.



Рис.1 Спектральные зависимости сигналов поляризации в ячейке с антирелаксационным покрытием: а – накачка с Ф=4 подуровня, b – накачка с Ф=3 подуровня



Рис.2Спектральные зависимости сигналов поляризации в ячейке с гелием (P=6 Topp): а – накачка с Ф=4 подуровня, b – накачка с Ф=3 подуровня

Привязка экспериментальных точек к расчётным кривым проводилась с использованием сигнала при ЦП накачке (изображён кружками) в районе перехода $\Phi=4$ \rightarrow F=5 на Рис. 1а, 2а и в районе перехода $\Phi=3$ \rightarrow F=2 на Рис.2b. Для привязки по шкале частот и масштабирования этой шкалы использовалось положение экстремума этого сигнала и ширина его на половине высоты. Масштабирование по вертикали осуществлялось нормировкой величины амплитуды этого сигнала на её расчётное значение.

Из рисунков 1 и 2 видно, что спектральная зависимость поляризации (СЗП) резко отличается от спектральной зависимости поглощения света неполяризованными

атомами (СЗНП), показанного штрихпунктиром. В то время как СЗНП изображается гладкой кривой, СЗП имеет вид более узких знакопеременных кривых, форма которых зависит от поляризации света накачки.

Кривая СЗНП образуется в результате сложения вкладов от трёх допплеровски уширенных СТС компонент, причём эти вклады имеют одинаковый знак. В случае же СЗП вклады от этих компонент могут иметь разные знаки, что может давать знакопеременные кривые, поскольку допплеровская ширина СТС компонент соизмерима с их расщеплением.

Сравнение Рис. 1 и 2 показывает, что вид кривых СЗП существенно изменяется при наличии буферного газа: при накачке $\Phi=4$ подуровня происходит изменение полярности сигнала в районе $\Phi=4 \rightarrow F=5$ перехода как при ЦП, так и при ЛП накачке (ср. Рис.1а и 2а).

При большом давлении буферного газа частичное разрешение СТС возбуждённого состояния, видное на Рис. 2, исчезает из-за столкновительного уширения СТС компонент линии поглощения. Так в неоне при давлении 60 Торр.

Из Рис. 1 и 2 видно, что форма расчётных кривых похожа на форму экспериментальных кривых, однако полного количественного согласия не получается.

Расчёт производился путём решения известных кинетических уравнений, описывающих эволюцию атомных поляризационных моментов (ПМ) под действием света накачки, магнитного поля и деполяризующих столкновений атомов Cs друг с другом (спин-обмен) и с атомами буферного газа, а также со стенками ячейки [1,2].

Нахождение стационарных решений этих уравнений в случае поперечного магнитного поля B_Y и в случае включённого продольного поля B_Z позволяет вычислить разницу ПМ атомов в основном состоянии при включении поля B_Z и по этой разнице найти величину сигнала оптического детектирования.

В расчёте использовались литературные значения [3] сечения спин-обмена ($2.2 \cdot 10^{-14} \text{ см}^2$), сечения деполяризации в столкновениях с атомами Не для атомов Сs в основном ($2.8 \cdot 10^{-23} \text{ см}^2$) и возбуждённом ($60 \cdot 10^{-16} \text{ см}^2$ [4]) состояниях, а также коэффициент диффузии Cs в гелии ($D = 0.2 \text{ см}^2$ /сек). Константы уширения и сдвига D₂-линии Cs в гелии (29.4 и 0.73 МГц/Торр) были взяты из работы [5]. Расчёт проводился для мощности лазерного света накачки 3 мкВт, использовавшейся в эксперименте.

Причина количественного расхождения теории с экспериментом кроется, повидимому, в том, что использованные кинетические уравнения, хорошо описывающие широкополосную (ламповую) накачку, не совсем пригодны для описания узкополосной лазерной накачки. Дело в том, что эти линейные дифференциальные уравнения первого порядка описывают, так же как и уравнения Коэн-Таннуджи [6,7], из которых они получены, эволюцию ПМ, усреднённых по максвелловскому распределению скоростей атомов. В случае узкополосной лазерной накачкисвет возбуждает и поляризует лишь малую часть атомов, продольные скорости которых лежат в узком диапазоне скоростей. Далее столкновения с атомами буферного газа и со стенками ячейки приводят к максвеллизации распределения поляризованных атомов по скоростям. Именно этот процесс максвеллизации и не учитывают уравнения Коэн-Таннуджи.

Таким образом, в настоящей работе показано, что наблюдение спектральной зависимости поляризации атомов, возбуждаемых узкополосным лазером, позволяет частично разрешить сверхтонкую структуру D₂ линии атомов Cs.

- 1. Н.А.Доватор, А.И.Окуневич, *Опт. Спектр.*, **102**, №5,725-732, (2007).
- 2. Н.А.Доватор, А.И.Окуневич, Опт. Спектр., 102, №5, 733-745, (2007).
- 3. W.Happer, *Rev.Mod.Phys.*, **44**, №2, 169-248 (1972).
- 4. В.И.Перель, А.И.Окуневич, ЖЭТФ, 58, №2, 666-676 (1970).

5. YukioInoue, KiwakoUchida, HirokazuHori, TakekiSakura, *J. Phys. Soc. Jap.*, **59**, №2,516–521 (1990).

6. J.P.Barrat, C.Cohen-Tannoudji, J.Phys.Rad., 22, №6, 329-376 (1961).

7. J.P.Barrat, C.Cohen-Tannoudji, J.Phys.Rad., 22, №7, 443-450 (1961).

ПРИРОДА СПЕКТРОВ ФОТОСТИМУЛЯЦИИВСПЫШКИ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ В КВАНТОВЫХ ТОЧКАХ CdS ПерепелицаА.С., ОвчинниковО.В., СмирновМ.С., Шатских Т.С.

ФГБОУ ВПО "Воронежский государственный университет", Воронеж, Россия

Обнаружен эффект фотостимуляции вспышки люминесценции в квантовых точках CdS,Zn_{0.5}Cd_{0.5}S, а также "core-shell"системах CdS/ZnSu исследованы ее спектры в области 0.6-2.0 эВ. Показано, что стимуляция вспышки происходит с локализованных состояний, имеющих поверхностную природу.

Несмотря на то, что технологии получения полупроводниковых квантовых точек (КТ) достаточно развиты, квантовый выход люминесценции большинства из них значительно отличается от единицы. К основным причинам относят безызлучательные процессы, протекающие с участием локализованных состояний, формирующихся на стадии синтеза, как в «объеме» КТ, так и на ее «поверхности». Известны экспериментальные факты, указывающие на участие локализованных состояний в фотофизических процессах, протекающих в КТ и ассоциатах на их основе ¹. Их концентрации предельно низки. Исследование оптических свойств глубоких локализованных состояний в полупроводниковых КТ требует подбора специальных способных производить высокочувствительных методик, анализ спектра локализованных настоящему времени подробно состояний. К наиболее изученысвойства дефектов, выступающих в роли KT. центров В Сказанное свидетельствует об актуальности разработки методик исследования локализованных состояний, выступающих в роли ловушек и центров безызлучательной рекомбинации.

Данная работа направлена на установление условий применения метода фотостимулированной вспышки люминесценции (ФСВЛ) для исследования спектров локализованных состояний в KTCdS и разработку методик их интерпретации.

Объектами исследования служили диспергированные в желатину КТ CdSи $Zn_{0.5}Cd_{0.5}S$, синтезированные золь-гель методом. Для идентификации синтезированных КТ CdS использован просвечивающий электронный микроскоп LEO⁹12 AB[•]OMEGA. Данные электронной дифракции, полученной от ансамбля КТ на том же электронном микроскопе, показали уширенные рефлексы, соответствующие кубической решетке CdS. Оценка среднего размерапо электронной микроскопии показала, что размеры КТ CdSварьируются от 2.0 нм до 4.5 нм с разбросом 24-32%. Это заключение хорошо согласуется с данными, полученными из спектровпоглощения света желатиновыми слоями приготовленных образцов, записанных на спектрофотометреShimadzu-210 UV (Япония). Сдвиг их края поглощения относительно края фундаментальной полосы монокристалла CdS составлял 0.20 эВ, 0.44 эВ, 0.64 эВ и 1.00 эВ, соответственно, для КТ средним размером 4.2 нм, 3.5 нм, 2.7 нм, и2.1 нм (рис.1, *1-4*).Для КТ $Zn_{0.5}Cd_{0.5}S$ он составил 0.42 эВ, а средний размер оценен вблизи 3.3 нм. Полученные значения среднего диаметра КТ из спектров хорошо согласуются с данными, полученные значения знализа электронных фотографий.

Люминесцентные свойства образцов исследованы с помощью монохроматора МДР-23 и ФЭУ-R928Р (Нататизи), работающим в режиме счета фотонов. Люминесценцию возбуждали диодным модулем HPL-H77GV1BT-V1 (λ_{max} =380 нм, P_{max}=5mW).Для спектров фотолюминесценции, возбуждаемой λ_{B1} =380 нм, обнаружен сильный стоксов сдвиг полосы люминесценции относительно полос поглощения, который с увеличением среднего размера КТ CdS уменьшается от 1.07 эВ к 0.98 эВ 0.88 эВ, 0.86 эВ (рис.1, врезка). Сравнение данных о размерной зависимости полосы люминесценции в исследуемых полосах с данными работы ² показало, что для КТ CdS квантовый размерный эффект испытывает рекомбинационная полоса люминесценции с λ_{max} =720 нм.По данным этой работы рекомбинация носит донорно-акцепторный характер. Она реализуется с участием достаточно мелкой электронной ~0.1 эВ и более глубокой дырочной ловушки.



Рис.1. Спектры собственного поглощения КТ в желатине: *1* - КТ CdS (d=4.2 нм); *2* - CdS (d=3.5 нм); *3* - CdS (d=2.7 нм); *4* - CdS (d=2.1нм), *5* - Zn_{0.5}Cd_{0.5}S (2.5*10⁻² м.д.); *3*'-CdS (d=2.7 нм)+Кр1; *3*"-CdS (d=2.7 нм)+Кр2; (синтез II типа). На врезке - спектры люминесценции КТ CdS и Zn_{0.5}Cd_{0.5}S при 300 К и λ_в=380 нм: *1* - *5* соответствуют нумерации кривых поглощения

Для КТ впервые регистрировалась вспышка люминесценции, стимулируемая длинноволновыми квантами с энергиями от 0.6 до 2.0 эВ после затухания стационарного свечения. При этом тщательно подбирались и оптимизировались (время УФфотовозбуждения, темновой интервал длительность условия И ИКстимуляции). Оказалось, что запасание светосуммы ФСВЛ под действием УФ излучения происходит за достаточно короткий промежуток времени (рис.2, *a*). Начиная с времен возбуждения в 10-15 секунд, высвечиваемая светосуммавыходит на стационарный уровень, что свидетельствует о малых концентрациях как самих локализованных состояний, так и конкурирующих с ними центров локализации (мелких ловушек, центров рекомбинации) (рис.2, б). За времена около 1.0-2.5 с в случае КТ CdS высвечивалась вся светосумма S_П, характеризующая полную концентрацию электронов на уровнях вспышки (рис.2, а) ³. Фотолюминесценция КТ быстро затухает. Поэтому темновая пауза могла быть не более 1 с (рис.2, а). Светосумма частично сохраняется на уровнях KT CdS в течение нескольких минут (рис.2, в).



Рис.2. Кинетика интенсивности свечения во время измерения ФСВЛ, характерная для КТ CdS - (*a*). Зависимости светосуммы ФСВЛ от времени УФ-возбуждения (*б*) и темнового интервала (*в*) для: 1 - КТ CdS (d=2.1нм); 2 - CdS (d=2.7 нм); 3 - CdS (d=3.5 нм)

С увеличением темнового интервала она спадает, но до некоторого стационарного уровня. Процесс релаксации запасенных светосумм имеет насыщение на временах более 180 с. Он обусловлен, по-видимому, рекомбинационными процессами,

протекающими в темновую паузу с участием неравновесных носителей заряда, захваченными на мелкие ловушки и центры рекомбинации.

Эффект фотостимулированной вспышки люминесценции наблюдается для энергий стимуляции 0.7-1.8 эВ в коллоидных КТ CdS, обладающих рекомбинационной люминесценцией в области 480 – 580 нм (рис.3, *a* и δ).Спектры имеют осциллирующий вид. Для КТ CdS разного среднего диаметра, (рис.3, *a*) положения максимумов и особенностей в спектре стимуляции не совпадают. Для КТ Zn_{0.5}Cd_{0.5}S интенсивность вспышки оказалась более чем в 50 раз выше, чем интенсивность вспышки в CdS (рис. 3 *a*, **5**).



Рис.3 Спектры стимуляции ФСВЛ: (*a*) - образцов КТ CdS (d=2.1нм) - *1*; КТ CdS (d=2.7 нм) - *2*; КТ CdS (d=3.5 нм) - *3*; КТ CdS (d=4,2 нм) - *4*; КТ Zn_{0.5}Cd_{0.5}S(2.5*10⁻² м.д.) - *5*; (*б*) - образцов КТ CdS (d=2.7 нм) - *1*; КТ CdS (d=2.7 нм) + ZnS (0.1 монослоя) - *2*; КТ CdS (d=2.7 нм) + ZnS (2 монослоя) - *3*; КТ CdS (d=4.2 нм) - *4*; чистых МК CdS - *5*; (*в*) - Схема оптических переходов

Полученные спектры необходимо интерпретировать, учитывая принципиальную возможность фотоионизации локализованного состояния на несколько уровней размерного квантования ⁴ (рис. 3, *в*). Имеющиеся в этой работе данные о различии всего в 2-3 раза сил осцилляторов двух переходов с одного примесного центра на два соседних уровня размерного квантования указывают на возможность проявления в спектре стимуляции ФСВЛ набора максимумов, соответствующих одному центру. Проведенные теоретические оценки показали, что отличия первого и второго размерноквантованного состояния в КТ рассматриваемого размера лежат в диапазоне 0.29-0.43 эВ. Кроме того, оценено, что в пределах ямы, соответствующей КТ рассматриваемых размеров возможны 2-3 размерно-квантованных состояния. При учете этих обстоятельств, сделано заключение об участии уровней размерного квантования в переходах, определяющих спектры ИК стимуляции. Одному примесному центру в таком спектре может соответствовать лишь два-три оптических перехода, отстоящих друг от друга на величину, близкую к 0.29-0.43 эВ. Таким образом, спектры фотостимуляции вспышки люминесценции коллоидных КТ CdS обусловлены суперпозицией оптических переходов с одной или нескольких глубоких ловушек на уровни размерного квантования.

Для образцов КТ CdS (ядро), на поверхности которых создавалась оболочка изболее широкозонного полупроводника, например, ZnS спектры стимуляции были отличными от спектров КТ Zn_{0.5}Cd_{0.5}S. Первичные стадии формирования оболочки из ZnS, когда соотношение реагентов даст около 0.1 покрытия от полной поверхности КТ CdS обеспечивают рост концентрации глубоких уровней в области 0.6-1.4 эВ (рис.3 б, кр. 2). Это может быть связано с формированием на поверхности КТ CdS малоатомных кластеров ZnS. Дальнейшее наращивание оболочки ZnS (когда введенная концентрация реагентов должна обеспечить двухмонослойное покрытие), лавало паление интенсивности в спектре ИКстимуляции ФСВЛ (рис.3 б, 3). Формирование "core-shell" систем типа CdS/ZnS способствует двух-, трехкратному увеличению интенсивности рекомбинационной люминесценции коллоидных КТ CdS и позволяет управлять интенсивностью в спектре стимуляции ФСВЛ. Доказана поверхностная природа локализованных состояний, определяющих спектры фотостимуляции вспышки люминесценции коллоидных КТ CdS.

Работа поддержана грантом РФФИ (проект №11-02-00698-а).

1. O.Schmeltz, A.Mews, T.Basche, A.Hermann, K.Mullen, Langmuir., 17, 2867, (2001).

2. A.I. Ekimov, I.A. Kudryavtsev, M.G. Ivanov, Al.L.Efros, *J. of Luminescence*, **46**, 83-95, (1990).

3. А. Н. Латышев, О.В.Овчинников, М.С.Смирнов, Д.И.Стаселько, П.В.Новиков, Д.А.Минаков, *Опт. и спектр.*, **109**, №5, 779, (2010).

4. В.Д. Кревчик, А.В. Левашов *ФТП*, **36**, №2, 216-220, (2002).

СИСТЕМА СТАБИЛИЗАЦИИ ДЛИНЫ РЕЗОНАТОРА ИМПУЛЬСНОГО ОДНОЧАСТОТНОГО ЛАЗЕРА С ИНЖЕКЦИЕЙ ВНЕШНЕГО СИГНАЛА Лоншаков Е.А.*, Тарасов В.М., Квашнин Н.Л., Бордзиловский Д.С., Струц С.Г., Майоров А.П.

Институт Лазерной Физики СО РАН, Новосибирск, Россия Новосибирский Государственный Технический Университет, Новосибирск, Россия

Разработанная система стабилизации длинны резонатора в реальном времени исполнительного генератора при захвате непрерывного одночастотного сигнала от задающего лазера.

В настоящее время создание лазерных излучателей с захватом частоты в области ближнего ИК диапазона представляет особый интерес. Это связано с тем, что в ближнем ИК диапазоне имеются характерные полосы поглощения различных веществ, а также нелинейное преобразование излучения ближнего ИК диапазона позволяет получать линии генерации в видимом диапазоне. При создании чувствительной аналитической аппаратуры в качестве интенсивного узкополосного перестраиваемого источника излучения могут быть использованы генераторы с захватом частоты.

Основным ограничением при разработке генератора с линейным резонатором и захватом частоты является согласование мод резонатора с перестраиваемой частотой задающего генератора, а также согласование каустик.

Настоящая работа посвящена разработке системы анализа и стабилизации добротности резонатора для излучения задающего генератора. Данная система предназначена для твердотельного лазера работающего в режиме гигантского импульса с захватом частоты от непрерывного задающего генератора с длинной волны генерации 1064 нм, использующегося в установке для генерации импульсов с длинной волны 589 нм (мезосферная натриевая спектроскопия). Для получения генерации 589 нм используется генерация суммарной частоты (1319 нм складывается с 1064 нм), что большие требования стабильности генерации хорошего налагает к для пространственного совмещения пучков в объеме нелинейного элемента. Задающий генератор разработан в Институте лазерной физики СО РАН (г. Новосибирск) и имеет следующие характеристики: длина волны генерации 1064 нм, диапазон перестройки 0,55 нм, модовый состав ТЕМоод, ширина линии 25 МГц, мощность излучения ≥ 200мВт.

Схема резонатора представлена на рис. 1.

В работе были проведены исследования характеристик электрооптического затвора, параметров импульса генерациина спонтанных шумах (рис. 2), параметров импульса на одной продольной моде (рис. 3), исследована зависимость захвата частоты



от длины резонатора, выходная мощность с захватом и без захвата, пороговые значения мощности накачки, на которых осуществлен захват.

- 1. О. Звелто, Принципылазеров, 2008
- 2. N. Hodgson, H. Weber, Laser resonator and beam propagation, 2007
- 3. W. Koechner, Solid-State Laser Engineerin, 1999

СПЕКТРАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ПРОЦЕССОВ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ КОЛЛОИДНЫХ КВАНТОВЫХ ТОЧЕК СdSC МОЛЕКУЛАМИ МЕТИЛЕНОВОГО ГОЛУБОГО ОвчинниковО.В., СмирновМ.С., ШатскихТ.С., БордюжаЕ. Е.,Евтухова А. В., ХохловВ.Ю.

ФГБОУ ВПО "Воронежский государственный университет", Воронеж, Россия

Представлены результаты исследований процессов взаимодействия коллоидных квантовых точек CdS с молекулами метиленового голубого. Проявления взаимодействия обнаружены в спектрах УФ, видимого и ИК поглощения, а также люминесценции.

Интерес к исследованию процессов взаимодействия и фотоники в гибридныхассоциатах полупроводниковых квантовых точек (КТ) с молекулами

красителя (Кр) обусловлен возможностью их применения для различных актуальных приложений. В данной работе представлены результаты спектроскопических взаимодействий сформированных исследованиймежмолекулярных В при непосредственном контакте открытых КТ CdS с молекулами метиленового голубого (MB). Ассоциаты диспергированы в желатину. КТ CdS со средним диаметром 2.6 - 2.8 нм приготовлены золь-гель методом.Сопряжение КТ с молекулами МВдостигалось введением в расплав желатинового студня, содержащего КТ, этанольного раствора МВ в необходимой концентрации (10⁻⁴÷3*10⁻² моль MB на 1 моль КТ(далее моль.д.), содержащихся в данном объеме желатинового золя). Спектры поглощения света КТ, молекулами MB и их смесями записаны на спектрофотометре Shimadzu-210 UV (Япония). Спектры фотолюминесценции, получены на автоматическом спектральном комплексе на базе монохроматора МДР-23 и ФЭУ R928P(Hamamatsu), работающего в режиме счета фотонов. ИК-спектры ассоциатов записаны на спектрометреVertex-70 (Bruker)в режимах записи спектров пропускания и НПВО.

Изменения в спектрах УФ и видимого поглощения света молекулами MB в присутствии KT CdS зависят от способа введения красителя в желатиновый золь. В случае завершения роста KT CdS введением раствора MB (взаимодействие с растущей поверхностью) (синтез типа II)обнаружен гипсохромный сдвиг максимума спектра на 8-9 нмотносительно спектра мономеров MB в желатине (с λ_{max} =660 нм) и некоторое увеличение полуширины полосы (на 10-15 нм). В области 620-630 нм имеется особенность, усиливающаяся с ростом концентрации MB. Введение раствора MB на сформированную поверхность KT CdS(синтез типа I) дает полосы (с λ_{max} ¹= 664 нм и λ_{max} ²=613 нм, а также особенность при 570 нм), близкие к спектрам MB в желатине.

С ростом концентрации MB наблюдается тушение люминесценции, возбуждаемой в образцах длиной волны 380 нм, в полосе КТ CdSc λ_{max} = 560 нм и увеличение интенсивности свечения MB в полосе с λ_{max}^{1} =674-884 нм.В спектрах люминесценции, возбуждаемой в образцах длиной волны 635 нм (область возбуждения MB), обнаружены три области свечения(672-677 нм, 650-660 нм и 720-750 нм), отнесенные к люминесценции ассоциатов разных типов.Предложена модель усиления, основанная на резонансном переносе энергии электронного возбуждения от центров люминесценции КТ CdS в молекулы MB.

Наибольшее внимание в работе уделено анализу ИК-спектров поглощения молекул MB в присутствии KT CdS.Анализ спектров произведен с учетом активности ряда центров структурной формулы MB, а также возможности ее присутствия в катионной (MB⁺), нейтральной (MB⁰) и протонированной формах (MBH⁰ и MBH⁺). Структурный анализ свидетельствует о существовании ряда активных центров, которые могут участвовать во взаимодействии с KTCdS:насыщенные и ненасыщенные диметиламиногруппы, гетероатомы азота и серы, π -система гетероцикла. Если с KT взаимодействует MB⁺, то вероятно появление более сильных взаимодействий. В этом случае локализация избыточного заряда происходит на атоме азота в ненасыщенной =N(CH₃)₂ и в меньшей степени локализация избыточного заряда может осуществляться вблизи гетероатомов серы и азота. Эти центры в таком случае могут участвовать в донорно-акцепторных взаимодействиях, в частности, с образованием водородной связи посредством O-H групп. Насыщенные группы -N(CH₃)₂, имеют меньшую активность к взаимодействию с KT.

На рис.1 и 2 приведены ИК-спектры поглощения молекул МВ в виде: кристаллогидрата МВ; пленки МВ, полученной из водного и этанольного растворов (10⁻³ моль/л) и их смесей с КТ CdS на кремниевой подложке и CaF₂.



Рис.1. ИК спектры (область 900-1800 см-¹) молекул МВ и их смесей с КТ CdS: кристаллогидрат MB – 1; пленка MB, полученная из водного раствора (10⁻³ моль/л) – 2; пленка MB, полученная из этанольного раствора (10⁻³ моль/л) – 3; MB+KT CdS (синтез I типа) – 4; MB+KT CdS (синтез II типа) на кремниевой подложке – 5; MB+KT CdS (синтез II типа) – 6



Рис.2. ИК спектры (область 2600-3700 см⁻¹) молекул МВ и их смесей с КТ CdS: 1 -6 соответствуют нумерации кривых на рисунке 1

Наименьшие отличия по своему положению, по мере увеличения концентрации адсорбированных молекул и перехода к объемной фазе, претерпевают полосы с максимумами при 835 см⁻¹ и 877-885 см⁻¹ связанные с деформационными колебаниями С-Н групп гетероцикла^{1,2}. Полосы с максимумами вблизи 1320-1340 см⁻¹, связанные с колебаниями С-N концевых насыщенных диметиламиногрупп,испытывают заметный высокочастотный сдвиг к 1350-1370 см⁻¹, обусловленный, по-видимому, участием этого атома во взаимодействиях при ассоциации КТ CdS (рис. 1)¹⁻³. В области деформационных симметричных (1390 см⁻¹) и асимметричных (1400-1450 см⁻¹) С-Н₃ колебаний ненасыщенных диметиламиногрупп молекул MB в смеси с КТСdS, также как и кристаллогидрата MB наблюдаются высокочастотные смещения полос на 10-20 см⁻¹ относительно спектров газовой фазы и растворов MB (рис. 1). Заметный высокочастотный сдвиг полосы ИК поглощения свидетельствует о некотором влиянии взаимодействия в системе "молекула MB -КТСdS" на параметры полос С-Н₃ колебаний, что коррелирует с данными о валентных колебаниях С-Н в ненасыщенных диметиламиногруппах.

Наиболее сильные изменения отмечаются в области колебаний иммониевой полосы $=N^+-(CH_3)_2$, а также деформационных колебаний ОН-групп, включенных в водородную связь¹⁻³. Для молекул MB в присутствии КТ CdS наблюдается появление широких, интенсивных полос в областях 1540-1570 см⁻¹и 1637-1664 см⁻¹, связанных, соответственно, с колебаниями C=N⁺в гетероцикле и колебаниями иммониевой полосы =N. Последняя полоса существенно смещена к 1590-1600 см⁻¹ для кристаллогидрата MB и растворов этой молекулы. Столь значительный ее высокочастотный сдвиг (70-90 см⁻¹) при ассоциации является свидетельством наиболее активного участия данной группы во взаимодействии с поверхностью KT CdS.

области сти обнаруживаются низкочастотный сдвиг 2850 см⁻¹ и 2920 см⁻¹, связанных с валентными обнаруживаются В высокочастотной характеристических частот при симметричными И асимметричными колебаниями связей C-H₃ диметиламиногруппмолекул MB. Полоса с максимумом вблизи 2805 см⁻¹, посвязана колебаниями $-N(CH_3)_2$ концевых насыщенных видимому, с диметиламиногрупп. Она имеет низкую интенсивность и в случае смесей MB с KT CdS не является разрешимой. В области 3020-3050 см⁻¹ наблюдаются колебания С-Н гетероцикла. В присутствии КТ CdS их положение испытывает высокочастотное

смещение к 3080-3090 см⁻¹ (рис.2, **4-6**). Кроме указанных полос в рассматриваемом спектральном диапазоне проявляется еще одна интенсивная широкая и сложная полоса, расположенная в области связанных О-Н колебаний. В случае кристаллогидрата МВ, а также водных и этанольных растворов ее максимум расположен вблизи 3370-3340 см⁻¹ (рис.2, 1-3). Взаимодействие MB с KT CdSсмещает этот максимум к 3275-3255 см⁻¹ и размывает ее высокочастотный край к 3400-3550 см⁻¹ (рис.2,4-6). Сильное отличие положения полос связанных колебаний О-Н группы МВ в присутствии КТ характере взаимодействия в свидетельствует об ином ассоциате, чем в кристаллогидрате. Согласно данным работы^{3,4}О-Н колебания, расположенные в области 3200-3230 см⁻¹, вероятно, связаны с колебаниями О-Н групп, участвующих в образовании мостиков типа N(молекулы MB)...H-O-H...CdS.

Таким образом, вИК-спектрах МВобнаружены проявления гибридной ассоциации КТ CdS с молекулами MB. Обнаружены сильные отличия спектров свободных молекул MB и кристаллогидрата MB, что, по-видимому, связано с проявлением более существенных, чем Ван-дер-Ваальсовы, взаимодействий, определяющих образование кристаллогидрата Kp. Зафиксированы изменения характеристик полос поглощения, обусловленных колебаниями =N⁺ (иммониевая полоса, 1620-1660 см⁻¹), а также OH-групп, включенных в водородные связи с атомами азота и серы гетероцикла MB, а также концевыми демитиламиногруппами (области 2700-2800 см⁻¹ и 3100-3500 см⁻¹). Предположено возникновение гибридных ассоциатов КT с катион-радикалами MB⁺, а также с MB⁰ (семихинон MB). Именно последняя форма MB имеет гипсохромно смещенную к 640 нм области электронные полосы поглощения относительно спектров MB⁺.

Работа поддержана грантом РФФИ (проект №11-02-00698-а).

1. К. Наканиси, Инфракрасные спектры и строение органических соединений / К. Наканиси. - М.: Мир, 1965. – 216с.

2. Беллами Л. Инфракрасные спектры сложных молекул / Л. Беллами. – М.: Иностр. лит-ра, 1963. – 590с.

3. О. В. Овчинников, С. В. Черных, М. С. Смирнов, Д. В. Алпатова, Р. П. Воробьева, А. Н. Латышев, А. Б. Евлев, А. Н. Утехин, А. Н. Лукин, ЖПС, **74**, №6, 731-737, (2007).

4. H.H. FreedmanH.H., J. Am. Chem. Soc., 83, 2900-2905, (1961).

ИЗОМЕРНЫЙ И АГРЕГАТНЫЙ СОСТАВ НАНОМЕТРОВЫХ СЛОЕВ ПОЛИМЕТИНОВЫХ КРАСИТЕЛЕЙ НА ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ И МЕТАЛЛИЧЕСКОЙ ПОВЕРХНОСТЯХ Старовойтов А.А., Калитеевская Е.Н., Крутякова В.П., Разумова Т.К.

Санкт-Петербургский государственный университет информационных технологий, механики и оптики, Санкт-Петербург, Россия

В нашей работе методами спектроскопии поглощения исследовался компонентных состав молекулярных слоев полиметиновых красителей образующийся на поверхностях разной природы. Установлено существование в составе слоя пространственных изомеров наносимых нанометровых молекул, а также агрегированных компонентов, таких как димеры и J-агрегаты, которые могут рассматриваться, как молекулярные нанокластеры. Относительные концентрации полученных компонентов зависят от поверхностной концентрации молекул.

Сегодня использование органических тонких пленок и молекулярных слоев достаточно многогранно, начиная от научных исследований (включающих, например, изучение туннелирования между сверхрешетками или создание модели клеточных мембран) до множества прикладных применений (для нелинейной оптики, нанолитографии с разрешением < 10 нм, затравок для упорядочения жидких кристаллов, сэндвич структур для органических светодиодов OLED и др).

Установлено, что спектр поглощения слоя полиметиновых красителей на исследованных поверхностях (стеклянная подложка и стеклянная подложка, покрытая сплошным слоем серебра), полученных по методу spin-coating, значительно шире по сравнению со спектром раствора этих соединений. Это связано с тем, что в растворах симметричные полиметиновые равновесных молекулы имеют преимушественно конфигурацию all-trans-изомера (> 90%). В спектрах слоев присутствуют несколько максимумов поглощения, что свидетельствует 0 существовании молекулярных компонентов разного строения. Соотношение концентраций и интенсивности полос поглощения этих компонентов меняются с изменением толщины слоя. Это позволяет разделить спектр слоя на спектры отдельных компонентов.

Длина волны максимума поглощения компонента наибольшей интенсивности в толстых слоях близка к максимуму полосы $S0 \rightarrow S1$ перехода all-trans-изомера в растворе в этиловом спирте. Это позволяет связать полосу A с all-trans-изомером. Ширины гауссовых контуров all-trans-изомера в слое больше, чем в растворе. Это отличие зависит от толщины слоя и, по-видимому, отражает изменения степени неоднородного уширения в спектрах слоев разной толщины. Полосы, находящиеся в области коротких длин волн относительно максимума поглощения all-trans-изомера, отвечают сis-изомерам различного строения, образованным из all-trans-изомеров при поворотах фрагмента молекулы относительно разных связей цепи сопряжения. По мере роста толщины слоя (увеличения поверхностной концентрации молекул в слое) падают относительные концентрации сis-изомеров и увеличивается количество all-trans-изомеров. При дальнейшем увеличении концентрации молекул в толстых слоях наблюдаются полосы ассоциатов, которые идентифицированы, как димеры (d) и J-arperaты (J).

Показано, что компонентный состав слоев полиметиновых красителей, полученных при нанесении раствора одной концентрации на металлическую или диэлектрическую поверхности, близок, относительные концентрации различных компонентов отличаются незначительно.

ПОЛЯРИЗАЦИОННАЯ ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТЬ СВЕРХПРОВОДНИКОВОГО ОДНОФОТОННОГО ДЕТЕКТОРА Елезов М.С.*, Кардакова А.И.*, Семенов А.В.*, Ан П.П.*, Казаков А.Ю.*, Тархов М.А.*'**, Гольцман Г.Н.*

*Московский педагогический государственный университет, Москва, Россия

**ЗАО «СКОНТЕЛ», Москва, Россия

В работе рассматривается новый эффект, обнаруженный на сверхпроводниковом однофотонном детекторе. Это изменение поляризационной чувствительности детектора от тока смещения в однофотонном режиме детектирования.

В последние годы, интерес к однофотонным детекторам значительно увеличился. В первую очередь это связано с развитием различных научных и технических направлений, такие как исследование квантовых точек¹, разработка квантовых компьютеров и попытки создать квантово-криптографические системы². Особый интерес появился и к сверхпроводниковому однофотонному детектору (SSPD)³.

SSPD изготавливается из ультратонкой пленки NbN толщиной 3.5-4 нм, осажденной методом реактивного магнетронного распыления в атмосфере аргона и азота на подложку. В качестве подложек используются пластины из сапфира двухсторонней полировки, толщиной 300-350 мкм, что обусловлено тем, что сапфир пропускает ближнее ИК излучение, а толщина подложек обеспечивает их механическую прочность. На рис1 представлена топология чипа, в центре которого который расположен чувствительный элемент. согласован co стандартной пятидесятиомной копланарной линией. Чувствительный элемент SSPD выполнен в виде меандра, покрывающего площадку 10x10 мкм², общей длиной ~ 500 мкм (см. вставку рис 1.). Размер меандра 10х10 мкм² выбран с учетом наилучшего оптического согласования с кором (светонесущей жилой d~9 мкм) одномодового волокна, при этом эффективность согласования близка к единице. Формирование меандра осуществляется методом прямой электронной литографии с последующим плазмохимическим травлением в SF₆³. В такой структуре достигается высокая плотность тока ~ 10^7 A/см², и критическая температура близкая к объемному сверхпроводнику ~11К, что показывает высокое качество структуры.



Рис. 1. Чип SSPD и топология чувствительного элемента

В основе детектирования одиночных фотонов сверхпроводниковыми тонкопленочными наноструктурами лежит принцип локального разогрева электронной подсистемы сверхпроводника при поглощении фотона. Наблюдалось, что при протекании тока смещения, близкого к критическому, через узкую полоску шириной ~100нм сформированную из ультратонкой сверхпроводящей пленки толщиной порядка нескольких нанометров, может наблюдаться эффект детектирования фотонов ИК излучения.

Вероятность появления отклика при попадании фотона на чувствительную площадку SSPDназывается квантовой эффективностью. Квантовая эффективность рассчитывается согласно формуле: QE=N_{det}/N_{inc}, где N_{det} - количество срабатываний, N_{inc} - количество падающих фотонов. На рис 2. представлена зависимость квантовой эффективности и скорости темнового счета от относительного тока смещения на длине волны 1064 нм при температуре T=2K. Природа темновых отчетов, то есть срабатываний детектора при полной экранировки излучения, носит флуктуационный характер⁴.

Для лучших образцов квантовая эффективность в диапазоне длин волн от 0,4 до 1,3 мкм достигает 30% при темновых срабатываниях порядка нескольких отсчетов в

секунду. Значение эффективности в 30% определяется коэффициентом поглощения пленки при толщине в 3,5-4нм. Однофотонный сверхпроводниковый детектор обладает высокой квантовой эффективностью, низкими собственными шумами и высоким быстродействием⁵.



Рис. 2. Зависимость квантовой эффективности и скорости темнового счета от тока смещения на длине волны 1064 нм при температуре T=2K



Рис. 3. Зависимость поляризационной чувствительности от тока смещения на длине волны 1064 нм при температуре T=2K

В тоже время квантовая эффективность SSPD зависит от ориентации вектора поляризации падающего излучения^{5,6} относительно сверхпроводящей полоски . Припараллельной ориентации вектора поляризации квантовая эффективность достигает максимального значения, а при перпендикулярной – минимальной. Однако поляризационная чувствительность осталась до конца так и не изученной. Кроме того предпринимались попытки изготовить поляризационно-нечувствительные сверхпроводниковые однофотонные детекторы⁷.

Для измерения поляризационной чувствительности SSPD мы использовали одноканальную систему для регистрации одиночных фотонов в оптическом и ближнем ИК-диапазонах, предоставленную компанией ЗАО «СКОНТЕЛ»⁴. Излучение от лазера на детектор заводилось через одномодовое волокно, оптический аттенюатор и волоконный контроллер поляризации FPC 030. В качестве линейно-поляризованного источника излучения мы брали импульсный лазер с частотой 200 МГц на длине волны 1064 нм и с шириной оптического импульса 5 пс.

Поляризационной чувствительностью детектора мы называем отношение максимального количества отсчетов к минимальному $S = N_{max}/N_{min}$ при постоянной падающей мощности линейно-поляризационного света. Причем N_{max} соответствует параллельной ориентации вектора поляризации падающих фотонов на детектор относительно полоски, а N_{min} перпендикулярной ориентации вектора поляризации падающих фотонов относительно полоски.

Одно из интересных и неожиданных свойств работы SSPD в однофотонном детектирования заключается в явной зависимости поляризационной режиме чувствительности от тока смещения. Ha рис 3. представленазависимость поляризационной чувствительности детектора от приведенного тока смещения. Импульсное излучение на длине волны 1064 нм заводилось через одномодовое волокно на детектор. Благодаря тому, что среднее количество фотонов равно 0.5 можно утверждать, что детектор находится в однофотонном режиме детектирования. Однако, используя статистику Пуассона, есть вероятность появления двух фотонов в импульсе. Если учесть вероятность попадания двух фотонов на квадрат полоски детектора, коэффициент поглощения структуры, а также внутреннюю двухфотонную квантовую эффективность, мы можем сделать вывод о том, что вклад двухфотонного режима детектирования пренебрежимо мал. Следовательно, зависимость для поляризационной чувствительности SSPD, представленная на рис 3, получена в однофотонном режиме детектирования детектора.

Объяснить экспериментальные данные можно, если предположить, что при поглощении фотона с параллельной ориентацией вектора поляризации относительно полоски появление горячего пятна поперек полоски равновероятно. С другой стороны, при условии перпендикулярности вектора поляризации фотона, вероятность появления горячего пятна будет иметь некоторое распределение. Причем появление горячего пятна в середине полоски будет наиболее вероятным. С изменением тока смещения, распределение будет меняться. Что. В свою очередь, изменит величину поляризационной чувствительности.

1. R. Hadfield, et al., Applied Physics Letters, 89, 241129, (2006).

2. D. Stucki, et al., New J. Phys., 11,075003, (2009).

3. G. Gol'tsman, et al., Applied Physics Letters, 79, 705-707, (2001).

4. A. Korneev, et al., *IEEE Selected Topics in Quantum Electronics*, **13**, № 4, 944-951 (2007).

5. V. Anant, et al., Optics Express, Vol. 16, Issue 14, pp. 10750-10761 (2008)

6. L. Maingault, et al., *IEEE European Superconductivity News Forum* (ESNF), №6, October 2008.

7. S. Dorenbos et al., Applied Physics Letters, 93, 161102 (2008)

НОВЫЕ НЕЛИНЕЙНО-ФЛУКТУАЦИОННЫЕ ЯВЛЕНИЯ ПРИ ОТРАЖЕНИИ ОТ РЕЗОНАНСНОЙ ГРАНИЦЫ РАЗДЕЛА Фофанов Я.А.

ФГБУН Институт аналитического приборостроения Российской академии наук, Санкт-Петербург, Россия

Обсуждаются нелинейно-корреляционные эффекты, существующие в условиях сильного селективного отражения в наклонной геометрии. Описаны новые нелинейные структуры, обнаруженные на вершинах отражательных резонансов.Экспериментально продемонстрировано снижение уровня квантовых (фотонных) флуктуаций отраженного света на 5% по сравнению с классическим (когерентным) излучением.

Селективное отражение, т.е. отражение от границы раздела «диэлектрик - резонансный газ», исследовано достаточно подробно¹⁻³. В то же время сравнительно мало изучены нелинейно-флуктуационные свойства резонансных границ раздела. В настоящем докладе изложены результаты экспериментальных исследований ряда новых эффектов, обнаруженных в подобных системах.

Излучение полупроводникового лазера, настроенного на D2-линию рубидия $(0,78 \text{ мкм})^4$, отражалось от внутренней поверхности окна кюветы, наполненной насыщеннымипарами естественной смеси изотопов рубидия. На рис. 1 показана область взаимодействия лазерного излучения с исследуемой границей раздела. Спектры отражения для угла падения, близкого к критическому углу ПВО,представлены на рис. 2. На оси частот показаны положения центров сверхтонких компонент D2-линии -a,b (Rb⁸⁷) и A, B(Rb⁸⁵).

Кривая W1 соответствует линейному отражению, когда поверхностная плотность мощности W на исследуемой границе значительно меньше насыщающей. Контрастность наиболее сильного резонанса А` составляет около 500%⁵. Спектры W1 и W2 были сняты при увеличении W до насыщающих значений. Хорошо видно, что

интенсивность в максимумах резонансов отражения уменьшается. Таким образом, оригинальный микрорегулятор резонансная граница раздела работает как интенсивности отраженного света.



Рис.1. Микрорегулятор света

Рис.2. Насыщение селективного отражения

При исследованиях спектров нелинейного отражения нами были обнаружены также новые нелинейные структуры на вершинах отражательных резонансов. Структуры содержат один или несколько пиков с контрастностью единицы процентов и расстоянием между ними около (100-300) МГц. В зависимости от настройки структуры могут наблюдаться одновременно на пиках А` и В`или на одном из них. На рис. 2 представлен один из характерныхспектров отражения. На вершине резонанса А` хорошо заметны компоненты Р₁и Р₂, имеющие вид характерных пичков. Необходимо особо отметить, что обнаруженные нами структурыобразуются только при наклонном падении и в достаточно узком интервале значений поверхностной плотности мощности, т.е. не обладают свойствами насыщения в обычном понимании.

Спектры ненасыщенного резонансного отражения, полученные для углов падения, больших критического угла ПВО, очень похожи на обычные спектры поглощения. Однако при увеличении W наблюдается асимметрия насыщения сверхтонких компонент. Она проявляется в том, что насыщение компоненты А происходит значительно быстрее остальных. Возможно, обусловлено ЭТО неравноправностью происходящего вблизи поверхности квазирезонансного обмена возбуждениями между атомами Rb^{85} и Rb^{87} .



Изучены спектры отражения, наблюдаемые при сканировании тока инжекции полупроводникового лазера, частота которого захвачена модами внешнего резонатора ⁴. На рис. 4 видно, что происходящие при этом скачкообразные изменения частоты генерации приводят к появлению на резонансах отражения характерных ступенек квазиуровней интенсивности. Ширина квазиуровней задается межмодовым

расстоянием, а интенсивность на них определяется интенсивностью падающего света и условиями отражения. На рис. 5 показан один из характерных спектров отражения, наблюдавшихся при дополнительной модуляции тока инжекции внешним генератором. Указанная модуляция моделирует передачу информативных сигналов с помощью рассматриваемой системы. При этом степень модуляции квазиуровней зависит как от конкретного квазиуровняинтенсивности, так и от значения тока инжекции в пределах квазиуровня. На одном из квазиуровней наблюдается подавление сигнала модуляции: амплитуда модуляции интенсивности снижается более чем в десять раз.

Для исследований уровня шума резонансно отраженного света к фотоприемнику подключался анализатор спектра. Кривая на вставке на рис. 5 показывает характерную зависимость сигнала детектора анализатора. Как и в случае внешней модуляции, величина шумового сигнала также определяется конкретным квазиуровнем и настройкой в его пределах. При оптимальной настройке наблюдается существенное снижение собственных шумов системы. Причем минимальный уровень шума, показанный на рис. 5, сопоставим с дробовым (фотонным) шумом фотоприема⁴. Таким образом, на квазиуровнях интенсивности существуют малошумящие режимы отражения, имеющие различную чувствительность к внешним сигналам.

Описанные исследования, направленные на изучение флуктуаций лазерного излучения, отраженного от границы раздела «диэлектрик- резонансный газ», были продолжены с целью изучения квантовой статистики.При этом для определения величины квантовых флуктуаций резонансно отраженного света использовалась балансная схема регистрации ⁶. Соответствующей фокусировкой лазерного излучения на границу раздела достигалось требуемое насыщение квазиуровней, а посредством точной регулировки тока инжекции и положения дифракционной решетки внешнего резонатора⁴ лазер настраивался на минимум флуктуаций на выбранном квазиуровне.



На рис. 6 показана характерная временная зависимость уровня флуктуаций фототока. Интервалы времени (0-100) с и (400-600) с соответствуют нерезонансной настройке лазера, при которой регистрируются флуктуации когерентного излучения (дробовой шум). На интервале (100-400) с лазер настроен на один из квазиуровней, обладающий оптимальными шумовыми характеристиками. Как видно, величина флуктуаций фототока становится на 1% меньше дробового уровня. Зарегистрированное снижение флуктуаций определяется описанными выше стабилизирующими свойствами нелинейнойграницы раздела, которые, как показывает данный эксперимент,могут быть распространены и на квантовые (фотонные) флуктуации. Из соответствующих оценок, выполненных с учетом полной квантовой эффективности канала отражения, следует, что снижение (сжатие) фотонных флуктуаций отраженного света составляет около 5% по сравнению с классическим (когерентным) излучением.

В заключение отметим, что в настоящее время хорошо развиты методы последовательных квантовых расчетов оптических свойств плотных ультрахолодных

атомных ансамблей⁷. Для детального анализа статистических характеристик излучения, отраженного от нелинейных резонансных границ раздела, представляется весьма целесообразным обобщение этих методов и на ансамбли движущихся атомов.

1. P. Wang, A. Gallagher, J. Cooper, Phys. Rev. A, 56, 1598-1606, (1997).

2. D. Bloch, M. Ducloy, At. Mol. Opt. Phys., 50, 1-82, (2005).

3. V.A. Sautenkov, Laser Phys. Lett., 8, 771–781, (2011).

4. Я.А. Фофанов, И.В.Соколов, Оптический журнал, 70, № 1, 46-50, (2003).

5. Я.А. Фофанов, Квантовая электроника, **39**, № 6, 585-590, (2009).

6. М.К. Тайш, Б.Э.А.Салэ, *УФН*, **161**, N 4,101-136, (1991).

7. Ya.A. Fofanov, A.S. Kuraptsev, I.M. Sokolov, *Phys. Rev.A*, **84**, 053811-(01-09), (2011).

РАСЧЁТ КОЛЕБАТЕЛЬНЫХ УРОВНЕЙ ЭНЕРГИИМОЛЕКУЛЫНОО И АНАЛИЗ РЯДОВ ТЕОРИИ ВОЗМУЩЕНИЙ

Быков А.Д., Калинин К.В.

Институт оптики атмосферы им. В.Е. Зуева СО РАН, Томск, Россия

На примере молекулы HD¹⁶O проведены анализ и суммирование рядов теории возмущений Рэлея-Шредингера для колебательных уровней энергии. Исследована возможность преобразования ряда с целью получить в итоге ряд, более пригодный для суммирования.

Теория возмущений (ТВ) является одним из наиболее мощных вычислительных инструментов в физике. При этом существенной проблемой является расходимость соответствующих требует применения рядов. что специальных методов суммирования¹. Данный подход используется достаточно широко, в частности, в задачах колебательной и колебательно-вращательной спектроскопии. Для вычисления уровней энергии молекул востребованными методами также являются вариационный метод² и теория возмущений в виде метода контактных преобразований (КП)³. Применение этих методов ограничивается следующими факторами: вариационный метод требует значительных вычислительных ресурсов для молекул, содержащих более трёх атомов; метод КП сводит задачу к нахождению собственных значений матрицы эффективного гамильтониана, каждый элемент которой представляется рядом, расходящимся при достаточно большой степени возбуждения молекулы. В сравнении с этими методами более компактным и простым вычислительным методом является теория возмущений Рэлея-Шрёдингера (ТВРШ). Однако данный метод применим, как правило, только для нижних колебательных состояний – в случае более возбуждённых соответствующие ряды ТВРШ расходятся вследствие быстрого возрастания вкладов ангармонизма и наличия вырожденных и/или почти вырожденных состояний. Однако, как было показано в работах^{4,5}, данная проблема успешно решается путём использования подходящих методов суммирования расходящихся рядов даже в случаях чрезвычайно быстрой расходимости рядов ТВРШ, соответствующих колебательным состояниям, связанным ангармоническими резонансами.

Основная цель данной работы – исследовать возможность сдвига уровней нулевого приближения⁶ для приведения исходного расходящегося ряда ТВРШ к более удобному с точки зрения суммирования виду, другими словами, к сходящемуся или медленно сходящемуся ряду. Это позволит в значительной мере упростить расчёты и

во многих случаях даже отказаться от применения специальных методов суммирования.

В качестве нулевого приближения в данной работе используется гамильтониан вида:

$$H = \sum_{i} \frac{\omega_{i}}{2} \left(p_{i}^{2} + q_{i}^{2} \right) + \lambda W(q), \qquad (1)$$

$$W(q) = \sum_{i \le j \le k} k_{ijk} q_i q_j q_k + \sum_{i \le j \le k \le l} k_{ijkl} q_i q_j q_k q_l$$
⁽²⁾

Данный гамильтониан приближённо описывает колебательные состояния многоатомной молекулы. Величины q_i есть безразмерные нормальные координаты; частоты колебаний ω_i и ангармонические постоянные k_{ijk} и k_{ijkl} для молекулы HDO взяты из работы⁷. В расчётах методом ТВРШ, как известно, энергия какого-либо состояния молекулы $E(\lambda)$ представляется в виде ряда:



Рис. 1. Зависимость значения коэффициентов ряда *lg(*|e_n|) от порядка теории возмущений п для колебательного состояния (100) молекулы HDO. Пунктирная линия указывает знак соответствующего коэффициента. Рисунок слева показывает поведение коэффициентов в стандартной ситуации (без сдвига уровней нулевого приближения), справа – при сдвиге Δω₂ = 40 см⁻¹

$$E(\lambda) = e_0 + e_1 \lambda + e_2 \lambda^2 + \dots,$$
(3)

где e_n – коэффициенты, рассчитываемые по рекуррентной схеме^{4,5}, λ – формальный параметр, в конечном итоге полагаемый равным единице.

Как показывают расчёты, в случае высоковозбуждённых колебательных состояний ряд (3) всегда является расходящимся. Изменяя колебательные частоты в (1) на некоторую произвольную величину $\Delta \omega_i$, можем получить ряд, обладающий нужными нам свойствами, т.е., сходящийся или медленно сходящийся. При этом гамильтониан в целом и его собственные значения (следовательно, и конечный результат) останутся неизменными:

$$H = \underbrace{\sum_{i} \frac{\omega_{i} + \Delta \omega_{i}}{2} \left(p_{i}^{2} + q_{i}^{2}\right)}_{H_{b}^{i}} + \underbrace{\lambda \left[W(q) - \sum_{i} \frac{\Delta \omega_{i}}{2} \left(p_{i}^{2} + q_{i}^{2}\right)\right]}_{W'}$$
(4)

Суммирование рядов осуществлялось методами Паде, Паде-Бореля, Паде-Эрмита и методом моментов. Полученные результаты сравнивались с результатами вариационных расчётов. В ходе работы проведён анализ рядов теории возмущений, при этом особое внимание уделено состояниям, связанным случайными резонансами, так как в этих случаях ряды, как правило, расходятся очень быстро и коэффициенты достигают экстремальных значений уже при малых порядках теории возмущений. Рассматривая $E(\lambda)$ как функцию комплексного параметра возмущения, установлено, что если особая точка данной функции лежит вне круга единичного радиуса, то ряд сходится (что характерно для изолированных состояний), в противном случае –

расходится (случай резонирующих состояний). Колебательное возбуждение приводит кбыстрой расходимости рядов, что обусловлено парными точками ветвления, расположенными в отрицательной полуплоскости. Для резонирующих состоянийнаблюдаются совместные точки ветвления, расположенные в положительной полуплоскости, в связи с этим коэффициенты рядов, соответствующих этим состояниям, имеют одинаковые значения, но разные знаки.

Один из результатов представлен на рис.1. В случае стандартного нулевого приближения (1) для колебательного состояния (100), связанного Ферми-резонансом с состоянием (020), получаем быстро расходящийся ряд со сложной зависимостью знака и величины коэффициентов от порядка теории возмущений. При сдвиге частоты изгибного колебания на 40 см⁻¹ данный ряд становится сходящимся.

1. I.M. Suslov Divergent perturbation series, Moscow, Russia, 46 pp. (2005).

2. С. Эпштейн Вариационный метод в квантовой химии. М.: Мир, 370 с. (1977).

ЗЮ.С. Макушкин, В.Г. Тютерев *Методы возмущений и эффективные* гамильтонианы. Новосибирск: Наука, 244 с (1984).

А.Д. Быков, К.В. Калинин, Оптика и спектроскопия, т.111, №3, с.396-404 (2011).

А.Д. Быков, К.В. Калинин, Оптика и спектроскопия, т.112, №2, с.179-189 (2012).

P.R. Surjan, A. Szabados, *Fundamental World of Quantum Chemistry*, Vol.III, 129-185 (2004).

R.J. Barlett, S.J. Cole, G.D. Purvis, J.Chem. Phys. 87(11), 1987.

ИНТЕНСИВНОСТИ СВЕРХЧУВСТВИТЕЛЬНЫХ ПЕРЕХОДОВ РЕДКОЗЕМЕЛЬНЫХ ИОНОВ В КРИСТАЛЛАХ ДВОЙНЫХ ВОЛЬФРАМАТОВ СО СТРУКТУРОЙ ШЕЕЛИТА

Рябочкина П.А., Антошкина С.А., Климин С.А.^{*}, Ушаков С.Н.^{**}, Лис Д.А.^{**}, Субботин К.А.^{**}, Жариков Е.В.^{***}

Мордовский государственный университет им. Н.П. Огарева, Саранск, Россия

^{*}Институт спектроскопии РАН, Троицк, Россия ^{**}Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Москва, Россия ^{***}Российский государственный химико-технологический университет им. Д.И. Менделеева, Москва, Россия

С использованием спектров поглощения, зарегистрированных для кристаллов NaLa_{0.5}Gd_{0.5}(WO₄)₂:Nd в спектральном диапазоне (1800-24000 ст⁻¹) в интервале температур (4,5-300 К) построена схема штарковского расщепления мультиплетов ионов Nd³⁺в данном спектральном диапазоне. Получены параметры интенсивности $\Omega_{\rm f}$ (t=2,4,6)в кристаллах NaLa_{0.5}Gd_{0.5}(WO₄)₂:Nd. Предложен возможный механизм, обеспечивающий высокие значения силы осциллятора сверхчувствительного перехода ${}^{4}I_{9/2} \rightarrow {}^{4}G_{5/2}$ и параметра интенсивности Ω_{2} ионов Nd³⁺ в кристаллах двойных вольфраматов со структурой шеелита.

Работы, посвященные результатам исследования спектрально-люминеценных и генерационных свойств кристаллов двойных вольфраматов и молибдатов со структурой шеелита, активированных редкоземельными (РЗ) ионами, появились в 1960-х годах. Однако сравнительно невысокие термомеханические характеристики этих кристаллов не обеспечили им широкого применения в лазерах с ламповой накачкой.

Использование лазерной диодной накачки, широко распространенной в настоящее время, значительным образом снижает требование к термомеханическим характеристикам кристалла. В соответствии с этим, вновь представляется интересным рассматривать кристаллы двойных вольфраматов и молибдатов со структурой шеелита, активированных РЗ ионами, в качестве активных лазерных сред для компактных твердотельных лазеров средней мощности.

Анализ результатов по исследованию спектроскопических характеристик РЗ ионов, в кристаллах двойных вольфраматов и молибдатов, представленных в научных источниках¹⁻⁵, свидетельствует о более высоких значениях сил осцилляторов сверхчувствительных переходов РЗ ионов в этих кристаллах по сравнению с аналогичными значениями в других оксидных материалах, например, кристаллах гранатов, активированных РЗ ионами. Понимание механизма, приводящего к высоким значениям сил осцилляторов переходов РЗ ионов в данных кристаллах интересно как с точки зрения фундаментальной науки, так и с точки зрения их применения в лазерной физике. Последнее обусловлено тем, что некоторые сверхчувствительные переходы РЗ ионов являются лазерными переходами, или участвуют в процессе накачки (например, переходы ${}^{3}F_{4} \rightarrow {}^{3}H_{4} \rightarrow {}^{3}H_{6}$ ионов Tm³⁺).

В настоящей работе для кристаллов NaLa_{0,5}Gd_{0,5}(WO₄)₂:Nd зарегистрированы спектры поглощения в спектральном диапазоне (1800-24000 cm⁻¹) в интервале температур (4,5K-300K), на основе которых построена схема штарковского расщепления мультиплетов ионов Nd³⁺ в указанном выше спектральном диапазоне. Из анализа низкотемпературных спектров, соответствующих π и σ поляризациям для переходов ${}^{4}I_{9/2} \rightarrow {}^{4}F_{3/2}$, ${}^{4}I_{9/2} \rightarrow {}^{4}F_{5/2} + {}^{2}H_{9/2}$, ${}^{4}I_{9/2} \rightarrow {}^{4}F_{7/2} + {}^{4}S_{3/2}$, ${}^{4}G_{5/2} + {}^{2}G_{7/2}$ ионов Nd³⁺ в кристаллах NaLa_{0,5}Gd_{0,5}(WO₄)₂:Nd, установлено, что в данных спектрах присутствуют линии, которые запрещены правилами отбора для симметрии S₄ позиции P3 иона, соответствующей пространственной группе симметрии кристаллов со структурой шеелита.

низкотемпературных спектров поглощения в кристаллах Из анализа $NaLa_{0.5}Gd_{0.5}(WO_4)_2:Nd$, а также сравнительного анализа сил осцилляторов переходов и параметра интенсивности Ω_2 ионов Nd³⁺ в кристаллах NaLa_{0.5}Gd_{0.5}(WO₄)₂:Nd с аналогичными величинами в кристаллах с симметрией локального окружения С2 предположение O TOM, ЧТО высокие значения интенсивности слелано сверхчувствительного перехода ${}^{4}I_{9/2} \rightarrow {}^{4}G_{5/2}$ и параметра интенсивности Ω_{2} ионов Nd³⁺ в этих кристаллах обусловлены наличием в них оптических центров ионов Nd³⁺ с симметрией локального окружения С₂.

С целью выявления влияния вибронного механизма на причину сверхчувствительности перехода ${}^{4}I_{9/2} \rightarrow {}^{4}G_{5/2}$ иона Nd³⁺ в кристаллах двойных вольфраматов исследованы температурные зависимости сил осцилляторов переходов ионов Nd³⁺ в кристаллах NaLa_{0,5}Gd_{0,5}(WO₄)₂:Nd.

1. A.A. Kaminskii, H.J. Eicher, K. Ueda, N.V. Klassen, B.S. Redkin, L.E. Li, J.Findeisen, D. Jaque, J. Garia-Sole, J. Fernandez, R. Balda, *AppliedOptics*, **38**, №21, 4533-4547, (1999).

2. C. Cascales, A. Mendez Blas, M.Rico, V. Volkov, C. Zaldo, *Optical Materials*, 27, 1672-1680, (2005).

3. J. M. Cano-Torres, M.D. Serrano, C. Zaldo, M. Rico, X. Mateos, J. Lii, U. Grienber, V. Petrov, F.J. Valle, M. Galan, G. Viera, *J. Opt. Soc. Am. B.*, **23**, №12, (2006).

4. A.Garsia-Cortes, C. Cascalles, A. de Andres, C. Zaldo, E. Zharikov, K. A. Subbotin, S. Bjurscagen, V. Pasiskevicius, M. Rico,*IEEE Journal of Quantum Electronics*,43, №2, (2007).

5. J.M. Cano-Torres, X. Han, A. Garsia-Cortes, M.D. Serrsno, C. Zaldo, F.J. Valle, X. Mateos, S. Revier, U. Griebner, V. Petrov, *Materials Science and EngineeringB.*, **146**, 22-28, (2008).

ГАМИЛЬТОНИАН ФОТОНОВ В СТОХАСТИЧЕСКОМ, АНИЗОТРОПНОМ ОПТОВОЛОКНЕ В БАЗИСЕ МОД ИДЕАЛЬНОГО ОПТИЧЕСКОГО ВОЛОКНА Г.П.Мирошниченко

Санкт-Петербургский национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики, Санкт-Петербург, Россия

Получен гамильтониан фотонов в стохастическом "одномодовом' оптоволокне. Данный гамильтониан необходим для правильного описания процесса распространения фотона по квантовому каналу в протоколах квантовых коммуникаций

представляет собой электромагнитной волны оптическое волокно Для неоднородную стохастическую анизотропную среду. Принципы квантования излучения в неоднородной анизотропной среде изложены, например, в работах [1, 2, 3]. Стохастичность среды и квантовые шумы в канале приводят к декогеренции квантовых состояний фотонов. В данной работе получен гамильтониан фотонов в одномодовом оптическом волокне с учетом малой, анизотропной, неоднородной, плавно изменяющейся (вдоль оптического волокна) добавки к тензору диэлектрической проницаемости. Фотоны определены по отношению к нормальным модам идеального одномодового оптического волокна. Тензор проницаемости параметризован тремя феноменологическими стохастическими параметрами, определяющими "взаимодействие" ортогонально поляризованных компонент моды одномодового оптического волокна. В данной работе задача взаимодействия мод в стохастическом оптическом волокне решена методом квантовой оптики в правильно выбранной калибровке, обеспечивающей свойство поперечности вектора электрического смещения. Гамильтониан сохраняет число фотонов. Это свойство стало возможным, благодаря использованию приближения плавных возмущений (по аналогии с классическим методом связанных волн). В этом приближении пренебрегают взаимодействием противоположно направленных волн. Для учета стохастичности отрезок оптического волокна разбит на случайные сегменты, оптические параметры которых случайны и подчиняются винеровскому процессу по продольной координате. Рассмотрена динамика во времени матрицы плотности фотонов в базисе состояний с ортогональными поляризациями с учетом поглощения и деполяризации.

[1] K. Nagy, T.Tel. *Acta Phys. Acad. Sci. Hun.*, **51**, p. 125 (1981)
[2] Roy J. Glauber, M. Lewenstein. *Phys. Rev. A*, **43**, p.467, (1991)
[3]L.Knoll, W.Vogel, D.G.Welsch. *Phys. Rev. A*, **36**, p.3803, (1987)
УСТОЙЧИВОСТЬ ВЫСОКОАМПЛИТУДНОГО ПРЕДЕЛЬНО КОРОТКОГО ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ИМПУЛЬСА, ПРОХОДЯЩЕГО ЧЕРЕЗ СЕГНЕТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ СЛОЙ ВНУТРИ ПАРАЭЛЕКТРИКА Казанцева Е.В.^{1,*,**}., МаймистовА.И.^{1,***}

Национальный исследовательский ядерный университет МИФИ, 115409 Москва, Россия

*Московский государственный технический университет МИРЭА, 119454, Москва, Россия

**Объединенный институт высоких температур РАН, 125412, Москва, Россия

***Московский физико-технический институт, 141700, г. Долгопрудный, Московская обл., Россия

исследование устойчивости Проведено численное стационарных в параэлектрической среде уединенных волн, проходящих через поляризованный сегнетоэлектрический слой. Для высокоамплитудного входного предельно короткого импульса показана возможность дальнейшего устойчивого распространения в виде уединенной волны на выходе из сегнетоэлектрического слоя.

В данной работе обсуждаются результаты численногомоделирования распространения предельно коротких электромагнитных импульсов (ПКИ) в нелинейной параэлектрической среде, внутри которой находится слой (ферро-) сегнетоэлектрического вещества. Система уравнений, описывающих распространение ПКИ в сегнетоэлектриках обладает решениями в виде солитонов на пьедестале, кинков и доменных стенок¹.Ранее численное исследование устойчивости уединенных волн, распространяющихся в параэлектриках и сегнетоэлектриках, было выполнено в работе² в приближении однонаправленного распространения волны.

Изучению воздействия предельно короткого электромагнитного импульса на сегнетоэлектрическую поляризацию тонкой пленки посвящена работа,³ в которой теоретически и численно исследовано переключение поляризации в тонкой сегнетоэлектрической пленке при прохождении через нее всплеска (длительностью в одно колебание светового поля) электромагнитного излучения. В работах⁴⁻⁸ проведено сравнение эксперимента, состоявшего в определении высокочастотного поляризационного отклика в тонкой пленке сегнетоэлектрика при стимуляции импульсом наносекундной длительности, с теоретической моделью, основанной на феноменологическом уравнении теории Гинзбурга-Ландау-Девоншира для сегнетоэлектрика и уравнения Максвелла для электрической компоненты поля электромагнитного импульса. В указанных работах толщина пленки сегнетоэлектрика предполагалась малой, так что распределение поляризации по толщине пленки можно было заменить некоторым средним значением. Данное исследование посвящено распространению всплеска электромагнитного поля через слой конечной толщины.

Ранее проведенное исследование⁹ показало, что низкоамплитудные уединенные волны, устойчивые в параэлектрике, разрушаются на границе раздела между пара- и сегнетоэлектриком, в то время как высокоамплитудные импульсы проходят через сегнетоэлектрический слой с незначительной потерей энергии и дальше распространяются без изменения профиля и скорости подобно солитонам – устойчивым локализованным решениям ряда нелинейных задач.

В качестве примера на рисунке 1 показано устойчивое распространение стационарного решения, заданного в начальный момент времени на расстоянии 50 условных единиц (для нормированной координаты) в параэлектрической среде. Эволюция компоненты электрического поля *е* импульса приведена в левой части рисунка, а поляризационной компоненты *q* – в правой части.



Рис. 1. Пример распространения стационарной уединенной волны в однородном параэлектрике

Рисунок 2 иллюстрирует прохождение высокоамплитудного стационарного импульса через сегнетоэлектрический слой, обладающий положительным значением равновесной поляризации. Видно, что доля потерь на отражение при входе в слой мала, и на выходе из слоя импульс распространяется в виде уединенной волны и низкоамплитудной квазигармонической волны.



Рис. 2. Пример распространения стационарной уединенной волны через сегнетоэлектрический слой с положительной полярностью равновесной поляризации. Сегнетоэлектрический слой расположен в параэлектрике.

На рисунке 3 показано, как стационарный начальный импульс, такой же и для Рис.2, проходит через сегнетоэлектрический слой, в котором равновесная поляризация противоположна по знаку той, что была у сегнетоэлектрического слоя, рассмотренного на Рис.2.Оказывается, что если полярность падающего на сегнетоэлектрический слой импульса противоположна полярности равновесной поляризации слоя, то взаимодействие между падающим импульсом и поляризацией сегнетоэлектрического слоя оказывается более сильным, и из слоя уединенная волна выходит с запаздыванием.

Надо заметить, что в режиме распространения линейных волн зависимости от относительной полярности проходящего через слой импульса нет. Замеченная здесь такая зависимость является следствием нелинейного отклика сегнетоэлектрика на сильное электрическое поле падающего импульса.



Рис. 3. Пример распространения стационарной уединенной волны положительной полярности через сегнетоэлектрический слой с отрицательной полярностью равновесной поляризации. Сегнетоэлектрический слой погружен в параэлектрик.

Исследование проведено при финансовой поддержке, осуществляемой из средств гранта Президента Российской Федерации для поддержки молодых российских ученых-кандидатов наук МК-8750.2010.2и при частичной поддержки РФФИ (грант № 12-02-00561).

1. А.И. Маймистов, Е.В. Казанцева, Изв. РАН, Сер. физическая, 69, №8, 1105-1107, (2005).

2. Е.В. Казанцева, А.И. Маймистов, Опт. и спектр., 99, №1, 98-104, (2005).

3. J.G. Caputo, E.V. Kazantseva, and A.I. Maimistov, Phys. Rev. B, 75, 014113, (2007).

4. J.G. Caputo, A.I. Maimistov, E.D. Mishina, E.V. Kazantseva, and V.M. Mukhortov, *Phys. Rev. B*, 82, 094113, (2010).

5. E.V. Kazantseva, E.D. Mishina, V.M. Mukhortov, and A.S. Sigov, *Ferroelectrics*, 400, 269-275, (2010).

6. Е.Д. Мишина, А.С. Сигов, Е.В. Казанцева, В.М. Мухортов, *Нано- и микросистемная техника*, 7, 13-15, (2010).

7. Е.В. Казанцева, Е.Д. Мишина, А.И. Маймистов, Ж.Г. Капуто, В.М. Мухортов, Сборник тезисов докладов XIX Всероссийской конференции по физике сегнетоэлектриков, 20-23 июня 2011 г., Москва, (2011).

8. Е.В. Казанцева, Е.Д. Мишина, А.И. Маймистов, Ж.Г. Капуто, Сборник тезисов докладов Научной сессии МИФИ-2011, 26-28 января 2011 г., Москва, (2011).

9. Е.В. Казанцева, А.И. Маймистов, Сборник научных трудов Всероссийской конференции по фотонике и информационной оптике, 25-27 января 2012 г., М.: НИЯУ МИФИ, Москва, (2012).

ГЕНЕРАЦИЯ ТРЕТЬЕЙ ГАРМОНИКИ В ОТРИЦАТЕЛЬНО-ПОЛОЖИТЕЛЬНО ПРЕЛОМЛЯЮЩЕЙ СРЕДЕ Остроухова Е.И., Маймистов А.И.

Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», Москва, Россия

Исследована генерация третьей гармоники в отрицательно-положительно преломляющей нелинейной среде. Рассмотрено влияние эффектов самовоздействия волн и величины фазовой расстройки на процесс генерации в случае непрерывного излучения. Распространение взаимодействующих импульсов рассмотрено при значительной расстройке. Кубично-нелинейные оптические свойства присущи периодическим структурам, в числе элементов симметрии которых есть центр инверсии. То есть, появление третьей гармоники весьма ожидаемо в оптических исследованиях. Само явление генерации третьей гармоники (ГТГ) сопровождается процессами кросс- и автомодуляции, приводящими к динамическому нарушению фазового синхронизма. Для излучения, распространяющегося в отрицательно преломляющей среде, характерно то, что направления переноса энергии и фазы волны противоположнонаправлены. Такие волны получили название обратных.

ГТГ рассматривается для обратной волны накачки и прямой волны гармоники: потоки энергий волн антинаправлены, а фазовые скорости – сонаправлены. Система, описывающая одномерный случай коллинеарного распространения плоских волн в приближении медленно меняющихся амплитуд и фаз в нормированных обезразмеренных переменных выглядит так:

$$\begin{cases} -i\frac{\partial e_{1}}{\partial \zeta} + e_{1}^{*2}e_{3} + \frac{\chi_{12}}{\chi_{11}}e_{1}|e_{1}|^{2} + \frac{\chi_{13}}{\chi_{11}}e_{1}|e_{3}|^{2} = 0\\ i\frac{\partial e_{3}}{\partial \zeta} + \Delta e_{3} + e_{1}^{3} + \frac{\chi_{32}}{\chi_{31}}e_{3}|e_{3}|^{2} + \frac{\chi_{33}}{\chi_{31}}e_{3}|e_{1}|^{2} = 0 \end{cases}$$
(1)

Здесь e_1 – комплексная амплитуда волны накачки, e_3 – амплитуда третьей гармоники. Излучение полагается непрерывным, так что в системе присутствуют производные только по безразмерному «расстоянию» ζ . $\Delta = \Delta kL$ – мера нарушения фазового синхронизма или фазовая расстройка, L – длина образца. Нелинейные восприимчивости χ есть: $\chi_{11} = \chi^{(3)}(\omega; 3\omega, -\omega, -\omega)$, $\chi_{12} = \chi^{(3)}(\omega; \omega, -\omega, \omega)$, $\chi_{13} = \chi^{(3)}(\omega; \omega, -3\omega, 3\omega)$; $\chi_{31} = \chi^{(3)}(3\omega; \omega, \omega, \omega)$, $\chi_{32} = \chi^{(3)}(3\omega; 3\omega, -3\omega, 3\omega)$, $\chi_{33} = \chi^{(3)}(3\omega; 3\omega, -\omega, \omega)$. Пусть $\alpha = \chi_{33}/\chi_{31} + 3\chi_{12}/\chi_{11}$, $\beta = \chi_{32}/\chi_{31} + 3\chi_{13}/\chi_{11}$, а комплексные огибающие представлены через вещественные переменные: $e_1 = a \exp(i\varphi_1)$

, $e_3 = b \exp(i\varphi_3)$. ГТГ происходит при следующих граничных условиях: $a(\zeta = 0) = a_0$, $b(\zeta = l) = 0$.

Из системы (1) следуют соотношения:

$$\begin{cases} a^{2} - b^{2} = c_{0}^{2} = \text{const} \\ \cos \Phi = f(y) = -\frac{py + qy^{3}}{(1 + y^{2})^{3/2}} \end{cases}$$

где $\Phi = \varphi_3 - 3\varphi_1$, $0 \le \Phi < 2\pi$, $y = b/c_0$, $p = (\Delta + \alpha c_0^2)/2c_0^2$, $q = (\alpha + \beta)/4$. Первое соотношение указывает на сохранение полного потока мощности в среде (аналог соотношения Мэнли-Роу).

Функция f(y) вещественна, ограничена и с увеличением амплитуды гармоники стремится к – q. Таким образом, амплитуда третьей гармоники может принимать все возможные с учетом соотношения Мэнли-Роу значения только при $|q| \le 1$. Также необходимо учитывать значения фазовой расстройки. Так, при превышении параметром p критического значения, определяемого из уравнения $4p_{cr}^3 = 27(p_{cr} - q)$, условие $|f(y)| \le 1$ перестает выполняться для некоторых значений аргумента, что ведет к ограничениям на возможную величину амплитуды гармоники. В такой ситуации полная перекачка энергии основной волны в волну третьей гармоники оказывается невозможной (рис. 1). В случае одновременного выполнения условий $|q| \le 1$ и $|p| \le p_{cr}$ амплитуда гармоники убывает с увеличением ζ (направление распространения фазы основной волны), иначе, ее поведение носит осциллирующий характер.



Рис. 1. Эффективность преобразования волны накачки в гармонику при различных Δ . Графики сверху вниз соответствуют: $\Delta = 0$, $\Delta = 4$, $\Delta = 5$, $\Delta = \Delta_{cr} = 3\sqrt{3}$, $\Delta = 5.4$.

Система нормированных уравнений, описывающих ГТГ для импульсов излучения, имеет вид:

$$\begin{cases} -i\frac{\partial e_1}{\partial \zeta} - \frac{D_1}{2}\frac{\partial^2 e_1}{\partial \tau^2} + e_3 e_1^{*2} = 0\\ i\frac{\partial e_3}{\partial \zeta} - \frac{D_3}{2}\frac{\partial^2 e_3}{\partial \tau^2} + i\delta\frac{\partial e_3}{\partial \tau} + \Delta e_3 + e_1^{*3} = 0 \end{cases}, \text{ где } \delta = \frac{L}{t_p} \left(\frac{1}{v_{g1}} + \frac{1}{v_{g3}}\right),$$

 t_p - нормировочный коэффициент, v_{g1} и v_{g3} - групповые скорости основной волны и третьей гармоники, D_1 и D_3 - коэффициенты дисперсии соответствующих скоростей.

Полагая Δ во втором уравнении достаточно большим ($|\Delta| >> 1$), таким, что изменением e_3 по сравнению с ним можно пренебречь, имеем: $e_3 = e_1^3 / \Delta$,

$$i\frac{\partial e_1}{\partial \zeta} + \frac{D_1}{2}\frac{\partial^2 e_1}{\partial \tau^2} + \frac{1}{\Delta}e_1|e_1|^4 = 0.$$

Последнее уравнение – нелинейное уравнение Шредингера пятого порядка. Оно не является вполне интегрируемым, но при определенных условиях имеет решение в виде уединенной или бегущей волны.

СРАВНЕНИЕРЕЗУЛЬТАТОВ МАКРО- И МИКРОСКОПИЧЕСКОГО РАСЧЁТОВ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ПРОНИЦАЕМОСТИ УЛЬТРАХОЛОДНЫХ АТОМНЫХ АНСАМБЛЕЙ Курапцев А.С., Соколов И.М.

Санкт-Петербургский Государственный Политехнический Университет, Санкт-Петербург, Россия

В работе рассмотрены два различных подхода к расчёту диэлектрической проницаемости ультрахолодных атомных облаков – макро- и микроскопический. Произведено сравнение результатов и выявлены границы применимости макроскопического подхода.

Рассмотрено взаимодействие когерентного электромагнитного излучения с оптически плотными ультрахолодными атомными ансамблями различной концентрации. Проанализированы случаи разреженных атомных облаков, когда среднее межатомное расстояние много больше длины волны излучения, и плотных, когда эти величины соизмеримы. В последнем случае отдельные атомы не могут рассматриваться как независимые источники вторичных волн. Сильное резонансное диполь-дипольное межатомное взаимодействие существенно влияет на оптические свойства плотных ансамблей, создавая условия для так называемого зависимого или кооперативного рассеяния.

В настоящей работе произведено сравнение результатов двух подходов, учитывающих сдвиги и уширения линий излучения и поглощения атомов, вызванные резонансным диполь-дипольным взаимодействием.

Первый подход, макроскопический, базируется с одной стороны на уравнениях макроскопической электродинамики, а с другой — на формуле Кубо, связывающей корреляционную функцию атомных дипольных моментов с восприимчивостью. В рамках этого подхода было получено явное аналитическое выражение для диэлектрической проницаемости как функции концентрации атомов и частоты падающего света¹. Однако при его выводе был использован ряд приближений, которые ограничивают применение макроскопического подхода для облаков большой концентрации.

Второй подход, микроскопический, базируется на представлении о дискретной структуре вещества и решении уравнения Шредингера для объединённой системы, состоящей из атомов и поля, взаимодействующего с ними². Такой подход позволяет рассматривать атомные облака в существенно большем диапазоне концентраций по сравнению с макроскопическим подходом.Все расчёты в микроскопическом подходе проведены с учётом ряда факторов, существенно влияющих на характер взаимодействия света с атомами и обычно опускаемых в модельных расчётах. К таким факторам относятся поляризационные свойства света, зеемановская структура атомных уровней, форма атомного облака и характер случайно неоднородного распределения атомов в нём.

микроскопического B рамках подхода исследовано пространственное распределение возбуждённых атомов и атомной поляризации ансамбля при облучении его слабым монохроматическим светом. Показано, что в квазиодномерном случае в однородной (в среднем) случайно неупорядоченной среде усреднённая по пространственным конфигурациям амплитуда атомной поляризации *v*бывает вне граничных областей по одноэкспоненциальному закону, а её фаза – линейно нарастает. На этом основании определён коэффициент затухания и длина световой волны в среде, что позволило определить комплексный показатель преломления и диэлектрическую проницаемость, а также её дисперсию при различных концентрациях. Обнаружено, что плотностях в некоторой области частот вещественная при высоких часть диэлектрической проницаемости может принимать отрицательные значения ^{1, 3}.

Основное внимание в работе уделено сравнению результатов расчёта диэлектрической проницаемости, даваемых двумя описанными подходами и исследованию границ применимости макроскопического подхода. По вычисленным значениям диэлектрической проницаемости в обоих случаях нами рассчитано сечение рассеяния на облаке сферической формы с квазиоднородным (в среднем) распределением атомов по объему облака на основе теории Дебая — Ми. Помимо этого, сечение рассеяния рассчитано также микроскопически последовательным квантово-механическим образом.

1. I.M. Sokolov, M.D. Kupriyanova, D.V. Kupriyanov, M.D. Havey, *Phys. Rev. A*, 79, 053405, 1-10, (2009).

2. И.М. Соколов, Д.В. Куприянов, М.D. Havey, ЖЭТФ, 139, №2, 288-304, (2011).

3. Ya.A. Fofanov, A.S. Kuraptsev, I.M. Sokolov, M.D. Havey, *Phys. Rev. A*, 84, 053811, 1-9, (2011).

ПРЕДЕЛЬНАЯ РАЗРЕШАЮЩАЯ СПОСОБНОСТЬ СПИНОВЫХ ГЕНЕРАТОРОВ НА ПАРАХ ЩЕЛОЧНЫХ МЕТАЛЛОВ С ЛАЗЕРНОЙ ОПТИЧЕСКОЙ НАКАЧКОЙ Баранов А.А., Ермак С.В., Смолин Р.В., Семенов В.В.

Санкт-Петербургский государственный Политехнический университет, Санкт-Петербург, Россия

Рассмотрены характеристики спинового генератора с лазерной оптической накачкой щелочных паров в режиме насыщения атомов рабочего вещества. На основе анализа стохастических уравнений получены выражения для естественной и технической ширины линии колебаний спинового генератора, определяющие его разрешающую способность.

Учет дробовых шумов приемного фотодетектора приводит к следующему выражению для естественной ширины линии спинового генератора $\Delta \omega_E = \pi e I_0 (R \tau_2)^{-2}$ (1)

где е - элементарный заряд, I₀ - постоянная составляющая тока через фотодетектор, R - безразмерная стационарная амплитуда колебаний спинового генератора, определяемая выражением:

 $R = (\gamma k)^{-1} (2\tau_1 \tau_2)^{-1/2} (\gamma k M_0 \tau_2 - 2)^{1/2}$

(2)

В выражении (2) M_0 – равновесное значение намагниченности в сверхтонкой структуре основного состояния щелочных атомов, взаимодействующих с полем накачки, γ – гиромагнитное отношение, k – коэффициент передачи усилителя обратной связи, τ_1 и τ_2 - эффективные времена продольной и поперечной релаксации, учитывающие действие света накачки.

Учет технических низкочастотных шумов определяет техническую ширину линии спинового генератора следующим образом

 $\Delta \omega_{\rm T} = (\pi A_{\phi} t)^{1/2} (\tau_1^2 + \tau_2^2) (\omega \tau_2 \tau_1^3)^{-1}$ (3) где, γ – гиромагнитное отношение, ω - частота генерации, A_{ϕ} - постоянная, характеризующая интенсивность фликкерных шумов со спектральной плотностью вида $A_{\phi}/2\pi\omega^2$, t – время наблюдения.

Для кремниевых фотодетекторов, используемых в технике оптической накачки, значение A_{ϕ} составляет величину 2,5 · 10 ⁻¹⁴ Гц [1]. Для этого случая значение $\Delta \omega_{T}$ вычисленное по формуле (1) для спинового генератора на парах рубидия-87 в магнитном поле 1170 nT составляет 10⁻⁹ Гц за время измерения 100 секунд, что на несколько порядков меньше наблюдавшегося в эксперименте [2] дрейфа частоты самогенерирующего магнитометра. Подобное расхождение можно объяснить более резким ростом спектральной плотности технических шумов в сравнении с использованной квадратичной зависимостью от частоты.

1. Р.А.Житников, В.В.Семенов, П.А.Клюшкин Влияние технических шумов на работу системы из двух спиновых генераторов с оптической накачкой атомов Cs^{133} и He³, помещенных в одну ячейку, $\mathcal{KT}\Phi$, XLIV, 873-875,(1974).

2. Е.Б.Александров, М.В.Балабас, А.К.Вершовский, А.С.Пазгалев Экспериментальная демонстрация разрешающей способности квантового магнитометра с оптической накачкой, *ЖТФ*, **74**, вып.6, 118-122, (2004).

НЕЛИНЕЙНОЕ ПОГЛОЩЕНИЕ И СВЕРХБЫСТРЫЕ ОПТИЧЕСКИЕ ПЕРЕКЛЮЧЕНИЯ В КРИСТАЛЛАХ И НАНОСТРУКТУРАХ Перлин Е.Ю., Иванов А.В., Попов А.А.

Национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики, Санкт-Петербург, Россия

Развита теория поглощения света на двухэлектронных переходах в объемных кристаллах и квантовых ямах. Показано, что при одно- или многофотонных резонансах между возбужденными состояниями могут происходить сверхбыстрые переключения между состояниями с различными оптическими и электрическими свойствами.

В работе исследован ряд нелинейно-оптических процессов, включающих резонансные одно- или многофотонные переходы между возбужденными состояниями электронной системы материала, а также и одно- или многофотонные переходы между основным и нижним возбужденным состоянием с участием электрона в верхнем возбужденном состоянии. Опишем самый простой из процессов указанного типа. Пусть имеет место однофотонный резонанс между нижней зоной проводимости c₁и следующей зоной проводимости с2. При этом энергия фотона ћаменьше ширины запрещенной зоны E_{g} , но больше $E_{g}/2$. Число свободных электронов n_{0} в зоне проводимости с1до начала действия света и при малых интенсивностях света інезначительно. При больших интенсивностях іколичество электронов в зоне сбыстро увеличивается и они за счет резонансных фотопереходов оказываются в верхней зоне: $c_1 + \hbar \omega \rightarrow c_2$. С учетом межэлектронного кулоновского взаимодействия возможны процессы оже-типа второ-го порядка (один порядок по взаимодействию электронной системы с полем световой волны, а второй – по межэлектронному кулоновскому взаимодействию) $c_2 + \hbar \omega \rightarrow c_1 c_1 v$. В результате вместо одного электрона в зоне c_1 оказывается два электрона, вместо двух - четыре и т.д. Оценки показывают, что лавинообразное нарастание концентрации электронов в зоне с1и,соответст-венно, переключение материала в состояние с сильным оптическим поглощением и существенной фотопроводимостью наступает, начиная с *j*~10⁵Bт/см² за времена порядка наносекунд.



Рис. 1. Схема оптических переходов и переходов оже-типа.

Рассмотрен также ряд процессов более высоких порядков по полю^{1,2}. Эти процессы отличаются от рассмотренного выше тем, что в оже-процессе могут теперь

могут участвовать не один, а 2 или Зфотона и/или между зонами c_1 и c_2 имеет место двух- или трехфотонный резонанс. В этом случае переключение происходит при $j \sim 10^{11} - 10^{13}$ Вт/см² и может привести к пробою материала.

1. Е.Ю. Перлин, А.В. Иванов, Р.С. Левицкий, ЖЭТФ, **128**, 411-420 (2005). 2. А.В. Иванов, Р.С. Левицкий, Е.Ю. Перлин, *Onm. u спектр.* **107**, 272-280 (2009).

ФУНКЦИЯ АВТОКОРРЕЛЯЦИИ ИЗЛУЧЕНИЯ РАССЕЯННОГО СФЕРИЧЕСКИМИ НАНОЧАСТИЦАМИ В СХЕМЕ С НАРУШЕННЫМ ПОЛНЫМ ВНУТРЕННИМ ОТРАЖЕНИЕМ Доронин И.С., Окишев К.Н.

Дальневосточный государственный университет путей сообщения, Хабаровск, Россия

В работе для метода фотонно-корреляционной спектроскопии предложена схема с использованием явления нарушенного полного внутреннего отражения инайдена функция автокорреляции рассеянного излучения для этого случая.

Метод фотонно-корреляционной спектроскопии (ФКС) нашел широкое применение в области измерения размеров частиц в диапазоне от 1 до 1000 нм. Преимуществами этого метода является отсутствие необходимости подготовки проб и небольшое время проведения измерений.

Метод ФКС основан на анализе излучения рассеянного броуновскими частицами. Для исследования дисперсных систем используется теоретическая зависимость функции автокорреляции рассеянного излучения $G(\tau)$ от коэффициента диффузии *D* броуновских частиц¹:

$$G(\tau) = \frac{E_m^2}{2} e^{-k^2 D\tau}, \qquad (1)$$

где k – волновой вектор рассеивания, E_m – амплитуда напряженности поля падающей световой волны.

Точность метода ФКС снижается при наличии конвективных течений в кювете с исслелуемой средой. Такие течения возникают по причинам тепловых и среды. концентрационных неоднородностей исследуемой которые обычно присутствуют продолжительное время (от единиц до десятков минут) после загрузки пробы.

По мнению авторов, уменьшить зависимость метода ФКС от указанных влияний можно, применив в измерениях схему с использованием нарушенного полного внутреннего отражения (НПВО) (рис. 1). В работе решалась задача нахождения функции автокорреляции интенсивности рассеянного излучения для указанного случая, без учета взаимодействия частиц между собой и со стенкой кюветы.

Свет с длинной волны λ падает на границу раздела сред, под углом α , большим критического угла полного внутреннего отражения. Излучение во второй среде можно представить, как волну распространяющуюся вдоль границы раздела в плоскости падения с экспоненциально затухающей по осиг амплитудой. Тогда разность фаз в волновой зоне от излучения рассеянного частицей находящейся в точке O и в точке с координатами (*x*, *z*), можно записать в виде

$$\Delta \varphi = k_x x + k_z z , \tag{2}$$

$$k_{x} = \frac{2\pi n_{1}}{\lambda} \cdot \sin \alpha , \qquad (3)$$

$$k_{z} = \frac{2\pi n_{2}}{\lambda} . \qquad (4)$$



Рис. 1. Схема проведения измерений с использованием нарушенного полного внутреннего отражения, где 1 – падающее излучение, 2 – рассеянное излучение и 3 – зависимость интенсивности проходящего излучения от глубины проникновения

Считаем, что концентрация частиц в суспензии мала, и они подвержены броуновскому движению. В соответствии с теорией броуновского движения частиц Эйнштейна – Смолуховского², средний квадрат смещения частицы за время т, равен:

$$\overline{\Delta r^2} = 2D\tau, \tag{5}$$

где *D* – коэффициент диффузии, определяемый соотношением Эйнштейна – Стокса²:

$$D = \frac{k_b T}{6\pi\eta R},\tag{6}$$

где k_b – постоянная Больцмана, T – термодинамическая температура, η – коэффициент динамической вязкости жидкости, R – радиус частиц.

Плотность вероятности нахождения частицы в точке с координатой x для момента времени $t + \tau$ распределена по нормальному закону³

$$P_{x} = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{(x-x_{0})^{2}}{2\sigma^{2}}},$$
(7)

где

$$\sigma^2 = \sigma_x^2 = \sigma_z^2 = \frac{1}{3}\overline{\Delta r^2} = \frac{2}{3}D\tau, \qquad (8)$$

*x*₀ – начальная координата частицы в момент времени *t*.

Считаем, что плотность вероятности нахождения частицы по оси z, также подчиняется нормальному распределению, но в данном случае возможно отражение от границы раздела сред. Тогда вероятность запишется как сумма двух компонент для $(z - z_0)$ и $(z + z_0)$

$$P_{z} = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} \left(e^{\frac{(z-z_{0})^{2}}{2\sigma^{2}}} - e^{\frac{(z+z_{0})^{2}}{2\sigma^{2}}} \right), \tag{9}$$

Амплитуда напряженности поля рассеянного излучения, с учетом ослабления при проникновении во вторую среду запишется в виде

$$E = E_0 \cdot e^{-\frac{z}{b_0}} \cos(k_x x + k_z z),$$
(10)

где $b_0 = \frac{\lambda}{2\pi n_1} / \sqrt{\sin^2 \alpha - \left(\frac{n_2}{n_1}\right)^2}$ – глубина проникновения излучения во вторую

среду⁴, *E*₀ – амплитуда напряженности поля падающего излучения. Тогда для начального момента времени

$$E_{t_0} = E_0 \cdot e^{-\frac{z_0}{b_0}} \cos(k_x x_0 + k_z z_0).$$
(11)

Исходя из вышесказанного и проведя аналитические вычисления, можно записать значение автокорреляционной функции рассеянного излучения $g(\tau)$, в виде:

$$g(\tau) = \frac{e^{-\frac{k_x D\tau}{3}}}{2\sqrt{\pi D\tau/3}} \int_{0}^{\infty} \int_{0}^{\infty} \left[e^{-\frac{3(z-z_0)^2}{4D\tau}} + e^{-\frac{3(z+z_0)^2}{4D\tau}} \right] e^{-\frac{z+z_0}{b_0}} \cos(k_z(z-z_0)) dz dz_0.$$
(12)

Дальнейшее решение выражения (12) выполняем численно с использованием пакета математического моделирования Matlab. Расчеты проводились для излучения с длиной волы $\lambda = 1550$ нм подающего под углом $\alpha = 85^{\circ}$ на границу раздела между стеклом ($n_1 = 1.54$) и суспензией ($n_2 = 1.33$) сферических наночастиц. Результаты расчетов приведены на рис. 2.



На рис. 2 приведена функция автокорреляции рассеянного излучения с использованием НПВО, рассчитанная в относительных координатах $D\tau$, где D – коэффициент диффузии сферических наночастиц (6). Для сравнения на том же рисунке приведена функция автокорреляции рассеянного излучения для обычной схемы проведения измерений (рис. 2, кривая 2). В отличие от обычного случая в случае НПВО характер функции автокорреляции сильно отличается в области малых значений $D\tau$. В этой области функция автокорреляции с НПВО убывает обратно пропорционально $D\tau$, а в области больших времен ее характер подобен функции автокорреляции в обычном случае.

Полученная функция автокорреляции может быть использованы для нахождения размеров частиц в приведенной схеме эксперимента. Дополнительная особенность в области малых времен позволит сократить время измерений и повысить их точность.

1. Г. Камминс, Э. Пайк, Спектроскопия оптического смешения и корреляция фотонов(1978)

2. А. Эйнштейн, М. Смолуховский, Броуновское движение (1936)

3. С. Чандрасекхар, Стохастические проблемы в физике и астрономии (1947)

4. М. Борн, Э. Вольф, Основы оптики (1973)

ПРЯМЫЕ И ОБРАТНЫЕ ВОЛНЫ В В ТУННЕЛЬНО СВЯЗАННЫХ ВОЛНОВОДАХ МаймистовА.И.^{1,*}Казанцева Е.В.^{1,**}, А.С. Десятников^{***}

Национальный исследовательский ядерный университет МИФИ, 115409 Москва, Россия

*Московскийфизико-техническийинститут, 141700, г. Долгопрудный, Московскаяобл., Россия

**ОбъединенныйинститутвысокихтемпературРАН, 125412, Москва, Россия

*** NonlinearPhysicsCentre, ResearchSchoolofPhysicsandEngineering, TheAustralianNationalUniversity (LeCouter 59, MillsRoad, Canberra, ACT 0200. Australia

Представлен обзор результатов исследований распространения оптических волн в туннельно связанных волноводах и в цепочке таких волноводов, при условии, что один волновод позволяет распространяться в нем прямой волны, а соседние с ним волноводы поддерживают только обратную волну.

Рассмотрен антинаправленный ответвитель (АНО) – устройство, в котором реализуется взаимодействие прямой волны (у которой направления фазовой скорости и потока энергии совпадают) и обратной волны (фазовая скорость которой направлена противоположно по отношению к потоку энергии) [1]. Следствием такого взаимодействия является запрещенная зона (щель) в спектре линейных волн, распространяющихся в АНО. Если хотя бы один из волноводов, входящий в АНО обладает оптически нелинейными свойствами, то возможно образование в АНО стационарного импульса света – щелевого солитона[2,3]. В отличие от щелевого солитона в брэгговском волноводе, здесь периодического изменения параметров среды не требуется. Образование щелевого солитона носит пороговый характер. Величина пороговой амплитуды входного сигнала получена исходя из результатов численных расчетов [4,5]. Найдено приближенное аналитическое выражение для пороговой амплитуды. В численном моделировании столкновения двух щелевых солитонов с различной амплитудой было найдено, что столкновение солитонов сопровождается слабым излучением, следовательно, это не истинные солитоны, но живучие (robast) уединенные волны. Помимо уединенных волн в АНО возможно распространение нелинейных периодических волн. Так же интересно заметить, что недавно у системы уравнений, описывающих волны в АНО, было найдено решение, которое отлично от нуля только на определенном интервале времени. Такие решения известны под названием компактоны.

Сочетание запрещенной зоны в спектре волн, распространяющихся в АНО с нелинейными свойствами волноводов (или хотя бы одного из волновода) приводит к возникновению явления оптической бистабильности [6-8].

Объединяя АНО в пучок (кластер) можно сконструировать новые оптические устройства управления световым потоком. Найдено, что в случае линейных волноводов спектр распространяющихся в таком кластере волн имеет запрещенную зону, если число пар составленных из положительно и отрицательно преломляющих волноводов нечетное. Если число таких пар четное, то присутствует одна безщелевая мода среди прочих мод, каждая из которых имеет щель в спектре. Когда в пучок (кластер) объединяются геликоидально скрученные волноводы, то ширина щели зависит от шага спирали.

Усиливающую среду в волноводе с положительным преломлением можно для компенсации потерь в сопряженном с ним использовать волноводе. характеризующимся отрицательным преломлением. В обычном РОС-лазере или усилителе противоположно направленные волны распространяются в одной и той же усиливающей среде. В АНО прямая волна распространяется в усиливающей среде, а обратная волна (усиливаемая) распространяется в поглощающей среде. Усилитель и поглотитель пространственно разделены, что отличает это устройство от РОС-лазера.В [9] был рассмотрен линейный усилитель на основе АНО, определен коэффициент усиления и найдено, что возможна компенсация потерь в волноволе с отрицательным преломлением. В той же работе исследован случай распространения непрерывного излучения в диссипативном АНО с нелинейным волноводом из обычного диэлектрика.

Нам доставляет удовольствие поблагодарить коллег И.Р. Габитова, А.А. Сухорукова, И.В. Барашенкова за полезные дискуссии. Исследование Е.В. Казанцевой профинансировано грантом Президента Российской Федерации для государственной поддержки молодых российских ученых МК-8750.2010.2. ТакжеработачастичноподдерживаласьРФФИ (гранты№ 09-02-00701-а, 12-02-00561).

1. MaimistovA.I., GabitovI.R. Nonlinearopticaleffectsinartificialmaterials // Eur. Phys. J. SpecialTopics. 2007. V. 147. №1. P. 265–286.

2. МаймистовА.И., ГабитовИ.Р., ЛичиницерН. М. Уединенныеволнывнелинейномантинаправленномответвителе. //

Оптикаиспектроскопия 2008. Т. 104. №2. С. 292-297.

3. Kazantseva E.V., Maimistov A.I. Ozhenko S.S. Solitary electromagnetic wave propagation in the asymmetric oppositely directed coupler. // *Phys.Rev.* A. 2009. V.80. №4. P. 043833.

4. РыжовМ.С,

Распространениеуединённойэлектромагнитнойволнывантинаправленномответвителе, XVМеждународнаямолодежнаянаучная школа "Когерентная оптика и оптическая спектроскопия", 24 - 26 октября 2011 г. Казань.

5. Рыжов М.С, Маймистов А.И., Формирование щелевого солитона в антинаправленном нелинейном ответвителе. // Квантовая электроника. 2012. (впечати).

6. LitchinitserN.M., GabitovI.R., MaimistovA.I. OpticalBistabilityinaNonlinearOpticalCouplerwithaNegativeIndexChannel // Phys.Rev.Lett. 2007. V. 99. №11. P. 13902.

7. G. Venugopal, Z. Kudyshev, and N. M. Litchinitser, Asymmetric positive-negative index nonlinear waveguide couplers, *// IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, vol. 17, pp. 1-4, 2007.

8. Zh. Kudyshev, G. Venugopal, and N. M. Litchinitser, Generalized Analytical Solutions for Nonlinear Positive-Negative Index Couplers // *Physics Research InternationalVolume* 2012 (2012), Article ID 945807, 4 pages.

9. Маймистов А. И., Казанцева Е.В., Волноводный усилитель на основе антинаправленного ответвителя. // Оптика и спектроскопия. 2012. Т. 112. №2. С. 291–298.

МНОГОФОТОННО-КАСКАДНАЯ ГЕНЕРАЦИЯ ЭЛЕКТРОННО-ДЫРОЧНЫХ ПАР В КРИСТАЛЛАХ С ГЛУБОКИМИ ПРИМЕСЯМИ Перлин Е.Ю., Левицкий Р.С., Попов А.А.

Национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики, Санкт-Петербург, Россия

В рамках двухзонной модели потенциала нулевого радиуса выполнен расчет вероятностей двухфотонных переходов «глубокая примесь – зона» и «зона – глубокая примесь» и исследована кинетика многофотонно-каскадной генерации электрон-дырочных пар. Показано, что рассмотренный процесс при определенных условиях может быть эффективнее прямой многофотонной генерации пар.

Рассмотрена генерация мощным лазерным излучением неравновесных электронно-дырочных пар (ЭДП) в прозрачных широкозонных кристаллах с глубокими примесями. Предполагалось, что энергетические зазоры как между примесным уровнем в запрещенной зоне и потолком валентной зоны v, так и между дном зоны проводимости c и примесным уровнем превосходят $\hbar \omega$, оставаясь меньше $2\hbar \omega$.

Была иссследована кинетика генерации неравновесных ЭДП в широкозонных кристаллах за счет каскада двухфотонных переходов «валентная зона – глубокая примесь» и «глубокая примесь – зона проводимости». Вероятностидвухфотонных оптических переходов между электронными состояниями непрерывного спектра (в валентной зоне или зоне проводимости) и дискретными состояниями глубокой примесибылирассчитаны во втором порядке теории возмущений. Расчеты были выполнены, в предположении, что глубокий примесный центр описывается двухзонной моделью потенциала нулевого радиуса.

Была составлена и решенасистема уравнений баланса для населенностей электронов и дырок в зонных и примесных состояниях. Расчеты показали, что предложенный механизм генерации ЭДП даже в случае умеренных концентраций глубоких примесей и частот света, меньших меньшей $E_g/3$, где E_g - ширина запрещенной зоны, позволяет получить заметную концентрацию свободных носителей при интенсивностях возбуждающего света $j \sim 100 \text{ MBT/cm}^2$.Проведенный в работе анализ показал, что рассмотренный многофотонно-каскадный механизм, начиная с концентраций глубоких примесных центров $n_i \sim 10^{16}$ - 10^{17} см⁻³, может при типичных значениях параметров зонной структуры широкозонных диэлектриков или полупроводников приводить к генерации большего количества неравновесных ЭДП, чем «обычные» прямые четырех- или пятифотонные межзонные переходы.

В работе показано также, что при высоких начальных концентрациях свободных носителей или высоких концентрациях, полученных в результате рассмотренных процессов, одна или обе ступеньки каскада могут преодолеваться не за счет двухфотонных переходов, а счет процессов оже-типа, а именно, однофотонных переходов с участием свободных электронов или дырок. Эти частицы, поглощая квант света на непрямых внутризонных переходах, передают часть полученной кинетической энергии другому электрону. Это позволяет последнему покрыть дефицит энергии, необходимой для однофотонного перехода «зона-примесь» или «примесь-зона». Для этого механизма генерации ЭДП также были рассчитаны вероятности элементарных процессов и исследована кинетика каскадных переходов.

1. Р.С. Левицкий, Е.Ю. Перлин, А.А. Попов, *Опт. журн.*, 77, 3-9 (2010).

2. Р.С. Левицкий, Е.Ю. Перлин, А.А. Попов, Опт. журн., 78, 13-19 (2011).

АНАЛИЗ ПРИРОДНОГО ГАЗА МЕТОДОМ СПЕКТРОСКОПИИ СПОНТАННОГО КОМБИНАЦИОННОГО РАССЕЯНИЯ СВЕТА Булдаков М.А., Матросов И.И., Королев Б.В., Корольков В.А., Петров Д.В., Тихомиров А.А.

Институт мониторинга климатических и экологических систем СО РАН, Томск, Россия

Приведено описание разработанного макета СКР-газоанализатора для анализа природного газа. Описана методика определения компонентного состава природного газа по спектрам СКР. Проведено сравнение полученных результатов с данными хроматографического анализа. Показана перспективность использования СКР-газоанализаторов для анализа природного газа.

Определение компонентного состава природного газа является важнейшей задачей в коммерческих системах измерения расхода газа, установленных на газоизмерительных и газораспределительных станциях предприятий Газпрома, АСУ ТП газовой и химической промышленности, а также теплоэнергетики.

В настоящее время основным методом определения химического состава природного газа, и, соответственно, его плотности и калорийности, является газовая хроматография. Однако данный метод, обладая высокой чувствительностью и селективностью, имеет и ряд существенных недостатков. К таким недостаткам в первую очередь следует отнести: трудности с детектированием паров воды, а также невозможностью реализовать в одном хроматографе анализ по всем интересующим компонентам природного газа. По этой причине для проведения его полного анализа необходимо 2 или даже 3 различных анализатора.

В связи с этим, представляет интерес исследование возможности анализа природного газа методом спектроскопии спонтанного комбинационного рассеяния света (СКР). Основным преимуществом спектроскопии СКР перед газовой хроматографией является «экспрессность» анализа, а также возможность регистрации с помощью одного прибора всех молекулярных составляющих природного газа. В настоящее время СКР-газоанализаторы природного газа отечественной и зарубежной промышленностью не выпускаются, но в научной литературе имеется несколько работ по анализу состава био- и природного газов методом СКР в лабораторных условиях¹⁻².

В ИМКЭС СО РАН разработан макет СКР-газоанализатора природного газа³. Он состоит из малогабаритного непрерывного твердотельного лазера с диодной накачкой (мощность излучения≤ 1 Вт на длине волныλ = 532 нм), газовой кюветы высокого давления (до 100 атм) объемом ~10 см⁻³, фотообъектива с максимальным голографического относительным отверстием f/1.8, фильтра Notch plus обеспечивающим ослабление рэлеевского излучения на 6 порядков, малогабаритного спектрального прибора с охлаждаемой ПЗС-матрицейS10141 фирмыНататаtsu, а также электронного блока управления, обеспечивающего работу прибора и его связь с внешним компьютером. Разработанный макет способен одновременно регистрировать спектр СКР в диапазоне комбинационных частот от 200 до 4000 см⁻¹ (537-680нм), в которыйпопадают практически все линии СКР природного газа.

На рис. 1 представлена наиболее информативная часть спектра СКР природного газа (200-2600см⁻¹), зарегистрированного на данном макете газоанализатора. Спектр получен при давлении природного газа в кювете 30 атм. и времени регистрации 1000 секунд. Полученный спектр СКР имеет сложный вид, однако колебательные полосы основных компонентов природного газа хорошо различимы.



Определение количественного состава природного газа было проведено, путем использования метода разложения спектра СКР газовой смеси по спектрам СКР его отдельных компонентов. Этот метод применим, когда наблюдается значительное перекрывание спектров СКР компонентов смеси и имеется возможность получить спектры СКР отдельных компонентов смеси.

В нашем случае (многоканальная система регистрации) интенсивность спектра СКР, зарегистрированная *i*-м столбцом ПЗС матрицы, может быть записана в виде

 $J^j = \sum_i a_i J_i^j ,$

где a_i – вклад *i*-ого компонента природного газа в сигнал J^i , а J_i – интенсивность спектра СКР этого компонента, зарегистрированная *j*-тым столбцом ПЗС матрицы. Поскольку количество уравнений значительно превышает число компонентов природного газа, то данная система уравнений является переопределенной и ее решение проводилось методом наименьших квадратов. В результате решения данной системы уравнений были найдены статистические оценки параметров a_j и доверительные интервалы для этих параметров. Относительное содержание различных компонентов природного газа определялось путем нормировки полученных значений a_i на 100%. Полученные результаты были сравнены с данными хроматографического анализа исследуемого природного газа и показали их хорошую взаимную согласуемость.

Проведенные исследования показали, что разработанный макет СКРгазоанализатора природного газа имеет достаточно высокий потенциал. Мы полагаем, что в дальнейшем СКР-газоанализаторы могут быть вполне конкурентоспособны газовым хроматографам.

Стоит отметить, чторазрабатываемыйгазоанализатор может быть использован также и для анализа других многокомпонентных газовых сред природного и техногенного происхождения.

Работа выполняется в рамках базового проекта СО РАН VII.66.1.2.

1. J. Kiefer, T. Seeger, S. Steuer, S. Schorsch, M.C. Weikl, A. Leipertz, *Meas. Sci. Tech.*, 19, №8, 085408, (2008).

2. S.C. Eichmann, M. Weschta, J. Kiefer, T. Seeger, A. Leipertz, *Rev. Sci. Instrum.*, 81, №12, 125104, (2010).

3. М.А. Булдаков, И.И. Матросов, В.А. Корольков, Д.В. Петров, А.А. Тихомиров, *Датчикиисистемы*, №4, 10-13, (2012).

ПАССИВНЫЕ КОЛЬЦЕВЫЕ РЕЗОНАТОРЫ С ОДНОНАПРАВЛЕННОЙ УСТОЙЧИВОСТЬЮ А. М. Радин*, В. Н. Кудашов*, А. Б. Плаченов**

*Санкт-Петербургский университет информационных технологий, институт ХиБТ

**Московский институт радиотехники, электроники и автоматики

Показано, что пассивные кольцевые оптические резонаторы с малыми потерями могут обладать однонаправленной устойчивостью. Это означает, что в резонаторе возможен режим собственных колебаний, когда из двух встречных волн, составляющих каждую моду, одна является сосредоточенной в окрестности оптической оси резонатора, а другая сосредоточенной не является. Поле осредоточенной волны экспоненциально убывает в поперечном относительно оптической оси направлении, а поле не сосредоточенной встречной волны не убывает и осциллирует во всей полости резонатора.

ВЛИЯНИЕ АСТИГМАТИЧЕСКОГО ИСКАЖЕНИЯ НА ФОКУСИРУЮЩИЕ СВОЙСТВА ВЫСОКОАПЕРТУРНОЙ ЛИНЗЫ Зотеева О.В., Хонина С.Н.

Самарский государственный аэрокосмический университет имени академика С.П. Королёва

(национальный исследовательский университет), Самара, Россия

Проведено исследование влияния астигматического искажения на фокусирующие свойства высокоапертурной линзы. Показана возможность уменьшения фокального пятна в плоскости, расположенной ближе фокальной, за счёт перераспределения энергии в боковые лепестки. Показано незначительное влияние внесённого одной цилиндрической линзой астигматизма на итоговый результат.

В последнее время появляется множество работ, посвящённых уменьшению поперечного размера фокального пятна высокоапертурной фокусирующей системы¹⁻⁴. В работе⁵ было исследовано влияние дополнительной цилиндрической линзы на размеры фокального пятна при наличии в системы сферической линзы и показана возможность уменьшения поперечного размера пятна в такой оптической системе. В работе⁶ показана возможность уменьшения фокального пятна в высокоапертурных фокусирующих системах путём введения пропускающих функций, соответствующих волновым аберрациям, в виде функций Цернике.

В данной работе проведено исследование влияния астигматизма на уменьшение поперечного размера фокального пятна при использовании одной цилиндрической линзы.

Непараксиальная скалярная модель, основанная на теории Релея-Зоммерфельда, позволяет получать согласующиеся с экспериментами результаты на очень близких

расстояниях от апертуры. В скалярной теории дифракции распределение электрического поля дифрагирующего света в точке (x, y, z) задаётся выражением Релея-Зоммерфельда:

$$E(x, y, z) = -\frac{i}{\lambda} \int_{-\infty}^{+\infty} E(x', y', 0) \frac{e^{ikr}}{r} \cos \theta dx' dy',$$

где $r = \sqrt{(x-x')^2 + (y-y')^2 + z^2}, i$ – мнимая единица, и $\cos \theta = \frac{z}{r}$ – косинус угла между

направлениями *z* и *r*. В аналитическом виде этот интеграл представим только для простейших геометрий отверстий, поэтому он вычисляется обычно численными методами.

Были исследованы результаты моделирования скалярного случая интеграла Релея-Зоммерфельда, где на вход подавалась линза без внесённого астигматизма, при последующем сравнении которых с векторным случаем стало ясно, что они совпадают с х-компонентой, полученной в векторном случае, поэтому мы посчитали излишним помещать их в данную статью.

Параметры моделируемой системы: радиус линзы R=25 мкм, фокусное расстояние f=12 мкм, длина волны $\lambda=1$ мкм, число отсчётов в поперечном сечении было равно 701 точке, в продольном – 501 точке.

Числовая апертура рассчитывалась по формуле

$$N_A = \sin \frac{\pi}{4} \arctan \frac{R}{f} \frac{R}{f}$$
и была равна 0.9.

В таблицах FWHM – ширина фокального пятна по уровню полуспада интенсивности.

На практике имеет смысл применять векторный случай преобразования Релея-Зоммерфельда, так как в скалярном учитывается только х-компонента, что может привести к существенным различиям относительно экспериментальных данных.

Моделирование входного поля производилось с помощью векторного алгоритма с применением коэффициентов поляризации, которые в данном случае соответствовали линейной поляризации, о чём свидетельствует отсутствие у-компоненты в результирующем распределении.

Из данных, полученных в ходе моделирования, видно, что z-компонента вносит ощутимый вклад в общее распределение, но с удалением от оптического элемента теряет свою силу. Несмотря на это FWHM в векторном случае имеет несколько большее значение, чем в скалярном, что объясняется z-компонентой.

Определённый интерес вызывает случай внесения в схему астигматизма. Математически это выражается в умножении входной функции на $e^{i\alpha xy}$, где α – искажающий коэффициент.

Сравним результаты преобразования при наличии и отсутствии астигматизма. Параметры моделируемой системы: радиус линзы R=5 мкм, фокусное расстояние f=2.4 мкм, длина волны λ =1мкм, число отсчётов в поперечном сечении было равно 501 точке, в продольном – 101 точке, $N_A = 0.9$.

На рисунке 1 приведены данные о FWHM для поперечных сечений на заданном расстоянии z при $\alpha = 0$, показана возможность получения уменьшенного фокального пятна в плоскости ближе фокальной, но засчёт перераспределения энергии в боковые лепестки.

На рисунке 2 приведены данные о FWHM для поперечных сечений на заданном расстоянии z при $\alpha = 0.2$

Из рисунков 1 и 2 видно, что внесение астигматизма путём добавления одной цилиндрической линзы не позволяет уменьшить поперечный размер фокального пятна,

как об этом говорилось в статье¹, но стоит также отметить несущественное влияние внесения астигматизма на результат, что может быть полезным в ряде случаев



Рис. 1. Результат преобразования при при α =0: (а) фаза входного распределения, (б) график распределения вдоль оси Z, (в), (г) – интенсивность и топология продольного распространения, (д) график поперечного сечения при Z=0.6λ (FWHM=0.437λ),(е) график поперечного сечения при Z=0.7λ (FWHM=0.454λ), (ж) график поперечного сечения при Z=0.8λ (FWHM=0.464λ), (з) график поперечного сечения при Z=1.36λ (FWHM=0.51λ)



Рис.2. Результат преобразования при при $\Omega = 0.2$: (а) фаза входного распределения, (б) график распределения вдоль оси Z, (в), (г) – интенсивность и топология продольного распространения, (д) график поперечного сечения при Z=0.6λ (FWHM=0.469λ),(е) график поперечного сечения при Z=0.7λ (FWHM=0.471λ), (ж) график поперечного сечения при Z=0.8λ (FWHM=0.477λ), (з) график поперечного сечения при Z=1.36λ (FWHM=0.52λ)

Поэтому можно сделать вывод, что имеет смысл рассматривать случаи более мощного астигматического искажения и других аберраций, представляемых с помощью разложения по полиномам Цернике, о которых пойдёт речь в следующих работах.

1. S. Quabis, Opt. Commun. 179, 1-7, (2000).

2. R. Dorn, Phys. Rev. Lett, 91, 233901, (2003).

3. C.J.R. Sheppard, Appl. Opt, 43(22), 4322-4327, (2003).

4. С.Н. Хонина, С.Г. Волотовский, *Компьютерная оптика*, 34 (1), 35-51, (2010).

5. B. Huang, W. Wang, M. Bates, X. Zhuang, Science, 319, 810-813, (2008).

6. С.Н.Хонина, А.В. Устинов, Е.А. Пелевина, *Компьютерная оптика*, 35 (2), 203-219, (2011).

БЫСТРОДЕЙСТВУЮЩИЕ ФОТОДИОДЫ С ДЛИННОВОЛНОВОЙ ГРАНИЦЕЙ 2.4 МКМ И ПОЛОСОЙ ПРОПУСКАНИЯ ДО 2-3 ГГЦ Коновалов Г.Г., Андреев И.А., СеребренниковаО.Ю., Ильинская Н.Д., Куницына Е.В., Дюделев В.В., Соколовский Г.С., Яковлев Ю.П.

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, Россия

Сообщается о результатах работы, направленной на создание и исследование быстродействующих фотодиодов на основе гетероструктур GaSb/GaInAsSb/GaAlAsSb для спекрального диапазона 0.9 – 2.4 мкм. Разработаны и реализованы p-i-n фотодиоды с диаметрами чувствительной площадки 50 мкм и 100 мкм. Длинноволновая граница спектральной чувствительности соответствует 2.4 мкм, а полоса пропускания достигает 2-3 ГГц.

Необходимость создания высокоэффективных и быстродействующих фотодиодов для инфракрасных волоконно-оптических систем (ВОЛС) на основе флюоридных стёкол с аномально низкими потерями (10⁻²-10⁻³ дБ/км, спектральный диапазон 2-4 интенсивные исследования активизировала в области разработки мкм) быстродействующих фотоприёмников на основе полупроводниковых соединений A³B⁵, в частности, на основе антимонидов. Такие фотодиоды позволяют изучать быстропротекающие процессы в физике лазеров, ядерной физике, физике космических лучей, а также могут применяться в лазерной диодной спектроскопии газов и молекул, в лазерной дальнометрии и локации в окне прозрачности атмосферы 2-3 мкм и, к тому же, безопасном для глаза человека. Кроме того, оптическая линия связи в открытом пространстве (free-space optical communications, also known as free-space optics (FSO)) весьма перспективна в данном диапазоне для высокочастотных коммуникации, поскольку не требует прокладки дорогостоящих каналов ВОЛС. В настоящее время существуют или разрабатываются как полупроводниковые лазерные диоды на основе антимонида галлия и его твёрдых растворов, работающих при комнатной температуре, так и мощные компактные твердотельные лазеры на основе кристаллов YAG и Nd-KGW, легированных ионами Ho, Tm и Er, имеющих генерацию на длинах волн 2.06-2.94 мкм и, тем самым такие лазеры способны сделать разработку систем дальнометрии и локации, а также систем диодно-лазерной спектроскопии более чем реальными.

Есть два полупроводниковых материала A^3B^5 , которые могут быть положены в основу создания фотодиодов, работающих в спектральном диапазоне 1.2-2.4 мкм: твёрдые растворы GaInAsSb согласованные по параметру решетки с подложкой GaSb и твёрдые растворы InGaAs с высоким содержанием индия (In), выращиваемые на подложках InP. Для преодоления значительного рассогласования по параметру решётки с подложкой производится наращиваниегазофазной эпитаксией из металлоорганических соединений (MOCVD) большого количества слоёв InGaAs с переменным составом.

Фотодиоды на основе гетероструктур $In_{0.8}Ga_{0.2}As/InP$, работающие при комнатной температуре, выпускают ряд зарубежных коммерческих фирм. Длинноволновая граница чувствительности этих фотодиодов достигает 2.6 мкм, а полоса пропускания не превышает 1 ГГц. Ранее было продемонстрировано в работе¹, что фотодиоды на основе твёрдых растворов GaInAsSb/GaAlAsSb в спектральном диапазоне 2.1-2.5 мкм сопоставимы по своим основным параметрам с фотодиодамина основе гетероструктур $In_{0.8}Ga_{0.2}As/InP$, а по быстродействию могут их превосходить.

Для технической реализации быстродействующих фотодиодов потребовалось решить три задачи:

1) оптимизация технологического ростового процесса получения изопериодных гетероструктурGaSb/GaInAsSb/GaAlAsSbметодом жидкофазной эпитаксии для достижения концентрации основных носителей в активной области GaInAsSb близкой к собственной ($4 \cdot 10^{14}$ см⁻³);

2) разработка и осуществление новых пост ростовых методов, для изготовления фотодиодных чипов с диаметрами чувствительной площадки 50 мкм и 100 мкм;

3) корпусирование фотодиодов в специальные СВЧ разъемы для исследования кинетики фотоотклика и измерения полосы пропускания.

У полученных экспериментальных образцов фотодиодов достигнуты рекордно низкие значения собственной ёмкости: C=2.0-3.0 пФ без обратного смещения и C=0.8-1.0 пФ при обратном смещении U=-1 В при диаметре чувствительной площадки 50-100 мкм. Осциллограмма тока фотоответа приведена на рис. 1. Быстродействие GaInAsSb/GaAlAsSb фотодиодов, определяемое по времени нарастания импульса фототока на уровне 0.1-0.9, составляет величину t_{0.1-0.9}=130-150 пс. При этих значениях времён нарастания и спада импульса фототокаширина полосы пропускания достигает 2-3 ГГц. Фотодиоды характеризуются низкой величиной обратных темновых токов I_d=300-900 нА при обратном смещении U=-(0.5-3.0) В, высокими значениями токовой монохроматической чувствительности S_λ=1.10-1.15 А/Вт и удельной обнаружительной способностью D*(λ_{max} ,1000,1)≈9·10¹⁰ Вт⁻¹·Гц^{1/2}·см на длинах волн 2.0-2.2 мкм.



Рис. 1. Осциллограмма импульса тока фотоответа GaInAsSb/GaAlAsSb фотодиода, на вставке осциллограмма оптического импульса лазерного излучения

1. И.А. Андреев, Н.Д. Ильинская, Е.В. Куницына, М.П. Михайлова, Ю.П. Яковлев, *Физика и техника полупроводников*, **37**, №8, 974-979, (2003).

2. И.А. Андреев, О.Ю. Серебренникова, Г.С. Соколовский, Е.В. Куницына, В.В. Дюделев, И.М. Гаджиев, А.Г. Дерягин, Е.А. Гребенщикова, Г.Г. Коновалов, М.П. Михайлова, Н.Д. Ильинская, В.И. Кучинский, Ю.П. Яковлев, *Письма в ЖТФ*, **36**, № 9, 43-49, (2010).

СТЕНДОВЫЕ ДОКЛАДЫ

РАСЧЕТ ШТАРКОВСКИХ УРОВНЕЙ ИОНА Tm³⁺ В КРИСТАЛЛИЧЕСКОЙ СИСТЕМЕ YAl₃(BO₃)₄ С УЧЕТОМ ВЛИЯНИЯ КОНФИГУРАЦИОННОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ Гуринович Я.А., Фомичева Л.А.^{*}, Корниенко А.А., Дунина Е.Б.

Витебский государственный технологический университет, Витебск, Беларусь *Белорусский государственный университет информатики и радиоэлектроники, Минск, Беларусь

В приближении слабого и аномально сильного конфигурационного взаимодействия выполнен анализ штарковской структуры мультиплетов иона Tm³⁺ в YAl₃(BO₃)₄. На основе анализа штарковской структуры получены параметры четного и нечетного кристаллического поля и параметры ковалентности.

Для описания штарковской структуры мультиплетов в приближении слабого конфигурационного взаимодействияобычно используют гамильтониан¹:

$$H_{cf} = \sum_{k,q} B_q^k C_q^k , \qquad (1)$$

где B_q^k – параметры кристаллического поля. В этом приближении предполагается, что энергии возбужденных конфигураций значительно больше энергий мультиплетов.

Для учета влияния возбужденных конфигураций на штарковскую структуру кристаллических систем, активированных f-элементами, расчеты выполняются в приближении промежуточного²

$$H_{cf} = \sum_{k,q} \left[\underbrace{B_{q}^{k} + \left(E_{J} + E_{J'} - 2 E_{f}^{0} \right) G_{q}^{k}}_{\widetilde{B}_{q}^{k}} \right] C_{q}^{k}$$
(2)

и сильного конфигурационного взаимодействия²

$$H_{cf} = \sum_{k,q} \left[B_q^k + \left(\frac{\Delta^2}{\Delta - E_J} + \frac{\Delta^2}{\Delta - E_{J'}} \right) \widetilde{G}_q^k \right] C_q^k .$$

$$\overline{B}_q^k$$
(3)

Здесь E_J , $E_{J'}$ – энергия мультиплетов; E_f^0 – центр тяжести энергии f-конфигурации; G_q^k – параметры, обусловленные межконфигурационным взаимодействием, Δ – энергия возбуждённой конфигурации.

Приближение сильного конфигурационного взаимодействия позволяет получить хорошее согласие с экспериментом, если определяющий вклад в параметры межконфигурационного взаимодействия дает лишь одна возбужденная конфигурация или несколько возбужденных конфигураций с близкими значениями энергии. Если же возбужденные конфигурации имеют существенно разные энергии, то эффективный гамильтониан имеет более сложный вид³:

$$H_{cf} = \sum_{k,q} \left\{ B_q^k + \left(\frac{\Delta_d^2}{\Delta_d - E_J} + \frac{\Delta_d^2}{\Delta_d - E_{J'}} \right) \widetilde{G}_q^k(d) + \sum_i \left(\frac{\Delta_{ci}^2}{\Delta_{ci} - E_J} + \frac{\Delta_{ci}^2}{\Delta_{ci} - E_{J'}} \right) \widetilde{G}_q^k(c) \right\} C_q^k$$

$$(4)$$

Здесь Δ_d — энергия возбужденной конфигурации $4f^{N-1}5d$; Δ_{ci} — энергия конфигурации с переносом заряда.

Величину вкладов возбужденной конфигурации противоположной четности $4f^{N-1}5d$ в \widetilde{G}_{q}^{k} можно оценить по формуле²:

$$\widetilde{G}_{q}^{k}(d) = -\frac{2k+1}{2\left\langle f \| C^{k} \| f \right\rangle} \sum_{p^{\prime}, p^{\prime\prime} t^{\prime\prime}} \left(-1 \right)^{q} \begin{pmatrix} p^{\prime} & p^{\prime\prime} & k \\ t^{\prime} & t^{\prime\prime} & -q \end{pmatrix} \times \\ \times \begin{cases} p^{\prime} & p^{\prime\prime} & k \\ f & f & d \end{cases} \left\langle f \| C^{p^{\prime}} \| d \right\rangle \left\langle d \| C^{p^{\prime\prime}} \| f \right\rangle \frac{B_{t^{\prime\prime}}^{p^{\prime\prime}}(d)}{\Delta_{d}} \frac{B_{t^{\prime\prime}}^{p^{\prime\prime}}(d)}{\Delta_{d}},$$

$$(5)$$

где $B_{t'}^{p'}(d)$, $B_{t''}^{p''}(d)$ – параметры кристаллического поля нечетной симметрии.

Величина вкладов в \widetilde{G}_q^k от процессов с переносом заряда задается выражением²:

$$\widetilde{G}_{q}^{k}(c) = \sum_{b} \widetilde{J}^{k}(b) C_{q}^{k^{*}}(\Theta_{b}, \Phi_{b}) .$$
(6)

Здесь суммирование осуществляется по лигандам ближайшего окружения; Θ_b , Φ_b – сферические углы, фиксирующие направление на лиганд *b*.

Для расчета параметров $\widetilde{J}^{k}(b)$ удобно использовать приближенные выражения²:

$$\begin{split} \widetilde{J}^{2}(b) &\approx \frac{5}{28} \Big[2\gamma_{\sigma f}^{2} + 3\gamma_{\pi f}^{2} \Big] \\ \widetilde{J}^{4}(b) &\approx \frac{3}{14} \Big[3\gamma_{\sigma f}^{2} + \gamma_{\pi f}^{2} \Big] \\ \widetilde{J}^{6}(b) &\approx \frac{13}{28} \Big[2\gamma_{\sigma f}^{2} - 3\gamma_{\pi f}^{2} \Big], \end{split}$$
(7)

где γ_{if} (*i* = σ , π) – параметры ковалентности соответствующие перескоку электрона из *i*-оболочки лиганда в *f*-оболочку лантаноида.

При нормальных условиях YAl₃(BO₃)₄ имеет пространственную группу R32 (a=b=9.295Å, c=7.243Å⁴). С помощью структурных были вычислены суммы сферических тензоров четных и нечетных рангов $\sum_{b} C_{t}^{p}(\Theta_{ab}, \Phi_{ab})$ по ближайшему окружению иона Tm³⁺, необходимые для выполнения расчетов по формуле (6).

Для кристаллической системы YAl₃(BO₃)₄:Tm³⁺было выполненоописание экспериментальных штарковских уровней⁵в различных приближениях (1)-(4). Результаты вычислений позволяют утверждать, что применение гамильтониана (4) является наиболее обоснованным, поскольку позволяет значительно улучшить согласие теоретических данных с экспериментальными. Кроме того, расчет в приближении

аномально сильного конфигурационного взаимодействия позволяет получить нечетные

1. B.G. Wybourne, Spectroscopic Properties of Rare Earths, (1965).

параметры кристаллического поля, а также параметры ковалентности.

2. А.А. Корниенко, *Теория спектров редкоземельных ионов в кристаллах. Курс лекций* (2003).

3. E.B. Dunina, A.A. Kornienko, L.A. Fomicheva, *Cent. Eur. J. Phys.*, **6**, №3, 407-414, (2008).

4. E. L. Belokoneva, A. V. Azizov, N. I. Leonyuk, M. A. Simonov and N. V. Belov, J. Struct. Chem., 22, №3, 476-478, (1981)

5. I. Kebaïli, M. Dammak, E. Cavalli, M. Bettinelli, J. Lumin., 131, №9, 2010-2015, (2011).

ОРИЕНТАЦИОННЫЕ СДВИГИ ЧАСТОТЫ СВЧ РЕЗОНАНСА НА СВЕРХТОНКОМ 0-0 ПЕРЕХОДЕ В ПАРАХ ЩЕЛОЧНЫХ МЕТАЛЛОВ С СЕЛЕКТИВНОЙ ОПТИЧЕСКОЙ НАКАЧКОЙ А.А. Баранов, С.В. Ермак, Р.В. Смолин, В.В. Семенов

Санкт-Петербургский государственный политехнический университет, Санкт-Петербург, Россия

В работе представлены результаты аналитического и экспериментального исследования ориентационной зависимости светового сдвига для различных щелочных металлов в схемах с ламповой и лазерной накачкой.

Принципиальное значение для приложений эффекта радиооптического резонанса имеет информация о динамике поведения так называемого светового сдвига частоты, который применительно к парам щелочных металлов с оптической накачкой неполяризованным светом содержит две составляющих¹:

• Скалярный сдвиг Δν₀ , одинаковый для всех магнитных подуровней сверхтонкой структуры F либо F*

 \bullet Тензорный сдвиг Δv_T , связанный с эффектом выстраивания атомов основного состояния и зависящий от магнитного квантового числа m_F

Действие световых сдвигов является главным дестабилизирующим фактором в квантовых дискриминаторах с оптической накачкой, используемых в рубидиевых квантовых стандартах частоты на газовой ячейке². Погрешности подобных устройств определяются главным образом действием скалярной компоненты светового сдвига в условиях классической схемы оптической накачки с изотопической фильтрацией спектральных линий головного дублета.

Как показывает расчет, в случае использования линии накачки D_1 значения Δv_T для магнитонезависимых CBЧ переходов могут значительно (в несколько раз) превышать величину скалярного сдвига частоты Δv_0 . При этом характерной особенностью тензорной компоненты светового сдвига является ее зависимость от угла θ между направлением внешнего магнитного поля и лучом света накачки, пропорциональная множителю $1 - 3 \cdot \cos^2(\theta)^3$. Следствием этой зависимости является возможность управления световым сдвигом частоты с целью его минимизации в рубидиевых квантовых дискриминаторах, используемых в технике образцовых мер частоты с оптической накачкой².

При переходе к лазерным источникам с целью улучшения габаритных параметров квантовых устройств, в работе⁴была решена задача уменьшения светового сдвига, где применена методика частотной модуляции линии излучения лазера. Указанная методика позволяет резко уменьшить зависимость светового сдвига от расстройки частоты лазерного источника относительно линии атомного перехода. Подобная методика была экспериментально апробирована на изотопе Rb⁸⁷, и выполнен расчет светового сдвига частоты 0 – 0-перехода в зависимости от расстройки частоты лазера относительно D₂-линии поглощения атомного перехода. При этом учитывалась только скалярная компонента светового сдвига, которая в случае накачки D₂-линией

значительно превышает вклад его тензорной составляющей. В настоящей работе представлены результаты расчета светового сдвига частоты радиооптического резонанса в различных щелочных атомах с учетом тензорной компоненты и показано, что использование модуляционной методики в условиях лазерной накачки позволяет не только уменьшить световой сдвиг, но и дает возможность значительно ослабить ориентационный сдвиг резонансной частоты.



Рис. 1. Расчётные (а) и экспериментальные (б) зависимости сдвига частоты от температуры ячейкифильтра при спектрально-селективной накачке ламповым источником.



Рис. 2. Расчетные зависимости светового (1,3,5,7) и ориентационного сдвигов (2,4,6,8) частоты радиооптического СВЧ резонанса щелочных атомов в функции частотной расстройки лазера при сверхтонкой оптической накачке D_2 линией из основного состояния щелочных атомов с полным моментом F+1. Резонанс атомов Rb⁸⁵ (1,2), Rb⁸⁷ (3,4), Cs¹³³ (5,6), K³⁹ (7,8)



Рис. 3. Ориентационная зависимость светового сдвига от индекса модуляции лазера и его частотной расстройки для D₁-линии Rb⁸⁵.

Анализ зависимостей светового сдвига показывает, что вариация ширины спектра излучения лазера равно как и частоты модуляции его спектра не приводит к

качественным изменениям полученных результатов, что позволяет рассчитывать на получение положительного эффекта подавления светового и ориентационного сдвигов частоты для широкого ассортимента лазерных источников накачки, используемых в технике квантовых парощелочных дискриминаторов.

1. W.Happer, B.S.Mathur, *Phys. Rev.*, **163**, №1, 12-25, (1967)

2. Ф.Риле Стандарты частоты. Принципы и приложения// Пер. с англ.- М.: ФИЗМАТЛИТ,512, (2009).

3. Е.Б.Александров, Г.И.Хвостенко, М.П. Чайка, Интерференция атомных состояний.- *М.: Наука*, 256, (1991)

4. C. Affolderbach, C.Andreeva, S.Cartaleva, [etal.], *Appl.Phys. B.*, 8, №7, 1–8 (2005).

КВАНТОВОМЕХАНИЧЕСКИЙ РАСЧЕТ ПОЛЯРИЗУЕМОСТЕЙ ОСНОВНЫХ И ВОЗБУЖДЕННЫХ СОСТОЯНИЙ АТОМОВ Еремкин И.Н., Малыханов Ю.Б.*

АНО "Центр профессиональной подготовки", Саранск, Россия *Мордовский государственный педагогический институт им. М.Е. Евсевьева, Саранск, Россия

В рамках алгебраического варианта метода Хартри-Фока получены уравнения нестационарной "связанной" теории возмущений для атомов с заполненными и открытыми электронными оболочками. Для атомов He-Ni, Sr, Xe рассчитаны частоты и силы осцилляторов дипольных переходов, а с их помощью – дипольная динамическая поляризуемость.

Свойства атомов во внешних электромагнитных полях являются предметом интенсивных экспериментальных и теоретических исследований¹⁻⁹. Отклик многоэлектронной системы на внешнее воздействие описывается с помощью поляризуемостей, восприимчивостей и других параметров, наблюдаемых на опыте. Поляризуемость атомов представляет интерес как с фундаментальной точки зрения (например, поиски электрического дипольного момента атома и других следствий несохранения пространственной (Р) и временной (Т) четности¹⁰), так и для ряда приложений атомной физики, таких как физика холодного атома, захваченного потенциалом оптической решетки, на основе которого строятся современные оптические стандарты частоты ("атомные оптические часы")¹¹.

Изучение поведения атомов при очень низких температурах в магнитооптических ловушках является одной из наиболее актуальных проблем современной атомной физики. Появление мощных перестраиваемых лазеров, развитие методов лазерного охлаждения и удержания атомов в магнитооптических ловушках и дипольных оптических решетках открывают новые возможности для более глубокого изучения как отдельных атомов, так и их ансамблей, в том числе, наноразмерных структур. В нанодиапазоне существенную роль приобретают слабые межатомные взаимодействия (силы Ван–дер–Ваальса). Такие взаимодействия атомов, а также взаимодействия атомов в холодной ловушке при больших межатомных расстояниях описываются дисперсионными коэффициентами³, вырожающимися через дипольные динамические поляризуемости. Таким образом, расчеты поляризуемостей основных и возбужденных современной атомной и нанофизике.

Экспериментальное измерение поляризуемости представляет собой известные трудности. Достоверность полученных на опыте данных требует теоретической оценки.

В свою очередь появление физики холодного атома стимулирует в последние годы интенсивное развитие все более точных методов теоретического расчета атомных поляризуемостей. Наиболее полный список работ, посвященных теории и применению атомных и ионных поляризуемостей представлен в недавнем актуальном обзоре¹. Следует отметить, что при всем многообразии современных квантовомеханических методов $^{1-3}$ (в том числе и самых точных, таких как метод Хиллерааса 2 , дающий для Li наилучшее согласие с экспериментом) на сегодняшний день нет универсального метода, одновременно дающего высокую точность и в равной степени применимого для любого атома. Все расчеты, как правило, ограничиваются рассмотрением достаточно простых атомных систем с заполненными и одной s¹-открытой оболочкой^{2,3}. При этом до сих пор имеют место расхождения между теоретическими предсказаниями поляризуемости и данными экспериментальных исследований для возбужденных состояний. Поэтому теоретические вычисления атомной поляризуемости по-прежнему остаются весьма актуальными.

Расчет параметров отклика многоэлектронной системы на приложенное электромагнитное поле можно выполнить в рамках квантовомеханической теории возмущений. В работах⁴⁻⁹ получены уравнения нестационарной "связанной" теории возмущений в алгебраическом методе Хартри–Фока и выполнены расчеты оптических характеристик основных и возбужденных состояний атомов He-Ni, Sr, Xe с заполненными, одной и двумя открытыми электронными оболочками: статическая поляризуемость $\alpha(0)$; динамическая поляризуемость при фиксированной частоте $\omega = \omega_0$ и как явная функция частоты падающего излучения α(ω); моменты Коши динамической поляризуемости; частоты переходов ω_i и силы осцилляторов f_i. В этих работах детально изучены методы решения полученных уравнений, подробно описана схема нахождения оптимального базисного набора атомных орбиталей, рассмотрены критерии, позволяющие в рамках метода оценить точность полученных результатов, которые в свою очередь хорошо согласуются с расчетами других авторов и экспериментом (где таковые имеются). Отметим, что полученные уравнения теории возмущений решаются точно путем чисто алгебраических вычислений, что избавляет от необходимости использовать какие-либо итерационные процессы и заботиться о выполнении условий сходимости.

Развитый в⁴⁻⁹ метод расчета спектроскопических характеристик атомов не сопряжен с какими-либо принципиальными трудностями вычислительного характера, может быть обобщен для любых атомов с еще более сложными электронными конфигурациями, а полученные на его основе результаты могут служить ориентиром для активно развивающихся теоретических методов и дальнейших экспериментальных исследований.

1. J. Mitroy, M.S. Safronova, Ch.W. Clark, J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys., 43, 202001, 1-38, (2010).

2. L.Y. Tang, Z.C. Yan, T.Y. Shi, J. Mitroy, Phys. Rev. A, 81, 042521, 1-11 (2010).

3. A. Derevianko, S.G. Porsev, J.F. Babb, *At. Date and Nucl. Data Tables*, 96, 323-331, (2010).

4. И.Н. Еремкин, Ю.Б. Малыханов, Журн. прикл. спектр., 78, №3, 325-332, (2011).

5. И.Н. Еремкин, Ю.Б. Малыханов, *Тр. средневолжск. матем. об-ва*, 11, №1, 105-110, (2009).

6. Ю.Б. Малыханов, И.Н. Еремкин, Журн. прикл. спектр., 75, №4, 458-462, (2008).

7. Ю.Б. Малыханов, Р.М. Чадин, Журн. прикл. спектр., 72, №1, 5-12, (2005).

8. М.Н. Адамов, Ю.Б. Малыханов, В.В. Мешков, Р.М. Чадин, *Опт. и спектр.*, 96, №2, 226-228, (2004).

9. Ю.Б. Малыханов, Р.Н. Правосудов, Журн. прикл. спектр., 67, №1, 5-10, (2000).

10. И.И. Собельман, В.Н. Сорокин, Успехи физических наук, 175, №9, 979-993, (2005).

11. M. Takamoto, T. Takano, H. Katori, Nature Photon, 5, 288-292, (2011).

РАСЧЕТ ЭНЕРГИИ ОСНОВНЫХ СОСТОЯНИЙ НЕЙТРАЛЬНЫХ АТОМОВ (Z≤54) В АЛГЕБРАИЧЕСКОМ ВАРИАНТЕ МЕТОДА ХАРТРИ–ФОКА Малыханов Ю.Б.*, Еремкин И.Н.**, Чадин Р.М.***, Горшунов М.В.*, Евсеев С.В.*

*Мордовский государственный педагогический институт им. М.Е. Евсевьева, Саранск, Россия **АНО "Центр профессиональной подготовки", Саранск, Россия ***Мордовский республиканский институт образования, Саранск, Россия

В работе представлены результаты высокоточных расчетов энергии основных состояний атомов от Не до Хе, выполненных в алгебраическом приближении метода Хартри–Фока. Орбитальные экспоненты базисных функций слэтеровского типа оптимизировались с использованием методов минимизации второго порядка, что впервые позволило достичь выполнение теоремы вириала с точностью 10⁻¹⁵–10⁻¹⁷. Вычисленные значения энергии атомов с использованием достаточно ограниченных базисных наборов по точности не уступают результатам численного метода решения уравнений Хартри–Фока.

В расчетах энергии и волновых функций атомов с любым числом заполненных и открытых оболочек в алгебраическом приближении наибольшее распространение получила атомная теория Рутана-Хартри-Фока (РХФ)¹, в которой одноэлектронные функции ищутся в удобном для последующего использования аналитическом виде в форме разложения по базисным функциям заданного вида – атомным орбиталям (АО). В таком подходе задача сводится к нахождению минимума энергии ($\delta E = 0$) атома как функции многих неизвестных – орбитальных коэффициентов и нелинейных параметров АО (орбитальных экспонент ζі). Вместе с тем, задачу поиска минимума энергии можно разделить на две задачи – решение алгебраических уравнений самосогласованного поля (ССП) для орбитальных коэффициентов и нахождение оптимальных значений нелинейных параметров АО, дающих минимум энергии. Точность решения уравнений РХФ можно оценить с помощью, как минимум, двух критериев. Во-первых, достижением минимально возможного значения энергии, которое уже нельзя понизить. Этого можно достичь путем выбора оптимального базисного набора. Во-вторых, точностью, с которой выполняется теорема вириала, позволяющая оценить степень достоверности вычисленного значения энергии. Точность выполнения теоремы вириала напрямую зависит от глубины оптимизации орбитальных экспонент, что является, на наш взгляд, слабым звеном большинства известных на сегодняшний день расчетов атомов на основе метода Хартри–Фока (ХФ).

Обширные расчеты атомов и ионов по программе, описанной в¹, выполненные Клементи и Роетти² и несколько уточненные в работах Т.Кога и др.^{3,4}, не удовлетворяют запросов исследователей из-за использования узких базисных наборов и ограниченной точности оптимизации экспонент АО. Несколько более точные расчеты выполнены Бунге и др.^{5,6}, в которых теорема вириала выполняется с точностью 10^{-8} – 10^{-9} . Кога и др.^{7,8} улучшили точность вириального отношения до 10^{-9} – 10^{-10} , используя

иной по составу базисный набор, чем в^{5,6}. Используя современные математические методы можно существенно повысить точность решения уравнений РХФ для атомов по сравнению с известными расчетами.

Полученные в⁹ уравнения ССП можно решать циклическим методом Рутана, который в большинстве случаев имеет быструю сходимость¹⁰. Однако условия сходимости циклического метода теоретически не доказаны, и на практике имеют место случаи, когда эта процедура не сходится, и нужно применить другой метод решения. Уравнения ССП представляют собой систему нелинейных уравнений для орбитальных экспонент, которые можно вычислить с помощью методов минимизации.

В программе для решения уравнений ССП используется циклический метод Рутана, а в случае расходимости процесса согласования подключается метод наискорейшего градиентного спуска, имеющий более широкую область сходимости. Для оптимизации орбитальных экспонент обычно используются методы прямой минимизации (методы нулевого порядка), например, метод сопряженных направлений Пауэлла³⁻⁸. Однако эти методы имеют медленную сходимость и дают ограниченную точность оптимизации второго порядка, основанных на использовании величин $dE/d\zeta_i$ и $d^2E/d\zeta_i d\zeta_j$. В таких алгоритмах имеется строгий критерий окончания счета – необходимое условие минимума энергии $dE/d\zeta_i = 0$.

В программе использована многоступенчатая схема оптимизации экспонент, позволяющая выполнить оптимизацию с высокой точностью. С помощью прямого метода Нелдера и Мида¹¹ достаточно произвольно выбранные экспоненты оптимизируются с точностью $10^{-2}-10^{-4}$. С этими экспонентами запускается квазиньютоновский метод Муртага–Саджента¹¹, использующий значения производных $dE/d\zeta_i$, которые доводятся до точности $10^{-9}-10^{-10}a.e.$ На следующем этапе подключается метод Ньютона, в котором матрица Гессе находится приближенно численным дифференцированием точно вычисленных $dE/d\zeta_i$, и градиент доводится до величины $10^{-12}-10^{-15}a.e.$

Изложенная выше схема высокоточных расчетов аналитических ХФ-орбиталей и энергии была реализована для основных состояний нейтральных атомов от Не до Хе в базисе орбиталей слэтеровского типа. Был использован достаточно широкий базисный набор, дальнейшее расширение которого практически не сказывается на значении энергии. По составу использованный нами базисный набор несколько отличается от базисов^{6,7} наличием атомных орбиталей с большими значения главного квантового числа "*n*". Такие базисы необходимы в расчетах поляризуемостей атомов в приближении ХФ¹². Установлено, что если теорема вириала выполняется с точностью 10^{-k} , то число достоверных значащих цифр в энергии по определению не может превышать числа "*k*". Нами достигнута точность 10^{-15} — 10^{-17} , с которой выполняется теорема вириала, а число достоверных значащих цифр в энергии составляет 13—16. Таким образом, в пределах точности выполнения теоремы вириала, наши расчеты по значению энергии и достоверности значительно превосходят известные расчеты⁷.

Анализ наших расчетов и расчетов других авторов показал, что полная энергия атома и энергии орбиталей напрямую зависят от размера базисного набора и в меньшей степени от его состава. Поэтому состав базиса можно выбирать в зависимости от конкретных приложений вычисленных орбиталей. Вычисленные аналитические части орбиталей можно домножить на соответствующие сферические функции, и полученные орбитали использовать для решения уравнений теории возмущений в приближении XФ. Именно такой подход был реализован в расчетах поляризуемостей ¹².

- 1. C.C.J. Roothaan, P.S. Bagus, *Methods in Computational Physics. New York: Academic Press Inc.*, **2**, 47-94, (1963).
- 2. E. Clementi, C. Roetti, At. Data and Nucl. Data Tables, 14, 177-478, (1974).

- 3. T.Koga, H.Tatewaki, A.J.Thakkar, Phys. Rev. A., 47, N5, 4510-4512, (1993).
- 4. T. Koga, A.J. Thakkar, Theoret. Chim. Acta., 85, 391-402, (1993).
- 5. C.F. Bunge, J.A. Barrientos, A.V. Bunge, J.A. Cogordan, *Phys. Rev. A.* 46, 3691-3696, (1992).
- 6. C.F.Bunge, J.A.Barrientos, A.V.Bunge, *At. Data and Nucl. Data Tables*, **53**, 113-162, (1993).
- 7. T. Koga, S.Watanabe, K.Kanayama, R.Yasuda, A.J. Thakkar, *J. Chem. Phys.*, **103**, N8, 3000-3005, (1995).
- 8. T.Koga, H.Tatewaki, T.Shimazaki, Chem. Phys. Lett., 328, 473-482, (2000).
- 9. Ю.Б. Малыханов, С.А. Романов, Журн. структ. химии., 46, №2, 212-230, (2005).
- 10. Ю.Б.Малыханов, С.В.Евсеев, М.В.Горшунов, *Журн. прикл. спектр.*,**79**, №1, 5-14, (2012).
- 11. Ф.Гилл, У.Мюррей, Численные методы условной оптимизации. М.: Мир, 290, (1977).
- 12. И.Н. Еремкин, Ю.Б. Малыханов, Журн. прикл. спектр., 78, №3, 325-332, (2011).

О ТЕМПЕРАТУРНОЙ ЗАВИСИМОСТИ СТОЛКНОВИТЕЛЬНОЙ ШИРИНЫ СПЕКТРАЛЬНЫХ ЛИНИЙ МОЛЕКУЛЫ СО₂ Аршинов К.И., Невдах В.В.^{*}

Институт технической акустики НАНБ, Витебск, Республика Беларусь *Белорусский национальный технический университет, Минск, Республика Беларусь

Предложено объяснение отличия В температурных зависимостях коэффициента столкновительного самоуширениялинии R22 перехода $10^{9}0$ - $00^{0}1$ молекулы CO₂, полученных двумя способами по измереннным с помощью стабилизированного ПО частоте перестраиваемого CO_2 лазераненасыщенным коэффициентам поглощения в углекислом газе при давлениях 1 и 100 Тор в диапазоне температур 296-700К.

Знание столкновительных ширин колебательно-вращательных линий поглощения различных переходов молекул CO_2 и их температурных зависимостей необходимо при использовании перестраиваемых CO_2 -лазеров в методе многочастотной диагностики атмосферы и нагретых газообразных продуктов сгорания топлив, при расчетах переноса излучения в атмосфере, при расчете характеристик мощных CO_2 -лазеров(см., например, работы¹⁻⁵).

Столкновительную ширину спектральной линии можно определить или непосредственно, измеряя форму контура линии поглощенияпри соответствующем давлении с помощью перестраиваемого источника излучения, или, измеряя ненасыщенный коэффициент поглощения (КП) на одной, например, центральной частоте линии поглощения. Для линий переходов [10⁰0,02⁰0]_{I,II}–00⁰1 такие измерения можно провести с использованием в качестве источника зондирующего излучения стабилизированного по частоте CO₂-лазера, перестраиваемого по линиям этих же переходов.

Цель настоящей работы – определить столкновительную ширину линии поглощения *R*22 перехода 10⁰0-00⁰1 молекулы CO₂и её температурную зависимость из экспериментально измеренных с помощью стабилизированного по частоте перестраиваемого CO₂-лазера величин КП в чистом CO₂. Выбор линии *R*22 обусловлен тем, что вкладом в КП на её центральной частоте, который дают линии поглощения

других, вышележащих переходов молекулы CO₂, при рассматриваемых в работе давлениях и температурах, можно пренебречь.

Выражение для КП на центральной частоте v_0 любой линии перехода 10^00-00^01 молекулы CO₂, резонансной частоте генерации стабилизированного по максимуму контура усиления перестраиваемого CO₂-лазера, в общем случае может быть представлено в виде⁶:

$$\alpha_{nm}(\nu_0) = N_C A_{mn} \frac{c^2}{8\pi \nu_0^2} g_m Q_V^{-1} Q_{Rm}^{-1} \left(e^{-\frac{E_n}{kT}} - e^{-\frac{E_m}{kT}} \right) F(0), \qquad (1)$$

где N_C – плотность молекул CO₂; A_{mn} – вероятность спонтанного излучения; Q_{Rm} – вращательная, Q_V – колебательная статистические суммы молекулы CO₂, соответственно; E_n и E_m – энергии рассматриваемых уровней; $g_m=2J-1$ – вырождение уровня *m* для линий *P*-ветви; $g_m=2J+3$ – для линий *R*-ветви; J – вращательное квантовое число уровня 10⁰0; F(0) – форм-фактор в центре линии поглощения.

Линия поглощения молекул CO₂ имеет столкновительно-уширенный контур с шириной Δv_L (FWHM – полная ширина на половине максимума)при давлениях углекислого газа $P_C > 50$ Top (см., например, работу⁵). При используемом в работе давлении 100 Top сдвигом центра линии можно пренебречь и форм-фактор в центре рассматриваемой линии дается выражением

$$F_L(0) = 2/\pi\Delta v_L = 2/\pi\gamma_{CO_2 - CO_2} P_C , \qquad (2)$$

где $\gamma_{{\it CO}_2-{\it CO}_2}$ – коэффициент столкновительного самоуширения лини.

Из выражений (1) и (2) видно, что величина КП при фиксированной температуре определяется коэффициентом $\gamma_{CO_2-CO_2}$ и другими спектроскопическими параметрами молекулы СО₂. Если эти параметры известны, то, измерив КП α_L можно определить величину $\gamma_{CO_2-CO_2}$. Проведя такие измерения КП при различных температурах, можно получить температурную зависимость $\gamma_{CO_2-CO_2}(T)$. В литературе эта зависимость обычно представляется в виде¹

$$\gamma_{CO_2 - CO_2}(T) = \gamma_{CO_2 - CO_2}(T_0) (T_0/T)^n, \qquad (3)$$

где в качестве T_0 обычно выбираетсятемпература T_0 =300 К.

Следует отметить, что почти все спектроскопические параметры, входящие в выражение (1) для молекулы CO_2 измерены с достаточно высокой точностью. Исключение составляют вероятности спонтанного излучения A_{mn} , в значениях которых в литературе существует достаточно большая неопределенность^{1,7-9}. В силу вышеупомянутого, для повышения точности определения коэффициента $\gamma_{CO_2-CO_2}$ величину A_{mn} нужно или измерить с высокой точностью, или предложить методику, не использующую A_{mn} .

При малых давлениях углекислого газа (*P*_{*C*}=*P*_{*D*}≤1 Тор) линия поглощения имеет доплеровский контур, и выражение для форм-фактора в центре такой линии имеет вид

$$F_{D}(0) = \frac{1}{\nu_{0}} \sqrt{\frac{Mc^{2}}{2\pi kT}},$$
(4)

где M – масса молекулы CO₂.

Из (1) и (5) следует, что величина коэффициента Эйнштейна A_{mn} может быть определена, если с достаточно высокой точностью измерить КП α_D в чистом CO₂ при фиксированной температуре и давлении P_D , обеспечивающем доплеровский контур линии поглощения.

Очевидно, что влияние существующих неопределенностей в значениях спектроскопических параметров линий, входящих в выражение (1), на определяемый

коэффициент $\gamma_{CO_2-CO_2}$ может быть уменьшено, если его определять по отношению α_D/α_L из выражения

$$\gamma_{CO_2 - CO_2} = \frac{2}{\pi P_D F_D(0)} \frac{\alpha_D}{\alpha_L} \,. \tag{5}$$

В настоящей работе были реализованы два вышеуказанных способа определения коэффициента $\gamma_{CO_2-CO_2}$ (подробности в работе¹⁰). Полученные результаты представлены на рисунках 1–3.

При давлении $CO_2P_D=1$ Тор и температуре T=296К результаты измерений дали КП $\alpha_D=(0.327\pm0.05)\cdot10^{-3}$ см⁻¹ (см. Рис. 1*a*). Из выражений (1) и (4) получено, что такому КП соответствует значение коэффициента Эйнштейна $A_{mn}=0.192\pm0.029$ с⁻¹. Именно это значение использовалось далее при определении столкновительной ширины линии поглощенияиз выражений (1) и (2) по измеренным значениям КП при давлении $P_C=100$ Тор.

На рисунке 16 представлены результаты измерений КП α_L при давлении $P_C=100$ Тор в диапазоне температур от 296К до 700К. Определенные по этим результатам из выражений (3) и (4) коэффициенты столкновительного самоуширения для молекулы $CO_2 \gamma_{CO_2-CO_2}$ представлены треугольниками на рисунке 2. Методом наименьших квадратов получено, что через эти экспериментальные точки можно провести зависимость типа (3) с показателем степени n=0.9 (см. штриховую линию на Рис. 2).



Рис.1. Температурные зависимости коэффициента поглощения на центральной частоте линии *R*22 перехода 10⁰0-00⁰1 молекулы CO₂ в чистом CO₂ при давлении *P*=1 (*a*) и 100 Top (*б*)

На этом же рисунке 2 кружками также представлены значения коэффициента $\gamma_{CO_2-CO_2}$, полученные по формуле (5) с использованием измеренного отношения α_D/α_L . Видно, что при *T*=296 К значения коэффициента $\gamma_{CO_2-CO_2}$, полученные двумя способами, практически совпадают, а при других температурах между полученными значениями для этого коэффициента наблюдается достаточно сильное различие. Аппроксимация этих значений зависимостью типа (3) показана сплошной линией, которой соответствует показатель степени *n*=0.35.

Таким образом, определение одного и того же коэффициента $\gamma_{CO_2-CO_2}$ двумя способами дало две зависимости $\gamma_{CO_2-CO_2}(T)$ с сильно различающимися показателями степени *n*. Очевидно, что причиной получения этих двух зависимостей является различие в методиках определения коэффициента $\gamma_{CO_2-CO_2}$.

Как отмечалось выше, при использовании второй методики, т.е. формулы (5), из рассмотрения исключается ряд спектроскопических параметров линии поглощения, входящих в выражение для КП (1), в том числе и вероятность спонтанного излучения.

Однако при этом в формулу (5) входят уже два измеряемых КП – α_L и α_D . Учитывая практически совпадение значений коэффициента $\gamma_{CO_2-CO_2}$, полученных двумя способами при температуре 296 К, можно предположить, что причиной появления другой зависимости $\gamma_{CO_2-CO_2}(T)$ является температурная зависимость КП при малом давлении СО₂ $\alpha_D(T)$ (см. точки и кривую 1 на Рис. 1*a*). На этом же рисунке кривая 2 представляет зависимость, рассчитанную по формулам (1) и (4), с использованием полученного при T=296 К значения вероятности спонтанного излучения A_{mn} . Видно, что при T>296 К измеренные величины α_D становятся больше рассчитанных, и различие между измеренной и рассчитанной зависимостями КП увеличивается с ростом температуры. Такое поведение можно было бы объяснить вкладом в измеряемые КП поглощений на линиях, расположенных выше горячих переходов, контуры которых перекрываются с линиями основных переходов. Однако, оценки показывают, что при T=700К и p=1 атм для линии 10R22 этот вклад составляет¹¹ ~ 0.2%. При давлении СО₂ 1 Тор, при котором измерялся КП α_D , вклад линий горячих переходов в величину измеренного поглощения еще меньше и им можно пренебречь.



Таким образом, можно сделать вывод, что причиной наблюдающегося отличия экспериментальной и расчетной температурных зависимостей коэффициента поглощения при давлении 1 Тор (см. Рис. 1а), а также получение двумя способами двух зависимостей $\gamma_{CO_2-CO_2}(T)$ является отличающихся использование постоянного коэффициента A_{mn}=0.192 с⁻¹, полученного из измеренного КП а_D при температуре T=296 К. Действительно, подстановка измеренных величин α_D при других температурах в выражения (1) и (4) дает различные значения коэффициента A_{mn} для разных температур. Полученная зависимость $A_{mn}(T)$ представлена на рисунке 3. Она свидетельствует о том, что природа излучения, описываемого зависящим от температуры коэффициентом $A_{mn}(T)$, отличается от природы спонтанного излучения, описываемого постоянным коэффициентом A_{nn}. Из рисунка 3 также видно, что зависимость A_{mn}(T) имеет два характерных участка – участок быстрого роста до температуры ~ 350 К, и участок сравнительно медленного роста при T>350 К, что может рассматриваться как свидетельство изменения с ростом температуры характера причины, вызывающей появление излучения, аналогично с результатами работы¹².

1. О.В. Ачасов, Н.Н. Кудрявцев, С.С. Новиков, Р.И. Солоухин, Н.А. Фомин. *Диагностика неравновесных состояний в молекулярных лазерах*, Минск: Наука и техника, 35-47 (1985). 2. Стариков В.И., Лаврентьева Н.Н. Столкновительное уширение спектральных линий поглощения молекул атмосферных газов Томск, Изд-во Института оптики атмосферы СО РАН,222-224 (2006).

3. L. Rosenmann, M.Y. Perrin, J. TaineJ. Chem. Phys., 88, № 5, 2995–2998 (1988).

4. В.В. Артемьев, К.И. Аршинов, Н.С. Лешенюк, В.В. Невдах. *Опт. и спектр.*, **96**, 1004-1008 (2004).

5. В.Виттеман.*СО₂-лазер*, Москва, Мир, 70-101 (1990).

6. М.А. Ельяшевич. *Атомная и молекулярная спектроскопия*, Москва, ГИФМЛ, 117-139 (1962).

7. А.С.Бирюков, А.Ю. Волков, Е.М. Кудрявцев, Р.И.Сериков.*Квант. электрон.*, **3** 1748-1754 (1976).

8. В.В. Невдах, Квант. электрон., 11 1622-1627 (1984).

9. К.И. Аршинов, Н.С. Лешенюк, В.В. Невдах, *Квант. электрон.*, **25** 679-682 (1998).

10. К.И.Аршинов, М.К.Аршинов, В.В.Невдах Опт. и спектр., **112**, № 6, 914–919 (2012).

11. К.И.Аршинов, М.К.Аршинов, В.В.Невдах Лазерная и оптико-электронная техника, Минск, Акад. упр. при Президенте Респ. Беларусь, вып.11,113–121(2008).

12. В.В. Невдах, Н.С.Лешенюк, Л.Н.Орлов*Журн. прикл. спектр.*,**70**, № 2. 246–253(2003).

ДАЛЬНОДЕЙСТВУЮЩЕЕ КУЛОНОВСКОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ В ИОННЫХ КРИСТАЛЛАХ Аникеенок О.А.

Казанский (Приволжский) федеральный университет Казань, Россия

Получены выражения для матричных элементов кулоновского взаимодействия p-, d-, f- электронов выделенного иона кристалла с бесконечной кристаллической решеткой. Матричные элементы вычисляются на орбиталях гауссова типа. Некоторые оценки дальнодействующего кулоновского взаимодействия приведены для кристалла LaMnO₃.

До настоящего времени кулоновское взаимодействие выделенного иона с бесконечной кристаллической решеткой оценивается только в точечном приближении (например, методом Эвальда), т.е. вычисляется взаимодействие электрона помещенного в узел решетки с кристаллической решеткой. Явная недостаточность таких оценок дальнодействующего кулоновского взаимодействия отмечалась во многих работах. В работе¹ получены общие выражения для вычисления матричных элементов взаимодействия электрона с бесконечной кристаллической решеткой на орбиталях выделенного иона. В работе² исходя из общих выражений получены выражения для р- иd-электронов. Например, взаимодействие электрона находящегося на $|xy\rangle$ орбитале может быть вычислено по формуле

$$E_{xy} = -\frac{15\pi^{\frac{1}{2}}}{4v_c} \sum_{i,k} a_i a_k \left(\frac{1}{\alpha_{ik}}\right)^{\frac{1}{2}} \sum_{\mathbf{g}\neq 0} \left(\frac{g_x^2}{2\alpha_{ik}} - 1\right) \left(\frac{g_y^2}{2\alpha_{ik}} - 1\right) \frac{G_j(\mathbf{g})}{\mathbf{g}^2} \exp\left(-\frac{\mathbf{g}^2}{4\alpha_{ik}}\right) + q_j \sum a_i a_k \left(\frac{1}{\alpha_{ik}}\right)^3,$$

3

7

где a_i, α_i пред-экспоненциальные и экспоненциальные коэффициенты соответственно, $\alpha_{ik} = \alpha_i + \alpha_k, \mathbf{g} = (2\pi n_x / a, 2\pi n_y / b, 2\pi n_z / c) -$ вектор обратной решетки, a, b, c - постоянные решетки, v_c – объем элементарной ячейки. $G_j(\mathbf{g})$ – структурный фактор определенный в работе¹.

Кристалл LaMnO₃ в настоящее время интенсивно исследуется в связи со своими магнито-резистивными свойствами. При температуре 750К в кристалле LaMnO₃ наблюдаются резкие структурные изменения, которые связывают с кооперативным эффектом Яна-Теллера. В результате происходит расщепление e_g состояний, которое при температуре 300К составляет величину порядка 0.8eV^3 . В то же время расщепление энергетических уровней по формулам данной работы в пределах e_g состояний составляет величину порядка 0.4 eV. Вычисления проводились на хартри-фоковских орбиталях свободных ионов. Орбитали внешних ионов пзаменялись точечными зарядами. Такие оценки могут быть взяты в качестве нулевого приближения в силу малости интегралов перекрывания орбиталей и пренебрежения мультипольными вкладами. Следовательно, в общем случае кулоновское взаимодействие электронов, находящихся на разных орбиталях с бесконечной кристаллической решеткой, необходимо оценивать при таких расчетах.

- 1. O.A. Anikeenok, Magn. Res. Solids. Electron. J., 13, 27-35, (2011).
- 2. О.А. Аникеенок, ФТТ, 54, №9, 1733-1738, (2012).
- 3. E. Pavarini, E. Koch, preprintcond-mat/0964.4603v2.

ИССЛЕДОВАНИЕ ТРИПЛЕТ-ТРИПЛЕТНОГО ПЕРЕНОСА ЭНЕРГИИ В ПЛЕНКАХ ЛЕНГМЮРА-БЛОДЖЕТТ Селиверстова Е.В., Артюхов В.Я.*, Ибраев Н.Х.

Институт молекулярной нанофотоники, Карагандинский государственный университет, Караганда, Казахстан

*Сибирский физико-технический институт им. В.Д. Кузнецова, Томский государственный университет, Томск, Россия

Проведено экспериментальное и квантово-химическое исследование триплет-триплетного переноса энергии электронного возбуждения в бимолекулярной системе антрацен-Нильский красный. Показано, что дезактивация энергии электронного возбуждения антрацена может осуществляться по обменному механизму.

В настоящей работе приведены и сопоставлены экспериментальные результаты и результаты квантово-химического исследования триплет-триплетного переноса энергии электронного возбуждения в пленках Ленгмюра-Блоджетт. В качестве донора и акцептора энергии выбраны молекулы антрацена и Нильского красного, соответственно.

Подробное изложение организации эксперимента по изучению процесса триплеттриплетного переноса энергии между молекулами антрацена и амфифильного аналога Нильского красного, заключенного в разные слои ЛБ пленки приведено в работе¹. Полученные экспериментальные данные свидетельствуют о протекании межслойного Т-Т переноса энергии от молекул ароматического углеводорода к молекулам красителя, находящихся в разных слоях ЛБ. Наблюдаемая сенсибилизованная длительная люминесценция акцептора может возникать как за счет аннигиляции триплетных молекул акцептора, так и при гетероаннигиляции триплетных молекул антрацена и Нильского красного. С целью детализации механизма переноса энергии и исследования особенностей фотофизических процессов в молекулах антрацена, Нильского красного и их бимолекуярной смеси проведено квантово-химическое исследование методом ЧПДП со специальной спектроскопической параметризацией², а оценка фотофизических констант выполнена согласно работе³.В качестве исследуемой конфигурации была выбрана конфигурация типа «сэндвич». Расстояние между молекулами Нильского красного и антрацена варьировалось от 4 до 22.3 Å. Все молекулы рассматривались плоскими. Рассчитанные значения возбужденных состояний хорошо согласуются с экспериментальными данными (расхождение не превышает 1300 см⁻¹).

Экспериментально зарегистрированный спектр замедленной флуоресценции антрацена как в отсутствие, так и при наличии акцептора состоит из полосы аннигиляционной замедленной флуоресценции мономеров (λ_{max} =420 нм) и эксимеров (λ_{max} =500, 530 нм). Известно, что образование эксимеров антрацена возможно только при определенном расположении молекул друг относительно друга и при определенных расстояниях. Для выяснения взаимного расположения молекул донора вЛБ пленке и особенностей формирования электронно-возбужденного состояния таких молекулярных комплексов были проведены расчеты молекулярных аргегатов антрацена в нескольких конфигурациях (сэндвич и конфигурация сдвига одной молекулы антрацена относительно другой по оси ОZ и ОY). Изменялось как расстояние между молекулами (от 3.2 до 4 Å), так и их количество в молекулярном комплексе.

При отсутствии межмолекулярного взаимодействия все электронные состояния димерной системы будут дважды вырожденными.В результате межмолекулярного взаимодействия вырождение снимается и "мономерные" состояния расщепляются и сдвигаются. При этом S_i -состояния расщепляются на уровни S_i^+ и S_i^- , где плюс обозначает наличие ненулевого значения силы осциллятора для $S_0 \rightarrow S_i$ перехода.При моделировании димера антрацена в конфигурации сэндвич выяснено, что рассчитанное положение нижних синглетных состояний характеризуется более низкими энергиями, а сила осциллятора дляS_i \rightarrow S₀ перехода этих состояний равна нулю. Разрешенным становится состояние S₃.Описанное поведение спектра повторяется и приувеличении расстояния между молекулами димера до 4 Å. В случае увеличения числа молекул в молекулярном агрегате происходит более заметное расщепление уровней энергии. Например, для тримера переходы из состоянийS1 и S3B состояние S0становятся слаборазрешенными. Получено уменьшение энергии уровня S₁ примерно на 5000 см⁻¹ по сравнению с положением S₁-состояния мономерной молекулы. Для тетрамера в результате расчета получено более значительное смещение (около 10000 см⁻¹). Сопоставление рассчитанных и экспериментальных данных позволяет сделать вывод о том, что в суммарный спектр свечения донора в ЛБ пленках дают вклад как мономерные центры свечения, так и свечение молекулярных агрегатов, в которых может присутствовать как две, так и более молекулы.

Квантово химическое исследование молекулы Нилького красного проведено в работе⁴.

Расчет формирования электронно-возбужденных состояний в паре антраценнильский красный и оценка фотофизических констант показал, что при возбуждении донорно-акцепторной системы импульсом лазера ЛГИ-50 с $\lambda_{reH}=337$ нм ($E \approx 29000$ см⁻¹) происходит возбуждение состояние S₂антрацена. В результате внутренней конверсии молекула переходит в состояние S₁ антрацена со скоростью $k_{BK} \approx 10^{13}$ с⁻¹. Из состояния S₁донора осуществляется процесс интеркомбинационной конверсии в состояние T₄ антрацена ($k_{\mu KK} \approx 5*10^7$ с⁻¹). В случае триплет-триплетного переноса энергии миграция энергии происходит по механизму внутренней конверсии между триплетными состояниями донорно-акцепторной пары. Расчет показал, что из состояния T₄ происходит последовательная эффективная передача энергии в состояние T₅ и T₃ п π^*
триплетное состояние красителя. Рассчитанное значение квантового выхода флуоресценции системы φ =0.028. Данное значение больше, чем рассчитанное значение квантового выхода акцептора (для нильского красного φ <0.001 в газовой фазе). Это позволяет утверждать, что флуоресцентные свойства акцептора увеличились благодаря наличию процесса переноса энергии от молекул антрацена к молекуле нильского красного.

Исследована дистанционная зависимость триплет-триплетного переноса энергии. Экспериментально полученное значение критического радиуса триплет-триплетного переноса энергии R_0 , при котором равновероятен как процесс передачи энергии от молекулы донора к молекуле акцептора, так и другие процессы дезактиванции энергии электронного возбуждения, равен 6 Å, что хорошо согласуется с рассчитанным значением, равным 7 Å.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 12-03-90905 по программе «моб_снг_ст»

1. N.Kh. Ibrayev, A.K. Aimukhanov, E.V. Seliverstova, *High Energy Chem.*, **43**, № 7, 577-581 (2009).

2. В.Я. Артюхов, А.И. Галева, Изв. вузов. Физика, № 11, С. 96-100,(1986).

3. Майер Г.В., Артюхов В.Я., Базыль О.К. и др. Электронно-возбужденные состояния и фотохимия органических соединений. Новосибирск: Наука, 1997. 232с.

4. Н.И. Селиванов, Л.Г. Самсонова, В.Я. Артюхов, Т.Н. Копылова, Изв. вузов. Физика, № 5, 85 -90, (2011).

ИССЛЕДОВАНИЕ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ 2D НАНОСТРУКТУР СDSE МЕТОДОМ СПЕКТРОСКОПИИ КОМБИНАЦИОННОГО РАССЕЯНИЯ

Черевков С.А., Баранов А.В., Артемьев* М.В., Прудников* А.В.

Санкт-Петербургский национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики, Санкт-Петербург,

Россия

*Институт физико-химических проблем, Белорусский государственный университет, Минск, Белоруссия

В данной работе получены спектры резонансного комбинационного рассеяния(КР) света2D нанокристаллов CdSe с толщиной 5, 6 и 7 монослоев CdSec фундаментальным экситонным переходом на 460 нм, 515 нм и 550 нм, соответственно.

В самое последнее время создан новый тип полупроводниковых наноструктур - двумерных(2D) коллоидных наноструктур с поперечными размерами до нескольких микрометров и толщиной в несколько монослоев полупроводника, то есть менее 10 нм^{1,2}.

На рисунке 1а показаны возможные механизмы образования нанопластин CdSe. Первым шагом является формирование нанокристаллов CdSe с размерами менее 2 нм в результате реакции исходных Cd и Se. Далее первыйвариант - самоорганизациянанокристаллов в 2D структуру. Второй вариант – формирование 2D структуры за счет исходных Cd и Se.

1б



Рис. 1. Возможные механизмы образования нанопластин CdSe (a); Характерные спектры поглощения и люминесценции 2D структур CdSe различной толщины (б)

Предполагается, что 2D наноструктурыCdSe, являющиеся, в некотором смысле, полупроводниковыми аналогами графена, могут обладать необычными электрическими и оптическими свойствами. В частности, их оптические свойства должны быть аналогичны свойствам CdSeквантовой ямы, где энергия экситона зависит от толщины ямы: $\hbar\omega_n = E_g + E_{hhn} + E_{cn} = E_g + \hbar^2 n^2 \pi^2 2m_{hh}^* d^2 + \hbar^2 n^2 \pi^2 / 2m_c^* d^2$, где E_g – ширина запрещеннойзоны, n – число межзонных переходов, m_{hh}^* и m_c^* эффективные массы дырки и электрона, d - толщина квантовой ямы. На рис.1б показана зависимость энергии экситона от толщины 2D структурCdSe.

С другой стороны, коллоидные 2D нанокристаллы, аналогично коллоидным нанокристаллам - квантовым точкам,предоставляют возможность создания на их основе более сложных самоорганизованных наноструктур с необычными оптическими свойствами. Однако большая часть работ, опубликованных на сегодняшний день, ориентирована на механизмы роста и структурные характеристики 2D нанокристаллов. Работы, посвященные исследованию их электронной и фононной структуры и ее зависимости от толщины нанокристаллов, практически отсутствуют.

В данной работе получены спектры резонансного комбинационного рассеяния(КР) света2D нанокристаллов CdSe с толщиной 5, 6 и 7 монослоев CdSec фундаментальным экситонным переходом на 460 нм, 515 нм и 550 нм, соответственно. КР возбуждалось излучением с длинами волн 457 нм, 514,5 нм и 632,8 нм, первые два из которых находятся в резонансе с экситонными переходами нанопластин с толщиной 5 и 6 монослоев, а последнее можно рассматривать как нерезонансное для всех трех образцов. Спектры были получены с использованием спектрометра микро-КР "inViaRenishaw" при комнатной температуре.

На рисунке 2 показаны спектры микро-КР, при возбуждении излучением с длиной волны 514,5 нм, 2Dнанокристаллов CdSec различным количеством монослоев.

В спектрах микро-КР образцов 2D нанокристаллов CdSe с различным количеством монослоев наблюдаются характерные для данного вещества пики, на частотах ~ 180, 203, 230, 370, 406 и 470 см-1, где пик ~ 180 см⁻¹ и 203 см⁻¹ соответствуют SO и LO фононным модам материала, а так же их обертонам (370 см-1 и 406 см-1). Отнесение полос 230, 370 и 470 см-1, а также полосы 276 см-1 не столь очевидно. Предполагается, что они связаны с плоской формой наночастиц. При уменьшении толщины нанопластин надежно наблюдается небольшое уменьшение частоты полос LO-фонона и его обертона, что связано с эффектом пространственного ограничения оптических фононов. Таким образом, показано, что спектроскопия резонансного комбинационного рассеяния открывает новые возможности в получении

информацию о структурных параметрах 2D нанокристаллов CdSe и об их фононных спектрах.



Рис. 2. Спектры микро-КР, при возбуждении излучением с длиной волны 514,5 нм, 2D нанокристаллов CdSe с различным количеством монослоев (1 – 5 монослоев, 2 - 6 монослоев, 3 – 7 монослоев). Указаны частоты полос. На вставке приведены спектры поглощения исследуемых образцов

1. S. Ithurria, G. Bousquet, B. Dubertret, J. Am. Chem. Soc., **133**, 3070–3077, (**2011**) 2. S. IthurriaandB. Dubertret, J. Am. Chem. Soc., **130**, 16504–16505, (**2008**)

АНАЛИЗ РЕЗОНАНСНОГО ГИПЕРКОМБИНАЦИОННОГО РАССЕЯНИЯ СВЕТА В ПОЛУПРОВОДНИКАХ Семенова Л.Е.

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт общей физики им. А.М. Прохорова Российской академии наук, Москва, Россия

В рамках экситонной модели рассмотрено гиперкомбинационное рассеяние (ГКР) света. Показано, что в некоторых случаях можно использовать приближения, которые существенно упрощают оценку сечения рассеяния и анализ ГКР.

При гиперкомбинационном рассеянии (ГКР) происходит рождение фонона и излучение фотона рассеянного света в результате поглощения двух фотонов падающего излучения. Применение ГКР позволяет получать информацию, недоступную другим методам, таким как комбинационное рассеяние и ИК-спектроскопия. Впервые о наблюдении гиперкомбинационного рассеяния света сообщалось в 1965 году¹, но низкая эффективность ГКР существенно затрудняла экспериментальные исследования. Если же удвоенная частота возбуждающего излучения ($2\omega_L$) или частота рассеянного света (ω_S)оказываются вблизи резонанса с электронными переходами, интенсивность ГКР резко увеличивается. Кроме того, в этом случае можно определить механизмы рассеяния и последовательности промежуточных состояний, которые вносят основной вклад в ГКР. Так, в кристаллах CdS и ZnSe в спектрах ГКР доминировали продольные оптические (LO) фононы². Это объяснялось фрелиховским механизмом рассеяния,

который описывается следующей последовательностью процессов: дипольный переход в экситон *s*-типа при поглощении фотона возбуждающего излучения, внутризонный дипольный переход в *р*-экситонное состояние при поглощении другого фотона, переход в *s*-экситон в результате экситон-фононного фрелиховского взаимодействия и дипольный переход в основное состояние при излучении фотона рассеянного света. При двухфотонном возбуждении вблизи ширины запрещенной зоны E_{cv} полупроводника этот процесс рассеяния вносит основной вклад в ГКР, поскольку в этом случае удвоенная частота возбуждающего излучения и частота рассеянного света оказываются вблизи резонанса с экситонными состояниями. К тому же он описывается в рамках двухзонной модели и включает только дипольно-разрешенные переходы³. Следовательно, если известны экситонные параметры и величина матричного элемента оператора импульса электрона π_{cv} , то можно оценить частотную зависимость эффективности ГКР на LO-фононах.

В случае запрещенного дипольного перехода в кристалле основной вклад в резонансное рассеяние вносят две последовательности процессов: (1) двухфотонный переход в экситон *s*-типа, образованный электроном с нижней зоны проводимости *с*и дыркой с верхней валентной зоны*v* и непрямой переход в основное состояние; (2) непрямой переход в *s*-экситонное состояние, затем внутризонный переход в *p*-экситон при поглощении фотона падающего излучения и слабо-запрещенный переход в основное состояние³⁻⁴. Их вклады в ГКР можно записать в следующем виде

$$B^{(1)} = \sum_{\Lambda',\Lambda,\Lambda''} \frac{\Pi_{0\Lambda'} P_{\Lambda'\Lambda} \Pi_{\Lambda\Lambda'} \Pi_{\Lambda\Lambda'}}{(E_{\Lambda''} - \hbar\omega_S)(E_{\Lambda} - 2\hbar\omega_L)(E_{\Lambda'} - \hbar\omega_L)}, \qquad (1)$$
$$B^{(2)} = \sum_{\Lambda',\Lambda,\Lambda''} \frac{\Pi_{0\Lambda''} \Pi_{\Lambda''\Lambda} P_{\Lambda\Lambda'} \Pi_{\Lambda'0}}{(E_{\Lambda''} - \hbar\omega_S)(E_{\Lambda} + \hbar\omega_P - \hbar\omega_L)(E_{\Lambda'} - \hbar\omega_L)}, \qquad (2)$$

где Пл'ли Рл'л- матричные элементы экситон-фотонного и экситон-фононного взаимодействий, а ω_P- частота фонона.В выр. (1) и (2) выполняется суммирование по всем промежуточным экситонным состояниям $\Lambda = (cv\lambda)$, где $\lambda = (\xi \ell m)$ обозначает набор квантовых чисел, характеризующих относительное электронно-дырочное движение. Стоит заметить, что в первом случае удвоенная частота возбуждающего излучения вблизи резонанса с электронными переходами, а во втором – частота рассеянного света. Следовательно, обе последовательности могут играть заметную роль в ГКР. Кроме того, из теории поглощения известно, что двухфотонный переход в экситон *s*-типа описывается как в рамках многозонноймодели, так и двухзонной⁵, вклады которых оказываются разных знаков^{3,5}. В случае рассеяния на LO-фононах необходимо учитывать также внутризонный фрелиховский механизм экситон-фононного взаимодействия, который приводит к переходу между s- иp-экситонами. С применением метода функций Грина были получены выражения для этих процессов ГКР³. Однако оценка частотной зависимости сечения рассеяния остается сложной задачей, поскольку для этого необходимо учитывать различные процессы, включающие слабо-запрещенные дипольные переходы и переходы в вышележащие зоны проводимости и нижележащие зоны валентности. Если же зоны валентности у'и проводимостис', в которые разрешены дипольные переходы, значительно удалены от запрещенной зоны ($E_{c'c}$, $E_{vv} >> E_{cv}$), то эти расчеты можно существенно упростить. В частности, двухфотонный переход в *s*-экситон можно приближенно описать с помощью выражения, включающего только параметр слабо-запрещенного перехода M_{cv}⁵. Таким образом, вклад фрелиховского механизма в ГКР на LO-фононах можно свести к более простым выражениям

$$B_{F}^{(1)} \approx \frac{i\hbar\gamma_{F}m\varepsilon_{\alpha}^{L}\varepsilon_{\beta}^{L}\varepsilon_{\gamma}^{S}\hat{q}_{j}M_{cv}^{j\gamma}M_{cv}^{\beta\alpha}}{2(E_{cv}-\hbar\omega_{S})}\sum_{\xi} \left|\chi_{cv}^{(\xi00)}(0)\right|^{2}\frac{J_{3}(\Theta_{\xi},\kappa_{S})(1-2J_{2}(\Theta_{\xi},\kappa_{L}))}{(E_{cv}+\Delta E_{\xi}-2\hbar\omega_{L})},(3)$$

$$B_{F}^{(2)} \approx \frac{i\hbar\gamma_{F}m\varepsilon_{\alpha}^{L}\varepsilon_{\beta}^{L}\varepsilon_{\gamma}^{S}\hat{q}_{j}M_{cv}^{j\alpha}M_{cv}^{\beta\gamma}}{\left(E_{cv}-\hbar\omega_{L}\right)}\sum_{\xi}\left|\chi_{cv}^{(\xi00)}(0)\right|^{2}\frac{J_{2}(\Theta_{\xi},\kappa_{S})J_{3}(\Theta_{\xi},\kappa_{L})}{\left(E_{cv}+\Delta E_{\xi}+\hbar\omega_{P}-\hbar\omega_{L}\right)},\qquad(4)$$

где ε_L (ε_S) – поляризация возбуждающего (рассеянного) излучения, $\hat{\mathbf{q}}$ – единичный вектор в направлении волнового вектора возбуждаемого фонона, $\chi_{cv}^{(\lambda)}(\mathbf{r})$ –волновая функция относительного электронно-дырочного движения, γ_F – параметр фрелиховского взаимодействия³, ΔE_{ξ} – энергия относительного движения электрона и дырки. Интегралы $J_2(\Theta_{\xi},\kappa_L)$ и $J_3(\Theta_{\xi},\kappa_L)$ даны в работе³. Параметр $\kappa_{L(S)}$ определяется как $\kappa_{L(S)} = \sqrt{R/(E_{cv} - \hbar \omega_{L(S)})}$, где R-энергия связи экситона. Вблизи двухфотонного резонанса с экситонными линиями $2J_2(n,\kappa_L) \sim 3\kappa_L <<1$. Следовательно, вклад $B_F^{(1)}$ быстро растет при приближении к резонансным условиям. При удалении от резонанса значительный вклад вносят состояния сплошного спектра с k >>1. При этом $2J_2(i/k,\kappa_L) \sim 4(\kappa_L k)^2/[3(1+(\kappa_L k)^2)]$ может оказаться больше единицы. Но роль механизма рассеяния, соответствующего $B_F^{(2)}$, возрастает при удалении от резонанса. Это приводит к тому, что вклад последовательности *p-s-p* в ГКР уменьшается.

В случае экситон-фононного взаимодействия через деформационный потенциал выражения (1) и (2) можно упростить аналогичным образом

$$B_{D}^{(1)} \approx -\frac{\varepsilon_{\alpha}^{L} \varepsilon_{\beta}^{L} \varepsilon_{\gamma}^{S} \gamma_{D} m M_{cv}^{\beta \alpha}}{2} \sum_{\xi} \left| \chi_{cv}^{(\xi 00)}(0) \right|^{2} \frac{\left(1 - 2J_{2}(\Theta_{\xi}, \kappa_{L})\right)}{\left(E_{cv} + \Delta E_{\xi} - 2\hbar\omega_{L}\right)} \times \sum_{z',v'} \frac{\pi_{v'c'}^{\gamma'} \left[\Xi_{cc} \delta_{vv'} - \Xi_{vv'} \delta_{cc'}\right]}{\left(E_{cv'} - \hbar\omega_{S}\right)},$$

$$B_{D}^{(2)} \approx \varepsilon_{\alpha}^{L} \varepsilon_{\beta}^{L} \varepsilon_{\gamma}^{S} M_{cv}^{\beta \gamma} \gamma_{D} m \sum_{\xi} \left| \chi_{cv}^{(\xi 00)}(0) \right|^{2} \frac{J_{2}(\Theta_{\xi}, \kappa_{S})}{\left(E_{cv} + \Delta E_{\xi} + \hbar\omega_{P} - \hbar\omega_{L}\right)} \times \sum_{z',v'} \frac{\left[\Xi_{cc'} \delta_{vv'} - \Xi_{vv} \delta_{cc'}\right] \pi_{c'v'}^{\alpha}}{\left(E_{cv'} - \hbar\omega_{L}\right)},$$

$$(5)$$

где $\Xi_{nn'}$ - деформационный потенциал, γ_D - параметр, связанный с относительным смещением атомов в элементарной ячейке³. Поскольку $E_{c'c}$, $E_{vv} >> E_{cv}$, то сумма по зонам *c*'и *v*' в выр. (5)-(6) слабо зависит от частоты возбуждающего излучения.

Такие приближения применимы для кристалла закиси меди, в котором ближайшая дипольно-разрешенная зона валентности значительно удалена от запрещенной зоны. Очевидно, что основной вклад в резонансное ГКР на LO-фононах в этом случае вносит фрелиховский механизм рассеяния. Следовательно, из экспериментально полученной эффективности ГКР вблизи двухфотонного резонанса с 1 sэкситоном желтой серии можно найти параметр слабо-запрещенного перехода М_{сv}.

Этот подход также может быть использован и в кристаллах с разрешенным дипольным переходом. В частности, в CdSв геометрии рассеяния z(xx,z)y последовательность промежуточных состояний *s-p-s* не вносит вклад в ГКР⁶. Поскольку в эксперименте наблюдалось только рассеяние на LO-фононах⁷, можно сделать вывод, что в ГКР доминирует фрелиховский механизм экситон-фононного взаимодействия. В этой геометрии рассеяния основной вклад вносят экситоны ВиС серий. Анализ показал, что при вычислениях сечения рассеяния в CdS также можно использовать выражения (3)-(4), с помощью которых были получены оценки относительных вкладов экситонных серий A, B и C в зависимости от удвоенной энергии фотонов возбуждающего излучения (см. рис. 1).



Рис. 1. Относительные вклады экситонов А, В и С серий в ГКР на LO фононах

Работа выполнена при государственной поддержке ведущих научных школ Российской Федерации (грант Президента Российской Федерации № НШ-368.2012.2).

- 1. R.W. Terhune, P.D. Maker, C.M. Savage, Phys. Rev. Lett., 14, 681-684 (1965).
- 2. K. Inoue, F. Minami, Y. Kato, K. Yushida, K. Era, J. Cryst. Growth., 117, 738-741 (1992).
- 3. L.E. Semenova, K.A. Prokhorov, *ЖЭТФ*, **123**, № 5, 1048-1058 (2003).
- 4. L.E. Semenova, K.A. Prokhorov, Proc. SPIE, 6729, 67292Q (2007).
- 5. K. Rustagi, F. Pradere, A. Mysyrowicz, Phys. Rev. B,8, 2721-2732 (1973).
- 6. L.E. Semenova, K.A. Prokhorov, *Las. Phys. Lett.*, 1, 253-258 (2004).
- 7. V.A. Maslov, K.K. Ondriash, Yu.N. Polivanov, K.A. Prokhorov, L.E. Semenova, Yu.L. Chuzavkov, *Las. Phys.*, **6**, 132-143 (1996).

ОСОБЕННОСТИ ТЕМПЕРАТУРНОГО ПОВЕДЕНИЯ ЦЕНТРАЛЬНОГО ПИКА В СПЕКТРАХ КОМБИНАЦИОННОГО РАССЕЯНИЯ СВЕТА КРИСТАЛЛА КВАРЦА Иванова С.В.

Физический Институт им. П.Н. Лебедева, Москва, Россия

Вблизи температур 300°, 400° и 573°С на температурных кривых интенсивности центрального пика обнаружены аномалии. Сделано предположение, что при температурах 300°С и 400°С кристалл испытывает фазовые переходы второго рода, соответствующие эволюции нанодоменных структур. 573°С – α - β переход.

Известно, что при температуре 573°С кварц испытывает фазовый переход из высокотемпературной в-фазы В низкотемпературную α-фазу. .Авторы работеы предположили существование несоразмерной фазы между α- и β- фазами, которая была экспериментально подтверждена в ряде работ ^{2,3}в узком температурном интервале (1.5°).Из расчетов теоретико-группового анализа³ следует, что оптические колебания в кристалле распределены по следующим классам симметрии: $\Gamma = 4A_1(z) + C$ $4A_2(z) + 8E(x,y)$. Колебания A_1 и Е могут проявляться в спектрах комбинационного рассеяния (КР). Температурные исследования центрального пика в спектрах барийнатриевого ниобата были проведены в работах^{6,7}. Было обнаружено, что температурное поведение максимума интенсивности центрального пика в спектрах КР коррелирует с температурной эволюцией нано-доменных структур в решетке кристалла.

В настоящей работе проведены исследования рассеяния света в низкочастотной области спектра кварца (0 – 300см⁻¹) при температурах 20 - 800°С. Источником возбуждения служил аргоновый лазер ($\lambda = 514.5$ нм). Образцы размером 5x5x3 мм³ с оптической осью в плоскости кристалла помещались в печь. Для КР света была выбрана геометрия, при которой в спектре проявлялись одновременно моды A₁ и Е. Спектральная ширина щели была равна 1,5 см⁻¹ Поляризация падающего излучения была параллельна или перпендикулярна оптической оси кристалла. При исследовании центрального пика ширина щели составляла около 0,6 см⁻¹. Спектры регистрировались спектрометром ДФС-12...

Линии 128, 206 и266 см⁻¹ наблюдались в исследованной области частот в КР спектре при комнатной температуре. Из анализа спектров³⁻⁵в области исследованных в данной работе частот следует, что колебанию A_1 соответствует линия 207 см⁻¹, колебанию Е – частоты 128 см⁻¹ и 206 см⁻¹. Кроме этих линий в спектрах наблюдается линия 147 см⁻¹, которая играет роль «мягкой моды», ее частота. при нагревании образца уменьшается и при температуре около 400°С она сливается с линией 128 см⁻¹. При дальнейшем нагревании частота этой моды достигает 30 см⁻¹. При возбуждению полносимметричных A_1 - колебаний частота этой линии также уменьшается до 30 см⁻¹ Температурная зависимость максимума всех линий имеет аномалию в области 400°С.

Интенсивность центральной линии в КР спектре увеличивается до температуры 300° С и более резко до 400° С. При этой температуре на графике имеется перегиб с выходом на насыщение. При температуре 573° С наблюдается резкий пик рассеянного света. Этот пик соответствует температуре α - β перехода. Можно предположить, что температуры 300 и 400° С соответствуют фазовым переходам второго рода при перестройке доменной структуры.

- 1. T.A. Aslanyan, , A.G. Levanyuk, Solid State Commun., 31, 547 -550, (1979).
- 2. G. Dolino, J.P. Bachheimer, C.M.E. Zeyen, SolideStateCommun., 45, 295, (1983).
- 3. J.F. Scott, S.P. Porto, *Phys. Rev.*, **161**, 903-910, (1967).
- 4. J.F. Scott, Rev. Mod. Phys., 46, 907-910, (1974).
- 5. В.Г. Зубов, Н.Д. Кундикова, Л.П.Осипова, *ВестникМГУ*, **4**, 475-479, (1976).
- 6. S.V. Ivanova, Journal of Molecular structure, 294, 183-186, (1993).
- 7. S.V. Ivanova, Chinese Optics Letters, 6, 143-145, (2008).

СПУТНИКОВЫЙ ПРИБОР ОПТИЧЕСКОГО ЗОНДИРОВАНИЯ АТМОСФЕРЫ

Гришин С.А., Селянтьев В.А., Петюк А.Л.

Институт физики им. Б.И.Степанова НАН Беларуси, Минск, Беларусь

Рассматривается архитектура бортового оптико-электронного прибора для исследования атмосферы Земли с борта космического аппарата. Прибор предназначен для определения содержания озона, водяного пара и малых газовых составляющих.

Одним методов изучения атмосферы Земли с борта космического аппарата (КА) является метод лимбового зондирования. Он основан на определении ослабления прямого и рассеянного солнечного света атмосферой относительно внеатмосферных потоков и позволяет определять вертикальный профиль состава атмосферы Земли на высотах от 10 до 80 км путем регистрации излучения в диапазоне длин волн от 200 до 1200 нм. Для реализации данного метода была проработана архитектура прибора оптического зондирования атмосферы (ПРОЗА), предназначенного для определения

вертикальных профилей озона, водяного пара и малых газовых составляющих по измеренной поглощенной солнечной радиации при заходе и восходе Солнца.

Прибор состоит из оптического блока (ОБ) и блока электроники (БЭ). ОБ предназначен для выделения излучения определенных длин волн с помощью светофильтров, преобразования оптических сигналов в электронные с дальнейшим их усилением и передачей в БЭ. В состав ОБ входят основные и резервные блоки каналов яркости и освещенности, объективы, солнечно-защитные бленды для устранения попадания сторонних засветок и формирования поля зрения, интерференционные светофильтры для выделения областей спектральной чувствительности, фотоприемники для оптико-электронного преобразования светового сигнала.

В состав БЭ входят системы электропитания, регистрации, обработки и передачи информации.

БЭ выполняет следующие функции:

-преобразование аналоговых сигналов фотометрических каналов в цифровой код; -формирование сигналов калибровки фотометрических каналов;

-сбор и первичная обработка информации,

-формирование массива данных, содержащего результаты калибровки и измерений и передачи его в бортовой информационный комплекс по последовательному информационному интерфейсу типа LVDS;

-прием массива прикладного программного обеспечения, программно-кодовых команд и передача телеметрической информации о своем состоянии по последовательному магистральному интерфейсу;

-прием и квитирование команд управления;

-управление режимами работы прибора в соответствии с поступающими командами с бортового комплекса управления КА;

-привязкаизмерительной и служебной информации к бортовой шкале времени;

-преобразование напряжения борт-сети в ряд напряжений, необходимых для питания узлов и устройств прибора;

-коммутация основного и резервного каналов обработки информации.

ОЦЕНКА МЕТОДИЧЕСКОЙ ПОГРЕШНОСТИ ПОЛЯРИЗАЦИОННОГО МЕТОДА КОНТРОЛЯ НЕСТАБИЛЬНОСТИ ОСИ ДИАГРАММЫ НАПРАВЛЕННОСТИ ЛАЗЕРНЫХ ИСТОЧНИКОВ Федосенко А.С., Муратов М.А.

Санкт-Петербургский государственный университет информационных технологий, механики и оптики, Санкт-Петербург, Россия

Использование лазера в качестве источника излучения в эллипсометрах позволяет повысить их метрологические характеристики. Значительную погрешность в измерения вносит нестабильность пространственного положения оси диаграммы направленности лазера. Контроль углового дрейфа - важная задача метрологической аттестации лазерных источников.

Цель работы

Таким образом, целью работы является оценка методической погрешности измерения дрейфа оси диаграммы направленности, основанного на регистрации поворота азимута поляризованного излучения при отражении от контрольного объекта и последующем расчете указанной величины.

Базовые положения исследования

Используя зависимость эллипсометрических параметров объекта от угла падения можно путем регистрации их изменения определять величину углового дрейфа. Для упрощения решения обратной задачи целесообразно использовать контрольный объект, один из эллипсометрических параметров которого не зависит от угла падения. Таким объектом может являться, например, граница диэлектрик-воздух, характеризующийся угловой зависимостьюψ(φ). При отражении поляризационного излучения от такой среды происходит поворот азимута поляризованного излучения. При малых значениях углового дрейфа диаграммы направленности δА линейно связано с углом поворота оси β

$$\delta A = C_p C_{\varphi} \beta.$$

Коэффициенты C_p и C_p определяют чувствительность метода по измеряемому параметру, зависящую от показателя преломления среды n, азимута поляризатора (коэффициент C_p) P и определяются производными по соответствующему параметру

$$C_{\rm p} = \frac{dA}{d\psi}, C_{\varphi} = \frac{d\psi}{d\varphi}.$$

B приведенных формулах пренебрегается зависимостью поперечного (относительно плоскости падения) углового смещения оси диаграммы направленности, которое обуславливает существенно меньшее изменение падения угла И. соответственно, угла бА.

Значения коэффициентов Ср и Сомогут быть получены в виде

$$C_{\varphi} = \cos^{2} \varphi_{1} \frac{K_{n} \sin 2\varphi_{1} - \sin 2\varphi_{2}}{\cos^{2}(\varphi_{1} - \varphi_{2})}, C_{p} = \frac{tgP}{\sin^{2} \psi + \cos^{2} \psi tg^{2}P},$$

где $K_{n} = \cos \varphi_{1} (n^{2} - \sin^{2} \varphi_{1})^{-\frac{1}{2}}, \sin \varphi_{2} = \frac{\sin \varphi_{1}}{n}.$

Рассмотрим теперь вопрос о методической погрешности данного способа измерения углового дрейфа. Основными источниками методической погрешности являются:

1. Погрешности, обусловленные линеаризациейзависимостей $\psi(\phi)$ и $A(\psi)$ в окрестностях угла падения. Линеаризация зависимостей $\psi(\phi)$ и $A(\psi)$ дает систематическуюметодическую погрешность, зависящую от величины углового дрейфа и в общем случае возрастающую с увеличением отклонения оси от первоначального положения;

2. Пренебрежение поперечным угловым дрейфом оси диаграммы направленности.

Промежуточные результаты

В ходе анализа перечисленных выше источников методической погрешности были получены:

1. Выражение

$$\mathbf{C}_{\varphi}\mathbf{C}_{p}(\beta') = A(\varphi + \beta) - A(\varphi),$$

где β – значение величины дрейфа, определяемое по линеаризованной зависимости $A_{\Pi}(\phi)$, позволяет оценить погрешности, обусловленные линеаризацией зависимостей $\psi(\phi)$ и $A(\phi)$. Приведенные на рис.1 зависимости относительной ошибки от значения β показывают, что общая погрешность возрастает с увеличением показателя преломления п. При углах отклонения β до 1 ° и при n=1,5 относительная ошибка не превосходит 0,25 % (в угловой мере 10 ′ на краю диапазона β).



Рис. 1 Расчетные зависимости относительной ошибки измерения углового дрейфа оси диаграммы направленности от величины дрейфа для различных п

Полученные зависимости также позволяют оценить влияние **VГЛОВОЙ** расходимости пучка на точность измерения. В приближении зоны Фраунгофера при постоянной расходимости лазерного излучения 20 для элементарных пучков внутри светового конуса отличие состояний поляризации не будет превышать величины, определяемой по зависимостям рис.1 при условии β=Θ. Данное значение погрешности можно принимать за верхнюю границу общей погрешности, с учетом, что реальная ошибка будет несколько меньше при наличии распределения интенсивности по сечению пучка. Такой подход позволяет довольно просто оценить погрешность, вносимую расходимостью, и не требует проведения сложных вычислений, учитывающих характер распределения интенсивности и состояния поляризации по сечению луча.

2. Выражение

$$\mathbf{C}_{\varphi} \mathbf{C}_{p}(\beta') = A[\varphi(\beta;\alpha)] - A[\varphi(\beta;0)],$$

где функция $\varphi(\beta;\alpha)$ описывается выражением $\partial \varphi = \varphi' - \varphi_0 = \arccos \left[\cos \varphi_0 \cos(\varphi_0 - \beta) \sqrt{tg^2 \alpha \cos^2(\varphi_0 - \beta) - \cos^2 \varphi_0} \right] - \varphi_0,$

позволяющее оценить составляющую методической погрешности, обусловленную поперечным относительно плоскости падения угловым дрейфом оси диаграммы направленности. Поперечный угловой дрейф оси вызывает достаточно малые изменения угла падения и, вследствие этого, его вкладом можно пренебречь при углах до 0,5 °. Как следует из расчетных зависимостей $\delta\beta/\beta(\alpha)$ (рис.2), относительная ошибка измерения не превышает 1 %. Данное обстоятельство также позволяет проводить селективное измерение отдельных составляющих углового дрейфа в выбранной системе координат путем соответствующей ориентации плоскости падения излучения на диэлектрическую пластину.



Рис. 2 Расчетные зависимости относительной ошибки измерения β от величины поперечного дрейфа (n=1.5, φ=60 °)

Вывод

В результате работы была произведена промежуточная оценка методической погрешности измерения дрейфа оси диаграммы направленности лазерных источников.

ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЙ ЛАЗЕР, РАБОТАЮЩИЙ НА МОДАХ ШЕПЧУЩЕЙ ГАЛЕРЕИ С ОПТИЧЕСКИ СВЯЗАННЫМИ ДИСКОВЫМИ РЕЗОНАТОРАМИ В.В.Шерстнев, М.И.Ларченков, А.М.Монахов, Е.А.Гребенщикова, О.Ю.Серебренникова, Н.Д.Ильинская, R.Teissier^{*}, А.Н.Баранов^{*}, Ю.П.Яковлев

Физико-технический институт им.А.Ф.Иоффе, Санкт-Петербург, Россия *Institut d'Electronique du Sud (IES), Universite Montpellier 2, Montpellier, France

Созданы и экспериментально исследованы источники ИК-излучения, представляющие собой оптически связанные дисковые лазеры с активной областью на основе квантово-размерных гетероструктур GaInAsSb/AlGaAsSb. Показано, что такой источник излучения позволяет достичь одномодовой генерации в оптически связанных резонаторах.

В настоящее время возникла острая потребность в одномодовых источниках излучения, работающих в средней ИК-области спектра (2÷5 µm) для диодно-лазерных спектрометров высокого разрешения. В данном спектральном диапазоне лежат характеристические линии поглощения значительного числа ядовитых и вредных газов и жидкостей, взрывчатых веществ и т.п. Однако преимущества оптического детектирования таких веществ не используются в полной мере из-за отсутствия простых источников когерентного излучения на этот диапазон длин волн.

Для достижения одномодовой генерации, нами были предложены, созданы и исследованы полупроводниковые лазеры, работающие на модах шепчущей галереи (WGM- whispering gallery modes)ссвязанными дисковыми резонаторами (Puc.1).



Рис. 1. Микрофотография оптически связанных дисковых резонаторов диаметром 200 µm и 400 µm

В докладе будут рассмотрены электролюминесцентные свойства WGM-лазер с связанными дисковыми резонаторами и продемонстрированы условия возникновения одночастотной генерации лазерного излучения, определяемые расстоянием между двумя оптически связанными в пару дисковыми резонаторами.

Исследования показали, что если расстояние между дисковыми резонаторами L μ m превышает пять длин волн излучения лазера (L>5 λ), что составляет в данном случае 12 μ m, в режиме лазерной генерации при подаче напряжения как на один из дисковых резонаторов, так и на два резонатора одновременно, наблюдается только многомодовая генерация когерентного излучения.



Рис. 2. Спектры излучения ИК-источника на оптически связанных дисковых резонаторах. Спектры 1, 2 соответствуют многомодовой генерации при подаче тока (I=300 mA) на первый (1) или второй (2) резонаторы по отдельности; спектры 3-6 соответствуют одномодовой генерации при одновременной подаче тока на оба диска, расположенных на расстоянии L μm, где 0≤L<5λ (при разных токах накачки: спектр 3-250 мА, 4-300 mA, 5-350 mA, 6-400 mA)</p>

Для случая, когда расстояние между дисковыми резонаторами удовлетворяет условию: $3 \le L < 5\lambda$, при подаче напряжения на один из двух дисковых резонаторов наблюдается только многомодовая генерация (Рис.2, спектр *I*, 2), а при одновременном

включении двух дисковых резонаторов происходит выделение одной моды и лазерная система входит в одномодовый режим генерации(Рис. 2, спектры 3-6).

Работа частично поддержана программой Президиума РАН №24 «Основы фундаментальных исследований нанотехнологий и наноматериалов», грантами РФФИ 10-02-93110-НЦНИЛ_а, 10-02-00548-а, а также государственным контрактом № 02.740.11.0445.

ЛАЗЕРНЫЙ ГЕНЕРАТОР ЛИНИИ НА БАЗЕ ДИФРАКЦИОННЫХ РЕШЕТОК СО СБИТЫМ ПЕРИОДОМ БаляВ.К., ШеклановаЕ.Б.

Санкт-Петербургский национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики, Санкт-Петербург, Россия

Рассмотрена возможность построения лазерного генератора линии на основе дифракционных решеток со сбитым периодом, выполненных методом лазерной гравировки термочувствительной пленки с последующим изготовлением прозрачной акриловой копии методом наноимпринта.

Лазерные генераторы линии используются в различных областях техники, например для контроля рельсового пути перед поездом, для контроля поверхности обрабатываемых деталей, в посадочных огнях и огнях береговой обстановки. Стандартные методы создания генераторов линии основаны на использовании цилиндрических линз и объективов на их основе, однако в этом случае распределение света в линии оказывается гауссовым, что часто не соответствует техническим требованиям к элементу. Асферические линзы обеспечивают решение проблемы, но их изготовление сложно, что определяет их высокую стоимость. В последнее время для этой цели нашли применение дифракционные оптические элементы (ДОЭ), расчет которых производится методами Фурье — преобразования оптического поля¹⁻³.

Недостатком таких ДОЭ является необходимость высокой точности взаимного расположения микроэлементов структуры и точность прорисовки линий на нанометровом уровне. Реально это трудно выполнимо, поскольку любой литограф имеет определенный размер пикселя и реальный ДОЭ элемент всегда отличается от расчетного. В результате ДОЭ весьма чувствительны к точности изготовления.

С учетом существующего оборудования и его точности более эффективным решением оказывается создание дифракционных решеток сложного профиля, период которых непостоянен. Подобный подход рассмотрен в работе⁴ и схематично представлен на рис. 1.



Рис. 1. Картина дифракции на решетке с глубоким штрихом. Угловая зависимость интенсивности

Как видно из рис. 1, благодаря глубине штриха много большей 1/2 интенсивность высших дифракционных порядков возрастает многократно. Соответственно, обеспечивается необходимое распределение энергии в линии, отличное от Гауссова, что и требуется от генератора линии.

Рассмотрим подробнее расчет и конструкцию подобного элемента. Концепция исследуемого элемента основана на том факте, что лазерный луч монохроматический и, следовательно, необходимое расширение луча может быть выполнено посредством дифракционной решетки, имеющей неравномерное распределение дифракционных порядков, при котором высшие порядки значительно больше по интенсивности, по сравнению с 1-ми, 2-ми. Это легко выполняется на дифракционной решетке, высота штрихов которой существенно больше половины длины волны, а профиль штриха — треугольный, причем угол треугольника в сечении такой, что преломление света происходит в направлении углов +/- 20 градусов, что обеспечивает требуемое повышение энергии в области высших порядков.

Была получена такая решетка с чередованием областей с различным периодом штрихов. Решетка образована периодически повторяющимися элементами, в каждом из которых полоски идут с переменным периодом, например 7,5; 10; 12,5; 15 мкм, далее повторяется (рис. 2).Лазерная гравировка выполнялась с использованием лазерного гравера Laser Graver LG 10F15, обеспечивающим получение структур с разрешением до 2,5 мкм (10160 dpi). Подробно технология лазерной гравировки описана в нашей статье⁵.После изготовления заданная структура копировалась на акриловую фотоотверждаемую композицию методом наноимпринта. Метод описан в нашей работе⁶.



Рис. 2. Микрофотография решетки со сбитым периодом

На рис. 2 хорошо видны группы штрихов одинакового периода, совокупность которых и образует необходимый оптический элемент. Заметна также нерегулярность высоты штриха во втором поле. Это связано с взаимовлиянием прорезаемых параллельно канавок, когда первая вызывает нагрев окружающей области, а вторая получается шире по причине большей скорости абляции нагретого материала.

Несмотря на неидеальную форму канавок, распределение энергии в линии получено близким к требуемому, как это следует из рис. 3.

Решетка со сбитым периодом по причине непостоянства шага нарезки не дает четко видимых дифракционных порядков и линия становится однородной по длине (рис. 4).

Как видно из рис.4, генераторы дают узкую линию света с заданными параметрами распределения интенсивности в телесном угле. Фотометрирование генератора линии на базе красного лазера с длиной волны $\lambda = 635$ нм и мощностью 200 мВт дают следующие параметры: сила света в линии шириной 10 угловых минут — 15000 кД во всем угле 40 градусов в горизонтальной плоскости. В пределах +/- 10

угловых минут от оси — 900 кД. Далее сила света уменьшается на три порядка и определяется величиной светорассеяния в оптических элементах.



Рис. 3. Распределение энергии в линии, сформированной решёткой со сбитым периодом



Рис. 4. Фотография генератора линии

Показана возможность и изготовлен прототип лазерного генератора линии основанного на дифракционных решетках со сбитым периодом и штрихами треугольной формы, полученными методами лазерной гравировки термочувствительной пленки и последующего наноимпринт копирования на установке наноимпринта. Измерены распределения силы света в линии и показано, что таким способом можно преобразовать пучок лазера с Гауссовым распределением в пучок с прямоугольным в сечении распределением силы света. Изготовление решеток со сбитым периодом несложно, не требует прецизионного оборудования, а их тиражирование возможно по методу hot embossing, когда получение элементов с нанометровым разрешением не является обязательным.

1. H. Aagedal, F. Wyrowski, M. Schmid, *Diffractive Optics for Industrial and Commercial Applications J. Turunen, F. Wyrowski Eds., Akademie Verlag, Berlin*,165–188. (1997)

2. C.N. Kurtz, H. O. Hoadley, J. J. dePalma, J. Opt. Soc. Am.,63, №9, 1080-1092, (1973)

3. O. Bryngdah, Optics Communication, 10(2), 164-168, (1974)

4. J. Lautanen, M. Honkanen, V. Kettunen, M. Kuittinen, P. Laakkonen, J. Turunen, *Optics Communications*, **176**, №4-6, 273–280, (2000)

5. В.К. Баля, И.Ю. Денисюк, Приборостроение, 55, № 3, 51-56,(2012)

6. Н.Н. Арефьева; И.Ю. Денисюк, Оптический журнал, **75**, №7, 71-74, (2008).

РАЗРАБОТКА СТЕНДА ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ АКУСТООПТИЧЕСКИХ УСТРОЙСТВ НА НОВЫХ МАТЕРИАЛАХ ВеликовскийД.Ю., ПерчикА.В.*

НТЦ Уникального приборостроения РАН, Москва, Россия *НОЦ Фотоника и ИК техника МГТУ им. Н.Э. Баумана, Москва, Россия

Разрабатывается стенд для исследования акустооптических устройств, в том числе на новых материалах.

работы многофункционального Целью является создание стенда для исследования акустооптических (АО) устройств, в том числе на новых материалах. Стенд предназначен для исследования и тестирования АО фильтров, модуляторов и стенде возможно проводить дефлекторов. Также на данном исследования характеристик акустооптических материалов, а именно акустооптического качества М₂. Значения коэффициента M₂ позволяют судить об эффективности дифракции.

Это важно, т.к. поиск новых материалов, обладающих, например, высокой лучевой стойкостью [1], т.е. возможностью работы в зоне накачки мощных лазеров актуален для создания принципиально новых устройств. В частности стоит задача определения фотоупругих констант, ответственных за анизотропную дифракцию в двуосных кристаллах. Такие материалы перспективны, т.к. дают возможность создания АО устройств с использованием таких геометрий дифракции, которые не реализуются в одноосных кристаллах, используемых в настоящее время.

Измерение коэффициента АО качества осуществляется методом Диксона [2]. Метод основывается на сравнении АО качества исследуемого кристалла с АО качеством известного материала (кремния). Схема измерения представлена на рис.1.



Рис. 1. Схема измерения

Исследования проводятся фазо-импульсным методом, что позволяет напрямую измерять длину волны звука по биениям на экране осциллографа. Экспериментальный стенд смонтирован на оптическом столе Newport, в качестве генератора СВЧ сигнала используется генератор Г4-143, генератором синхроимпульсов служит Г5-54, двулучевой осциллограф С1-116.

Стенд будет использован для создания курса лабораторных работ по акустооптике в МГТУ им. Н.Э. Баумана.

Исследования проводятся при поддержке ФЦП Кадры № П803 – исследование акустических и фотоупругих свойств перспективных материалов.

- 1. Dixon R.W. A new technique for measuring magnitudes of photoelastic tensor and its application to lithium niobate. Journ. Appl. Phys.. Vol. 38. Pp. 3634-3639. 1967.J.A.
- 2. М.М. Мазур, Ф.А. Кузнецов, Л.И. Мазур, А.А. Павлюк, В.И. Пустовойт. Упругие и фотоупругие свойства монокристаллов КҮ(WO₄)₂. Неорганические материалы, 2012, **том 48**, №1, стр. 74-80.

ГРАДИЕНТНЫЙ ИНТЕРФЕРЕНЦИОННЫЙ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЬ В ЭФФЕКТИВНЫХ СВЕТОДИОДАХ БЕЛОГО ЦВЕТА ИЗЛУЧЕНИЯ Гапеева А.В.

Национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики, Санкт-Петербург, Россия

В докладе представлены результаты использования элементов на основе градиентных интерференционных пленок в качестве преобразователей энергии излучения эффективных светодиодов белого цвета излучения.

Собственно высокоэффективные белые светодиоды появились сравнительно недавно, уже после 2000 года. В процессе развития светодиодов белого цвета излучения стало ясно, что наиболее перспективными для массового производства и применения в общем освещении являются те варианты их конструктивного исполнения, в которых основу светодиода составляет полупроводниковый чип, излучающий в синей области спектра. Излучение такого чипа обеспечивается процессами рекомбинации носителей заряда в квантовых ямах, существование которых обусловлено строением гетероструктуры, сформированной на основе твердых растворов системы Ga-InAl-N. Физика явлений, обуславливающих и сопровождающих излучение гетероструктуры, сейчас изучается достаточно подробно различными коллективами на базе ведущих научных центров мира. Достигнуто понимание основных процессов, хотя многие принципиальные вопросы еще предстоит решить. В частности, одна из наиболее острых проблем состоит в устранении эффекта понижения внешней квантовой эффективности излучения чипа с ростом тока.

На фоне активности в изучении проблем излучательной рекомбинации гетероструктуры вопросы, связанные с преобразованием уже излученной энергии в светодиоде остаются несколько в стороне. Между тем, именно взаимодействие энергии, излученной полупроводниковым чипом с другими компонентами белого светодиода, в том числе ее преобразование с целью получения требуемой диаграммы направленности, определяет конечные характеристики изделия.

В настоящее время для формирования требуемой кривой силы света (диаграммы направленности) в светолиолных светильниках используются специальные линзы. Линзы имеют сложную пространственную геометрическую форму и размер по высоте 15-20мм. Для каждого светодиода требуется своя отдельная линза. Линзовая оптика не позволяет получать сложные диаграммы направленности с равномерной засветкой, как правило, большое количество светового потока рассеивается вне требуемой области. Для формирования диаграммы направленности сложной ассиметричной формы, как правило, требуется несколько типов линзовых элементов подобранных определенным образом по количеству и расположению в светильнике. Эффективность линзовых уровне нахолится 85-90% элементов на Применение градиентных интерференционных пленок позволяет более эффективно использовать световой поток светодиодов. Градиентные пленки позволяют получить диаграмму направленности светового потока сложной формы (ассиметричной, узкой, широкой, правильной геометрической формы) с равномерной областью засветки с помощью одного оптического элемента. Методом термического испарения плекообразующих веществ на пластике можно изготавливать градиентные интерфернционные элементы, что позволяет их слелать лешевыми и легко применимыми в конечном изделии.

Градиентные интерференционные покрытия позволяют формировать кривую силы света (КСС) у светильника любой конфигурации, используя один оптический

элемент, чего невозможно достичь, используя линзовую оптику. Градиентные элементы меньше по габаритам и эффективнее по светопропусканию.

СРАВНИТЕЛЬНЫЙ АНАЛИЗ КРИТЕРИЕВ УСТОЙЧИВОСТИ ИНТЕРФЕРЕНЦИОННЫХ ПОКРЫТИЙ Новикова Ю.А., Котликов Е.Н.

Санкт-Петербургский государственный университет аэрокосмического приборостроения, Санкт-Петербург, Россия

Предложена методика анализа устойчивости синтезированных интерференционных покрытий. В ее основе лежит введенный критерий устойчивости по трансформации спектров покрытий при реальных ошибках в толщинах пленок. На примерах полосового интерференционного фильтра, светоделительных и просветляющих покрытий проведен сравнительный анализ известных и предложенного критериев устойчивости спектральных характеристик синтезированных многослойных интерференционных покрытий.

Обзор методов анализа устойчивости.Условно методы анализа устойчивости интерференционных покрытий можно разделить на статистические и аналитические. При измерении толщины осаждаемого слоя в процессе напыления всегда присутствуют случайные или систематические ошибки, обусловленные инструментальной погрешностью используемой аппаратуры, несовершенством методики измерения или просто человеческим фактором. В работе¹анализ устойчивости структур покрытия проводился случайной вариацией толщин. В работе² проводился анализ второй производной функции качества по оптическим толщинам. В работе ³ анализ проводился ло первой производной спектра пропускания по всем параметрам. Во всех рассматриваемых методиках анализ проводился для бесконечно малых ошибках.

Критерий устойчивостиинтерференционных покрытий. Рассмотрим предложенную нами методику, основанную на анализе трансформации спектров при конечном значении ошибок в слоях⁴. Для иллюстрации предлагаемой методики были рассмотрены спектры пропускания узкополосного 13-слойного интерференционного фильтра, спектр которого представлен на рис.1. Анализируется неперекрывающая часть спектров. На рисунке она заштрихована. Для анализа критериев устойчивости, была составлена программа на языке Wolfram Mathematica - 8.0., описанная в работе⁵. Для синтеза и анализа спектров использовалась программа FilmMgr⁶.

Сравнительный анализ критериев устойчивости и коррекции покрытий в процессе изготовления. Пригодность критерия определяется структурой спектра и требованиями к тому или другому участку спектра, а также к возможности вносить коррекции в толщины пленок с целью получения заданного спектра. Одним из основных условий использования узкополосных спектров является точность попадания длины волны максимума пропускания в заданный диапазон.

В работе⁴ был проведен сравнительный анализ различных критериев устойчивости покрытия к различным ошибкам в толщинах слоев структуры. Были рассмотрены критерии устойчивости^{1,2,3} определенные по первой и второй производным функции качества, первой производной спектра пропускания, а также по предложенной нами методике⁴.



Рис.1. Спектр пропускания узкополосного 13-слойного интерференционного фильтра.

Результаты работы. Предложена методика, в основе которой лежит введенный критерий устойчивости синтезированных покрытий на основе исследования трансформации спектров при конечных ошибках в толщинах слоев. В работе проведен устойчивости сравнительный анализ критериев спектральных характеристик многослойных диэлектрических систем к возможным изменениям оптической толщины отдельных слоев. Анализ показал, что предложенный критерий наиболее правильно описывает устойчивость отдельных пленок и всей структуры в целом. Методика предоставляет возможность уже на первом этапе синтеза покрытия выявить в структуре слои, которые наиболее критичны к изменению оптической толщины, и прогнозировать их коррекцию в последующих слоях.

- 1. Е.Н. Котликов, Г.А. Варфоломеев, А.Н. Тропин, Сб. трудов научной сессии ГУАП, 137–140, (2007).
- 2. Е.Н. Котликов, А.Н. Тропин, Оптический журнал, 76. № 3, 60-64, (2009).
- 3. К.В. Балышев, Э.С.Путилин, С.Ф. Старовойтов, Оптический журнал, **65**, № 3, 39 43 (1998).
- 4. Е.Н. Котликов, Ю.А. Новикова, С.Я. Щербак, Сб. трудов научной сессии ГУАП, (2012).
- 5. Е.Н. Котликов, Ю.А. Новикова, В.К. Прилипко, Сб. трудов научной сессии ГУАП, (2012).
- 6. Е.Н. Котликов, Е.В. Хонинева, *Программа синтеза интерференционных покрытий «FilmMgr»*, Свидетельство о государственной регистрации программы для ЭВМ. №2011612364, (2011).

КОДИРОВАНИЕ РЕШЕНИЙ В ЭВОЛЮЦИОННЫХ АЛГОРИТМАХ ДЛЯ ПРОЕКТИРОВАНИЯ ОПТИЧЕСКИХ ПОКРЫТИЙ С УСТОЙЧИВЫМИ СПЕКТРАЛЬНЫМИ ХАРАКТЕРИСТИКАМИ Тропин А.Н., Шалин В.Б.

Санкт-Петербургский государственный университет аэрокосмического приборостроения, Санкт-Петербург, Россия

В работе рассматриваются особенности кодирования решений генетическом алгоритме. Сравнение двоичной кодировки и кодировке Грея. Исследование скорости сходимости алгоритма при различных методах кодирования. Также в работе вводится критерий устойчивости оптических покрытий к ошибкам в толщинах слоев структуры. В работе на примере проектирования многослойных покрытий различного назначения проиллюстрированы возможности генетических алгоритмов для решения задач синтеза тонкослойных оптических структур с устойчивыми спектральными характеристиками.

Введение. В процессе разработки интерференционных покрытий обычно решаются две задачи: синтеза и выбора технологических аспектов изготовления покрытий. Задача интерференционных синтеза заключается В определении конструкции покрытий, с заданной точностью обеспечивающего получение требуемых спектральных характеристик. Технологические аспекты включают выбор совместимых пленкообразующих материалов, вакуумного оборудования методов контроля толщины пленок во время напыления и контроль оптических характеристик полученного покрытия. Разделение на отдельные задачи весьма условно, поскольку уже на этапе конструирования покрытия необходимо учитывать возможности его изготовления, т.е. наличие пленкообразующих материалов с нужными оптическими свойствами, особенности используемого для изготовления покрытия оборудования и контрольноизмерительных приборов. Изготовление интерференционных покрытий с заланными оптическими характеристиками требует наиболее точного соответствия между расчетными и реализуемыми на практике оптическими толщинами и показателями преломления слоев, образующих эти покрытия. Поэтому основной задачей является анализ найденных решений с точки зрения их устойчивости по отношению к различного рода ошибкам [1, 2]. Но для того, чтобы использовать эволюционный метод для решения задач оптимизации, необходимо понять каким образом объекты реального мира могут быть закодированы для использования в генетических алгоритмах [3].

Цель работы заключалась в синтезе оптических покрытий с устойчивыми спектральными характеристиками с помощью эволюционных стратегий на основе генетических алгоритмов. А также в сравнении различных способов кодирования и исследования их на скорость сходимости алгоритма.

Базовые положения исследования.В науке о живой природе отмечается, что любой организм может быть представлен своим фенотипом, который фактически определяет, чем является объект в реальном мире, и генотипом, который содержит всю информацию об объекте на уровне хромосомного набора. При этом каждый ген, то есть элемент информации генотипа, имеет свое отражение в фенотипе. Таким образом, для решения задач многокритериальной оптимизации необходимо представить каждый признак объекта в форме, подходящей для использования в генетическом алгоритме. Дальнейшее функционирование механизмов генетического алгоритма происходит на уровне генотипа, позволяя обойтись без информации о внутренней структуре объекта, что и обуславливает его широкое применение в самых разных задачах [4].

Отличительной чертой алгоритмов, в основе функционирования которых лежат эволюционные стратегии и генетические алгоритмы является то обстоятельство, что на каждом шаге (итерации) уже используется набор (популяция) альтернативных решений. В основе работы генетических алгоритмов лежит моделирование некоторых механизмов популяционной генетики: манипулирование хромосомным набором при формировании генотипа новой особи путем наследования участков хромосомных наборов родителей (кроссинговер), случайное изменение генотипа, известное в природе как мутация. Кроме этого, важным механизмом, заимствованным у природы, является процедура естественного отбора, направленная на улучшение от поколения к поколению приспособленности членов популяции путем большей способности к «выживанию» особей, обладающих определенными признаками.

В основе синтеза покрытий с помощью генетических алгоритмов лежит задача минимизации функции качества в заданной области. В настоящее время используются различные варианты функции качества F(X), численно характеризующей разность значений отражения $R(X, \lambda)$ (или пропускания $T(X, \lambda)$) и эталонного $R(\lambda)$ (или $T(\lambda)$). Где X – вектор-столбец, задающий толщины, показатели преломления. Вне зависимости от вида функции качества наилучшее соответствие характеристик синтезированного покрытия требуемым вовсе не означает, что структура будет устойчива к вариациямтолщины и показателя преломления слоев.

Результаты исследования. Для реализации простого генетического алгоритма [5] была составлена специальная программа, позволяющаяосуществить проектирование покрытий. Программа позволяла оперировать набором наилучших решений, которые оценивались на устойчивость к ошибкам в слоях. Далее выбиралось наиболее устойчивое решение, и алгоритм заканчивал свою работу. В качестве критерия устойчивости в работе принималось значение функции устойчивости [2].

В работе на примере проектирования многослойных диэлектрическихпокрытийразличного назначения проиллюстрированы возможности эволюционных стратегий поиска и генетических алгоритмов для решения задач синтеза тонкослойных оптических структур с устойчивыми спектральными характеристиками.

В работе проведены исследования влияния системы кодирования альтернативных решений на процесс генетического поиска и эффективность алгоритма в целом. Установлено, что способ кодирования оказывает существенное влияние на сходимость процедуры. На примере проектирования 7-ми слойного просветляющего покрытия были исследованы на скорость сходимости генетические алгоритмы, использующие различное кодирование решений: с использованием классического бинарного представления и рефлексивного кода Грея. Показано, что использование кодировки Грея приводит к увеличению скорости сходимости алгоритма.

1. К.В.Балышев, Э.С.Путилин, С.Ф. Старовойтов, Оптический журнал, **65**, № 3, 39–43,(1998).

2. Е.Н. Котликов, А.Н. Тропин, Оптический журнал, 76, № 3, 60-64, (2009).

3. Д. И. Батищев, Е.А. Неймар, Н.В. Старостин, Учебное пособие. – Н. Новгород, изд-во ННГУ им. Н. И. Лобачевского, 136, (2006).

4. Т.В. Панченко, Астрахань: Издательский дом «Астраханский университет», 87, (2007)

5. В.В. Емельянов, В.М. Курейчик, В.В. Курейчик, М.: ФИЗМАТЛИТ, 432, (2003)

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ТОПОГРАФИИ ДВУЛУЧЕПРЕЛОМЛЕНИЯ НА КАЧЕСТВО ИЗОБРАЖЕНИЯ ПРОЕКЦИОННЫХ ФОТОЛИТОГРАФИЧЕСКИХ СИСТЕМ ПРИ ЧАСТИЧНО-КОГЕРЕНТНОМ ОСВЕЩЕНИИ Никулина Е.А., Ган М.А.*

Санкт-Петербургский национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики, Санкт-Петербург,

Россия

*ГУП ВНЦ ГОИ им. С.И. Вавилова, Санкт-Петербург, Россия

Рассматривается распределения методика измерения остаточного двулучепреломления, методика а так же оценки влияния двулучепреломления на качество изображения проекционных фотолитографических систем, учитывающая частичную когерентность источника

Как известно, оптическое стекло, а так же кубические кристаллы, такие как флюорит, является изотропными веществами. Однако в процессе изготовления заготовок за счет многих технологических факторов, таких, например, как неравномерное охлаждение после нагрева или механическая обработка заготовки, возникает анизотропия материала, вызывающая двулучепреломление при прохождении света через среду.

Остаточное двулучепреломление характеризуется величиной и ориентацией (углом). Величина это разность хода между обыкновенным и необыкновенным лучом, которая определяется разностью между соответственными показателями преломления. Ориентация представляет собой направление главной оси в данной точке.

Количественная оценка двулучепреломления является важным этапом производственного контроля, однако, существующие и доступные методы контроля не удовлетворяют требованиям, предъявляемым в нанофотолитографии. В частности, при изготовления ЛИНЗ контроле заготовок используемых для проекционного фотолитографического объектива стоит задача оценки двулучепреломления крупногабаритных деталей, с высоким разрешением.

Следующим шагом является оценка влияния полученного распределения угла и величины двулучепреломления на качество изображения проекционных систем. Для этого необходимо рассчитать функцию рассеяния точки (ФРТ). Так же в расчетах необходимо учитывать как волновые аберрации самих систем, так и частичную когерентность источника излучения.

Для исследования распределения двулучепреломления в крупногабаритных заготовках с высоким разрешением, была разработана установка, схема которой показана на рис. 1. Для определения величины и угла двулучепреломления фиксируется серия снимков при различных углах поворота поляризатора и анализатора.



Рис. 1. Схема установки. 1) Источник; 2) Поляризатор; 3) Образец; 4) Сферическое зеркало; 5) Анализатор; 6) Фотокамера

По сери снимков аппроксимируются функции изменения интенсивности излучения в зависимости от угла поворота скрещенных анализатора и поляризатора для каждой точки, а затем по полученным функциям рассчитываются карты распределения угла и величины двулучепреломления. Отдельно проводится измерение волновых аберраций образца.

При моделировании формирования изображения с учетом влияния поляризующих элементов системы стандартные скалярные методы становятся неприменимы, из-за необходимости учета векторного характера поля. Для применения строгой теории дифракции в этом случае используют представление комплексной амплитуды монохроматического поля через суперпозицию базисных плоских волн.

Базисная плоская волна имеет единичную амплитуду с линейной поляризацией и направлением распространения в пространстве, определяемом направляющими косинусами. Базисная плоская волна не может быть ограничена в пространстве, то есть сама она не подвергается дифракции. Состояние поляризации базисной плоской волны может изменяться при взаимодействии с поляризующими средами. Магнитный и электрический векторы базисной плоской волны описываются выражениями (1) и (2) соответственно:

$$h(r) = \frac{j \times k}{|j \times k|} \exp[i(k \cdot r)]$$
⁽¹⁾

$$e(r) = i \frac{k \times h(r)}{|k \times h(r)|}$$
⁽²⁾

где
$$j$$
 орт оси y , $r = \begin{pmatrix} x \\ y \\ z \end{pmatrix}$, $k = \frac{2\pi}{\lambda} \begin{pmatrix} c_x \\ c_y \\ c_z \end{pmatrix} = \frac{2\pi}{\lambda} \begin{pmatrix} A'_0 \rho_x \\ A'_0 \rho_y \\ \sqrt{1 - (A'_0)^2 (\rho_x^2 + \rho_y^2)} \end{pmatrix}$

Плоские волны, которые удовлетворяют перечисленным условиям, считаются элементами базиса аппроксимации комплексной амплитуды монохроматического поля произвольного вида, причем комплексные коэффициенты аппроксимации представляют собой спектр векторных плоских волн. Комплексная амплитуда монохроматического поля может быть представлена в виде суперпозиции базисных векторных плоских волн единичной амплитуды²

$$E = \sum_{i} \sum_{j} \begin{pmatrix} f_{ij}^{x} & 0 & 0\\ 0 & \bar{f}_{ij}^{y} & 0\\ 0 & 0 & \bar{f}_{ij}^{z} \end{pmatrix} \cdot E_{ij}$$
(3)

где \bar{f}_{ij}^x , \bar{f}_{ij}^y и \bar{f}_{ij}^z - коэффициенты разложения поля в спектр плоских волн;

$$E_{ij} = \frac{k_{ij} \times p_{ij}}{|k_{ij} \times p_{ij}|} -$$
базисная векторная плоская волна единичной амплитуды;

 $p_{ij} = k_{ij} \times (R_z \cdot V_m)$ - вектор поляризации определяет состояние поляризации и

перпендикулярен векторной плоской волне E_{ij} ;

$$R_{z} = \begin{pmatrix} \cos^{2}\theta + \sin^{2}\theta \cdot e^{-i\delta} & \cos\theta \cdot \sin\theta \cdot (1 - e^{-i\delta}) & 0\\ \cos\theta \cdot \sin\theta \cdot (1 - e^{-i\delta}) & \sin^{2}\theta + \cos^{2}\theta \cdot e^{-i\delta} & 0\\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}$$
 - матрица направления

поляризации; θ , δ угол и величина поляризации¹;

$$V_m = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \\ 0 \end{pmatrix}$$
 - вектор Максвелла-Джонса в данном случае описывает линейную

поляризацию в направлении оси Оу.

Выполнив преобразования нетрудно найти коэффициенты разложения комплексной амплитуды поля по спектру плоских волн.

Моделирование формирования частично-когерентного изображения проводилось по методу интегрирования по источнику, который заключается в том, что источник представляется как совокупность точек, каждая из которых создает полностью когерентное освещение предмета, а оптическая система - соответствующее ему изображение.

Для моделирования формирования изображения необходимо рассмотреть распространение электромагнитного поля от источника, через предмет и оптическую систему до поверхности изображения.

Распространение поля необходимо рассматривать отдельно для трех компонент комплексной амплитуды. Если не учитывать дифракционное рассеяние на элементах

фазосдвигающего шаблона, то компоненты комплексной амплитуды поля можно считать равными комплексной амплитуде поля на входном зрачке вычисленной так же, как и при использовании скалярной модели.

При подходе с использованием разложения комплексной амплитуды поля в спектр базисных плоских волн оптическая система рассматривается как фильтр спектра плоских волн. Действие такого фильтра заключается в ослаблении или полном срезании части спектра, а также в изменении фаз составляющих. Итоговое распределение интенсивности изображения полученного от источника произвольной формы вычисляется интегрированием изображений, полученных от каждой точки источника, по интенсивности³.

$$I'(\eta'_{x},\eta'_{y}) = \iint_{-\infty-\infty}^{\infty} B(\xi_{sx},\xi_{sy},\eta_{x},\eta_{y}) d\xi_{sx} d\xi_{sy}$$
(4)
где $I'(\xi_{sx},\xi_{sy},\eta'_{x},\eta'_{y}) = \left| U'(\eta'_{x},\eta'_{y}) \right|^{2} = \begin{pmatrix} F^{-1} \left\{ U \cdot f \cdot \overline{f^{x}} \right\} \\ F^{-1} \left\{ U \cdot f \cdot \overline{f^{y}} \right\} \\ F^{-1} \left\{ U \cdot f \cdot \overline{f^{z}} \right\} \end{pmatrix}$

 $+\infty+\infty$

Предложенная методика была реализована в виде программного комплекса, который обрабатывает измеренные данные и рассчитывает функцию рассеянья точки по полученным распределениям, а так же позволяет генерировать изображения, получаемые в измерительной схеме, при заданных распределениях величины и угла двулучепреломления.

Для оценки влияния двулучпреломления на качество изображения проекционных фотолитографических систем, было проведено моделирование подобных систем при разных величинах двулучепреломления, с учетом волновых аберраций этих систем, а так же частичной когерентности источника.

- 1. Н. Б.Вознесенский, С. А.Родионов, В. М. Домненко, Т. В.Иванова, Оптический журнал. 64, № 3, 48-52, (1997).
- 2. В. М.Домненко, Оптический журнал. 65, № 1, 58-63, (1998).
- 3. Р. Аззам, Н. Башара, Эллипсометрия и поляризованный свет, 39-45, (1981).

ОПТИЧЕСКИ УПРАВЛЯЕМЫЙ ДЕФЛЕКТОР НА ОСНОВЕ ЗЕРКАЛЬНОЙПЛЕНКИ ИвановВ.И., РекуноваН.Н.

Дальневосточный государственный университет путей сообщения, Хабаровск, Россия

Экспериментально исследовано образование рельефа на поверхности пленки под действием лазерного пучка. В рамках термодеформационной модели явления проведен анализ механических напряжений, возникающих в ней.

Исследование деформаций, индуцированных в твердом теле лазерным излучением, проводятся достаточно активно в рамках изучения физики взаимодействия световых полей с металлами¹. Зеркальные пленочные структуры могут быть основой создания микромеханических устройств для защиты оптикоэлектронных приборов и систем от поражающего лазерного излучения¹. Это делает актуальным исследование светоиндуцированных механизмов модуляции рельефа границы раздела сред.

В работе² описан механизм образования рельефа на поверхности полимерной пленки, возникающий за счет тепловой деформации при нагреве падающим на пленку

излучением. В экспериментах использовалась полимерная пленка толщиной 80 мкм, с коэффициентом зеркального отражения вблизи нормального угла падения 6% и коэффициентом пропускания света 0,25%. В результате воздействия падающего на пленку излучения гелий-неонового лазера (мощность - 60 мВт, длина волны λ =633 нм) на поверхности пленки возникала область с выпуклой отражающей поверхностью. Сравнение фокусного расстояния рельефной линзы и тепловой линзы в тонкослойной среде, обусловленной тепловым расширением среды, показывает что первая линза при одинаковых температурных градиентах может значительно превышать вторую по величине.

В данной работе рассмотрено распределение напряжений, возникающих в пленке в стационарном режиме, под действием теплового потока. Для анализа явления рассмотрена модель тонкой пленки, в которой неоднородный нагрев и тепловое расширение приводит к деформации пленки.

Аналитический расчет демонстрирует влияние механических напряжений на высоту образованного рельефа, а также определяет границы механической устойчивости. Расчет показывает, что для данных экспериментальных условий ($P_{\kappa p} = 25,3 \text{ M}\Pi a; \sigma_r = 9,76 \text{ M}\Pi a$) $P_{\kappa p} >> \sigma_r$, т.е. начальная стадия образования рельефа не может быть полностью обусловлена потерей устойчивости.

Рассмотренный механизм образования рельефа перспективен для разработки оптических дефлекторов, нелинейно-оптических преобразователей пространственной структуры излучения, а также для применения в оптических методах диагностики материалов, работающих в квазистационарных режимах^{2,3}.

1. Н.В. Прудников, В.В. Чесноков, Д.В. Чесноков, С.Л. Шергин, В.Б. Шлишевский, Оптический журнал, № 2,36-41, (2009).

2.В.И.Иванов, К.Н.Окишев, С.В.Климентьев, Международный оптический конгресс «Оптика-XXI век» /Сб. трудов конференции «Фундаментальные проблемы оптики», СПб., 287, (2004).

3. В.И.Иванов, А.И.Илларионов, Изв. Вузов, Сер. физ., № 6,69-70, (1997).

ОПТИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ АПЕРИОДИЧЕСКИХ МНОГОСЛОЙНЫХ СТРУКТУР НА ОСНОВЕ СЕРЕБРЯНОГО СЕЧЕНИЯ Короленко П.В., Мишин А.Ю., Рыжикова Ю.В.

Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, Москва, Россия

Приводятся оптические характеристики апериодических многослойных структур двух типов: с равными геометрическими толщинами и одинаковыми фазовыми набегами в образующих слоях, геометрия которых соответствует принципу серебряного сечения. Рассмотрены практические применения таких структур на примере узкополосной фильтрации и широкодиапазонного отражения.

В настоящее время апериодические многослойные структуры (AMC) широко применяются в науке и технике¹⁻², в частности, для узкополосной фильтрации и широкодиапазонного отражения². Современные технологии позволяют с хорошим качеством изготовлять AMC, насчитывающие несколько сот образующих слоев с заранее заданными показателями преломления³.

данной работе на основе результатов численного моделирования B анализируются спектральные и скейлинговые характеристики слабоизученных диэлектрических AMC с одинаковой геометрической толщиной образующих слоев⁴, а особенностей также проводится сравнение их с получившими широкое распространение АМС, в которых слои характеризуются одинаковыми фазовыми набегами.Общие свойства структур с равными фазовыми набегами излучения в слоях (АМС 1-го типа) и с равной геометрической толщиной слоев (АМС 2-го типа), а также их различия мы проиллюстрируем на примере АМС, геометрия, которой соответствует принципу серебряного сечения⁵.Один из способов построения такого рода АМС с двумя видами образующих слоев A и B с показателями преломления N_A и N_B состоит в применении последовательного блочного метода⁶ по аналогии с построением одномерных моделей квазикристаллов. Последовательность блоков S_n (n = 0, 1, 2...) элементов А и В имеет вид:

$$S_0 = B, S_1 = A, S_2 = S_1 S_1 S_0, S_3 = S_2 S_2 S_1, \dots, S_n = S_{n-1} S_{n-1} S_{n-2}.$$
 (1)

Другой способ построения AMC основан на использовании вспомогательной функции V_i , которая имеет вид:

$$V_j = \cos(\tau \pi j^{\nu}) \rightarrow N_j = \begin{cases} N_A, & V_j \le 0\\ N_B, & V_j > 0 \end{cases}$$
(2)

где N_j – показать преломления слоя с номером j, $\tau = 2,414...$ – коэффициент серебряного сечения, показатель степени $\nu = 1$. Представление рассматриваемой АМС по формулам (1) и (2) эквивалентно.

В настоящей работе показано, что AMC серебряного сечения также как и многослойные структуры Кантора, Морса-Туэ, Фибоначчи, двойного периода⁸ обладают внутренней симметрией самоподобия. Самоподобие в структуре AMC характеризует коэффициент скейлинга ζ , равный коэффициенту серебряного сечения τ .

Как показало численное моделирование, симметрия самоподобия приводит к формированию устойчивых корреляционных связей, о чем свидетельствует фрактальная структура фурье-спектра зависимости $N_j(j)$, удовлетворяющей формулам (1) – (2). Так, отношение размеров самоподобных областей фурье-спектра $N_j(j)$ (например, $b_1e_1:a_1b_1, b_1e_1:c_1d_1$) равно коэффициенту серебряного сечения $\zeta = \tau$ (рис.1, а).

Фракталоподобной структурой с пропорциями серебряного сечения обладают в определенном спектральном интервале и спектры отражения (пропускания) АМС. Их расчет осуществлялся путем использования известного матричного метода⁹. Для наилучшего представления в спектральных зависимостях АМС положения и формы запрещенных зон, где коэффициент отражения по мощности $R \approx 1$, рассчитывалось его приведенное значение: $r = -\ln(1-R)$. На рис. 1 показан фрагмент графика зависимости приведенного коэффициента отражения r от нормированной частоты падающего излучения Ω для АМС 1-го типа (б) и 2-го типа (в). Здесь $\Omega = \omega/\omega_0$, где ω – частота падающего излучения, ω_0 – частота, соответствующая фазовым набегам в слоях $\pi/2$ (для АМС 1-го типа). В случае структур с одинаковой геометрической толщиной в слоях A фазовый набег равен $N_A \cdot \pi/2$, а в слоях $B - N_B \cdot \pi/2$. Считалось, что $N_A = 2$, $N_B = 3$, J = 578. Показатель преломления окружающей среды N_0 принимался равным $N_0 = 1$.



Рис. 1. Фрагменты фурье-спектра N_j(j) (a) и спектров отражения АМС 1-го типа (б) и 2-го типа (в)

На структурное соответствие величины и положения основных максимумов спектральных характеристик АМС указывают буквенные обозначения и пунктирные линии. Коэффициент скейлинга в поведении представленных спектров отражения (рис.1,б,в), определяемый отношением размеров самоподобных элементов de: cd: bc: ab, равен $\zeta = \tau$, что совпадает с коэффициентом скейлинга фурье-спектра $N_i(j)$ (рис.1,а).

Количественно фрактальный характер графика приведенного коэффициента отражения r можно оценить на основе анализа поведения структурной функции $S(\Omega)$

$$S(\Omega) = \int_{\Omega_1}^{\Omega} r(\Omega') d\Omega', \qquad (3)$$

где Ω₁ – частота, обозначающая начало области скейлинга, Ω – частота, изменяющаяся внутри этой области. Если выполняется соотношение

$$S(\Omega) \sim (\Omega - \Omega_1)^D, \tag{4}$$

то из него следует, что кластерная размерность графика рассматриваемой зависимости равна D. Найденные по наклону аппроксимирующих прямых зависимости (4), заданной в двойном логарифмическом масштабе, кластерные фрактальные размерности оказываются равными D = 1.75 (для рис. 1, б) и D = 1.8 (для рис. 1, в).

определенное сходство Несмотря на спектральных скейлинговых И характеристик, между АМС 1-го и 2-го типов существуют значительные различия. К ним следует отнести разную степень их чувствительности к изменению показателей преломления слоев. Смещение пиков в спектре пропускания (и отражения) АМС 2-го типа оказывается гораздо более значимым. Этот эффект можно с успехом использовать в оптических переключателях, в которых смещение пиков пропускания сигнальных световых пучков осуществляется путем подачи на многослойную структуру с нелинейными слоями В интенсивного излучения, изменяющего их показатель преломления. Большое количество запрещенных зон в АМС позволяет придать таким устройствам многоканальный характер.

Определенные различия в свойствах АМС 1-го и 2-го типов проявляются и в случае, когда они используются в качестве широкодиапазонных отражателей, обеспечивающих высокое значение коэффициента отражения в широком интервале изменений частоты изучения и углов его падения на АМС. Для расширения этих интервалов можно воспользоваться эффектом подавления пропускания AMC, осуществляемым соответствующим подбором значения показателя степени *v* в формуле (2).

Целесообразность применения АМС того или иного типов определяется предъявляемыми к ней требованиями. Как показали расчеты, АМС 2-го типа выгоднее использовать, когда нужно обеспечить высокий коэффициент отражения в области низких частот. Практическое применение рассмотренных АМС может существенно расширить и по многим показателям улучшить элементную базу разнообразных оптических устройств.

- 1. A.A. Potapov, P.A. Ushakov, A.Kh. Gil'mutdinov, *Phys. of wave phenomena*, **18**, №2, 119-142, (2010).
- 2. F. Chiadini, V. Fiumara, I. Gallina, A. Scaglione, *Optics Communications*, **282**, №19. 4009-4013, (2009).
- 3. Е.А. Сакун, А.В. Полюшкевич, П.А. Харлашин, О.В. Семенова, А.Я. Корец, *JournalofSiberianFederalUniversity. Engineering & Technologies*, **3**, № 4, 430-443, (2010).
- 4. K.Esaki, M. Sato, M. Kohmoto, *Phys. Rev.*, **79**, №5, 056226-1-13, (2009).
- 5. V.W. de Spinadel, International Mathematical Journal, 2, No3, 279-288, (2002).
- 6. E.L.Albuquerque, M.G. Cottam, Phys. Rep., 376, 225-337, (2003).
- 7. E.M. Nascimento, F.A.B.F. de Moura, M.L. Lyra. *Photonics and nanostructures-fundamentals and applications*. 7, 101-107. (2009).
- 8. Ю.В. Рыжикова, П.В. Короленко, А.Ю. Мишин, Труды XIII Всероссийской школы-семинара «Волновые явления в неоднородных средах», 17-19, (2012).
- 9. Э.С. Путилин, Оптические покрытия. Учебн. пособ. по курсу «Оптические покрытия», СПб: СПбГУИТМО, 8-32, (2005).

ФИЛЬТР ЛИО НА ОСНОВЕ УПРАВЛЯЕМЫХ ЖИДКОКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ ЯЧЕЕК Казак А.А., Мельникова Е.А., Толстик А.Л.

Белорусский государственный университет, Минск, Беларусь *ГУП ВНЦ ГОИ им. С.И. Вавилова, Санкт-Петербург, Россия

В работе представлена возможность создания электрически управляемых фильтров Лио на основе жидкокристаллических ячеек. Ориентация директора жидкого кристалла в каждой из ячеек обеспечивается фотополимерным покрытием.

Получение узкой полосы пропускания при создании оптических фильтров является достаточно сложной задачей. Тем не менее, фильтры такого рода требуются при проведении различного рода исследований и в области спектроскопии и в астрономии. Одним из способов получения фильтра с полосой пропускания порядка десятка нанометров является создание фильтров Лио, технология которых и была разработана для решения астрономических задач (использование в коронографах). Особый интерес в этом случае представляет разработка и создание электрически управляемых перестраиваемых фильтров такого рода.

В настоящее время фильтры Лио представляют собой достаточно сложные оптические устройства, включающие в свою конструкцию большое количество специально подобранных двулучепреломляющих кристаллов KDP либо кварцевых пластин находящихся между одинаково направленными поляризаторами. Это объясняет высокую стоимость изготовления оптических устройств такого рода. Использование жидких кристаллов в качестве двулучепреломляющей среды поможет снизить стоимость фильтров, а низкое рабочее напряжение – позволит управлять всей системой фильтра Лио, регулируя ширину и число максимумов пропускания. При этом отпадет необходимость в изменении всей оптической схемы.

В работе представлена экспериментальная реализация фильтров Лио на основе комбинации жидкокристаллических ячеек, толщина которых была предварительно рассчитана для получения максимумов пропускания в видимом диапазоне. Одинаковая ориентация молекул ЖК у каждой из подложек, в свою очередь, определяющая общую ориентацию директора во всей ячейке, обеспечивалась фотополимерным ориентирующим покрытием, предварительно засвеченным светом с необходимой поляризацией.



Рис. 1. Принципиальная схема трехступенчатого фильтра Лио. Р- поляризаторы, LC – ЖК ячейки.

Таким образом, в работе продемонстрирована возможность создания фильтров с регулируемой шириной полосы пропускания, а так же продемонстрирована возможность выключения отдельных ячеек фильтра для получения полос пропускания с требуемой шириной в необходимой области спектра. Необходимо отметить, что для белого света пропускание изначально менее 50%, что объясняется использованием поляризаторов в разрабатываемой конструкции.

ПАРАМЕТРИЗАЦИЯ ОПЕРАТОРА ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ МОД В "ОДНОМОДОВОМ" ОПТИЧЕСКОМ ВОЛОКНЕ Прищепенок О.Б., Мирошниченко Г.П.

Национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики, Санкт-Петербург, Россия

Дано квантовомеханическое обобщение классическогометода связанных мод и найдена связь феноменологических параметров метода с классическими параметрами, учитывающими закручивание, изгиб,деформирование.

Оператор взаимодействия двух ортогонально поляризованных мол В стохастическом неоднородном оптическом волокне, полученный в работе [1], параметризован тремя феноменологическими параметрами. Эти параметры являются компонентами вектора поворота системы координат Стокса, описывающего изменение типа поляризации фотона при его распространении по оптическому волокну. Фотоны определены в базисе нормальных мод идеального одномодового оптического волокна. Развита теория связи введенных квантовомеханических параметров с классическими параметрами, учитывающими закручивание, деформирование, изгиб оптического волокна. Влияние этих и других причин на двулучепреломление в оптическом волокне подробно исследованы с помощью классического метода связанных волн в работах [2 -5]. Результаты этих работ использованы для квантовомеханического обобщения метода плавных возмущений, применяемого в классической оптике.

G. P. Miroshnichenko. *Optics and Spectroscopy*, **112**, 777–786, (2012)
R. Ulrich, A. Simon. *Applied Opt.* **18**, 2241, (1979)
D.Gloge. *Appl.Opt.* **10**, 2252, (1971)
M.Monerie, L.Jeunhomme. *Optical and Quantum Electronics*, **12**, 449, (1980)
C.R.Menyuk, P.K.A.Wai. J. Opt.Sos.Am.B. **11**, 1288, (1994)

МЕТОДИКА ОЦЕНКИ ВНЕШНИХ ВОЗДЕЙСТВИЙ НА ОПТИЧЕСКОЕ ВОЛОКНО, ОСНОВАННАЯ НА СВОЙСТВАХ ФОРМИРОВАНИЯ МОДОВОГО ПОЛЯ Смеликова И.Н., Краснощекова Т.С.

Дальневосточный государственный университет путей сообщения, Хабаровск, Россия

В работе рассматривается исследование динамики поля мод в маломодовых волоконных световодах. Рассмотрено влияние внешних воздействий на поле мод. Проведены исследования об изменении поля мод при внешних воздействиях, где в качестве результатов были приведены фотографии каждого из опытов.

В современных телекоммуникационных системах очень мало внимания уделяется структуре и форме модового поля и возможностям применения его свойств для оценки внешних воздействий. Разработанная методика позволит просто и эффективно выявлять не только факт воздействия на волокно, но и его причину. Такой метод является новым и не применяется в современных устройствах тестирования ВОЛС. В ходе исследования основной целью быларазработка методики оценки внешних воздействий, исходя из формы и структуры формирования модового поля на выходе. Исходя из этого, необходимо было разработать модель модового поля исследуемого маломодового световода для идеального случая без внешних воздействий, изучить характеристики и свойства модового поля данного оптического волокна, рассмотреть влияние внешних факторов на формирование модового поля.

В работе рассматривается исследование динамики поля мод в маломодовых волоконных световодах. Изучены основные параметры оценки волоконного световода (поле мод, длина волны отсечки, число мод, виды мод). Рассмотрено влияние внешних воздействий на поле мод. Проведены исследования об изменении поля мод при внешних воздействиях.

Для изучения изменения поля мод при внешних механических воздействиях в волокне создавался маломодовый режим при воздействии лазерного излучения видимого спектра (0,650 мкм) на маломодовое оптическое волокно. При воздействии таких механических факторов как изгиб, кручение и вибрации поле мод изменяется, причем меняется не только форма поля, но и количество модовых пятен в волокне.

Для того чтобы наглядно проанализировать формирование модового поля, необходимо рассчитать число мод в данном волокне.

Формула для расчета числа мод выглядит следующим образом (см. формулу 1): $M = v^2/2$ (1)

где v-нормированная частота.

Чтобы определить значение нормированной частоты, нужно знать показатели преломления n₁ и n₂, которые можно найти из формулы длины волны отсечки (см. формулу 2):

$$\lambda_{\rm orc} = \frac{2\pi a \sqrt{n_1^2 - n_2^2}}{2.405} \tag{2}$$

После некоторого преобразования формулы 4.2, можно выразить нормированную частоту, которая будет выглядеть следующим образом (см. формулу3):

$$2\pi a \sqrt{n_1^2 - n_2^2} = \lambda_{\text{отс}} \cdot 2,405$$
(3)
Исходя из этого, получим (см. формулу4):
V= ($\lambda_{\text{отс}} \cdot 2,405$)/ λ (4)

Расчет показал, что в исследуемом маломодовом волокне присутствуют только 3 моды: фундаментальная мода TEM₀₀, у которой распределение интенсивностей близки к гауссовскому распределению и моды низшего порядка TEM₁₀; TEM₂₀

Условием существования направляемой моды является экспоненциальное убывание ее поля в оболочке вдоль координаты г, причем степень уменьшения напряженности с ростом г определяется значением v, уменьшение которой приводит к перераспределению поля в оболочку OB - появлению вытекающих волн.¹ Распространение света в волноводе существенно зависит от типа направляемой моды.

Волновой лазерный пучок в силу своей высокой направленности имеет много общего с плоской волной. Отличие же его от плоской волны состоит в том, что распределение интенсивности в нем неоднородно (мощность пучка, в основном, сконцентрирована вблизи оси), а фазовый фронт несколько отличается от плоского. Поэтому решение приведенного волнового уравнения, описывающее распространение такого пучка, будем искать в виде

 $\Psi = u(x,y,z)e^{ikz}$

(5)

где *u*(*x*,*y*,*z*) - медленно меняющаяся комплексная функция, которая и определяет свойства лазерного пучка, отличающие его от плоской волны.

Амплитуда электрического поля для 3 направляемых мод оптоволокна (Рис.1.).



a) – ТЕМ₀₀; б) – ТЕМ₁₀; в) – ТЕМ₂₀

Каждая мода несет в себе энергию, то есть создает вокруг себя поле. Распределение поля в модах свободного пространства будет определяться, таким образом, произведением функций Эрмита и Гаусса (см. формулу 6)

$$\Psi(x,y,z) = \frac{w_0}{w} H_m(\sqrt{2} \frac{x}{w}) H_m(\sqrt{2} \frac{y}{w}) \cdot \exp\{i(kz \cdot \Phi) - (x^2 + y^2) \left(\frac{1}{w^2} - \frac{ik}{2R}\right)\}$$
(6)

В частном случае *m*=0, *n*=0 мы имеем гауссов пучок - основную моду свободного пространства. Параметр R(z) в (6) для всех мод одинаков. Это означает, что кривизна

волнового фронта одинакова для всех мод и закон его изменения один и тот же. Однако фазовый сдвиг Φ зависит от поперечного индекса⁴.

Для того чтобы проанализировать интенсивность модового поля, необходимо составить суперпозицию полей от каждой распространяющейся моды. Был произведен расчет с учетом известной зависимости интенсивности от электрической составляющей поля: I~E², в результате которого была выведена формула в упрощенном виде для формирования графика зависимости напряженности электромагнитного поля для суперпозиции 3 мод, распространяющихся в данном волокне (см. формулу 7).

$$\Psi = (\Psi_{1=\frac{1}{2}}e^{(-x^{2})} + \Psi_{2=\frac{1}{2}}\sqrt{2} \cdot x \cdot e^{(-x^{2})} + \Psi_{3=\frac{1}{2}}(2x^{2}) \cdot e^{(-x^{2})})^{2} (7)$$

Картина, полученная на выходе, представляет собой интерференцию всех модовых составляющих поля (**Рис.2**.).



Рис.2. Распределение амплитуды модового поля

Нужно заметить, что в отличие от поля основной моды, которая представляет собой кривую Гаусса, происходит смещение пика интенсивности в сторону.

Для изучения изменения поля мод при внешних механических воздействиях в волокне создавался маломодовый режим при воздействии лазерного излучения видимого спектра (0,650 мкм) на маломодовое оптическое волокно. При воздействии таких механических факторов как изгиб, кручение и вибрации поле мод изменяется, причем меняется не только форма поля, но и количество модовых пятен в волокне²⁻³.

Исходя из этого, был сделан вывод, что чем больше внешних воздействий, действующих на волокно, тем изображение поля мод становится менее ярким и при этом, меняется сама интерференционная картина на экране.

Таким образом, разработанная методика при достаточном количестве рассмотренных и проанализированных статистических данных может дать принципиально новую возможность для оценки характера и интенсивности внешних воздействий на одномодовые оптические волокна, создавая в них маломодовый режим.

1. Смеликова И.Н. Распределение поля мод в оптическом волокне при маломодовом режиме распространения: сборник конференции Оптика-2005, Санкт-Петербург: Изд-во СПБГУ ИТМО, 2005 2. Богомолова О.В., Смеликова И.Н., Прокопович М.Р. Динамика поля мод в процессе деформаций; Сборник трудов конференции ВНКСФ-12, Новосибирск: 2006

3. Смеликова И.Н., Прокопович М.Р., Взаимовлияние поляризации и траектории луча в оптическом волокне: Научно-техническое и экономическое сотрудничество стран ATP в XXI веке: Труды V международной научной конференции творческой молодежи, 2008, 128-130.

4.Короленко П.В. Оптика когерентного излучения. - М.: Изд-во Московского университета, 1989, 96 с

АНАЛИЗ СПЕКТРАЛЬНО-СТРУКТУРНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ГЕТЕРОДИМЕРА МЕТАНОЛА И ДВУОКИСИ УГЛЕРОДА ПО ДАННЫМ FTIR СПЕКТРОВ В МАТРИЧНОЙ ИЗОЛЯЦИИ И АВ-INITIO PACЧЕТАМ В ПРИБЛИЖЕНИИ B3LYP/cc-pVTZ Пицевич Г.А., Дорошенко И.Ю^{*}., Погорелов В.Е^{*}., Мельникова Е.А.

Белорусский государственный университет, Минск, Беларусь *Киевский национальный университет имени Т. Шевченко, Киев, Украина

На основании температурных и концентрационных изменений в FTIR спектрах метанола и двуокиси углерода в аргоновой матрице установлено формирование гетерокомплекса молекул. В приближении B3LYP/cc-pVTZ проведены расчеты структуры и ИК спектров молекул CH₃OH, CO₂ и CH₃OH+CO₂.

Как показали недавние исследования¹⁻³, матричное окружение оказывает влияние на величины барьеров внутреннего вращения в молекуле метанола, что в свою очередь проявляется в изменении, обусловленного туннелированием, расщепления торсионных состояний. Ранее⁴ при интерпретации FTIR спектров метанола, зарегистрированных при температуре 10 К в аргоновой матрице, подобный эффект рассматривался в качестве одного из возможных механизмов, ответственных за возникновение дублета полос 1033.25 и 1036.5 см⁻¹, обусловленных валентными колебаниями С-О связи. Однако согласно результатам расчетов⁵ влияние аргоновой матрицы на внутреннее вращение в молекуле метанола ведет к увеличению расстояния между торсионными уровнями и снятию вырождения в случае Е состояний, что не согласуется с экспериментом и, следовательно, имеется иная причина расщепления полосы 1035 см 1. Поскольку расщепление наблюдалось при соотношении молекул метанола и атомов аргона 1:3000 и отсутствовало при соотношении 1:1000 мы предположили, что исследуемый эффект обусловлен образованием комплексов молекул метанола с Кроме того, при соотношении 1:3000 наблюдался примесными молекулами. интенсивный дублет полос поглощения в области 2350 см⁻¹, в то время как при соотношении 1:1000 в этой области наблюдалась менее интенсивная одиночная полоса поглощения. Дополнительные аргументы в пользу данной гипотезы были получены при проведении неэмпирических расчетов взаимодействия молекул CH₃OH и CO₂. В приближении B3LYP/cc-pVTZ была оптимизирована по всем внутренним параметрам геометрия гетеродимера двух молекул. Как показал расчет ИК спектра гетеродимера частота валентного колебания С-О связи метанола в комплексе на 4,5 см⁻¹ больше чем в свободной молекуле. В то же время, частота антисимметричного валентного колебания С=О связей в молекуле двуокиси углерода на 1 см⁻¹ ниже, чем в свободной молекуле. Но согласно экспериментальным данным именно высокочастотная компонента (1036,5 см⁻¹) исчезает при соотношении количества молекул метанола и атомов аргона 1:1000, также как и низкочастотная компонента дублета вблизи 2350 см⁻¹. Согласие теоретических и экспериментальных данных позволяет утверждать, что именно накопление молекул CO₂ в сильно разбавленном образце метанола в аргоне ведет к возникновению их гетерокомплекса, ответственного за расщепление ряда полос поглощения в ИК спектре.

1. Y.-P. Lee, Y.-J. Wu, R.M. Lees, L.-H. Xu, J. T. Hougen. Science, **311**, 365-368, (2006).

2. J.P. Perchard J. Chem. Phys., 332, 86-94,(2007).

3. J.P. Perchard, F. Romain, Y. Bouteiller. Chem. Phys., 343, 35-46, (2008).

4. G. Pitsevich, I. Doroshenko, V. Pogorelov, D. Umrejko.J. Spectrosc. Dyn., 1: 9, (2011).

5. G. Pitsevich, M.Shudalou: J. Spectrosc. Dyn., 2: 15, (2012).

МЕХАНИЗМ СВЕРХТОНКОГО ЭЛЕКТРОННО-ЯДЕРНОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ В СПЕКТРОСКОПИИ ОСНОВНОГО И ЭЛЕКТРОННО-ВОЗБУЖДЕННЫХ СОСТОЯНИЙ И МЕТОД ОПТИМИЗАЦИИ СПЕКТРО-ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ СВОЙСТВ МНОГОАТОМНЫХ СОСЕДИНЕНИЙ В РАЗНЫХ УСЛОВИЯХ Обухов А.Е.

ФГБОУВПО Национальный исследовательский университет «МЭИ», электротехнический институт, кафедра электротехнических комплексов автономных объектов, Москва, Россия

Рассмотрены фундаментальные проблемы применения спектральных методов с целью формирования новых нано- и фемтотехнологий позволяющих установить пространственное и электронное строение многоатомных органических и неорганических соединений в основном состоянии в разных средах и по характеристикам синглетных и триплетных электронно-возбужденных состояний оптимизировать фотофизические свойства при разных накачках

Широкое применение люминофоров в науке и технике, например, в качестве Дайлазеров и усилителей в парах, растворах, кристаллах или полимерах, новых типов OLEDs-диодов, сенсоров, зондов и полупроводниковых транзисторов, жидко-кристаллических систем, солнечных батарей и источников электрического тока, а также медицинских и биологических препаратов и т.п. основаны на использовании уникальных оптических и ядерно-магнитных свойств органических и неорганических многоатомных соединений. Поэтому, методами спектроскопии ЯМР ¹H и ¹³C, ИК- (IR-abs) и УФ-поглощения (UV-abs), PP- рамановского рассеяния (RR-scattering), флюоресценции (ФЛ) и фосфоресценции (ФФ), электролюминесценции (ЭЛ) в растворах при 500÷77 K, охлажденной сверхзвуковой струи при 2,6÷4 K в парах (Jet), при накачки лазерами и лампами, электронами и ионами измерены и с применением численных и квантово-химических методов ЛКАО-МО ССП расширенное-КВ ЧПДП/S интерпретированы фотофизические свойства многоатомных соединений^{1,2}.

Поскольку решется задача перехода от спектральных свойств атомов (атомная физика) (дискретность оптических спектров) к спектроскопии (физики) многоатомных соединений (дискретность утрачивается), то направленным синтезом были последовательно синтезированы моно-, би-, три-, пента-, септимациклических би- и

бис- фенил-, фурил-, тиенил-, пиридинов, -оксазолов и оксадиазолов, в рядах которых были изучены закономерности изменения фотофизических свойств в зависимости от свойств атомов и групп связей. Измеренные и рассчитанные спектральныехарактеристикисоединений сведены в таблицы и построены графики зависимостей в диапазоне длин волн от 20 нм до 760 нм.

Изучена кинетика термодинамически неравновесных процессов для пятиуровневой системы уровней квантовой системы и энергетического баланса населенностей по рассчитанным константам скоростей (КС) дезактивации энергии возбуждения, для которых вероятности излучательных и безизлучательных переходов формируют спектральную плотность квантовой интенсивности для широких полос поглощения, испускания и рассеяния многоатомных молекул^{1,2}.

С использованием измеренных спектральных характеристик соединенийв парах 500÷2,6 К, растворах при 296÷77 К, разных рН среды (12÷2) и кристаллах и численных методов решается сложная система дифференциальных уравнений изменения во времени параметров Дай-лазера при разных накачках.



Рис. 1. Предложенная новая физико-математическая модель в виде полного спектра синглетных и триплетных электронно-возбужденных состояний (СТЭВС, S*, и T,) ("элементарный акт") и излучательных и безизлучательных многоступенчатых релаксационных электронно-колебательных и спин-орбитальных переходов при внутренней и интеркомбинационной конверсий для многоатомных соединений (в терминах дублет D*_i и квартет Q*_i для иона); (а) дезактивация через активные колебания $\{r_n\}$ (где r_n координаты электронов для равновесной ядерной конфигурации) промежуточных термов T_m и T_{n} {1} квазиконтинуум неактивных колебательных уровней, V_{n} матричные элементы спин-орбитального взаимодействия умноженные на факторы Франка-Кондона; V_{nl}матричные элементы оператора ангармонизма, $\{\Gamma_n\}$ ($\Gamma_{\mathbf{U}}$)ширины уровней активных колебаний за счет колебательной релаксации, M_{0i} матричные моменты электрических дипольных переходов. На рис. (а) и (б) Вертикальными стрелками обозначены частоты и силы осцилляторов переходов $S_0 \rightarrow S^*_{1,...,i}$ (поглощение), $S_1^* \rightarrow S_0$ (флюоресценция), $T_1 \rightarrow S_0$ (фосфоресценция) $S_1^* \rightarrow S^*_{2,...,i}$ и $T_1 \rightarrow T_{2,...,j}$ (синглет-синглетное и триплет-триплетное поглощение) формируемое накачкой до испускания света. (б) На горизонтальных линиях указаны потенциальные кривые для каждого типа ЭВС, а также Δr_{µν}, Δp_{µν} и Δq_{µν}, Δp_{µν} длины, порядки валентных связей и заряды и полные электронные плотности на атомах. Freeelectron это энергия работы выхода электрона для нового механизма многоступенчатой фотоионизации.

Квантовохимическими расчетами показано, что по характеристикам каждого типа СТЭВС можносвязать параметры спектров и изменениеамплитуд нормальных

координат валентных связей для разной последовательности химической связи квазиавтономных активных групп квази-осцилляторов в базовой структуре вещества иметодами синтеза направленно изменять геометрическую структуру молекул с тем, чтобы путем селективного введения групп атомов, хромоформных групп, поли- или гетероциклов, или даже более крупных фрагментов, которые обладают соответствующей электронодонорной или электроноакцепторной способностью, получитьтребуемые спектро-энергетические свойства для решения разных задач.

Предложены новые формулы для квантово-химического вычисления абсолютных квантовых выходов ФЛ (КВФЛ) и ФФ (КВФФ) с учетом электронной природыкаждого типа СТЭВС, определяющих соотношение КСизлучательных и безизлучательных переходов при ИКК и ВК между нижними, средними и высокими СТЭВС, а также спектро-энергетических характеристик в форме

$$\gamma_{fl} = k_{S_{1}^{*} \to S_{0}} / \left(k_{S_{1}^{*} \to S_{0}} + k_{S_{i}^{*} \approx >S_{0}} + \sum_{i=1, j=1}^{n, m} k_{S_{i}^{*} < \approx >T_{j}} \right),$$

$$\gamma_{ph} = k_{T_{1} \to S_{0}} \sum_{i=1, j=1}^{n, m} k_{S_{i}^{*} < \approx >T_{j}} / \left(k_{S_{1}^{*} - >S_{0}} + k_{S_{1}^{*} \approx >S_{0}} + \sum_{i=1}^{n} k_{S_{1}^{*} \approx >T_{m}} \right) \left(k_{T_{1} - >S_{0}} + k_{T_{1} \approx >S_{0}} + k^{*}(T_{1} \to T_{j}) \right)$$

$$(1)$$

где $k_{S_1^* \to S_0}$ КСФЛ и $k_{T_1 \to S_0}$ КСФФ, $\sum_{i=1, j=1}^{n, m} k_{S_i^* < \approx >T_j}$ сумма КС ИКК и ВК между всеми типами СТЭВС, $k^*(T_1 \to T_j)$ введенная новая эмпирическая константа, определяющая эффективность фотоионизации, $k_{S_1^* \approx >S_0}$ КС ВК и $k_{T_1 \approx >S_0}$ КС ИКК при переходе из

самых низших СТЭВС.

Для учета всех типов каналов КС ВК и КС ИКК между самыми низшими, средними и высокими СТЭВС ($\pi\pi^*$, $\sigma\pi^*$ и $n\pi^*$ типов) предложена формула:

$$k_{ST} = \sum_{j=1}^{m} k_{S_{i}^{*} < \approx > T_{j}^{\alpha}} (10^{-8} \div 10^{-14}) \left| \left\langle S_{i}^{*} \middle| \hat{H}_{S0} \middle| T_{j}^{\alpha} \right\rangle \right|^{2} \exp[-0.25(1/h)\Delta E_{S_{i}^{*} < \approx > T_{f}^{\alpha}}^{0,4}], \quad (2)$$

где
$$\left| \left\langle S_{i}^{*} \middle| \hat{H}_{S0} \middle| T_{j}^{\alpha} \right\rangle \right|^{2}$$
квадрат матричного элемента ИКК, $k_{ST} = \sum_{j=1}^{m} k_{S_{i}^{*} < \approx > T_{j}^{\alpha}}$ сумма КС
ИКК и $\Delta E_{S_{i}^{*} < \approx > T_{f}^{\alpha}}$ энергетический интервал между всеми типами СТЭВС.

Зависимость скорости нарастания (крутизны) переднего фронта импульса накачки, при котором возможно осуществить генерацию оптического излучения (ГОИ) вДай-лазере представлена с помощью новой формулы:

$$t_{lp} \leq \left[\left(1 - \gamma_{fl}\right) / \tau_{fl} \right] \left\{ \frac{\left[\sigma_{31}^{osc}(v^{\max}) - \sigma_{S^*S^*}^{reabs}(v^{osc})\right]}{\sigma_{TT}^{reabs}(v^{osc})} - \frac{\left[\sigma_{13}^{abs}(v^{exit}) - \sigma_{S^*S^*}^{reabs}(v^{exit})\right]}{\sigma_{TT}^{reabs}(v^{exit})} \right\},$$
(2)

где $2/k_{ST} = [(1 - \gamma_{fl})/\tau_{fl}]$ КС ИКК, γ_{fl} КВФЛ и τ_{fl} ВЖФЛ, $\sigma_{31}^{osc}(v^{max}) [\sigma_{31}^{gen}(v^{osc})]$ и $\sigma_{13}^{abs}(v^{exit})$, $\sigma_{3SS}^{reabs}(v^{osc})$, $\sigma_{2TT}^{reabs}(v^{exit})$ и $\sigma_{2TT}^{reabs}(v^{exit})$ сечения поглощения и вынужденного испускания и перепоглощения на длинах волн накачки v^{exit} и ГОИ v^{gen} в экспериментальных и квантовохимически рассчитанных спектрах наведенного синглет-синглетного $S_1^* \rightarrow S_{1,...,i}^*$ и триплет-триплетного $T_1 \rightarrow T_{1,...,j}$ поглощения (Рис. 1).

В результате определены: 1) коэффициент преломления и дисперсия среды на требуемых частотах накачки; 2) абсолютный и относительный КВФЛ и КВФФ;3) параметры ГОИ (модовый режим, диапазон перестройки и порог) и параметры накачки;
4) направленность химических и фотохимических реакций; 5) энергоэффективность и энерговклад; 6) фотоустойчивость и срок службы; 7) колебательная температура Дайлазера;8)новый многоступенчатый механизм фотоионизации и термодеструкции; 9) частоты и интенсивности переходов в ФЛ- и ФФ-, поляризуемость в ИК- и КР-, химический сдвиг в ЯМР спектрах и др.

1. А.Е. Обухов, Спектроскопия основного и возбужденных состояний многоатомных соединений в разных условиях, Москва: Изд-во "Спутник+", 274 с, (2010).

ГЕНЕТИЧЕСКИЙ АЛГОРИТМ ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ МОДОВОГО СОСТАВА ИЗЛУЧЕНИЯ В МАЛОМОДОВЫХ ОПТИЧЕСКИХ ВОЛОКНАХ

Комарова М.А., Большаков М.В., Кундикова Н.Д.

ФГБОУ ВПО «ЮУрГУ» (НИУ), Челябинск, Россия

В настоящей работе предложен метод нахождения комплексных амплитуд при модах, определяющих модовый состав излучения оптического волокна, возбужденный в процессе экспериментальной работы на входном торце волокна, по распределению интенсивности на выходном торце с помощью генетического алгоритма.

Генетические алгоритмы использует единый обобщённый способ решения разнообразных задач моделирования и оптимизации на основе эволюционных принципов и генетических свойств наследственности¹. Они эффективны для решения обратных задач. К такому классу задач относится задача определения модового состава излучения, распространяющегося в оптическом волокне. Важнейшим вопросом в разработках и исследованиях многомодовых систем связи является разложение световых лучей по модам в оптическом волноводе²⁻³. Известная работа³, в которой экспериментальное определение модового состава излучения оптического волокна осуществлено только для одного вида волокон (полые ФК-волокна), также доказывает, что данное направление требует большего внимания и дальнейших исследований.

Цель настоящей работы – исследовать возможность применения генетического алгоритма для определения модового состава излучения маломодового оптического волокна. Фактически, исследование посвящено решению обратной задачи волоконной оптики – восстановлению модового состава излучения в выходной торцевой области маломодового оптического волновода по наблюдаемой интерференционной картине (спекл-картине). Модовый состав излучения оптического волокна необходимо разложить на составляющие, каждая компонента которого характеризуется определенным коэффициентом, так называемой комплексной амплитудой. Таким образом, задача определения модового состава излучения оптического волокна сводится к поиску комплексных амплитуд при модах.

Рассмотрим распространение поляризованного когерентного излучения в оптическом волокне со ступенчатым профилем показателя преломления. Пусть на вход волокна падает право циркулярно-поляризованное излучение, тогда электрическое поле на входе в волокно может быть представлено в следующем виде⁴:

$$E_{0}^{+}(r,\varphi) = \frac{1}{\sqrt{2}} {\binom{1}{i}} \cdot \left[e^{-i\varphi} \sum_{N} C_{-,1,N} F_{1,N}(r) + \sum_{m \neq 1} \sum_{N} C_{-,m,N} e^{-im\varphi} F_{m,N}(r) \right] + \sum_{m} \sum_{N} C_{+,m,N} e^{im\varphi} F_{m,N}(r) \right].$$
(1)

Здесь m, N - значения орбитального момента и радиального квантового числа, $C_{m,N}$ - комплексные амплитуды при модах, несущие каждая свой вклад в суммарный модовый состав излучения.

Как правило, поле $E_0^+(r, \varphi)$ на входе в волокно неизвестно, и зависит от условий освещения торца волокна. На выходе из волокна длиной z поле $E_0^+(r, \varphi, z)$ будет иметь следующий вид:

$$E^{+}(r,\varphi,z) = \frac{1}{\sqrt{2}} {\binom{1}{i}} \cdot \left\{ \sum_{m \neq 1} \sum_{N} C_{-,m,N} e^{-im\varphi} F_{m,N}(r) e^{iz(\beta_{m,N} + \delta\beta_{m,N}^{(2)})} + \sum_{m} \sum_{N} C_{+,m,N} e^{im\varphi} F_{m,N}(r) e^{iz(\beta_{m,N} + \delta\beta_{m,N}^{(1)})} + \sum_{N} C_{-,1,N} e^{-im\varphi} F_{1,N}(r) e^{iz\beta_{1,N}} (e^{i2z\delta\beta_{1,N}^{(2)}} + 1) \right\}$$

$$+ \frac{1}{\sqrt{2}} {\binom{1}{-i}} \cdot \left[e^{i\varphi} \sum_{N} C_{-,1,N} F_{1,N}(r) e^{iz\beta_{1,N}} (e^{i2z\delta\beta_{1,N}^{(2)}} - 1) \right]$$

$$(2)$$

Здесь $\beta_{m,N}$ - постоянные распространения, определяющие скорость распространения мод. Влияние состояния поляризации каждой из мод на ее скорость распространения учитывается введением поляризационных поправок $\delta\beta_{m,N}^{(j)}$. Если на вход волокна падает лево циркулярно-поляризованное излучение, то можно записать аналогичные выражения⁴.

На выходе из волокна экспериментально наблюдается распределение интенсивности (спекл-картина) $I(r, \varphi, z)$, в которой теряется информация о фазах распространяющихся мод и становится невозможным определение комплексных коэффициентов $C_{\pm,m,N}$, которые и определяют вид наблюдаемой спекл-картины и поля, распространяющееся в волокне. Основная задача определения электрического поля, распространяющегося в волокне, заключается в определении комплексных коэффициентов $C_{\pm,m,N}$. Представим комплексные коэффициенты при модах в виде $C_{\pm,m,N} = c_{\pm,m,N} \cdot e^{\psi_{\pm,m,N}}$, таким образом, каждой моде ставится в соответствие четыре коэффициента: два амплитудных $c_{\pm,m,N}$ и два фазовых $\psi_{\pm,m,N}$.

Предлагаемый метод состоит в подборе комплексных амплитуд $C_{\pm,m,N}$ при модах таким образом, чтобы спекл-картина $I(r, \varphi, z)$ в выходной торцевой области оптического волновода совпала с экспериментально измеренным распределением интенсивности в той же плоскости. Для этого необходимо в соответствии с выражением (2) рассчитать распределение поля на выходе из волокна для произвольных коэффициентов $C_{\pm,m,N}$ и определить распределение интенсивности $I(r,\varphi,z)$. Полученное распределение, естественно, будет отличаться от распределения, зарегистрированного экспериментально. Дальнейший процесс сводится к подбору коэффициентов $C_{\pm,m,N}$, для которых распределения интенсивностей совпадут. Подбор коэффициентов можно осуществить с помощью генетического алгоритма.

Для проверки возможности использования генетического алгоритма для определения модового состава излучения оптического волокна, алгоритм использовался для рассчитанного распределения поля с известными коэффициентами. В работе фиксированными были параметры волокна и длина волны света, распространяющаяся в нем, т.о. известно количество мод, распространяющихся в волокне. На первой итерации коэффициенты при модах задавались случайным образом,

для них рассчитывалось распределение поля, и в дальнейшем эти данные считались эталонными. На втором этапе случайным образом генерировалась популяция, особи которой являлись случайным набором коэффициентов при модах. Для каждого набора коэффициентов рассчитывалось распределение поля на выходе из волокна. Для каждой особи рассчитывалась функция приспособленности -разница между ее распределением поля и эталонным распределением поля. Далее выполнялись селекция, скрещивание и мутации особей. Таким образом, формировалась новая популяция, и итерационная процедура повторялась. Критерием остановки являлось получение «наилучшей» особи, определяемой функцией приспособленности.

Для моделирования было выбрано маломодовое оптическое волокно, в котором распространяются 4 моды. Результаты одного из расчетов представлены в таблице 1, число разновидностей особей 10^6 . Необходимо отметить, что при внешней идентичности спекл-картин (погрешность определения около 4 %), коэффициенты эталонной и вычисленной спекл-картин находятся с некоторой погрешностью, средняя погрешность определения коэффициентов составила6 %. Такой результат возникает изза того, что нулевая мода m = 0 является аксиально-симметричной, т.е. мало влияет на форму спекл-картины, и в целом при небольшом изменении коэффициентов не изменяет своей структуры.

		Эталон- ные	Вычислен- ные	Разница	Эталон- ные	Вычислен- ные	Разница
т	N	$C_{+,m,N}$	$C_{+,m,N}$	$\Delta c_{+,m,N}$	$\psi_{+,m,N}$	$\psi_{+,m,N}$	$\Delta \psi_{+,m,N}$
0	1	0,327	0,157666	0,1693	3,036	2,603526	0,4324
0	2	0,647	0,790935	0,1439	1,537	1,413663	0,1233
1	1	0,857	0,797163	0,0598	2,726	2,539971	0,0020
2	1	0,273	0,188936	0,0840	2,637	2,727390	0,1860
		$C_{-,m,N}$	$C_{-,m,N}$	$\Delta c_{-,m,N}$	$\psi_{-,m,N}$	$\Psi_{-,m,N}$	$\Delta \psi_{-,m,N}$
0	1	0,416	0,483342	0,0673	0,593	0,951379	0,3583
0	2	0,671	0,662815	0,0081	2,032	2,324401	0,2924
1	1	0,825	0,802645	0,0223	5,559	5,455625	0,1033
2	1	0,630	0,779964	0,1499	2,442	2,476799	0,0347

Табл. 1. Эталонные и вычисленные коэффициенты при четырех модах, разница этих значений

Таким образом, был разработан и протестирован метод определения комплексных амплитуд мод маломодового оптического волокна с помощью генетического алгоритма. Предложенный метод показал хорошие результаты для маломодовых оптических волокон. Данное исследование может быть продолжено с вариациями значений нулевой моды и зафиксированными остальными.

1. J. Ding,Z. Huang, Y. Ji, JOSAA, 29, №6, 971-979, (2012).

2. T. Kaiser, D. Flamm, S. Schroter, M. Duparre, *OpticsExpress*, **17**, №11, 9347-9356, (2009).

3. O. Shapira, A.F. Abouraddy, J.D. Joannopoulos, Y. Fink, *Phys. Rev.*, **94**, №14, 143902, (2005).

4. М.Я. Даршт, И.В. Жиргалова, Б.Я. Зельдович, Н.Д. Кундикова, *Письма в* ЖЭТФ, **59**, №11, 734-736, (1994).

ОПТИЧЕСКИЕ МАТЕРИАЛЫ ФОТОНИКИ

УСТНЫЕ ДОКЛАДЫ

СТОХАСТИЧЕСКОЕ ПЕРЕКЛЮЧЕНИЕ ИМПУЛЬСОВ В ВЫРОЖДЕННЫХ РЕЗОНАНСНЫХ МЕТАМАТЕРИАЛЬНЫХ СРЕДАХ

Ильдар Габитов1,2, Александр Короткевич3,2

1 Математический Факультет, Аризонский Университет, 617 Санта Рита, Тусон, 857021, США; 2Институт Теоретической Физики, РАН, Черноголовка, ул. академика Семёнова, 1-А, Московская Область, Черноголовка, 142432; 3Факультет Математики и Статистики, Университет Нью Мексико,

Альбукерке, 87131, США;

Взаимодействие электромагнитного излучения резонансными с двухуровневыми средами, основное состояние которых является вырожденным (Л-конфигурация), описывает динамику оптических полей с ориентацией круговой поляризации. Особенностью такого различной взаимодействия импульсов самоиндуцированной является наличие прозрачности описывающих переключения поляризации электромагнитных волн. Характер переключения определяется относительной заселенностью нижних подуровней атомной системы. Наличие пространственного беспорядка заселенности подуровней приводит к случайным переключениям электромагнитного случая поляризации поля. Для гауссового пространственного беспорядка вычислены статистические нами характеристики основных параметров переключения, а так же параметров поляризации характеристики электромагнитного поля. Рассмотрен так же эффект переключения поляризации в метаматериалах. В этом случае переключения поляризации сопровождается изменением направления распространения оптических импульсов.

МЕХАНИЗМЫ КРИСТАЛЛИЗАЦИИ В СВИНЦОВО-ФТОРИДНЫХ НАНОСТЕКЛОКЕРАМИКАХ, АКТИВИРОВАННЫХ ИОНАМИ РЕДКОЗЕМЕЛЬНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ НурыевР.К., АсеевВ.А., КолобковаЕ.В., НиконоровН.В.

Санкт-Петербургский национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики, Санкт-Петербург, Россия

Проведено исследование свинцово-фторидных стекол, активированных фторидами неодима, иттербия и эрбия, с добавлением иттрия и наностеклокерамик на их основе, методами рентгенофазового анализа. Определены кристаллические фазы, формирующиеся в процессе термообработки, и размеры элементарных ячеек.

В последнее десятилетие особое внимание исследователей обращают на себя нанотехнологии и наноматериалы. Одним из перспективных наноматериалов на сегодняшний день являются наностеклокерамики – материал, в котором в стеклообразной матрице распределена нанокристаллическая фаза. Такие материалы объединяют в себе лучшие свойства кристаллов (высокая механическая и термическая прочность) и стекол (возможность прессования и формования, возможность вытяжки оптического волокна и проведения ионного обмена для создания волноводных Большой интерес представляет получение стеклокристаллических структур). оптических композиций, активированных редкоземельными ионами на основе фторсодержащих силикатных стекол. Такие материалы сочетают в себе оптические параметры низкофононных фторидных кристаллов и высокие механические и химические характеристики силикатных стекол [1]. В зависимости от состава исходного стекла может выделяться различная кристаллическая фаза, состав которой в значительной мере влияет на спектрально-люминесцентные свойства редкоземельных ионов, и поэтому актуальной задачей является определение кристаллической фазы, формируемой в наностеклокерамиках. Для этого в основном используется метод рентгенофазового анализа. В настоящей работе исследовалась формирование кристаллической фазы свинцово-фторидных наностеклокерамик, активированных ионами неодима, иттербия и эрбия, методами рентгенофазового анализа, а также влияние вылеляюшейся фазы на спектрально-люминесцентные свойства наностеклокерамик.

Были исследованы стекла состава $30SiO_2-15AIO_{3/2}-29CdF_2-18PbF_2-5ZnF_2-xLnF_3-(3-x)YF_3$, где иттрий эквимолярно замещался на ионы неодима и иттербия-эрбия и наностеклокерамики на их основе [2]. Синтез проводился в течение 30 минут, при температуре T=1050 °C в открытых корундовых тиглях в атмосфере воздуха. Для получения наностеклокерамик образцы подвергались вторичной термообработке в течение времени $t_{\text{терм.}}$ = 30, 60, 120 минут при температуре начала кристаллизации $T_{\text{н.к.}}$ =500 °C.

Для всех образцов были идентифицированы кристаллические фазы и оценено влияние концентрации ионов-активаторов и времени термообработки на выделение кристаллической фазы. Установлено, что выделяющиеся в неодимовых и иттербийэрбиевых наностеклокерамиках фазы представляют собой флюоритоподобные кубические гранецентрированные решетки (Рис. 1). Показано, что они являются кристаллическими фазами ряда новых соединений – иттрий-лантаноидных оксифторидов свинца PbY_(1-x)Ln_(x)OF₃ [3]. При полном замещении иттрия ионами неодима выделяется гексагональная кристаллическая фаза NdF₃. В случае иттербийэрбиевых стеклокерамик, объем кристаллической фазы, полученной в результате термообработки, зависит от концентрации ионов-активаторов. Для неодимовых стеклокерамик такой зависимости нет, при всех исследованных концентрациях выделяется один объем кристаллической фазы. Процесс объемной кристаллизации в неодимовых и иттербий-эрбиевых наностеклокерамиках завершается после двух часов термообработки.

Рассчитаны постоянные решеток для полученных кристаллических фаз. Размеры элементарной ячейки кристаллов зависят от вида лантаноида иколеблются в диапазоне от 5,74 Å до 5,84 Å. Размер кристаллов изменяется в диапазоне от 200 до 300 Å в зависимости от времени тремообработки. Увеличение времени термообработки для данных наностеклокерамик приводит к изменению формы спектра люминесценции, что говорит о полном переходе РЗИ в кристалл.



Рис. 1. Рентгенограмма свинцово-фторидного стекла состава 30SiO₂-15AlO_{3/2}-29CdF₂-18PbF₂-5ZnF₂- 3YF₃ после термообработки в течение 30 минут

1. Е.В. Колобкова, В.Г. Мелехин, А.Н. Пенигин, *Физ. и хим. Стекла*, **33**, № 1, 11-18,(2007).

2.В.А.Асеев, В.В.Голубков, А.В.Клементьева, Е.В.Колобкова, Н.В.Никоноров, *Опт. испектр.*, **106**, 770, (2009);

3.Асеев В.А., Голубков В.В., Колобкова Е.В., Никоноров Н.В,*Физ. и хим. стекла*, **38**, №1, 11-18, (2012).

КИНЕТИКА ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ ОДИНОЧНОЙ КВАНТОВОЙ ТОЧКИ ПРИ КОМНАТНОЙ ТЕМПЕРАТУРЕ Турков В. К., Леонов М. Ю., Рухленко И. Д.*, Федоров А. В.

Санкт-Петербургский национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики, Санкт-Петербург,

Россия

*Advanced Computing and Simulation Laboratory, Department of Electrical and Computer System Engineering, Monash University, Clayton, Australia

Развита теория нестационарной люминесценции одиночной квантовой точки с нижайших по энергии состояний электрон-дырочных пар. В рамках основного кинетического уравнения Паули получено аналитическое выражение зависящего от времени сигнала люминесценции.

Исследование процессов энергетической и фазовой релаксации состояний электронной подсистемы полупроводниковых квантовых точек представляет большой интерес как с фундаментальной, так и с прикладной точек зрения. Известно, что релаксационные процессы в квазинульмерных системах существенно меняются по сравнению с объемными материалами. Это связано с тем, что благодаря трехмерному пространственному ограничению элементарных возбуждений квантовой точки происходит радикальное изменение их энергетических спектров и взаимодействий друг с другом и с внешними полями¹. Изучая скорости релаксации, можно получить важную информацию о параметрах низкоразмерных систем и использовать ее для развития адекватных физических моделей исследуемых объектов. В то же время, поскольку релаксационные процессы играют ключевую роль в работе различных электронных и

оптоэлектронных устройств на основе квантовых точек², возможность получать надежные данные о релаксационных параметрах крайне важна с прикладной точки зрения.

Энергетическая и фазовая релаксация в квантовых точках исследовалась в большом числе работ. Однако до сих пор остается ряд аспектов этой проблемы, которые требуют дальнейшего изучения. Так, например, недостаточно развито теоретическое описание оптических откликов квантовой точки при ее импульсном лазерном возбуждении, которые дают информацию о релаксационных параметрах. В связи с этим необходимо развитие теоретических моделей вторичного свечения квантовой точки, позволяющих получать надежную информацию о динамике квантовых переходов в этих квазинульмерных оъектах.

Известно несколько микроскопических механизмов энергетической релаксации, характерных для полупроводниковых квантовых точек. Это переходы между какойлибо парой уровней электронной подсистемы квантовой точки с участием, одного³, двух⁴ или нескольких⁵ фононов, а также с участием плазмонных и плазмон-фононных мод⁶. Предложены также механизмы релаксации, определяемые взаимодействием с точек', оже-процессами⁸, лефектами поверхности квантовых процессами безызлучательного переноса энергии⁹, процессами спонтанного излучения фотонов¹⁰. В настоящей работе мы не конкретизируем микроскопический механизм энергетической релаксации, считая, что релаксация обусловлена взаимодействием с термостатом и помощью соответствующих скоростей. Детально может быть описана с рассматривается следующий эффект, характерный для квазинульмерных систем, исследуемых при комнатной или более высокой температуре Т. Пусть энергетический зазор $\delta E = E_2 - E_1$ между какой-либо парой уровней меньше или порядка тепловой энергии $k_{\scriptscriptstyle B}T$, где $k_{\scriptscriptstyle B}$ - постоянная Больцмана. Тогда время жизни состояний E_2 и E_1

будет определяться переходами, как с понижением, так и с повышением энергии и, следовательно, кинетика населенностей этих состояний будет описываться несколькими экспоненциальными функциями.

настояшей работе развито теоретическое описание нестационарной B люминесценции одиночной квантовой точки с двух нижайших по энергии состояний электрон-дырочных пар. Рассмотрен процесс, в котором лазерные импульсы непосредственно возбуждают излучающие фотоны состояния электрон-дырочных пар квантовой точки при комнатной температуре. Выполнен анализ зависимости сигнала люминесценции от энергетического зазора между нижайшими состояниями, величина которого определяется размером квантовой точки. В рамках основного кинетического уравнения Паули получено аналитическое выражение зависящего от времени сигнала резонансной люминесценции, которое в общем случае представляет собой комбинацию трех экспоненциальных функций времени. Показано, что при стремлении спектральной ширины возбуждающего лазерного импульса к нулю это выражение дает сигнал стационарной люминесценции. Определены условия, при выполнении которых люминесценция может быть описана от одной до трех экспонент, а также интервал времени, в котором кинетика сигнала люминесценции не зависит от формы лазерного импульса.

- 1. А. В. Федоров, И. Д. Рухленко, А. В. Баранов, С. Ю. Кручинин. Оптические свойства полупроводниковых квантовых точек. СПб.: Наука, 2011.
- 2. Device Applications of Silicon Nanocrystals and Nanoinstruments. Ed. By N. Koshida. New York: Springer Science+Buisness Media, LLC, 2009.
- 3. T. Inoshida, H. Sakaki, *Physica B*, 227, 373-377, (1996).
- 4. T. Inoshida, H. Sakaki, *Phys. Rev. B*, **46**, 7260-7263, (1992).
- 5. M. L. Vasilevkiy, E. V. Anda, S. S. Mahler, *Phys. Rev. B*, **70**, 035318, (2004).

- 6. A. V. Baranov, A. V. Fedorov, I. D. Rukhlenko, Y. Masumoto, *Phys. Rev. B*, **68**, 205318, (2003).
- 7. P. Guyot-Sionnest, B. Wehrenberg, D. Yu, J. Chem. Phys., 123, 074709, (2005).
- 8. G. A. Narvaez, G. Bester, A. Zunger, Phys. Rev. B., 74, 075403, (2006).
- 9. S. Yu. Kruchinin, A. V. Fedorov, T. S. Perova, K. Berwick, *Phys. Rev. B*, **81**, 245303, (2010).
- 10. В. К. Турков, С. Ю. Кручинин, А. В. Федоров, *Опт. и спектр.*, **110**, 791-798, (2011).

ОПТИЧЕСКИЕ МЕТАМАТЕРИАЛЫ С КОМПЕНСАЦИЕЙ ПОТЕРЬ Драчев В.П.

Birck Nanotechnology Center and School of Electrical and Computer Engineering,

Purdue University, West Lafayette, IN 47907, USA

Наноструктуры «метал-диэлектрик» поддерживают коллективные электронные колебания-плазмоны. Такие наноструктуры, называемые плазмонными, могут суб-длиноволновые лействовать как оптические наноантенны, концентрируя электромагнитную энергию на масштабах гораздо меньших чем длина волны излучения. Нанофотоника на основе плазмонных структур продолжает привлекать большое внимание благодаря важным для оптических технологий применениям, таким как создание искуственных материалов (метаматериалов), управление светом на наномасштабах, детектирование биомолекул и другим.

В докладе будут представлены несколько примеров наших недавних результатов в этой области. Вчастности, экспериментальная реализация метаматериалов с отрицательными эффективными диэлектрической и магнитной проницаемостями для видимого диапазона, эксперименты по метамагнетикам с перестраиваемым резонансом на основе гибрида плазмонных наноструктур и жидких кристаллов; гибридные метаматериалы с усиливающей средой для компенсации потерь где сохраняются свойства отрицательности показателя преломления.

Оптические метаматериалы с отрицательным показателем преломления обычно состоят из серебряных или золотых наноструктур с заполнением из двуокиси кремния или оксида алюминия. Потери в благородных металлах на оптических частотах являются главным ограничением для многих применений плазмонных наноматериалов. К тому же потери в металических наноструктурах как правило выше чем в объёмных металлах, что существенно ухудшает полезные характеристики метаматериалов.¹⁻² Одним из подходов к уменьшению или полной компенсации потерь явлется внедрение усливающей среды в структуру метаматериала.³ В наших экспериментах⁴ были использованны краситель родамин 800 (Rh800) в полимерной матрице совмещенной с ячеистой плазмонной наностуктурой. Полная компесация потерь в таком материале с отрицательным эффективным показателем преломления была продемонстрирована.⁴

Эффекты взаимодействия люминисцирующих молекул Rh800 с плазмонными резонансными структурами имеют прямое отношение к рассматриваемой проблеме. Были изучены гибрид плазмонных наноантенн с флуорофорами,⁵ а также увеличение радиационной релаксации фотолюминесцирующих молекул с помощью так называемых гиперболических метаматериалов.⁶ Модификация скорости спонтанной эмиссии вблизи плоской границы раздела двух сред имеет ту же природу что и изменение плотности фотонных состояний и соответсвенно скорости радиационного распада для эмиттера в резонаторе описываемого Пёрсэлл-фактором. Согласно измененится для эмиттера вблизи гиперболического метаматериала, у которого

диэлетрическая проницаемость, $\varepsilon = \text{diag}(\varepsilon_x; \varepsilon_y; \varepsilon_z)$, имеет компоненты разного знака: $\varepsilon_x = \varepsilon_y < 0$ and $\varepsilon_z > 0$. Внашихэкспериментах⁶такой материал был изготовлен в виде переодической многослойной структуры из чередующихся слоёв золота и оксида алюминия. Скорость радиационной релаксации красителя родамин 800 была определена независимо от вклада нерадиационной релаксации в полное время жизни возбуждения.

Такжекакивработеснаноантеннами⁵былиизмереныэффективныйквантовыйвыход,

спектрыпоглощения, отраженияилюминесценции, атажевременажизнивозбуждениявмолекулахRh800 расположенных на разнах расстояниях от границы метаматериала. Скоростьрадиационнойрелаксации вблизи метаматериалаувеличиваетсяпо-сравнениюсдиэлектриками, атакже 300 нми 20 нмзолотымипленками.⁶

Не менее важны для применений гибриды метаматериалов с биомолекулами. Имеется ввиду использование био-молекул для изготовления плазмонных структур (так называемые био-нано-технологии) с потенциальным применением для ранней диагностики раковых клеток по соответсвующим маркерам в клеточных мембранах.⁷ В докладе мы коснемся также проблемы разработки суб-длиноволновых фокусирующих систем на основе дифракционных структур с гиперболическими материалами для нанолитографиию.⁸⁻¹¹

Докладчик благодарит всех соавторов цитируемых здесь работ.

[1]. K.P. Chen, V.P. Drachev, J.D. Borneman, A.V. Kildishev, and V.M. Shalaev, "Drude relaxation rate in grained gold nanoantennas," Nano Letters10, 916-922 (2010).

[2].V. P. Drachev, U. K. Chettiar, A. V. Kildishev, H.-K. Yuan, W. Cai, and V. M. Shalaev, "The Ag dielectric function in plasmonic metamaterials," Optics Express 16, 1186-1195 (2008).

[3] S.A. Ramakrishna and J.B. Pendry, "Removal of absorption and increase in resolution in a near-field lens via optical gain," Phys. Rev. B 67, 201101 (2003).

[4] S. Xiao, V.P. Drachev, A.V. Kildishev, H.-K. Yan, U.K. Chettiar, and V.M. Shalaev, "Loss-free and active optical negative-index metamaterials," Nature 466, 735-738 (2010).

[5] R.M. Bakker, V.P. Drachev, Z. Liu, H.-K. Yuan, R.H. Pedersen, A. Boltasseva, J. Chen, J. Irudayaraj, A.V. Kildishev, and V.M. Shalaev, "Nanoantannae array-induced fluorescence enhancement and reduced lifetimes," New J. Phys. 10, 125022 (2008).

[6] J. Kim, V. P. Drachev, Z. Jacob, G. V. Naik, A. Boltasseva, E.E. Narimanov, and V. M. Shalaev, "Improving the radiative decay rate for dye molecules withhyperbolic metamaterials," Optics Express (2012).

[7]. K. Lee, V. P. Drachev, and J. Irudayaraj, "DNA-Gold Nanoparticle Reversible Networks Grown on Cell Surface Marker Sites: Application in Diagnostics," ACS Nano, 5 (3) 2109-2117 (2011).

[8]. S. Ishii, A. V. Kildishev, V. M. Shalaev, K.-P. Chen, and V. P. Drachev, "Metal nanoslit lenses with polarization-selective design," Optics Letters 36, Issue 4, 451-453 (2011).

[9] S. Ishii, A.V. Kildishev, V.M. Shalaev, and V.P. Drachev, "Controlling the wave focal structure of metallic nanoslit lenses with liquid crystals,"Laser Phys. Lett. 8, No. 11, 828–832 (2011).

[10] S.Ishii, A. V. Kildishev, E. Narimanov, V. M. Shalaev, and V. P. Drachev, "Subwavelength diffraction pattern from a double-slit in hyperbolic media," submitted (2012).

[11] S. Ishii, V. P. Drachev, and A. V. Kildishev, "Diffractive nanoslit lenses for subwavelength focusing," Opt.Communications accepted (2012).

СВЯЗЬ ИОННОЙ ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТИ И МЕХАНИЧЕСКИХ ПОТЕРЬ В СТЕКЛАХ НА ОСНОВАНИИ УРАВНЕНИЯ МАКСВЕЛЛА ДЛЯ ПРОВОДИМОСТИ ДИЭЛЕКТРИКОВ Немилов С.В.

Санкт-Петербургский национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики, Санкт-Петербург, Россия

Показано, что уравнение Максвелла позволяет точно рассчитать значения температур максимума механических потерь при отождествлении частоты электрической релаксации (в уравнении Максвелла) с частотой механических возбужлений системы. Впервые полтвержлена лавно замеченная общность механизмов обоих процессов и показана абсолютная справедливость уравнения Максвелла.

Использование уравнения Максвелла для проводимости диэлектриков и теории механических потерь в стеклах, обусловленных ионными смещениями, позволило непосредственно рассчитать температуру «ионного» максимума механических потерь по данным электропроводности при постоянном напряжении. При этом уравнение Максвелла использовалось без изменений, - в виде, принятом в электромагнитной теории: $\sigma = \epsilon_0 \cdot \epsilon_{\text{вещ}} \cdot \nu (\sigma - проводимость при постоянном напряжении, <math>\epsilon_0$ высокочастотная диэлектрическая постоянная вакуума, Евенипредельная диэлектрическая постоянная вещества, v – частота электрической релаксации). Предложена наглядная физико-химическая интерпретация сущности ионной проводимости, измеряемой при постоянном напряжении, как релаксационного процесса. Выполнена проверка справедливости предложенного уравнения для однощелочных стекол в силикатных, боросиликатных, фосфатных, боратных и германатных системах на основании литературных данных. Отношение рассчитанных и экспериментальных значений температуры «ионного» максимума внутреннего трения составляет 0.995±0.034, оно не зависит ни от величины частоты при измеренияхвнутреннего трения(она изменялась на 4 порядка), ни от величин параметров, характеризующих проводимость². Эти результаты подтверждают также справедливость уравнения Максвелла, относительно которой сведений до сих пор не было; этот вопрос всегда находился в стороне от главных следствий электромагнитной теории. Доказанная в этой работе возможность описания ионной проводимости стекол постоянном напряжении как дебаевского релаксационного процесса есть при следствие именно условия постоянства напряжения. Создание теории для условия естественного спадания заданного потенциала, когда становится справедливым закон релаксации Кольрауша, составляет принципиально важную задачу физики и физической химии неупорядоченных систем. Решение рассмотренной проблемы представляет значительный интерес при изучении оптоакустических явлений в ионных системах в широком интервале температур и частот.

1. J.C.Maxwell, *A Treatise on Electricity and Magnetism* (the Third Edition), Clarendon Press, Oxford, Vol.1, 1891.

2. S.V.Nemilov, J. Non-Cryst. Solids.357, 1243 (2011).

МОДЕЛЬ ТОЧЕЧНЫХ ВОЗМУЩЕНИЙ ДЛЯ МЕТАМАТЕРИАЛОВ Правдин К.В., Попов И.Ю.

Санкт-Петербургский национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики, Санкт-Петербург, Россия

Рассматривается модель метаматериала с точечным возмущением, построенная на базе теории самосопряженных расширений симметрических операторов.

В последние годы материалы с отрицательным показателем преломления (negativeindexmaterials, NIMs), вызывают большой интерес благодаря работам Веселаго¹ и Пендри ².В общем случае NIM-системы характеризуются существованием таких частот ω , при которых относительная электрическая проницаемость $\varepsilon(\omega)$ и относительная магнитная проницаемость $\mu(\omega)$ становятся отрицательными. Знак показателя преломления для таких систем при извлечении квадратного корня $n = \pm \sqrt{\varepsilon \mu}$ выбирается также отрицательный. Особенным является случай, называемый NIM-ситуацией, когда обе величины для одной и той же частоты $\hat{\omega}$ (NIM-частоты) принимают значения –1 в противоположность случаю с вакуумом, когда они равны +1.

Отправной точкой для исследований служат феноменологические уравнения Максвелла³

$$\partial_{t} \mathbf{D}(\mathbf{x},t) = \partial_{\mathbf{x}} \times \mathbf{H}(\mathbf{x},t), \\ \partial_{t} \mathbf{B}(\mathbf{x},t) = -\partial_{\mathbf{x}} \times \mathbf{E}(\mathbf{x},t), \\ \partial_{\mathbf{x}} \cdot \mathbf{D}(\mathbf{x},t) = 0, \\ \partial_{\mathbf{x}} \cdot \mathbf{B}(\mathbf{x},t) = 0,$$
(1)

с материальными уравнениями

$$\mathbf{D}(\mathbf{x},t) = \mathbf{E}(\mathbf{x},t) + \mathbf{P}(\mathbf{x},t), \quad \mathbf{P}(\mathbf{x},t) = \int_{t_0}^t ds \boldsymbol{\chi}_e(\mathbf{x},t-s) \cdot \mathbf{E}(\mathbf{x},t),$$
$$\mathbf{H}(\mathbf{x},t) = \mathbf{B}(\mathbf{x},t) - \mathbf{M}(\mathbf{x},t), \quad \mathbf{M}(\mathbf{x},t) = \int_{t_0}^t ds \boldsymbol{\chi}_m(\mathbf{x},t-s) \cdot \mathbf{H}(\mathbf{x},t), \quad (2)$$

где $\chi_e(\mathbf{x},t)$ и $\chi_m(\mathbf{x},t)$ – тензоры электрической и магнитной восприимчивостей. Рассматривается *рассеивающая* (dispersive), *непоглощающая* (nonabsorptive) система. Ставятся условия *«причинности»* (causalitycondition), т.е. $\chi_e(\mathbf{x},t) = \chi_m(\mathbf{x},t) = 0$ для $t \le t_0$ ($t_0 = 0$), и *«пассивности»* (passivitycondition) системы, т.е. электромагнитная энергия

$$\mathcal{E}_{em}(t) = \frac{1}{2} \int d\mathbf{x} \{ \mathbf{E}(\mathbf{x}, t)^2 + \mathbf{H}(\mathbf{x}, t)^2 \}$$
(3)

предполагается не возрастающей как функция времени.

Уравнения Максвелла могут быть получены в эквивалентных выражениях при помощи преобразования Лапласа

$$\hat{f}(z) = \int_0^\infty dt \exp[izt] f(t), f(t) = \frac{1}{2\pi} \int_\Gamma dz \exp[-izt] \hat{f}(t),$$
 (4)

где Γ – прямая от $-\infty$ до $+\infty$, параллельная действительной оси и расположенная на некотором расстоянии $\delta > 0$ от нее, $z = \omega + i\delta$, $\delta \rightarrow 0$ (т.е. Im z > 0).

Рассматриваемая система предполагается *изотропной* (isotropic), т.е. $\hat{\chi}(\mathbf{x}, z) = \hat{\chi}(\mathbf{x}, z)\mathbf{U}$, где U – единичная матрица 3×3. Электрическая и магнитная восприимчивости считаются равными и состоящими из *единственного* терма Лоренца:

$$\varepsilon(\omega) = \mu(\omega) = 1 - \frac{\Omega^2}{\omega^2 - \omega_0^2}.$$
(5)

После применения преобразования Лапласа, уравнения Максвелла получаются в следующем виде:

$$L^{e}(z) \cdot \hat{E}(\mathbf{x}, z) = \mathbf{g}^{e}(\mathbf{x}, z), L^{m}(z) \cdot \hat{\mathbf{H}}(\mathbf{x}, z) = \mathbf{g}^{m}(\mathbf{x}, z), \qquad (6)$$

$$L^{e}(z) = z^{2} \varepsilon(\mathbf{x}, z) + (\in \cdot \mathbf{p}) \cdot \mu(\mathbf{x}, z)^{-1} \cdot (\in \cdot \mathbf{p}),$$

$$L^{m}(z) = z^{2} \mu(\mathbf{x}, z) + (\in \cdot \mathbf{p}) \cdot \varepsilon(\mathbf{x}, z)^{-1} \cdot (\in \cdot \mathbf{p}),$$

$$\mathbf{g}^{e}(\mathbf{x}, z) = iz \mathbf{E}(\mathbf{x}, 0) + i(\in \cdot \mathbf{p}) \cdot \{\mu(\mathbf{x}, z)^{-1} \cdot \mathbf{H}(\mathbf{x}, 0)\},$$

$$\mathbf{g}^{m}(\mathbf{x}, z) = iz \mathbf{H}(\mathbf{x}, 0) - i(\in \cdot \mathbf{p}) \cdot \{\varepsilon(\mathbf{x}, z)^{-1} \cdot \mathbf{E}(\mathbf{x}, 0)\}. \qquad (7)$$

Здесь $\mathbf{L}^{e}(z)$ и $\mathbf{L}^{m}(z)$ – электрический и магнитный операторы Гельмгольца, \in – символ Леви-Чивита, $\mathbf{p} = -i\partial_{x}$ и ($\in \mathbf{p}$) $\cdot \mathbf{f} = i\partial_{x} \times \mathbf{f}$. В обозначениях

$$\mathbf{R}^{e}(z) = \mathbf{L}^{e}(z)^{-1}, \mathbf{R}^{m}(z) = \mathbf{L}^{m}(z)^{-1}$$
(8)

выражения приобретают вид:

$$\hat{\mathbf{E}}(\mathbf{x}, z) = \mathbf{R}^{e}(z) \cdot \mathbf{g}^{e}(\mathbf{x}, z), \quad \hat{\mathbf{H}}(\mathbf{x}, z) = \mathbf{R}^{m}(z) \cdot \mathbf{g}^{m}(\mathbf{x}, z).$$
(9)

Далее вводится функция Грина

$$\mathbf{G}^{e,m}(\mathbf{x},\mathbf{y},z) = \left\langle \mathbf{x} \mid \mathbf{R}^{e,m} \mid \mathbf{y} \right\rangle, \tag{10}$$

$$\mathbf{L}^{e,m}(z) \cdot \mathbf{G}^{e,m}(\mathbf{x}, \mathbf{y}, z) = \delta(\mathbf{x} - \mathbf{y})\mathbf{U} .$$
(11)

Мы рассматриваем только электрическую функцию Грина, опуская индекс e. Тогда $\mathbf{E}(\mathbf{x},t)$ может быть найдено при помощи обратного преобразования Лапласа для выражения

$$\widehat{\mathbf{E}}(\mathbf{x}, z) = \int d\mathbf{y} \mathbf{G}(\mathbf{x}, \mathbf{y}, z) \cdot \mathbf{g}(\mathbf{y}, z), \qquad (12)$$

где **g**(**y**,*z*) – некоторая конфигурация интегрируемого в квадрате начального поля или источника плотности.

Мы исследуем изотропные слоистые системы со следующей структурой:

$$\varepsilon(\mathbf{x}, z) = \varepsilon(x_3, z) = \varepsilon_j(z), \quad \mu(\mathbf{x}, z) = \mu(x_3, z) = \mu_j(z), \quad x_3 \in M_j,$$
(13)

где M_j – слои, параллельные плоскости X_1X_2 . По направлениям X_1 и X_2 предполагается трансляционная инвариантность. Опуская индекс в третьей координате ($x = x_3, y = y_3$) для $\mathbf{k} = (k_1, k_2, k_3)$, $\mathbf{\kappa} = (k_1, k_2, 0) = \kappa \mathbf{e}_{\kappa} = \mathbf{k}^{\perp} \perp \mathbf{e}_3$, имеем

$$\mathbf{G}(\mathbf{x}, \mathbf{y}, z) = \frac{1}{2\pi} \int d\mathbf{\kappa} \exp[-i\mathbf{\kappa} \cdot (\mathbf{x}^{\perp} - \mathbf{y}^{\perp})] \mathbf{G}_{\kappa}(x, y, z), \qquad (14)$$

$$\mathbf{G}_{\kappa}(x, y, z) = \mathbf{G}_{s}(x, y, z, \kappa) + \mathbf{G}_{p}(x, y, z, \kappa), \qquad (15)$$

$$\mathbf{G}_{s}(x, y, z, \kappa) = G_{s}(x, y, z, \kappa) \mathbf{e}_{3} \times \mathbf{e}_{\kappa} \mathbf{e}_{3} \times \mathbf{e}_{\kappa},$$
(16)

$$\mathbf{G}_{p}(x, y, z, \kappa) = \left(\mathbf{e}_{\kappa} + \frac{i\kappa}{\zeta(x)^{2}}\partial_{x}\mathbf{e}_{3}\right) \left(\mathbf{e}_{\kappa} - \frac{i\kappa}{\zeta(y)^{2}}\partial_{x}\mathbf{e}_{3}\right) G_{p}(x, y, z, \kappa), \qquad (17)$$

где скалярные функции Грина G_s и G_p удовлетворяют следующим дифференциальным уравнениям:

$$\begin{cases} z^{2}\varepsilon(x,z) - p \frac{z^{2}\varepsilon(x,z)}{\zeta(x,\kappa,z)^{2}} p \\ \end{bmatrix} G_{p}(x,y,z,\kappa) = \delta(x-y), \\ \begin{cases} \frac{\zeta(x,\kappa,z)^{2}}{\mu(x,z)} - p \frac{1}{\mu(x,z)} p \\ \end{cases} G_{s}(x,y,z,\kappa) = \delta(x-y). \end{cases}$$
(18)

Мы рассмотрели ситуацию с полупространствами x > 0 и x < 0, которые заполнены материалами с проводимостями

$$\varepsilon(x,z) = \begin{cases} \varepsilon_+(z), & x > 0\\ \varepsilon_-(z), & x < 0 \end{cases}, \quad \mu(x,z) = \begin{cases} \mu_+(z), & x > 0\\ \mu_-(z), & x < 0 \end{cases},$$
(19)

и получили выражения для функций Грина G_s и G_p в общем виде:

$$G_{p}(x,y,z) = \begin{cases} \frac{\zeta_{+}}{2iz^{2}\varepsilon_{+}} \{ \exp\left[i\zeta_{+}|x-y|\right] - r_{p} \exp\left[i\zeta_{+}(x+y)\right] \}, & x > 0, y > 0 \\ \frac{1}{iz^{2}} \frac{\zeta_{+}\zeta_{-}}{\varepsilon_{+}\zeta_{-} + \varepsilon_{-}\zeta_{+}} \{ \exp\left[i\zeta_{+}x - i\zeta_{-}y\right] \}, & x > 0, y < 0 \\ \frac{1}{iz^{2}} \frac{\zeta_{+}\zeta_{-}}{\varepsilon_{+}\zeta_{-} + \varepsilon_{-}\zeta_{+}} \{ \exp\left[-i\zeta_{-}x + i\zeta_{+}y\right] \}, & x < 0, y > 0 \\ \frac{\zeta_{-}}{2iz^{2}\varepsilon_{-}} \{ \exp\left[i\zeta_{-}|x-y|\right] + r_{p} \exp\left[-i\zeta_{-}(x+y)\right] \}, & x < 0, y < 0 \end{cases}$$

$$G_{s}(x,y,z) = \begin{cases} \frac{\mu_{+}}{2i\zeta_{+}} \{ \exp\left[i\zeta_{+}|x-y|\right] + r_{s} \exp\left[i\zeta_{+}(x+y)\right] \}, & x > 0, y < 0 \\ -i\frac{\mu_{+}\mu_{-}}{\mu_{+}\zeta_{-} + \mu_{-}\zeta_{+}} \{ \exp\left[i\zeta_{+}x - i\zeta_{-}y\right] \}, & x > 0, y < 0 \end{cases}$$

$$(21)$$

где

$$\zeta_{\pm}(\kappa, z)^2 = z^2 \varepsilon_{\pm}(z) \mu_{\pm}(z) - \kappa^2$$
(22)

и введены коэффициенты Френеля

$$r_{p} = \frac{\varepsilon_{-}\xi_{+} - \varepsilon_{+}\xi_{-}}{\varepsilon_{-}\xi_{+} + \varepsilon_{+}\xi_{-}}, \ r_{s} = \frac{\mu_{-}\xi_{+} - \mu_{+}\xi_{-}}{\mu_{-}\xi_{+} + \mu_{+}\xi_{-}}.$$
(23)

Координата *x* соответствует положению «наблюдателя», координата *y* – положению «источника». Аналогичный результат был получен в работе ³.

Модель метаматериала с точечным возмущением строится на базе теории самосопряженных расширений симметрических операторов. Эта модель хорошо разработана для уравнения Шредингера. Что касается оператора Максвелла, имеется работ⁴⁻⁵.Схема построения модели такова. лишь ряд Исходным является самосопряженный оператор. Его сужают на множество гладких функций, обращающихся в нуль в некоторой точке (будущая позиция точечного возмущения, «источника»). Полученный оператор является симметричным, но не самосопряженным. Дефектными элементами являются функции Грина исходного оператора с источником в данной точке, поэтому без их отыскания невозможно построить данную модель. Оператор имеет самосопряженные расширения, которые образуют искомую модель точечного возмущения. При ее построении используется техника на основе формул Крейна или формул Неймана⁶⁻⁸. Полученная модель легко обобщается на случай конечного числа точечных возмущений.

- 1. В.Г. Веселаго, УФН, **92**, 517-526, (1967).
- 2. J.B. Pendry, Phys. Rev. Lett., 85, 3966-3969, (2003).
- 3. B. Gralak, A. Tip, Journal of mathematical physics, 51, 1-28, (2010).
- 4. H.J.S. Dorren, A.Tip, J.Math.Phys., **32**, 3060, (1991).
- 5. I.Yu.Popov, Rep. Math. Phys., 45, 207-216, (2000).
- 6. S. Albeverio, F. Gesztesy, R. Hoegh-Krohn., H. Holden, P.Exner, AMS Chelsea Publishing, Providence, RI, (2005).

- 7. G. Martin, A.M. Yafyasov, B.S.Pavlov, *Nanosystems: Phys. Chem. Math.*, 1, 108-147, (2010).
- 8. B.S.Pavlov, Uspekhi Mat.Nauk, 42, 99-131, (1987).

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ИМПУЛЬСНОГО ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ ПРИ ТЕРМООБРАБОТКЕ НА РОСТ НАНОЧАСТИЦ СЕРЕБРА В СТЕКЛАХ Ширшнев П.С.,Никоноров Н.В., Игнатьев А.И.

Санкт-Петербургский национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики, Санкт-Петербург, Российская Федерация

Показано, что в отличие от воздействия постоянного электрического поля на наностеклокерамики, при импульсном воздействии происходит рост наночастиц. Приведены возможные механизмы, объясняющие причины данного явления.

Сегодня фототерморефрактивные (ФТР) стекла, содержащие ионы серебра, используются в современных приложениях фотоники, например, при создании объемных фазовых голограмм различного назначения – узкополосных спектральных и пространственных фильтров, брэгговских чирпированных решеток для компрессии световых импульсов, сумматоров лазерных пучков и т.д.Обычно наночастицы серебра в ФТР стеклах получают методом фототермоиндуцированной кристаллизации.

Под воздействием ионизирующего УФ излучения образуются фотоэлектроны с доноров (например, ионов церия), которые затем захватываются ловушками (например, ионами сурьмы) и при последующей термической обработке перезахватываются ионами серебра с образованием серебряных нанокластеров. Эти процессы сопровождаются появлением на наночастицах серебра оболочки из неметаллической кристаллической фазы (например, галогенидов серебра и натрия). В связи с широкими перспективами использования ФТР стекол, возникает вопрос о поиске новых дополнительных технологических приемов по формированию наночастиц серебра в ФТР стеклах, например при воздействии электрического поля – полинга.

В настоящее время опубликовано много работ по воздействию электрического поля на стекла и полимеры с наночастицами серебра. Как правило, это эксперименты, в которых используется постоянное электрическое поле. При протекании постоянного электрического тока через стекло с наночастицами серебра наблюдается их растворение. По механизму эти процессы напоминают электролиз: под действием постоянного электрического поля из серебряных наночастиц удаляются электроны, а в противоположном направлении начинается диффузия положительных ионов серебра.

Целью данной работы являлось исследование влияния импульсного электрического поля постоянной полярности на рост наночастиц в ФТР стеклах при термообработке.

В данной работе исследовались Φ TP стекла системы Na₂O-ZnO-Al₂O₃-SiO₂-NaF-NaCl с содержанием Ag₂O 0,13 мол. %, 0,007 мол% CeO₂ и 0.04 мол% Sb₂O₃.

Температура стеклования (T_g) для данной стеклообразной системы составляет 495°С. Предварительно для данной стеклообразной системы были проведены измерения частотной зависимости диэлектрических потерь и проницаемости в диапазоне от 10^{-3} Гц до 10^6 Гц. Исходя из полученных данных, был выбран диапазон частот прикладываемого электрического поля, оптимальный для воздействия на ФТР стекло.

Также для данной стеклообразной системы были измерены зависимости проводимости и спектров поглощения от температуры до 500°С. Исходя из полученных спектральных данных, было показано, что при температурах в 450°С уже происходит выделение наночастиц. Более того, в диапазоне от 450°С и до 495°С проводимость стекла изменяется слабо.

В результате полученных данных, длительность импульса воздействия была выбрана равной 60 мкс. Частота следования импульсов, исходя из простоты технической реализации, была выбрана 50 Гц, напряжение 2,5 кВ, а верхняя рабочая температура -450°С.В работе использовалось два типа электродов. Первый тип – «площадка»: нижний электрод являлся площадкой, на которую помещается образец, верхний электрод диаметром 9 мм – прижимался к образцу. Второй тип - «конденсатор»: нижний и верхний электроды круглые, диаметром 9 мм.

Во всех экспериментах по полингу в данной работе поле прикладывалось в течение 20 минут. Толщина образцов варьировалась от 0,2 до 0,5 мм.

При полинге измерялась температура некоторых образцов следующим образом: через каждые 5 минут генератор поля отключался, и производились замеры температуры поверхности образца.

Один из измеряемых образцов был предварительно облучен УФ ртутной лампой в течение 8 минут.

Были проведены исследования по влиянию полинга при различных конфигурациях электродов при температуре 450°С. Также были проведены эксперименты по влиянию электрического поля при температуре 280°С и комнатной.

Также был поставлен эксперимент при идеальном контакте с образцом – при полинге через жидкие индиевые электроды.

Обнаружено формирование наночастиц серебра в ФТР стекле в приповерхностном слое толщиной более чем 20 микрон при термообработке в процессе полинга.

Установлено, что на поверхности образцов формируется пленка металлического серебра. Установлено, что в процессе полинга температура образца не повышалась более чем на 5-10 градусов. Установлено, что как при предварительном облучении ультрафиолетом, так и без него, при полинге объем выделяемой нанофазы в стекле практически одинаков. Установлено, что при конфигурации электрода «площадка» плотность выделения наночастиц рядом с верхним электродом существенно выше, чем под ним. Установлено, что при температуре 280°С рост наночастиц происходит слабее, а при комнатной температуре отсутствует. Установлено, что при конфигурации «конденсатор» при температуре 450°С, наночастицы образуются практически под электродом образца, в отличие от конфигурации «площадка», когда область выделения наночастиц больше, чем верхний прижимной электрод. Но при температуре обработки 280°С и конфигурации электродов «конденсатор» размеры области выделения также существенно больше размеров электродов.

Эффекты, описанные выше можно объяснить, если рассмотреть процесс полинга как суммарную работу в стекле нескольких механизмов. Выделение наночастиц происходит в результате инжекции электронов из металлического электрода в образец, что приводит к восстановлению ионов серебра и сегрегации их в наночастицы. Одновременно с этим процессом происходит протекание поверхностных электрических токов, что приводит к восстановлению ионов серебра на поверхности и сегрегации их в металлическую пленку. В экспериментах с конфигурацией электродов «площадка» происходит коронирование заряда с края прижимного электрода, что приводит к разогреву поверхности образца И повышению плотности наночастиц В непосредственной близости к электроду. Тот факт, что в эксперименте при 280°С размер области, в котором выделяются наночастицы также больше, чем размер электродов, может быть объяснен тем, что сопротивление стекла при этой температуре

существенно выше, чем при 450°С, что способствует протеканию поверхностных токов и, как следствие, более интенсивным процессам восстановления ионов серебра на поверхности образца и формированию наночастиц. Металлическая пленка не образуется вследствие малой диффузионной способности при этой температуре ионов серебра. При термообработке и приложении электрического поля с помощью жидких электродов образование наночастиц было на порядки интенсивнее. Это объясняется лучшим электрическим контактом и, как следствие, большим количеством инжектированных электронов в стекло.

ПЛАЗМОННЫЕ СВОЙСТВА ПОВЕРХНОСТНЫХ НАНОРЕШЕТОК Коновко А.А., АндреевА.В., Дрынкин В.А.

Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, Физический факультет, Москва, Россия

Продемонстрированы основные закономерности частотно-угловых спектров отражения и пропускания металлических нанорешеток, нанесенных на диэлектрическую подложку. Показано, что металлические нанорешеткипозволяют эффективно управлятьинтенсивностью и поляризацией электромагнитного излучения.

Металлические наноструктуры представляют значительный интерес для фотоники, поскольку в них можно возбуждать коллективные колебания электронов проводимости – плазмоны¹. В условиях возбуждения плазмона в частотно-угловых спектрах отражения и пропускания решетки возникают резонансные особенности. Форма и положение этих резонансов в спектре зависит от материала и морфологических характеристик нанорешеток². Таким образом, меняя геометрические параметры решетки, можно управлять ее оптическими свойствами, и, наоборот, по частотно-угловым спектрам отражения и пропускания нанорешеток можно судить об их морфологических характеристиках³. Следует также отметить, что в условиях возбуждения плазмона интенсивность электромагнитного поля вблизи металлической поверхности существенно возрастает, способствуя повышению эффективности нелинейно-оптических преобразований света.

В докладе рассматривается задача дифракции плоской волны длиной λ на золотой решетке, которая представляет собой ряд параллельных нитей прямоугольного сечения шириной w, расположенных на диэлектрической подложке. Нити образуют последовательность с периодом d. Высота профиля решетки h.Решетка расположена на диэлектрической подложке (кварц или сапфир) и представляет собой область, в которой периодически изменяется диэлектрическая проницаемость $\varepsilon(x)$.

В работе используется полуаналитический метод решения задачи дифракции, основанный на точном аналитическом решении стационарного волнового уравнения. Как известно, *s* -поляризованная волна не возбуждает плазмоны, поэтому наибольший интерес представляет задача о дифракции *p* -поляризованной волны. В области решетки уравнение для *p* -поляризованной волны принимает вид

$$\frac{\partial}{\partial x} \left[\frac{1}{k^2(x)} \frac{\partial H}{\partial x} \right] + \frac{\partial}{\partial y} \left[\frac{1}{k^2(x)} \frac{\partial H}{\partial y} \right] + H = 0, \quad k^2(x) = k^2 \varepsilon(x), \quad k = \frac{2\pi}{\lambda}.$$
 (1)

Поле в области решетки представимо в виде ряда по собственным функциям. При этом дисперсионное уравнение дается равенством

$$\cos\left(\beta\left(d-w\right)\right)\cdot\cos(\gamma w) - \frac{1}{2}\left(\frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1}\frac{\beta}{\gamma} + \frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2}\frac{\gamma}{\beta}\right)\sin\left(\beta\left(d-w\right)\right)\sin(\gamma w) = \cos(kd\sin\theta)$$
(2)

где θ - угол падения, ε_1 - диэлектрическая проницаемость воздуха, ε_2 диэлектрическая проницаемость золота, $\beta = \sqrt{k^2 \varepsilon_1 - \rho}$, $\gamma = \sqrt{k^2 \varepsilon_2 - \rho}$, ρ - искомое собственное значение. Поля над и под решеткой раскладываем в ряд по векторам обратной решетки. Энергетические коэффициенты отражения и пропускания даются равенствами

$$R_{p}^{(\mathrm{E})} = \operatorname{Re}\left(\frac{f_{p}}{f_{0}}\right) |R_{p}|^{2}, \quad T_{p}^{(\mathrm{E})} = \operatorname{Im}\left(\frac{g_{p}}{f_{0}\varepsilon_{3}}\right) |T_{p}|^{2}, \quad (3)$$

rge
$$f_{m} = \sqrt{k^{2} - \left(k\sin\theta + 2\pi m/d\right)^{2}}, \qquad g_{m} = \sqrt{k^{2}\varepsilon_{3} - \left(k\sin\theta + 2\pi m/d\right)^{2}}, \qquad \varepsilon_{3} \qquad -$$

диэлектрическая проницаемость подложки, θ - угол падения, а *m* - целое число.

Показано, что нанорешетки представляют собой высокоселективный оптический фильтр, позволяющий эффективно управлять интенсивностью отраженного и прошедшего излучения. В частности, показана возможность поляризационного управления: в условиях резонансного возбуждения плазмонов интенсивность р поляризованного отраженного излучения существенно падает. Продемонстрировано плазмонное подавление зеркального отражения при отражении от нанорешетки. Продемонстрирована связь между морфологическими характеристиками нанорешетки и плазмонными особенностями в частотно-угловых спектрах отражения и пропускания нанорешетки.

Работа Российского выполнена при частичной поддержке фонда фундаментальных исследований (грант № 12-02-00969).

- 1. А.В. Андреев, Ю.В. Грищенко, М.И. Добындэ, Т.В. Долгова, М.Л. Занавескин, А.А. Коновко, Д.А. Мамичев, А.Н. Марченков, Е.Г. Новоселова, И.А. Черных, И.С. Смирнов, А.А. Федянин, М.Р. Щербаков, ПисьмавЖЭТФ, 92, №11, 823-826, (2010).
- 2. А.В. Андреев, А.А. Коновко, И.Р. Прудников, Д.А. Ягнятинский, Математическое моделирование композиционных объектов, №5, 23-41, (2010).
- 3. A.E. Muslimov, A.V. Butashin, A.A. Konovko, I.S. Smirnov, B.S. Roshchin, Yu.O. Volkov, A.A. Angelutz, A.V. Andreev, A.P. Shkurinov, V.M. Kanevskii, V.E. Asadchikov, Crystallographyreports, 57, №3, (2012).

УПРАВЛЕНИЕ ДИНАМИКОЙ ИМПУЛЬСОВ ПОВЕРХНОСТНЫХ ПЛАЗМОН-ПОЛЯРИТОНОВ ХохловН.Е., БелотеловВ.И.

Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, физический факультет

В настоящее времяплазмоникапривлекает все больше вниманияисследователей. Это связано с возможностями, которые она открывает: новые способы обработки информациив наносхемах[1, 2], повышение поглощения света всолнечныхэлементах[3], т.д.Ключевым И объектом изученияплазмоникиявляются поверхностныеплазмон-поляритоны(ППП) - связанные колебанияэлектромагнитного поля иплазмы электронов проводимостив металлах [4]. ПППлокализованывблизи границы раздела металл-диэлектрик имогут распространятьсяна сотни микронвдольэтой границы[1-4].Современные системы передачи информации требуют создания функциональных материалов для плазмоники, изменяющих свои оптические свойства при внешнем воздействии, что необходимо для создания схем, передающих и обрабатывающих информацию посредством импульсов ППП.

Оптическиесвойстваплазмонныхструктурмогут изменятьсяпри воздействии на нихинтенсивныхфемтосекундных лазерных импульсов (импульсы накачки)[5-6]. При этом оптическое воздействие лазерного импульса нарушает равновесное энергетическое распределение электронов (следовательно, меняется и диэлектрическая проницаемость металла єm) в поверхностном слое металла, влияя тем самым на распространение ППП. Характерное время процесса релаксации неравновесного состояния электронов составляет порядка несколько сотенфемтосекунд [5-6].Это открываетновые возможности длясверхбыстрогоуправления динамикой ППП на фемтосекундных масштабах времени.

Тем не менее, из-за большого значения коэффициентов отражения у металлов для изменения єтдаже надоли процентанеобходима высокаяплотностью энергии лазера $\Phi \ge 1 \text{ мДж/см}^2$ [7].Для преодоления этой трудности в качестве импульса накачки можноиспользоватьППП: при возбуждении ППП происходит локализацияэлектромагнитнойэнергии вблизи границы раздела металл-диэлектрик, ипоглощение энергиив металле значительно возрастает[2-4].

ППП эффективно возбуждаются в периодических структурах, состоящих изперфорированных металлическихи/илидиэлектрических пленок (плазмонныхкристаллах)[2-4,8].

В работерассмотрено временное изменение групповой скорости и огибающей пакета поверхностных электромагнитных волн, следующего за импульсом накачки (сигнальный пакет), вплазмонномкристалле.

Распространение пакета накачки создает изменение ε_m на величину $\Delta \varepsilon_m(x,t)$, которая, в каждой точке пространстваопределяется интенсивностью пакета накачки, временной задержкой между пакетами накачки и сигнальным. Это приводит к изменению дисперсионной характеристики ППП в кристалле и, следовательно, к изменению групповой скорости сигнального пакета.

В работе рассмотрены случаи динамики сигнального пакета ППП при различных центральных частотах каждого из импульсов, при различных временах задержки. Продемонстрировано, что групповая скорость сигнального пакета увеличивается или уменьшается с течением времени, в зависимости от частот каждого из импульсов. Возможен случай, когда сигнальный пакет отражается от плазмонной структуры при наличии пакета накачки, а при его отсутствии – проходит сквозь плазмонный кристалл. Также возможен и обратный случай.

Таким образом, изменяя интенсивность плазмонного пакета накачки и время задержки между пакетами, можно эффективно управлять распространением поверхностных плазмон-поляритонов в плазмонных кристаллах.

1. M. Brongersma, V. Shalaev // Science. 2010. V.328. P. 440-441.

2. J. Schuller, E. Barnard, W. Cai, Y. Jun, J. White, M. Brongersma // Nature Materials. 2010. V.9. P. 193-204.

3. H. Atwater, A. Polman // Nature Materials. 2010. V.9. P. 205213.

4. S.A. Maier "Plasmonics - Fundamentals and applications" New York: Springer, 2007.

5. K.F. MacDonald, Z.L. Samson, N.I. Stockman, N.I. Zheludev // Nature Photonics. 2009. №3. P. 55 – 58.

6. N. Del Fatti, R. Bouffanais, F. Valle, C. Flytzanis // Phys. Rev. Lett. 1994. №81. P. 922-925.

7. N. Rotenberg, J. Caspers, H. van Driel // Phys. Rev. B. 2009. No. 80, P. 245420.

8. V. Belotelov, I. Akimov, M. Pohl, V. Kotov, S. Kasture, A. Vengurlekar, A. Gopal, D. Yakovlev, A. Zvezdin, M. Bayer // Nature Nano. 2011. №6. P. 370376.

КОМПЕНСАЦИЯПОГЛОЩЕНИЯВМЕТАЛЛОДИЭЛЕКТРИЧЕСКИ ХСРЕДАХНАОСНОВЕОРГАНИЧЕСКИХМОЛЕКУЛИПЛАЗМОНН ЫХНАНОСТРУКТУР ФедоровС.В., Вартанян Т.А.

Санкт-Петербургский национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики, Санкт-Петербург, Россия

Теоретически определены условия компенсации поглощения в слоистых и гранулированных металлодиэлектрических средах усилением внедренных инвертированных молекул органических красителей. Показана перспективность использования ксантеновых и цианиновых красителей для компенсации поглощения и генерации когерентных плазменных колебаний в наночастицах.

Наноплазмоника рассматривается в настоящее время как одна из наиболее перспективных технологических платформ. Предполагается, что распространение плазмонных возбуждений в оптическом диапазоне частот вдоль металлических направляющих поверхностей позволит обойти те проблемы, которые ограничивают в настоящее время дальнейшую миниатюризацию и повышение быстродействия электронных устройств. Плазмоны, локализованные в металлических наночастицах, эффективно возбуждаются как электронами, так и фотонами. Эти способы возбуждения не представляют, однако, реального интереса для перспективных применений наноплазмоники, так как ведут к неселективному некогерентному и нелокализованному возбуждению плазмонов. После серии публикаций о возможности создания спазера^{1,2}, которым понимается локальный генератор когерентных под плазмонов в изолированной наночастице, было выполнено небольшое число экспериментальных работ, направленных на его реализацию. В первой убедительной демонстрации спазера³ были использованы золотые наночастицы, окруженные кварцевой оболочкой с внедренными молекулами органического красителя. Этот подход не позволяет регулировать расстояние между наночастицей и молекулами лазерного красителя. Недавно было сообщено о спазере, использующем металлическую нанопроволоку. покрытую полимером, насыщенным органическим красителем⁴. Для создания среды, способной к генерации когерентных плазмонов, нами развита методика, основанная на вакуумном напылении серебра на диэлектрические подложки. В результате роста металлических наночастиц по механизму Фольмера-Вебера образуется гранулированная явно выраженными плазмонными резонансами. пленка с Последующее напыление окиси кремния создает буферный слой регулируемой толщины, на который методом центрифугирования из спиртового раствора наносятся молекулярные слои органических красителей. Тем самым открывается возможность плавного изменения взаимодействия между молекулами красителя и металлическими Перспективность использования гранулированных наночастипами. и слоистых металлодиэлектрических метаматериалов подтверждена теоретическими расчетами.

В метаматериалах на основе металлодиэлектрических слоев не так активно используется возбуждение плазмонных колебаний из-за существенного поглощения в области плазмонного резонанса, хотя гиперболические среды представляют значительный интерес для проектирования инструментов, канализирующих

изображение из субволнового диапазонапространственных область частот В оптики⁵.Использование трансформационной активных диэлектрических или полупроводниковых слоев в таких структурах может существенно изменить ситуацию. Нами было показано⁶, что выбором подходящего контура усиления можно достигнуть широкополостной компенсации поглощения в фотонных кристаллах, и только в этом случае корректно определена зона прозрачности. В недавней статье' показана возможность компенсации поглощения в наноструктуированных средах металлическими слоями в инфракрасном диапазоне частот в области резонанса твердого раствора красителя родамина (Rh800) в смоле. В настоящем сообщении рассчитана возможность компенсации поглощения в металлодиэлектрических средах с использованием красителей из семейств родаминов и цианинов, в частности, Cy2 иDyLight350, и компенсация поглощения в слое 30 нм частиц серебра покрытых пленкой полиметинового красителя. Показано, что компенсация поглощения достижима при использовании разных типов красителей в растворе смолы с концентрацией органических максимально возможной молекул, И линией люминесценции в инфракрасной или в видимой области спектра, позволяющей достичь усиления порядка $\varepsilon''_{\text{max}} = -0.04 \div -0.1$ (см. Рис.1).



Рис. 1 Демонстрация условий компенсации в разрешенной зоне вблизи резонансных линий родамина Rh800 и цианина Cy2. Жирные линии соответствую условию Im cos k_x = 0, для трех значений мнимой части диэлектрической проницаемости в центре линии усиления: Im vece{e}_2 = -0.04, -0.06, -0.1. Часть мод в разрешенной зоне (пунктир), слева от жирных линий, распространяется в условиях усиления.



Рис.2 Слева - расположение запрещенных зон (заштриховано) и зон прозрачности (белые) для системы слоев Серебро - смола, допированная Rh800. Жирные линии соответствуют границе запрещенной зоны с Re cos k_x > 1, (для темных зон Re cos k_x < -1,). Перетяжка запрещенной зоны в области плазмонного резонанса вырождается в точку пересечения двух мод бесконечной среды (с пространственной дисперсией и без нее) только в вещественной задаче, без учета поглощения в металле. Справа - демонстрация появления дополнительной запрещенной линии связанной с наличием двух резонансов в линии усиления красителя для системы Серебро – смола с DyLight350. Между разрешенными зонами появляется островок запрещенной зоны.</p>

Подбор соотношения толщин металлических и диэлектрических слоев позволяет настроить центр линии усиления самого "высокочастотного " красителя DyLight350 на частоту плазмонного резонанса (см. Рис.2). Однако для точной настройки, позволяющей использовать плазмонные моды эффективной среды в условиях усиления, и приводящей к существенной перестройке запрещенных и разрешенных зон, необходимо слишком большое для красителей усиление, на уровне ε "_{max} = $-0.1 \div -0.4$.

Такие усиления достижимы лишь при использовании полупроводниковых квантовых точек, но в другом частотном диапазоне. В этом случае для компенсации необходимо заменить серебро в металлических слоях на металл, с плазменной частотой в инфракрасной области, или в районе телекоммуникационной частоты.

- 1. Mark I Stockman, J. Opt. 12, 024004 (2010).
- 2. D. J. Bergman, and M.I. Stockman, PRL90, 027402, (2003).
- 3. Noginov M A, et al. Nature, 460, 1110-1112, (2009).
- 4. T. Ziegler, C. Hendrich, F. Hubenthal, T. Vartanyan, F. Träger, *Chemical Physics Letters*, **386**, Iss. 4-6, 319-324, (2004).
- 5. A. A. Orlov, P. M.Voroshilov, P. A.Belov, and Yuri S. Kivshar. *PRB*,**84**, 045424, (2011).
- 6. Н.Н. Розанов, С.В. Федоров, Р.С. Савельев, А.А. Сухоруков, Ю.С. Кившарь, ЖЭТФ, 141, № 5, 899-909, (2012).
- 7. X. Ni, S. Ishii, M. D. Thoreson, V. M. Shalaev, S. Han, S. Lee, and A. V. Kildishev, *Optics Express*, **19**, #5, 25242-25254, (2011).

ФИЗИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ НЕЛИНЕЙНО-ОПТИЧЕСКОГО ОГРАНИЧЕНИЯ В СТЕКЛАХ С НАНОКРИСТАЛЛАМИ ХЛОРИДА МЕДИ

Ким А.А., Никоноров Н.В., Сидоров А.И.

Санкт-Петербургский национальный исследовательскийуниверситет информационных технологий, механики и оптики, Санкт-Петербург, Россия

Проанализированы физические процессы нелинейно-оптического ограничения в стеклах с нанокристаллами хлорида меди под воздействием лазерного импульсного излучения, построена теоретическая модель протекающих одновременно процессов. Смоделированы некоторые из таких процессов. Показаны процессы, приводящие к самофокусировке, самодефокусировке и наведенному оптическому поглощению.

На сегодняшний день являются актуальными работы в области разработки новых оптических материалов и изучение физических процессов, протекающих в них. Одним из направлений создания новых материалов является синтез стекол с заданными оптическими характеристиками, благодаря внедрению в объем или выращиванию в объеме низкоразмерных полупроводниковых кристаллов. Полупроводниковые кристаллы, у которых все пространственные координаты сопоставимы по размеру с Боровским радиусом экситона в объемном материале проявляют эффект размерного квантования энергетических спектров электронов, дырок и экситонов. Ho пространственное ограничение нанокристалла приводит не только к размерному квантованию электронных подсистемы, но и квантованию других подсистем фононов. Ограничение электронной и колебательной подсистемы проявляется на уровне взаимодействия нанокристаллов между собой и на воздействие внешних электромагнитных полей. В большей степени квантово-размерные эффекты изучаются в области линейного отклика, генерации второй гармоники. В меньшей степени изучаются фотоиндуцированные нелинейно-оптические процессы при импульсном воздействии на систему, содержащую полупроводниковые нанокристаллы. Относительно мало информации о низкоэнергетических нелинейно-оптических процессах в системах с полупроводниковыми нанокристаллов в области энергий порядка 10⁻¹¹ – 10⁻⁴ Дж в видимом диапазоне при наносекундном воздействии.

Системы, содержащие полупроводниковые нанокристаллы при импульсном лазерном воздействии обнаруживают эффекты нелинейно-оптического ограничения излучения и оптического просветления при определенных порогах энергии. При рассмотрении нелинейно-оптического ограничения излучения следует уделить особое внимание теоретическому обоснованию, моделированию процессов нелинейного ограничения. Экспериментальные исследования образцов стекла Na₂O₃-Al₂O₃-SiO₂-B₂O₃с добавлением CuCO₃ и последующим выращиванием в объеме стекла нанокристаллов CuCl в процессе термообработки при температурах свыше 520°С и временем обработки более 3 часов с инерционным охлаждением, толщиной 4 ммобнаруживает ограничение, состоящего из двух частей, как показано на рис.1. Оптическая схема эксперимента состоит из: лазера YAG:Nd(SOLAR 512) в режиме генерации второй гармоники с длиной волны532,1 nm, с импульсами длительностью 13 нс, диаметр пучка 2 mm; призмы; зеркала; делительной пластинки; приемника входной энергии (Coherent J4-05); двух кассет фильтров; короткофокусных линз с фокусными расстояниями 24мм и 27 мм соответственно; кассеты фильтров; диафрагмы 2 мм; приемника выходной энергии (Coherent J35-10). Лазерный луч делится на два луча при помощи делительной пластинки: один опорный, отраженный на приемник, другой направляется на образец и приемник. Энергия лазерного излучения, падающая на образец без ослабляющих фильтров 0.5 мДж. Эксперименты по исследованию нелинейных свойств образцов проводились в двух режимах: в параллельном пучке (без фокусирующих линз) и сфокусированном пучке (с линзами). Диапазон плотностей энергий, облучающих образец, составлял от 10⁻⁸Дж/см² до 10⁻³Дж/см². Такой диапазон измерения достигается благодаря использованию двух кассет фильтров с общим коэффициентом пропускания от 7,85 x 10^{-6} до 1.



Рис. 1. Зависимость пропускания образца от входной плотности энергии

Как видно из рис.1 ограничение можно разделить на два этапа: первый, когда пропускание изменяется на 20% в диапазоне плотностей энергии 10⁻⁹Дж/см² до 10⁻

⁷Дж/см²и изменение пропускания на ~60% при плотностях энергии 10⁻⁵Дж/см² до 10⁻ ²Дж/см². Первая часть ограничения связана со следующими физическими процессами. процессе термической обработки стекла формируются B нанокристаллы CuClcнекоторыми видами примеси, в его запрещенной зоне возникают примесные уровни с энергией ионизации ∆E>0.1 эВ. Такие примесные центры при комнатной температуре являются ловушками для равновесных носителей заряда, что позволяет уменьшить их концентрацию и значительно увеличить удельное сопротивление полупроводника. Примесные уровни, в частности глубокие, возникают также при наличии в полупроводнике дефектов, например дефектов и вакансий либо междоузельных атомов. Фотон с энергией hv> ΔE_{np} (ΔE_{np} - энергетический зазор между примесным центром и дном зоны проводимости) ионизирует такую примесь, что переводит носителя заряда в зону проводимости. Такие процессы происходят также и при малых интенсивностях – низкоэнергетических воздействиях вследствие наличия дефектов у нанокристаллов на границе с матрицей стекла. Изменение концентрации носителей заряда изменяет показатель преломления согласно зависимости:

$$n = \sum_{i} \frac{N(I) \cdot e^2}{n_0 \cdot m_i \cdot \varepsilon_0 \cdot \omega^2}$$

(1)

Как показал численный расчет с учетом модели эффективного показателя преломления, даже незначительное количество ионизированных примесей приводит к изменению показателя преломления в области распространения лазерного пучка. Такое изменение показателя преломления на оси пучка приводит к самофокусировке излучения на выходе из образца. Количество ионизированных примесей лимитировано в наночастицах, потому этот физический процесс достигает своего насыщения и более не оказывает влияния на процесс нелинейно-оптического ограничения, наблюдается в эксперименте. В области плотностей энергии 10⁻⁵Дж/см² до 10⁻ ²Дж/см²начинают играть роль другие процессы. Двухфотонное межзонное поглощение для CuClc запрещенной зоной равной 3.5эВ при длине волны 532.1 нм, что составляет 2.3эВ, возможна, но маловероятна ввиду большего значения CuCl= 2.5ГВ/см² коэффициента двухфотонного поглощения.¹Тепловые процессы оказывают существенное влияние при высокой интенсивности падающей энергии излучения. Нагрев наночастиц происходит по оценочным расчетам на 10К, что существенно влияет на показатель преломления CuClu менее существенно на показатель преломления матрицы стекла. Эффективный показатель меняется, но большую роль играет именно градиент показателя преломления в сечение лазерного пучка в объеме образца, что формирует отрицательную динамическую тепловую линзу. Также повышение температуры в объеме наночастицы увеличивает вероятность распада экситона, который существует и при комнатной температуре T=20°C, что приводит к увеличению свободных носителей заряда. Это ведет к возникновению поглощения на свободных носителях заряда, которые образуются в процессе распада экситона. Также вследствие значительного отличия коэффициентов температурного расширения матрицы стекла и наночастиц хлорида меди, возможно возникновения механических напряжений на границе нанокристалл-матрица стекла, что также может изменять эффективный показатель преломления системы. Но для утверждения этого процесса, информации на данный момент недостаточно вследствие отсутствия информации о том, как именно наночастица располагается в матрице стекла и находиться ли она в тесном механическом контакте. Атомы и ионы меди в наночастицах CuCl сенсибилизируют нанокристаллы CuCl, таким образом, что он становится чувствительным ко всему видимому спектру. Хлорид меди, не содержащий атомов меди или ионов мели, не чувствителен к вилимому лиапазонуспектра, так как край полосы поглощения экситонного поглощения в объемном материале составляет 384нм, а край полосы поглощения матрицы заканчивается около 300 нм. Вследствие этого процесса

происходит фотогенерация нестабильных центров окраски, что в свою очередь ведет к увеличению нелинейного поглощения. Увеличение плотности энергии уменьшает экситонное поглощение в зависимости от размера нанокристалла, что хорошо обсуждается в работе[»]. Совокупность данных физических процессов в диапазоне плотностей энергии10⁻⁵Дж/см² до 10⁻²Дж/см² и вызывает нелинейно-оптическое ограничение, часть процессов, является конкурирующими, что влияет на поведение кривой нелинейно-оптического ограничения на рис.1. Однако, стоит отдельно отметить механизм формирования нестабильных центров окраски, который невозможен в отсутствии атомов меди - сенсибилизаторов и который также приводит к возможности протекания реакции диспропорционирования – распадхлорида меди на хлор и медь:

 $2CuCl \xrightarrow{100^{\circ}C} CuCl_2 + Cu$

(2)

Основные результаты моделирования показали состоятельность теоретической модели описанных в данной работе физических процессов. Важно рассматривать процессы с учетом различной интенсивности падающего излучения, что автоматически сужает спектр возможных процессов. Теоретический прогноз поможет скорректировать нелинейно-оптические свойства новых похожих систем и учитывать особенности ограничения в подобных системах. Теоретическая модель нелинейного ограничения в таких системах имеет важное прикладное значение в области разработки новых оптических материалов.

1. A.A. Said, T. Xia, D.J. Hagan, E.W. VanStryland, and M. Sheik-Bahae, JOSAB, 14, Issue 4, 824-828, (1997).

2. L.G. Zimin, S.V. Gaponenko, V.Yu. Lebed, I.E. Malinovsky, I.N. Germanenko, E.E. Podorova& V.A. Tsekhomsky, Journal of Modern Optics, 37, №5, 829-834, (1990).

ГОЛОГРАФИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ФОТООТВЕРЖДАМЫХ НАНОКОМПОЗИЦИОННЫХ МАТЕРИАЛОВ Булгакова В.Г., Ворзобова.Н.Д., Денисюк И.Ю.,Бурункова Ю.Э.,Семьина С.А., Москаленко А.И.

Санкт-Петербургский национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики, Санкт-Петербург, Россия

Исследованы закономерности голографической записи в фотоотверждаемых нанокомпозиционных материалах на основе акриловых мономеров. эффективности Определена зависимость дифракционной ОТ состава условий записи и последующей обработки. Определены композиций, формирования структур механизмы и требования К компонентам композиций.

В последнее десятилетие нанокомпозиты на основе наночастиц, внедренных в полимерную матрицу, являются предметом широких научных исследований, в том числе, в качестве голографических материалов. Однако, остается ряд вопросов, связанных с механизмами записи и факторами, определяющими дифракционные характеристики.

Цель работы – исследование закономерностей и механизмов голографической записи в нанокомпозитах на основе акриловых мономеров и факторов, определяющих их голографические характеристики.

Объектами исследования являлись бинарные и трехкомпонентные композиции на основе акриловых мономеров с инициатором фотополимеризации, в том числе, с введением неорганических наночастиц.

Исследована динамика изменения дифракционной эффективности в процессе записи и зависимость от состава композиции (при изменении типов мономеров, наночастиц, инициаторов фотополимеризации и их концентраций), частоты интерференционной структуры, длины волны записывающего излучения. Показано, что введение наночастиц и увеличение их концентрации приводит к принципиально иному формирования дифракционной эффективности механизму по сравнению с мономерными композициями. Экспериментально подтвержден механизм формирования структур в нанокомпозитах в интерференционном поле, связанный с лиффузией наночастии из освешенных областей в неосвешенные. Показано преимущество трехкомпонентных композиций, облегчающих процесс диффузии. Установлен периодический характер изменения дифракционной эффективности в процессе записи. Определены условия получения дифракционной эффективности более 50% (при толщине слоя 20 мкм).

Исследовано влияние последующей засветки УФ излучением на дифракционные характеристики. Установлено, что влияние последующей засветки зависит как от экспозиционных параметров записи, так и состава композиции.

Исследовано влияние последующей высокотемпературной обработки (определяющей возможность практических применений) на дифракционную эффективность. Определены оптимальные материалы.

СПЕКТРАЛЬНЫЕПРОЯВЛЕНИЯ РАЗЛИЧНЫХ ФОРМ СЕРЕБРАВОБРАЗЦАХНАОСНОВЕБЕЗБРОМНОЙ ИБРОМСОДЕРЖАЩЕЙМАТРИЦФОТОТЕРМОРЕФРАКТИВНЫХС ТЕКОЛ, ПОДВЕРГНУТЫХСЕРЕБРЯНО-НАТРИЕВОМУ ИОННОМУ ОБМЕНУ ИПОСЛЕДУЮЩЕЙ ТЕРМООБРАБОТКЕ ПостниковЕ.С., СгибневЕ.М.

Санкт-Петербургский национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики, Санкт-Петербург, Россия

С помощью метода дисперсионного анализаразложены на отдельные составляющие УФ спектры поглощения образцов на основе безбромной и бромсодержащей матриц фототерморефрактивных стекол, подвергнутых ионному обмену и термообработке.

Одним из перспективных материалов для интегральной оптики является фототерморефрактивное (ФТР) стекло, обладающее лазерными, плазмонными, волноводными свойствами, позволяющее записывать объёмные фазовые голограммы¹. Для решения некоторых задач, например, таких как создание волноводного профиля или высокоинтенсивного плазмонного поглощения, в таких стеклах производится ионный обмен.

При этом оптические свойства образцов зависят от режимов ионного обмена и термообработки, а также от исходного состава ФТР стекла². Так из всех добавок в этом плане потенциально наиболее интересен бром. Это обусловлено тем, что в ФТР стеклах с добавками брома и серебра он непосредственно влияет на электронные переходы внутри иона серебра, располагаясь в первой координационной сфере последнего³.Но

между тем, замещая в процессе ионного обмена ион натрия, ион серебра наследует его окружение, которое может и не содержать иона брома, даже если речь идет о бромсодержащих стеклах. В силу вышесказанного ион серебра, введенный посредством ионного обмена, находится в стекле в метастабильном состоянии по отношению к расплаву (далее просто метастабильное состояние), что также должно отразиться на его спектре поглощения. В тоже время термообработка может приводить к релаксации ближайшего окружения ионасеребра в метастабильном состоянии. Таким образом, отсюда возникает задача сопоставления полос поглощения ионов серебра в метастабильном состоянии с полосами поглощения ионов серебра в стабильномсостоянии по отношению к расплаву (далее просто стабильное состояние). Причем последние различаются для случая кислородной и для случая бромсодержащей первой координационной сферы иона серебра.

Таким образом, для понимания физических и физико-химических процессов, происходящих во время ионного обмена и термообработки, необходимо решить задачуопределения спектральных свойств серебра, введенного посредством ионного обмена. С целью решения такой задачи мы провели УФ спектроскопические исследования характеристик полос поглощения в спектрах образцов на основе безбромной и бромсодержащей матриц ФТР стекол, подвергнутых ионному обмену и термообработке.

Исследуемые ФТР стекла системы Na₂O–NaF–Al₂O₃–ZnO–SiO₂ были подвергнуты низкотемпературному ионному обмену в расплавеAgNO₃/NaNO₃ (AgNO₃=0.1% мол., NaNO₃=95% мол.) при температуре 310°С в течение 2-15 минут. Последующая термообработка производилась при температуре 500°С в течении 3 часов. Измерение спектра поглощения образцов производилось на спектрофотометре Lambda 650 (Perkin-Elmer) в спектральном интервале 195-450 нм с шагом 0.5 нм.

Обработка спектров осуществлялась с помощью метода дисперсионного анализа на основе аналитической модели свертки для комплексной диэлектрической проницаемости стекол⁴. Найденные параметры полос поглощения ионов серебра в метастабильном состоянии сравнивались с найденными ранее в работе³ параметрами полос ионов серебра в стабильном состоянии на основании чего делались выводы о наличии брома в первой координационной сфере и производилась интерпретация результатов.

Параметры полос ионов серебра в метастабильном состоянии в стекле без брома (рис.1.) соответствуют параметрам полос ионов серебрав кислородном окружении с некоторыми искажениями: существенно увеличены ширины полос, изменены отношения между интенсивностями полос (количественно, но не качественно), немного изменены положения полос. Эти отличия, по-видимому, обусловлены существенным разбросом по объему характеристик ближайшего окружения иона серебра, а также метастабильной природойего состояния.

После термообработки безбромного стекла, подвергнутого ионному обмену, параметры полос ионов серебра становятся существенно ближе к соответствующим параметрам серебра в кислородном окружении. Это указывает на процессы релаксации ближайшего окружения серебра.

Наряду с этим после термообработки наблюдается уменьшение интенсивностей полос ионов серебра по сравнению с их интенсивностями в стекле, подвергнутом только ионному обмену. Это может объясняться тем, что вследствие высокой концентрации имеется взаимодействие между электронными оболочками ионов серебра в метастабильном состоянии, что является причиной возрастания интенсивностей их полос поглощения. Термообработка приводит к уменьшению концентрации ионов серебра вследствие диффузии последних по объему, что и обуславливает уменьшение интенсивностей полос поглощения.



Рис. 1. Разложение на составляющие(штриховая кривая) спектра (сплошная кривая) образца ФТР стекла без брома, подвергнутого ионному обмену.

Параметры полос ионов серебра в метастабильном состоянии стекле с бромом соответствуют параметрам полос ионов серебра в кислородном окружении с некоторыми искажениями. Это значит, что в первой координационной сфере серебра в метастабильном состоянии отсутствует бром. Эти параметры схожи с параметрами, найденными для серебра в метастабильном состоянии в стекле без брома. Различия, повидимому, обусловлены тем, что ионы брома косвенно оказывает влияние на метастабильные ионы серебра (например, через лиганды).

После термообработки бромсодержащего стекла, подвергнутого ионному обмену, параметры полос ионов серебра становятся схожими с параметрами ионов серебра в бромном окружении (рис.2, сплошные кривые). Это указывает на то, что во время термообработки в первой координационной сфере ионов серебра появляется бром.

Также после термообработки бромсодержащего стекла, подвергнутого ионному обмену, появляются две новые полосы около 257 и 295 нм (рис.2, две пунктирныекривые). Сравнивая с положением полос поглощения в пленках AgBr (две полосы, около 260 и 298 нм) в работе⁵, можно предположить, что эти полосы принадлежат микрокристаллам AgBr, образующимся во время термообработки

Интегральное поглощение ионов серебра в стекле с бромом после термообработки увеличилось (в отличие от стекла без брома), что, по-видимому, связано с тем фактом³, что сечение поглощения ионов серебра в окружении брома больше, чем у ионов серебра в кислородном окружении.

В работе установлено, в каких формах может находиться серебро, введенное посредством ионного обмена в матрицу ФТР стекла. Это ионное серебро в метастабильном по отношению к расплаву состоянии, в первой координационной сфере которого отсутствует бром, это ионное серебро в метастабильном по отношению к расплаву состоянии, в первой координационной сфере которого имеется бром, это ионное серебро в метастабильном по отношению к расплаву состоянии, в первой координационной сфере которого имеется бром, это микрокристаллы бромида серебра. Найдены численные параметры полос поглощения серебра для всех этих форм. Подтверждены механизмы, объясняющие изменения спектральных свойств образцов послеионного обмена и термообработки, а также объясняющие роль брома в этих изменениях.



Рис. 2. Разложение на составляющие (сплошная, штриховая кривая) спектра (штрихпунктирная кривая) образца ФТР стекла с бромом, подвергнутого ионному обмену и термообработке.

- 1. Н.В. Никоноров, Е.И. Панышева, И.В. Туниманова, А.В. Чухарев, *Физ. и хим. стекла*, **27**, № 3, 365-376, (2001).
- 2. E.M. Sgibnev, A.I. Ignatiev, N.V. Nikonorov, A.M. Efimov, E.S. Postnikov, *Optical Materials*, submitted in April, (2012).
- 3. A.M. Efimov, A.I. Ignatiev, N.V. Nikonorov, E.S. Postnikov, *European Journal of Glass Science and Technology*, submitted in September, (2012).
- 4. A.M. Efimov, E.G. Makarova, Fiz. Khim. Stekla, 11, 385-401, (1985).
- 5. S. Tutihasi, Phys. Rev., 105, 882-884, (1957).

УГЛОВАЯ ЗАВИСИМОСТЬ СПЕКТРА ПРОПУСКАНИЯ ХОЛЕСТЕРИЧЕСКОГО ЖИДКОГО КРИСТАЛЛА С ДЕФЕКТНЫМ СЛОЕМ НАНОКОМПОЗИТА Ветров С.Я., Пятнов М.В., Тимофеев В.П.

Сибирский федеральный университет, Красноярск, Россия

Исследуются спектральные свойства жидкого кристалла с дефектным слоем нанокомпозита. Установлено расщепление дефектной моды при совпадении её частоты с резонансной частотой нанокомпозита. Показано, что существуют углы падения, при которых в спектре пропускания возникают дополнительные полосы прозрачности.

Интерес к фотонным кристаллам (ФК), структурам с периодическим изменением диэлектрических свойств на пространственном масштабе порядка длины оптической волны, связан с перспективами их практического использования и с возможностью наблюдения с их помощью различных физических явлений.

Особым классом одномерных фотонных кристаллов являются холестерические жидкие кристаллы (ХЖК). Отличием ХЖК от других видов ФК является то, что они обладают круговым дихроизмом. ХЖК имеют фотонную запрещенную зону (ФЗЗ) для света, распространяющегося вдоль оси ХЖК, с круговой поляризацией, совпадающей с закруткой холестерической спирали. Волны с противоположной круговой

поляризацией проходят через среду холестерика почти без изменения. При отражении света от ХЖК не происходит изменения знака поляризации.

Одним из оптических эффектов, связанных с дефектом, в виде тонкого слоя диэлектрика, внедрённого между слоями холестерика, является индуцирование дефектных мод в ФЗЗ ХЖК для обеих круговых поляризаций нормально падающего света¹. Данные дефектные моды можно использовать для создания узкополосных фильтров, низкопороговых лазеров, для разработки новых способов повышения эффективности нелинейно-оптических процессов.

Новые возможности управления светом возникают в наноструктурированных металл-диэлектрических фотонных кристаллах^{2,3}. В настоящей работе исследовалась угловая зависимость спектров пропускания и отражения правозакрученного ХЖК с дефектным слоем нанокомпозита.Нанокомпозит состоит из металлических наношаров, диспергированных в прозрачной матрицеи характеризуется эффективной резонансной диэлектрической проницаемостью $\varepsilon_{mix}(\omega)$, определяемой формулой Максвелла-Гарнетта:

$$\varepsilon_{mix} = \varepsilon_d \left[\frac{f}{(1-f)/3 + \varepsilon_d / (\varepsilon_m - \varepsilon_d)} + 1 \right].$$
(1)

Здесь f - фактор заполнения, т.е. доля наночастиц в матрице, $\varepsilon_m(\omega)$ и ε_d - диэлектрические проницаемости соответственно металла, из которого изготовлены наночастицы, и матрицы, ω – частота излучения. Диэлектрическая проницаемость наночастиц определяется формулой Друде:

$$\varepsilon_m(\omega) = \varepsilon_0 - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega + i\gamma)},\tag{2}$$

где ε_0 - постоянная, учитывающая вклады межзонных переходов, ω_p - плазменная частота, γ - величина обратная времени релаксации электронов.

Расчёт спектра пропускания и распределения поля в образце проводился, используя численный метод Берремана. При нормальном падении света на ХЖК установлен эффект расщепления частоты дефектной моды при совпадении её с резонансной частотой нанокомпозита. Величина расщепления растёт с ростом объёмной доли наношаров f в дефектном слое. С изменением угла падения θ возникает расстройка между резонансной частотой нанокомпозита и частотой дефектной моды (Puc.1), моды сдвигаются в коротковолновую область.



Рис. 1. Спектр пропускания структуры для волн правой (1,2) и левой (1',2') круговых поляризаций. $\theta = 0^{\circ}$ – серая линия, $\theta = 11^{\circ}$ - чёрная линия. Фактор заполнения f=0.005

При увеличении угла падения длинноволновый край ФЗЗ сдвигается к резонансной частоте дефектного слоя. При определённом угле падения резонансная

частота оказывается вблизи длинноволновой границы ФЗЗ. Это приводит к эффекту расщепления ФЗЗ, в которой появляется дополнительная полоса пропускания и дополнительная ФЗЗ, соответственно для волн правой и левой круговых поляризаций (Рис.2а).

При дальнейшем увеличении угла падения света резонансная частота оказывается в сплошном спектре идеального ХЖК, вблизи длинноволновой границы ФЗЗ возникает дополнительная запрещённая зона (Рис.2б).



Рис. 2. Спектр пропускания структуры с резонансной частотой нанокомпозита вблизи границы ФЗЗ. Сплошная и пунктирная линии соответственно для света правой и левой круговых поляризаций. $\theta = 26^{\circ}$ (a), $\theta = 30^{\circ}$ (б). Фактор заполнения f=0.01

1. Y.-C. Yang, C.-S. Kee, J.-E. Kim, and H.Y. Park, *Phys.Rev.E*, **60**, 6852-6544, (1999).

2. П.Н. Дьяченко, Ю.В. Микляев, Компьютерная оптика, 31№ 1, 31-34, (2007).

3. С.Я. Ветров, А.Ю. Авдеева, И.В.Тимофеев, ЖЭТФ. **140** № 5(11), 871 – 878, (2011).

ЭФФЕКТИВНЫЕ ГОЛОГРАФИЧЕСКИЕ НАНОКОМПОЗИТЫ ДЛЯ ИЗГОТОВЛЕНИЯ ПЕРИОДИЧЕСКИХ СТРУКТУР ПОЛИМЕР-НАНОЧАСТИЦЫ

Смирнова Т.Н., Кохтич Л.М., Ежов П.В., Сахно О.В. *, Штумпе И. *

Институт физики НАН Украины, 03680, пр. Науки 46, Киев, Украина *Институт прикладных исследований полимеров, 14476, Гольм, ФРГ

Разработаны универсальные фотополимерные смеси для изготовления периодических структур полимер – наночастицы (НЧ) голографическим методом. Исследованы механизм упорядочения НЧ в полимерной матрице, дифракционные, люминесцентные и нелинейно-оптические свойства изготовленных структур и приведены примеры их использования.

Голографические гибридные нанокомпозиты на основе НЧ, введенных в светочувствительные мономеры, являются предметом широких научных исследований. Интерес к таким системам обусловлен тем, что они позволяют изготавливать голографическим методом 1D, 2Dупорядоченные структуры (фотонные кристаллы),которые сочетают дифракционные свойства со специфическими

свойствами внедренных в них НЧ, такими как люминесцентные, лазерные, магнитные, нелинейно-оптические и др., и являются чрезвычайно перспективными материалами для фотоники, лазерной физики и оптоэлектроники. Упорядочение НЧ в полимерной матрице происходит в результате неоднородной полимеризации композита и диффузионного перераспределения его компонент в пространственно периодическом поле. В результате формируется объемная фазовая структура, эффективность которой определяется различием в показателях преломления полимера и НЧ и степенью их пространственной сегрегации.

Нами разработан общий подход для выбора мономерных компонент голографических нанокомпозитов, включающих наночастицы различных типов. Предложенные универсальные фотополимерные смеси обеспечивают максимальный контраст и высокую эффективность структуры и основаны только на коммерчески доступных компонентах. В отличие от известных двухкомпонентных систем, включающих мономер и HU^{1,2}, предложенный подход основан на использовании двух

толографические характеристики нанокомпозите						
НЧ	n_1	Δn	$ \Delta v_{NP} /v_{NP} $			
LaPO ₄ :Ce,Tb	0.0106	0.012	0.85			
ТіО ₂ -аморфный	0.0165	0.018	0.92			
ТіО ₂ -(рутил)	0.0136	0.020	0.83			
ZrO ₂ - аморфный	0.0125	0.014	0.90			
ZrO ₂ -кристаллич.	0.023	0.024	0.99			
SiO ₂	0.0055	0.026	0.32			

Голографицеские узрактеристики нанокомпозитор

мономеров с различным количеством активных двойных связей (CH=CH₂)_т и существенно разной реакционной способностью. Установлено, что оптимальной мономерной составляющей является смесь много-(m>2)И однофункционального (m=1)мономеров. Первый имеет

высокую скорость полимеризации и формирует трехмерную полимерную сетку. Второй, с низкой скоростью полимеризации, образует линейные полимерные цепи и имеет низкое термодинамическое сродство к полимерной сетке, что способствует вытеснению низкореакционного мономера и НЧ из максимумов светового поля(областей быстрой полимеризации)в минимумы поля. Для получения высокого контраста структуры нанокомпозит должен включать не менее 10 об. % НЧ, поэтому их поверхность должна покрываться специальной органической оболочкой. Кроме того, известно, что в фотополимеризующихся средах величина амплитуды модуляции показателя преломления n_1 определяется как степенью сегрегации компонент (их термодинамическим сродством), так И соотношением характерных времен полимеризации (τ_p) и диффузионного массопереноса (τ_{dif}) на расстояние, порядка периода поля. Максимальное значение для n_1 достигается при $\tau_p > \tau_{dif}$, т.е. когда

диффузионный массоперенос происходит быстрее, чем формирование полимерной сетки. Выполнение этого определяется условиями голографической **VСЛОВИЯ** экспозиции (интенсивностью и периодом поля), которые необходимо оптимизировать для каждой среды. Оптимизация состава и условий записи позволила получить структуры с высоким контрастом для НЧ разных типов (оксиды металлов, полупроводники, металлы и др.). С использованием НЧ TiO₂, ZrO₂, SiO₂, LaPO₄:Се,Тb изготовлены объемные периодические рассчитанная относительная



Рис.12D фотонный кристалл

структуры с периодом 0.38 - 2.1мкм и величиной n₁ до 0.023 (см. Таблицу), что существенно превышает величины, достигнутые для тех же НЧ в композитах, включающих один мономер². В таблице приведены измеренные значения n_1 и модуляция объемной кон-центрации НЧ ($|\Delta v_{NP}|/v_{NP}$), указывающие на высокую степень их упорядочения. Дополнительно подтверждает это

и хорошее совпадение Δn - разности между показателями преломления нанокомпозита, содержащего НЧ, и его полимерной составляющей без НЧи соответствующих n_1 .

Приведем ряд примеров использования предложенных нанокомпозитов. Их можно использовать для изготовления 1D и 2D дифракционные элементы с высоким оптическим качеством. На Рис.1 показан2D фотонный кристалл с гексагональной структурой и постоянной решетки 2.6 мкм, записанный тремя лазерными пучками на композите с HЧZrO₂. На вставке показана картина дифракции. Нанокомпозиты с люминесцирующими HЧ, например, LaPO₄:Ce,Tb, могут использоваться в голографических защитных технологиях с повышенным уровнем защиты. В микроскопической картине решетки, освещенной УФ излучением, наблюдается пространственно про-модулированная люминесценция НЧ с л≈543 нм, что создает дополнительный уровень защиты. Периодические структуры, образованные НЧ, могут использоваться также в качестве резонаторов для лазеров с распределенной обратной связью³. Полупроводниковые НЧ с лазерными свойствами (например, CdS, CdSe и др.) могут совмещать обе функции создавать обратную связь и служить активной средой⁴. При использовании НЧ, характеризующихся высокой оптической нелинейностью, дифракционная эффективность решеток зависит от интенсивности считывающего пучка⁵, предпосылки что создает для изготовления управляемых светом дифракционных элементов. Таким образом, благодаря уникальному разнообразию НЧ. периодические структуры, изготовленные использованием свойств с предложенных нанокомпозитов могут найти широкое практическое применение

Работа выполнена при финансовой поддержкеГосударственной целевой научнотехническойпрограммы "Нанотехнологии и наноматериалы" (Проект 1.1.4.13/10-H25).

- 1. R.A. Vaia, C.L. Dennis, L.V. Natarajian, V.P. Tondiglia, D.W. Tomlin, T.J. Bunning, *Adv. Mater.*, **13**, 1570,(2001).
- 2. N.Suzuki, Y. Tomita, T. Kojima, Appl. Phys. Lett., 81, No.22, 4121, (2002).
- T.N. Smirnova, O.V.Sakhno, J. Stumpe, V. Kzianzou, S. Schrader, *J.Opt.*, 13, 035709 (7pp) (2011).
- 4. T.N.Smirnova, O.V. Sakhno, P.V.Yezhov, L.M. Kokhtych, L.M.Goldenberg, J.Stumpe, *Nanotechnology*, **20**, P. 245707, (2009).
- 5. T.N.Smirnova, O.V.Sakhno, V.I.Bezrodnyj, J.Stumpe, Appl. Phys. B,80, No.8, 947,(2005)

РАЗРАБОТКА ГОЛОГРАФИЧЕСКОГО ПОЛИМЕРНОГО КОМПОЗИТНОГО МАТЕРИАЛА, ОСНОВАННОГО НА ФОТОИНДУЦИРОВАННОЙ ДИФФУЗИИ НАНОЧАСТИЦ ZnO и SiO₂

Семьина С.А., Булгакова В.Г., Денисюк И.Ю., Бурункова Ю.Э.

Санкт-Петербургский национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики, Санкт-Петербург, Россия

Разработаны оптически однородные полимерные нанокомпозиционные материалы двух типов: наночастицы ZnO, введенные в мономерную композицию и наночастицы SiO₂, введенные в мономерную композицию для голографических применений с высоким значением дифракционной эффективности (до 60 % при изготовлении тонких пленок). Предложена технология изготовления полимерного нанокомпозита, исследован механизм фотоиндуцированного перемещения наночастиц ZnO и SiO₂ при проекции интерференционной картины в объеме материала.

Композиции УФ – отверждаемых мономеров являются перспективными материалами для голографической записи. Последнее поколение таких материалов - нанокомпозиты, имеющие более высокое значение модуляции показателя преломления и дифракционной эффективности по сравнению с традиционными фотополимерами. Высокая дифракционная эффективность таких материалов основана на эффекте фотоиндуцированного перемещения наночастиц в композите.

Впервые такие процессы были обнаружены В нанокомпозиционной фотополимеризуемой системе, в которой неорганические наночастицы имели высокий показатель преломления по сравнению с мономерами [1]. Эффект перемещения наночастиц наблюдался при облучении фотополимеризуемойсмеси периодическим полем световой волны, т.е. записи дифракционной решетки голографическим методом, интерференцией двух лазерных пучков. Механизм формирования периодических структур в поле интерференционной засветки основывается на двух процессах: фотоинициируемой полимеризации и взаимодиффузии компонентов. В исходном состоянии композиция является равновесной смесью мономеров и наночастиц. Полимеризация в максимуме освещенностиинтерференционного поля приводит к изменениям химического потенциала каждого из компонентов, нарушая тем самым термодинамическое равновесие системы, что является причиной взаимодиффузии компонентов между освещенными и неосвещенными областями среды.

При высокой концентрации наночастиц их перемещение на короткие расстояния играет главную роль в формировании дифракционной эффективности. При освещении происходит необратимое перемещение наночастиц, приводящее к появлению модуляции показателя преломления, что и является записанной голограммой. По этим причинам голограмма образуется в момент экспонирования и в дальнейшем требуется лишь ее фиксация путем равномерного освещения УФ - излучением всей поверхности материала.

После полной полимеризации материал становится твердым. Решетка записана внутри объема.

Процессы диффузии наночастиц в нанокомпозиционных материалах при периодической засветке еще недостаточно изучены: неизвестна скорость перераспределения наночастиц, ее зависимость от состава мономерной матрицы, типа, размера и формы наночастиц, возможного участия наночастиц в процессе

фотополимеризации в качестве фотокатализатора. Знание этих процессов необходимо при разработке голографического наноматериала для получения элементов фотоники с оптимальными характеристиками.

Целямиработы является создание голографического материалана основе УФполимеризующейся смеси и наночастиц, а такжеисследование процессов фотоиндуцированной диффузии в процессезаписи дифракционного элемента с высоким значением дифракционной эффективности и низким уровнем светорассеяния в таком материале.

Подтверждение оптимальных эксплуатационных свойств материала было получено при исследовании его различными методами: оптической микроскопией, АСМ, ТГ/ТГА, ИК - и УФ - видимой спектроскопией, измерением показателей преломления, твердости по Бринеллю, усадки.

Обнаружен новый эффект, связанный с фотоиндуцированным изменением ИКспектра, который имеет место только при записи голограммы и отсутствует при равномерной засветке. Причины данного эффекта обсуждаются, предположительно, причинами являются перемещение наночастиц, их уплотнение в темных областях и взаимодействие близкорасположенных наночастиц с изменением ИК-спектров.

На данных материалах голографическим методом на тонкой (20 - 50 мкм) пленке была записана решетка с периодом 2 мкм, дифракционная эффективность которой составляла 60% (10 вес.% ZnO)и 20% (9 вес.% SiO₂),данная структура имела низкий уровень рассеяния.

1. N.Suzuki, Y.Tomita, Applied Physics Letters, 81, 4121-4123, (2002).

ТЕСТИРОВАНИЕ МАТЕРИАЛОВ ФОТОНИКИ МЕТОДОМ ЦИФРОВОЙ ГОЛОГРАФИЧЕСКОЙИНТЕРФЕРОМЕТРИИ Захаров Ю.Н*., Абдурахманов К.П.**, Азаматов З.Т.***, Кулагин И.А.**, Редкоречев В.И.***

*Нижегородский государственный университетим. Н.И. Лоюачевского, Нижний Новгород, Россия **ООО НТЦ "MELMA", Ташкент, Узбекистан ***НИИ Прикладной физики Национального Университета Узбекистана, Ташкент, Узбекистан

Проведены исследования возможностей цифровой голографической интерферометрии для анализа свойств твердых тел поле В электромагнитного излучения. Показано, что данная методика может быть использована высокоскоростного измерения керровской для И фоторефрактивной тестирования нелинейности И поверхностных акустических волн.

Определение нелинейного показателя преломления является одной из основных задач нелинейной спектроскопии, нелинейной оптики, распространения интенсивных электромагнитных волн, лазерной физики. Для измерения нелинейно-оптических параметров используются различные методы, основанные на нелинейной интерферометрии, трех- и четырехволновом смешении волн, генерации гармоник, вращении эллипса поляризации, пробном пучке, искажении амплитудно-фазового профиля пучка, z-сканирования¹⁻⁴. Однако большинство из этих методов требует сравнительно длительного времени измерений, не позволяет непосредственно разделять вклад различных нелинейностей (например, керровской (электронной) и фоторефрактивной нелинейности), а также нелинейностей различного порядка, и часто результат измерений зависит от методов, используемых для интерпретации измерений. Часть из этих недостатков позволяет устранить метод, основанный на цифровой двухэкспозиционной голографической интерферометрии. Разновидности данного метода (например, работа⁵) использовались для анализа нелинейно-оптических свойств материалов, однако техника записи и восстановления голограмм не позволяла эффективно использовать данную методику. В настоящей работе проведен анализ керровской и фоторефрактивной нелинейности и поверхностных акустических волн, проявляющихся при взаимодействии с электромагнитным излучением различной частоты.

Анализ распространения излучения в среде с показателем преломления, зависящим от интенсивности электромагнитного излучения, показывает, что определение нелинейности сводится к анализу изменений фазы излучения, которые можно сравнить при распространении лазерных импульсов с различными интенсивностями. При различных видах временного распределения интенсивности излучения интегральное изменение фазы будет различным.

На основе данной двухэкспозиционной голографической интерферометрической методики были разработаны схемы измерений. В качестве источника излучения использовались He-Ne или/и Nd:YAG лазеры. Непрерывное излучение первого лазера мощностью 11 мВт было линейно поляризовано с направлением вдоль оси Х. Поляризация излучение Nd:YAG лазера была преимущественно направлена вдоль оси Y. Длительность импульса данного лазера составляла 500 пс, частота следования импульсов – 11 Гц, энергия в импульсе – 0.22 мДж. Для получения удвоенной частоты излучения Nd:YAG использовался кристалл - преобразователь КТР (процесс оее). С помощью светоделительной пластины часть излучения направлялась в ССD камеру через образец, а вторая часть излучения использовалась в качестве опорного пучка. Для уменьшения интенсивности лазерного излучения использовались нейтральные калиброванные фильтры, которые ставились до или после образца при различных экспозициях.

Измерения керровской нелинейности проводились в кристаллах ниобата литияLiNbO₃толщиной 2 мм при различных интенсивностях излучения. На рис.1 приведен фрагмент центральной части интерферограммы, полученной при излучения Nd: YAGлазера. Направление поляризации излучения прохождении совпадало с осью Y. Плотность мощности излучения составляла до 10 ГВт/см². Отличие фазы центральной части, выраженной в единицах длины волны излучения, составило 0.085 мкм. Проведенный расчет показал, что величина нелинейной части показателя преломления составила 1.8×10⁻¹⁵см²/Вт. При данной ориентации кристалла величина нелинейной восприимчивости кристалла класса 3m полностью определяется единственным компонентом тензора, и таким образом, возможно определение компонент тензора нелинейности. Однако, при данной ориентации кристалла нелинейное изменение показателя преломления может быть обусловлено процессом обратной перекачки энергии второй гармоники в основное излучение лазерного излучения. Используя известные значения нелинейности второго порядка и показателей преломления, была вычислена поправка, обусловленная влиянием нелинейности второго порядка, и определена непосредственная величина нелинейного преломления, обусловленного керровской нелинейностью, показателя которая составила 1.12×10⁻¹⁵ см²/Вт. Аналогичные измерения керровских нелинейностей были проведены на других длинах волн и при различных ориентациях кристалла относительно поляризации лазерного излучения. В частности, величина нелинейности на частоте второй гармоники излучения Nd:YAG (532 нм) была в ~1.4 раза выше нелинейности на основной частоте.

251



Рис.1. Фрагмент центральной части интерферограммы на длине волны 1.064 мкм



Рис.2. Фрагмент центральной части интерферограммы на длине волны 0.532 мкм

фоторефрактивных Анализ создания структур проводился В рамках фотовольтаической модели, в которой возникновение фоторефрактивного эффекта связано с локальной асимметрией положения примесного иона железа в матрице кристалла LiNbO₃. В рамках данной модели максимальное изменение показателя преломления определяется фоторефрактивной чувствительностью, коэффициентом поглощения и плотностью энергии лазерного излучения. Проведенные расчеты динамики фазовой неоднородности, обусловленной фоторефрактивной нелинейностью в кристалле LiNbO₃: Fe на длине волны лазерного излучения 532 нм, при использовании фоторефрактивной чувствительности, равной 1.4×10⁻⁵ см³/Дж, показали, что картина фазовой неоднородности вытягивается по отношению к диаметру пучка лазерного фоторефрактивной излучения. Экспериментально измерения нелинейности проводились кристалле LiNbO₃:Fe(0.01%), вырезанном под углом к оптической оси 72° при облучении импульсным и непрерывным лазерным излучением. Время экспозиции ССД камеры устанавливалось 70 мкс, и было синхронизовано с лазером при импульсном режиме работы.В частности, на начальном этапе формировалась неоднородность, вытянутая вдоль оси Z, размерами 14×89 мкм². Геометрические параметры фазовой неоднородности соответствовали расчетным с точностью ~12%.Основная связана неточностью определения ошибка с максимальной интенсивности пучка в области перетяжки. Было получено, что с уменьшением длины волны излучения увеличивается глубина неоднородности и уменьшается время ее формирования.

Был проведен анализ поверхностных акустических волн (рис.3). Поверхностные структуры создавались и исследовались на полированной поверхности пластины из LiNbO₃, 128°Y-X среза толщиной 1мм. На поверхность были нанесены встречно штыревые преобразователи, на которые подавалось электрическое поле с частотой до 100 МГц. На поверхности возбуждались бегущие поверхностные акустические волны, которые исследовались с помощью цифрового голографического интерферометра и визуализировались в виде трехмерного изображения. Запись голограмм проводилась на ССС матрицу с известными параметрами излучением основной, второй и третьей гармоники неодимового лазера. По восстановленным интерферограммам была определенадлина поверхностной акустической волны 63.5 мкм (расчетная длина волны при скорости звука в подложке 4000 м/с - 66.6 мкм.), и ее амплитуда – 3...3.5 нм.


Рис.3. Реконструкция фазовой неоднородности, обусловленной поверхностной акустической волной

Таким образом, исследование керровских и фоторефрактивных нелинейностей, обуславливающих нелинейное изменение показателя преломления кристаллов, голографической интерферометрии методом цифровой позволило получить результаты, совпадающие с расчетными и известными литературными данными, что свидетельствует о возможности использования данной методики для анализа динамических процессов. Проведенный анализ поверхностных акустических волн возможности пространственных продемонстрировал измерения параметров динамических микрообъектов с точностью до одного нанометра во временном масштабе, ограниченном длительностью лазерного импульса.

- 1. R. Adair, L.L. Chase, A.A. Payne, Phys. Rev. B, 39, 3337-3350, (1989)
- 2. S.R. Fridberg, P.W. Smith, IEEE J. Quant. Electron., QE-23, 2089-2094, (1987).
- 3. Y. Xiong, Q. Zhang, X. Sun, W. Tan, X. Xin, W. Ji, Appl. Phys. A, 70, 85-88 (2000).
- 4. Y.-H.Chen, S.Varma, I.Alexeev, H.M.Milchberg, Opt. Express, 15, 7458–7467, (2007).
- 5. Гуревич В.С., Гапонов В.Е., Редкоречев В.И., Захаров Ю.Н. Известия ВУЗов.-Материалы электронной техники,. № 1, 26-32,(2012.)

ТЕРМООПТИЧЕСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ФУНКЦИОНАЛЬНЫХ МАТЕРИАЛОВ ФОТОНИКИ Марковин П.А., Писарев Р.В., Трепаков В.А., Гужва М.Е.*

ФТИ им А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург, Россия *НИУ ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

Представлены результаты исследования температурных изменений показателя преломления в различных классах материалов, которые используются в устройствах фотоники (магнетиков, сегнетоэлектриков, диэлектриков), выполненных методом гомодинной интерферометрии.

Изучение изменений абсолютных значений показателя преломления имеет большое прикладное значение. Изменение показателя преломления под влиянием температуры, деформации, постоянного и переменного электрического и магнитного полей существенно влияет на такие параметры оптических приборов, как чувствительность, разрешение, лучевая стойкость, частотные характеристики оптических модуляторов. Поэтому показатель преломления и его термооптические, пьезооптические и электрооптические коэффициенты являются важной характеристикой материалов для оптических устройств.

В ФТИ им. А.Ф. Иоффе авторами работы впервые был применен метод гомодинной интерферометрии, позволяющий исследовать изменения абсолютных значений показателя преломления света с точностью 10⁻⁶ под влиянием различных воздействий (температуры, одноосного давления, электрического поля) конденсированных средах. Метод позволяет проводить исследования в образцах, в которых не применимы другие оптические методы (поляриметрия, иные интерферрометрические методики), а именно, в образцах с большими (2-3 порядка) вариациями в ходе эксперимента пропускания исследуемого материала из-за изменения поглощения и в образцах с сильным рассеянием и деполяризацией света на доменной структуре и дефектах.

Представлены результаты исследования температурных зависимостей показателя преломления в широком интервале температур (15-1100 K) в функциональных материалах фотоники. В магнитных диэлектриках $Y_3Fe_{5-x}Ga_xO_{12}$ (x = 0, 0.35, 0.7, 1.1, 5). В сегнетоэлектриках – ионных проводниках системы KTiOPO₄. В релаксорах PbMg_{1/3}Nb_{2/3}O₃, PbZn_{1/3}Nb_{2/3}O₃, PbMg_{1/3}Ta_{2/3}O₃ и PbSc_{1/2}Ta_{1/2}O₃. В сегнетоэлектриках на основе квантового параэлектрика SrTiO₃, с примесями бария и кальция и в сегнетоэлектрике BaTiO₃. В диэлектриках (виртуальных сегнетоэлектриках) CaTiO₃ и в рутиле TiO₂.

В исследованных материалах определены механизмы температурных изменений показателя преломления. Развита методика выделения вклада различных механизмов в преломления из интерферометрических температурные изменения показателя измерений. Истинного термооптического эффекта, связанного с изохорическим электрон-фононным взаимодействием. Фотоупругого эффекта, связанного с тепловым расширением кристалла. Спонтанного электрооптического вклада в изменения показателя преломления, обусловленного появлением спонтанной поляризации в сегнетоэлектриках. Магнитооптического вклада в изменения абсолютных значений показателя преломления. Оказалось, что в кубических магнитных диэлектриках основным (по величине) эффектом воздействия магнитного упорядочения на рефракцию света является не изменение симметрии оптической индикатрисы (появление магнитного двупреломления), а ее изотропное расширение (изотропное увеличение показателя преломления) обусловленное влиянием изотропного обменного взаимодействия на электронный спектр.

ЛОКАЛИЗОВАННЫЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ МОДЫ И СПЕКТР ПРОПУСКАНИЯ, ОРГАНИЗОВАННОГО НА ОСНОВЕ НАНОКОМПОЗИТА, ДВУМЕРНОГО ФОТОННОГО КРИСТАЛЛА С ДЕФЕКТОМ РЕШЕТКИ Рудакова Н.В., ВетровС.Я., Тимофеев В.П., Тимофеев И.В.*

Сибирский федеральный университет, Красноярск, Россия *Институт физики им. Л.В. Киренского СО РАН, Красноярск, Россия

Исследуются спектральные свойства, организованного на основе нанокомпозита, двумерного фотонного кристалла с дефектом решетки. Показано, что расщепление дефектной моды при совпадении ее частоты с резонансной частотой нанокомпозита существенно зависит от доли металлических наношаров в матрице нанокомпозита.

Фотонные кристаллы (ФК) представляют собой среды, диэлектрические свойства которых меняются периодически с периодом, допускающим брэгговскую дифракцию света. Благодаря своим уникальным свойствам они вызывают интерес как новые оптические материалы¹. Одним из важнейших свойств ФК является локализация электромагнитного излучения на дефектах структуры. В этом случае в запрещенной зоне (33) ФК проявляются дополнительные разрешенные уровни, соответствующие дефектным модам. Положением и спектром пропускания дефектных мод можно эффективно управлять, изменяя структурные и геометрические параметры ФК.

Большой интереспредставляют композитные среды с наночастицами металлов при создании наноструктурированных металл-диэлектрических фотонных кристаллов, и на их основе новых способов управления светом^{2,3}. В нанокомпозите состоящем из металлических наночастиц взвешенных в прозрачной матрице предсказано возникновение резонанса эффективной диэлектрической проницаемости⁴, которая определяется формулой Максвелла-Гарнетта:

$$\varepsilon_{mix} = \varepsilon_d \left[1 + \frac{f}{(1 - f)/3 + \varepsilon_d / (\varepsilon_m - \varepsilon_d)} \right], \tag{1}$$

где f – фактор заполнения, т.е. доля серебряных наночастиц в матрице, ω – частота излучения, ε_d – диэлектрическая проницаемость матрицы, $\varepsilon_m(\omega)$ – диэлектрическая проницаемость металла в приближении Друде:

$$\varepsilon_m(\omega) = \varepsilon_0 - \omega_p^2 / [\omega(\omega + i\gamma)], \qquad (2)$$

где ε_0 — постоянная, учитывающая вклады межзонных переходов, связанных электронов, а ω_p —плазменная частота, γ — величина обратная времени релаксации электронов. Используя выражение (1) находим положение резонансной частоты зависящее от характеристик исходных материалов и концентрации *f* диспергированной фазы:

$$\omega_0 = \omega_p \sqrt{(1-f)/[3\varepsilon_d + (1-f)(\varepsilon_0 - \varepsilon_d)]}.$$
(3)

Для расчета спектра пропускания*s*-поляризованных электромагнитных волн, распространяющихся в пластинке 2DФК был использован формализм метода трансферматрицы⁵. Исследуемый кристалл, состоит из бесконечных цилиндрических отверстий, составляющих квадратную решетку в нанокомпозитной матрице.Линейный дефект создан заполнением нанокомпозитом среднего ряда цилиндров.При расчете использовались следующие параметры: для серебра $\varepsilon_0 = 5$, $\omega_p = 9 \ B$, $\gamma = 0.02 \ B$, для матрицы $\varepsilon_d = 9$, период структуры ФК $d = 150 \ HM$, толщина пластинки L = 7d, фактор заполнения, то есть доля нанокомпозита в ФК, определяется выражением $F = \pi r^2 / d^2 = 0.5$, где r – радиус цилиндра.



Рис. 1. Коэффициент пропускания как функция частоты для угла падения *θ*=0. ФК без дефекта (кривая 1), *f*=0. ФК с дефектом (кривая 2), *f*=0. Расщепление дефектной моды (кривая 3), *f*=0,005

На рисунке 1 представлен спектр пропускания волн s-поляризации, падающих на Φ K-пластинку, нормально линейному дефекту структуры. Из рисунка видно, что в запрещенной зоне появляется дефектная мода. При совпадении частоты дефектной моды с резонансной частотой нанокомпозита ω_0 наблюдается эффект расщепления дефектной моды. Проявление этого эффекта в спектре пропускания иллюстрируется на рисунке 1 для случая нормального падения света на образец и факторе заполнения f = 0,005. Величина расщепления увеличивается с ростом концентрации серебряных наношаров в матрице. Так, например, при увеличении фактора заполнения серебряными частицами of значения 0,005 до 0,02, то есть в 4 раза, расщепление возрастает в 2 раза и равно 54 нм.



Рис. 2. Спектры пропускания при различных значениях угла падения. $\theta = 0^{\circ}$ (сплошная линия), $\theta = 45^{\circ}$ (штриховая). f = 0,005

Варьируемый угол падения θ также является удобным параметром для качественной перестройки спектра пропускания ФК-структуры. Характерная зависимость спектра пропускания от θ представлена на рисунке 2.

С изменением θ возникает расстройкамежду резонансной частотой ω_0 и частотой дефектной моды. С увеличением угла падения, в соответствии с брэгговским условием, границы 33 и положения пиков двух дефектных мод сдвигаются в высокочастотную область. Кроме того, заметно уменьшается интенсивность в максимуме низкочастотной моды, в то время как интенсивность высокочастотной моды растет.

При рассмотрении пространственного распределения интенсивности поля получено, что для обеих мод поле локализовано в области дефекта, соизмеримой с длинной волны. На частоте дефектной моды ω_0 при f = 0 и на частоте низкочастотного пика при f = 0,02 (см. рис. 1)характер распределения поля внутри образца практически не отличается, однако максимум интенсивности локализации при f = 0,02 уменьшается почти в 2 раза (рис. 3).



Рис. 3. Пространственное распределение интенсивности, нормированной на интенсивность *I*₀ падающего излучения, на частоте низкочастотного пика расщепленной моды (см. рис. 1). *θ*=0,*f*=0,005

Для получения требуемых спектральных характеристикрезонансного ФК могут быть использованы резонансы дефектного слоя, заполненного другими металлическими наношарами, с другими геометрическими размерамиФК-структуры.

- 1. K.Sakoda, Optical properties of photonic crystals. 2nd. Springer, Berlin, 272, (2004).
- 2. P.N.Dyachenko and Yu.V.Miklyaev, *Optical Memory and Neural Networks* (*Information Optics*), **16**, 198, (2007).
- 3. С.Я. Ветров, А.Ю. Авдеева, И.В. Тимофеев, ЖЭТФ, 140, 5(11), 871-878, (2011).
- 4. А.Н. Ораевский, И.Е. Проценко, *Письма в ЖЭТФ*, **72**, 641-646, (2000).
- 5. С.Я.Ветров, Н.В.Рудакова, И.В.Тимофеев, В.П. Тимофеев, Оптика и спектроскопия, **112**, 3, 638-646 (2012)

ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕПРОЦЕССАФОРМИРОВАНИЯНАНОРАЗМЕРН ЫХ ГРАФИТОВЫХ СТРУКТУР В ПОЛЕ МИЛЛИСЕКУНДНЫХ ИМПУЛЬСОВ GLASS: Yb, ErЛАЗЕРА Беликов A.B., Скрипник A.B., Зулина H.A.

Санкт-Петербургский национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики, Санкт-Петербург, Россия

В данной работе изложены теоретические и экспериментальные результаты исследования процесса формирования наноразмерных графитовых структур при воздействии на поверхность графитсодержащего композита излучения Glass: Yb, Еглазера с длиной волны генерации 1.54 мкм.

За последние несколько лет значительно вырос интерес к углеродным наноматериалам, связано это с уникальностью иххимических, физических, оптическихи электропроводящих свойств ¹⁻⁴. Наноматериалы на основе углерода представлены такими структурами как фуллерены, нанотрубки, алмазоподобные, аморфные и графитовые наночастицы.

В настоящее время существует многообразие методов синтеза углеродных наноматериалов, среди которых выделяют пиролиз углеродосодержащих веществ (газофазное химическое осаждение)и электродуговой разряд⁵. К наиболее перспективным можно отнести метод лазерного испарения графитсодержащих материалов, так как данный метод является наиболее эффективным с точки зрения выхода наноразмерных структур, а также позволяет избежать излишних энергозатрат, связанных с предварительным прогревом исходного материала, и большого содержания примесей в продукте⁶.

Ранее сообщалось о возможности формирования наноструктур в поле излучения Glass: Yb, Er лазера, сфокусированного на поверхности графитсодержащего композита, содержащего тонкодисперсный графит и смесь $SiO_2 \cdot Al_2O_3 \cdot H_2O^7$. Наноструктуры удалялись с поверхности графитсодержащего композита в виде эрозионного факела и осаждались в атмосфере воздуха на твердые металлические и диэлектрические (кварцевое стекло, эмаль и дентин зуба человека) подложки.

Полученные наноматериалы, исследовались методами оптической микроскопии и сканирующей электронной микроскопии (СЭМ). Установлено, что размеры отдельных наноструктур лежат в диапазоне 20 нм до 50 нм. Исследование наноструктур посредством рамановскогоспектрофотометра InVia (Renishaw) показали наличие в их спектре пиков в областях 1578 см^{-1} и 1350 см^{-1} , которые соответствуют графитизированным материалам⁸.

В ряде экспериментов было установлено, что при нанесении на поверхность покрытий из графитовых наноструктур микротвердость металлической подложки увеличилась более чем в 2.0 раза, эмали зуба человека – в 1.2 раза, дентина зуба – почти в 2.0 раза.

В настоящей работе представлены результатытеоретического моделирования процесса формирования графитовых наноструктур в поле миллисекундных импульсов Glass: Yb, Er лазера, а также экспериментальные материалы, полученные при исследовании этого процесса с помощью скоростной видеокамеры "Photron FASTCAM SA4".

Экспериментально было обнаружено, что процесс формирования и распространения эрозионного факела состоит из трех этапов: первый – аккумуляция лазерного излучения графитсодержащим композитом, второй – интенсивное разрушение композита и третий – затухание эрозионного факела по окончании лазерного воздействия. В экспериментах была определена продолжительность первого этапа и средние скорости движения структур, образующих эрозионный факел на втором и третьем этапах.

Теоретическое моделирование процесса формирования графитовых наноструктур в поле миллисекундных импульсов Glass: Yb, Er лазеравключает описание процессов аккумуляции лазерной энергии и абляции графитсодержащего композита.

1. Y. Miyajima, J.M. Shannon, S.J. Henley, V. Stolojan, D.C. Cox, S.R.P. Silva, *ThinSolidFilms*,**516**, 257–261, (2007).

2. N. Maron, Astrophysics and Space Science, 172, 21-29 (1990).

3. A. Serra, A. Buccolieri, E. Filippo, D. Manno, *Sensors and Actuators B*, 161, 359–365, (2012).

4. L. L. Wang, L. Q. Zhang, M. Tian, Materials and Design, 39, 450-457, (2012).

5. Раков Э.Г., Учеб. пособие. – М.: Университетская книга, Логос, 376, (2006).

6. C.N.R. Rao, Rahul Sen, Ram Seshadri, *Material Science and Engineering*, 15, 209–231 (1990).

7. A. Belikov, A. Skrypnik, N. Zulina, Proc. of SPIE, 8337, paper 83370J-1, (2012).

8. R. Sergiienko, E. Shibata, H. Suwa, T. Nakamura, Z. Akase, Y. Murakami, D. Shindo, *Ultrasonics Sonochemistry*, **13**, 6–12, (2006).

ЛЮМИНЕСЦЕНТНЫЕ СВОЙСТВА СТЕКОЛ С МОЛЕКУЛЯРНЫМИ КЛАСТЕРАМИ СЕРЕБРА Дёмичев И.А., КлыковаА.М., ИгнатьевА.И., Никоноров Н.В., Сидоров А.И., ШахвердовТ.А.

Санкт-Петербургский национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики, Санкт-Петербург, Россия

Представлены спектры люминесценции атомарных и молекулярных ионов и нейтральных молекулярных кластеров серебра в фото-термо-рефрактивных (ФТР) стеклах. Описано влияние ионов щелочных металлов и галогенов, а также УФ облучения и термообработки на спектры люминесценции стекол с серебром.

В работе исследовались ФТР стекла состава Na(K)₂O-ZnO-Al₂O₃-SiO₂-NaF-NaCl(Br), содержащие фотосенсибилизатор CeO₂ (0.02 вес.%), восстановитель Sb₂O₃ (0.2 вес.%) иAg₂O (0.35 вес. %). Стекла были изготовлены в СПб НИУ ИТМО. Измерения спектров люминесценции и поглощения проводились на волоконном спектрометре StellarNet,спектрофлуориметре MPF-44A и спектрофотометре Carry-500.

В исходном стекле серебро находится в ионном состоянии. Интегральные полосы люминесценции ионного серебра лежат в спектральном интервале 350-650 нм, в зависимости от длины волны возбуждения. Анализ спектров люминесценции при возбуждении в спектральном интервале 250-400 нм позволил выявить люминесценцию ионов атомарного серебра Ag^+ , а также молекулярных ионов Ag_2^+ и Ag_3^+ . При УФ облучении в полосу поглощения церия часть ионов серебра переходит в нейтральное состояние. При этом возникают новые полосы возбуждения люминесценции в спектральный интервал 390-420 нм, а интегральные полосы люминесценции смещаются в область 500-800 нм (рис.1).



Рис.1. Нормированные спектры люминесценции Na-ФТР. 1 – с хлором, 2 – без хлора и брома, 3 – с бромом. Возбуждение - 405 нм

Коротковолновая часть спектра люминесценции формируется, в основном, атомарным серебром и молекулярными кластерами Ag₄. Наличие длинноволнового хвоста в спектре люминесценции указывает на возможное присутствие кластеров Ag_n (n = 5-8). ФТР стекла с бромом имеют максимальную интенсивность и ширину полосы люминесценции. В ФТР стеклах, содержащих Квместо Na также происходит существенное увеличение интенсивности люминесценции. При термообработке при температуре выше 500 ^оC более 1 часа люминесценция исчезает из-за образования нанокристаллов серебра.

ОПТИЧЕСКИЕ И СЕНСОРНЫЕХАРАКТЕРИСТИКИ МНОГОСЛОЙНЫХ БИОПОЛИМЕРНЫХ ПОКРЫТИЙ С ИММОБИЛИЗОВАННЫМ рН ИНДИКАТОРОМ Сергеев А. А.,Вознесенский С. С., Непомнящий А. В., Мироненко А. Ю.,* Братская С. Ю.*

Институт автоматики и процессов управления Дальневосточного отделения РАН, Владивосток, Россия *Институт химии Дальневосточного отделения РАН, Владивосток, Россия

Исследованы оптические и сенсорные характеристикимногослойных биополимерных пленок хитозан/каррагинан с иммобилизованным рНиндикатором. Установлено, что данные пленки могут быть использованы для создания чувствительных элементов оптических волноводных сенсоров.

Одним из перспективных направлений развития оптических сенсорных систем являются волноводные сенсоры¹, аналитический сигнал которых формируется за счет изменения условий распространения излучения в оптическом волноводе.При взаимодействии распространяющегося в волноводе излучения с молекулами определяемого вещества (аналита), имеющего оптическое поглощение на рабочей длине волны, происходит затухание мощности волноводной моды за счет взаимодействия эванесцентного поля волноводной моды с поглощающей средой²⁻⁴.

Для обеспечения необходимой чувствительности, селективности и уменьшения размеров сенсорного элемента производится модификация волноводного слоя дополнительным чувствительным слоем, содержащим химические индикаторы –

вещества, оптические характеристики которых (показатель преломления, поглощения, флуоресценция) изменяются в присутствиимолекул аналита^{4,5}.

настоящему времени синтезировано большое количество К различных индикаторов, однако существует проблема выбора матрицы для внедрения индикатора, позволяющей контролировать количество иммобилизованного индикатора И обеспечивающей сохранение параметров индикатора многократном при взаимодействии с аналитом. В данной работе для создания сенсорного слоя предлагается использовать наноструктурированную многослойную биополимерную матрицу с иммобилизованным рНиндикатором бромтимоловый синий (БТС). Принципиальная возможность использования данной структуры В оптических хемосенсорных системах продемонстрирована на примере аммиака.

Многослойное биополимерное покрытие создавалось путем самоорганизации противоположно заряженных полиэлектролитов⁶ на поверхности эффузионного волновода⁷. Данный процесс характеризуются экспоненциальным типом роста толщины формируемых структур, что связано с неполной компенсацией заряда предыдущего слоя. Благодаря этому происходит быстрое (за 4-12 адсорбционных циклов) наращивание полимерных пленок заданной толщины(рис. 1а). По данным атомно-силовой микроскопии покрытие имеет высокую однородность и низкую шероховатость (вставка на рис. 1а), а среднее значение показателя преломления многослойной пленки, определенное методом эллипсометрии, для всех исследованных образцов составляет 1.53 ± 0.01 (λ =633 нм). Иммобилизация индикатора производилась после формирования многослойного покрытия, что позволило контролировать количество введенного индикатора. Зависимость количества иммобилизованного индикатора от толщины полимерного покрытия подтверждено методами оптической спектрофотометрии (рис. 1б).



Рис. 1. а) Зависимость толщины многослойного покрытия от количества бислоев хитозан/каррагинан;б) Спектральные характеристики многослойных биополимерных структур с иммобилизованным индикатором: 1-16 бислоев, 2 – 12 бислоев, 3 – 8 бислоев, 4 – 16 бислоев без индикатора; 5 – спектр поглощения сенсорного слоя в присутствии аммиака (16 бислоев)

Проведенные исследования показали, что после внедрения в многослойное полимерное покрытие, индикатор сохраняет рН-чувствительность, вследствие чего при воздействии аммиака появляется дополнительный пик поглощения на длине волны λ =610 нм (рис. 1б, график 5). Значительное различие оптической плотности многослойных пленок, с иммобилизованным индикатором, на длине волны HeNeлазера (λ =633нм) в зависимости от условий среды (воздух – пары аналита) позволяет рассматривать их, в качестве перспективного сенсорного слоя для интегральных оптических датчиков присутствия паров веществ кислотно-основной природы.

В качестве примера нами были получены и исследованы оптические сенсоры для детектирования паров аммиакапутем нанесения многослойных покрытий с различным числом бислоев на эффузионные волноводы.Исследования сенсорного отклика проводились в герметичной камере, в которую помещался волновод с сформированным сенсорным слоем. Требуемая концентрация аналита создавалась путем смешения воздушного потока содержащего 300 ppm аммиака с воздухом. Исследования проводились при температуре 21°C и уровне относительной влажности 30%.

Сенсорный оптический отклик такой системы проявляется в изменении спектральных характеристик сенсорного слоя в присутствии паров аналита, приводящего к ослаблению распространяющегося в волноводе излучения (рис. 2а). Чувствительность покрытий (рис. 2б) определялась по формуле:

$$\Delta S(C_{NH_3}) = \frac{I_0 - I_S}{I_0}$$

где C_{NH3} – концентрация подаваемого аналита, I_0 – значение выходной мощности до воздействия аммиака, I_S – минимальное значение выходной мощности при воздействии.



Рис. 2. Сенсорный отклик многослойных полимерных покрытий при использовании сферической линзы: а) Оптический отклик 12 бислойного полимерного покрытия б) чувствительность: 1 – 12 бислоев, 2 – 8 бислоев.

Восстановление исходных оптических характеристик осуществлялось продувкой сенсорного слоя чистым воздухом. Полученные данные показали, что восстановление многослойного биополимерного покрытия происходит значительно быстрее, чем у существующих полимерных аналогов^{8,9}, а предел определения аммиака, рассчитанный по 3σ критерию⁸составляет менее 0.2ppm, что свидетельствует о перспективности проводимых исследований. Относительная погрешность измерений не превышала 5%.

Известно, что одним из способов повышения чувствительности оптического сенсора является увеличение эффективной площади взаимодействия лазерного излучения с сенсорным слоем³. Для этого нами в качестве фокусирующей была использована цилиндрическая линза, что позволило увеличить эффективную площадь взаимодействия до 180 мм² (в случае сферической линзы площадь взаимодействия составляет 3 мм²). В результате предел обнаружения аммиака составил 0.06 ppm, при относительной погрешности 3%(рис.3)

Увеличение площади взаимодействия лазерного излучения с сенсорным слоем позволяет сохранить сенсорные характеристики биополимерных покрытий при длительном воздействии. Возбуждение волновода цилиндрической линзой позволяет уменьшить удельную интенсивность проходящего излучения до 3,5 Вт/см² (для сферической линзы 0.3 кВт/см²) и предотвратить деградацию индикатора.



Рис. 3. Сенсорный отклик многослойных полимерных покрытий при использовании цилиндрической линзы: а) оптический отклик 12 бислойного полимерного покрытия б) чувствительность: 1 – 12 бислоев, 2 – 8 бислоев.

Таким образом, показана принципиальная возможность использования многослойных покрытий полимерных с иммобилизованным индикатором бромтимоловый синий для регистрации аммиака в окружающей среде. Установлено, что чувствительность сенсорного слоя определяется количеством сорбированного им индикатора определяемого толщиной многослойного биополимерного покрытия. использование цилиндрической Предложено ЛИНЗЫ для ввода излучения в волноводную структуру, что позволяет предотвратить деградацию индикатора при длительном воздействии лазерного излучения и повысить чувствительность и надежность измерительной системы.

- 1. Corres J.M., Arregui F.J., Matias I.R. Sens. and Act. B, 122,442-449, (2007).
- 2. Lambeck P.V. Meas. Sci. Technol., 17, R93-R116, (2006).
- 3. ЕгоровА. А.Оптика и Спектроскопия, 109, №4,678-688, (2010).
- 4. Соборовер Э.И., Зубков И.Л. Датчики и системы, 4, 2-8, (2003).
- 5. Gauglitz G.Anal Bioanal Chem., 381, 141-155, (2005).
- 6. Bratskaya S., Marinin D., Simon F. Synytska A., Zschoche S., Busscher H. J., Jager D., van der Mei H. C. *Biomacromol.*,**8**, N.9., 2960-2968, (2007).
- 7. ДаниленкоС. С., Осовицкий А. Н. *Квантовая* электроника, **41**, №6, 552-556, (2011).
- 8. Courbat J., Briand D., Damon-Lacoste J., Wöllenstein J., de RooijN.F.Sens and Act B143, 62–70, (2009).
- 9. Cao W., Duan Y. Sens. and Act. B, 110, 252-259, (2005).

ЛЮМИНЕСЦЕНТНЫЕ СВОЙСТВА ПОРИСТОГО КРЕМНИЯ Д.Т. Ян

Дальневосточный государственный университет путей сообщения, Хабаровск

Проведено исследование фотолюминесцентных свойств пористого кремния (ПК). Показано, что рост продолжительности анодного травления приводит к изменению поверхностных наноструктур. Установлено, что исследуемые образцы пористого кремния, подвергнутые анодному окислению, обладают фотолюминесценцией видимой (ФЛ) при комнатной температуре. Предложена модель фотолюминесценции пористом кремнии, В учитывающая квантоворазмерный эффект и состояние поверхностных связей.

Проведено экспериментальное исследование излучательных свойств пористого кремния с разной степенью окисления, полученного методом анодного травления и предложена модель ФЛ пористого кремния.

1. L.T. Canham. Visible photoluminescence in porous Si // Appl. Phys. Lett.1990.V.57. P.1046-1049.

2. Sawada S., Hamada N., Ookubo N. Mechanism of visible photoluminescence of porous silicon // Phys. Rev. B. 1994.V. 49. № 8. P. 5236–5245.

3. Deák P., Hajnal Z., Miró J. Recombination with larger than bandgap energy at centres on the surface of silicon microstructures // Thin Solid Films. 1996.V.276. №1-2.P.290-292.

4. Голубев В.Г., Жерздев А.В., Мороз Г.К., Пацекин А.В., Ян Д.Т. Сильное фотоиндуцированное увеличение интенсивности люминесценции анодно окисленного пористого кремния // Физ. и техн. полупроводн. 1996. Т. 30.В.5. С. 852-863.

5. Zeman J., Zigone M., Martinez G., Rikken G., Bordet P. and Chenavas J. On the origin of the porous silicon luminescence // Thin Solid Films. 1995.V.255. №1-2. P.35-38.

6. Amato G., Boarino L., Brunetto N., Rossi A., Parisini A. Investigation of the non-radiative processes in porous silicon // Thin Solid Films. 1996. V.276. №1-2. P.51-54.

7. Delerue C., Allan G., Lannoo M. Optical band gap of Si nanoclusters // J. Lum. 1999. V.80.№1.P.65-71.

8. Cruz M., Beltran M., Wang C., Taguena-Martinez J.. Quasi-confirement, localization and optical properties of porous silicon // Thin Solid Films. 1997.V.297. №1-2.P.261-264.

9. Peter L., Riley D., Wielgosz R. An in-situ method of monitoring the surface area of porous silicon // Thin Solid Films. 1996.V.276. №1-2. P. 61-64.

10. Peter L., Riley D., Wielgosz R, Snow P., Penty R., White I., Meulenkamp E. Mechanisms of luminescence tuning and quenching in porous silicon // Thin Solid Films. 1996.V.276. №1-2.P.123-129.

11. Galiy P., Lesiv T., Monastyrskii L., Nenchuk T., Olenych I. Surface investigations of nanostructured porous silicon.// Thin Solid Films. 1998.V.318. №1-2.P.113-116.

НОВЫЕЯРКОФЛУОРЕСЦИРУЮЩИЕНАНОЧАСТИЦЫИМЕХАНИ ЗМЫПЕРЕНОСАЭНЕРГИИВНИХ ЕрмолаевВ.Л., СвешниковаЕ.Б., МироновЛ.Ю., ДударьС.С.

Санкт-Петербургский национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики, Санкт-Петербург,

Россия

В последние годы для расширения возможностей люминесцентных методов в аналитической химии, биологии и медицине вместо отдельных ионов, молекул или комплексов все чаще используют наночастицы (НЧ), что позволяет увеличить чувствительность люминесцентного зонда за счет резкого возрастания его поглощения. В настоящее время описаны люминесцирующие НЧ: из органических комплексов трехвалентных металлов с передачей энергии на люминесцирующий ион Eu(III), Tb(III) и др., квантовые полупроводниковые точки, НЧ из сопряженных полимеров с включенными красителями. Нами, начиная с 2008 г., исследуются НЧ, состоящие из бета-дикетонатных комплексов трехзарядных ионов металлов и включенных в них флуоресценцию внедренного красителя за счет передачи ему энергии возбуждения от тысяч поглощающих кванты возбуждения органических лигандов. Однако, предельная яркость флуоресцирующей НЧ ограничивалась плохим вхождением исследованных молекул красителей в НЧ и концентрационным тушением их флуоресценции. Важный

шаг, позволивший существенно продвинуться в получении более ярких и возбуждаемых в более широкой области спектра флуоресцирующих НЧ, был сделан, когда мы попробовали в качестве красителя кумарин 30 (СЗО). Оказалось, что этот краситель практически неограниченно входит в НЧ, состоящие из бета-дикетонатных комплексов лантанидов и иттрия. Кроме того у него отсутствует концентрационное тушение. Это позволяет создать НЧ, в которых осуществляется полный перенос энергии на краситель, и спектр возбуждения сдвинут в видимую область по сравнению с бета-дикетонатами, что существенно для биологических и медицинских применений, где существуют ограничения на УФ облучение. Проводя подробные исследования причин особенностей поведения С30 в НЧ, нам удалось установить, что молекула С30 может входить в каждый бета-дикетонатный комплекс ионов металлов, имеющих координационное число 8-9, выступая в качестве синергического бидентантного лиганда, упрочняющего комплексы. Важнейшим процессом, от которого в основном зависит чувствительность детектирования предельно малых количеств люминесцирующих соединений с помощью НЧ из комплексов металлов, является безызлучательный перенос энергии между органическими лигандами комплексов металлов с захватом возбуждения на флуоресцирующем красителе. Определяющим процессом является миграция синглетного экситона по лигандам. В последних наших работах мы изучали, как влияет изменение времени жизни флуоресцентного состояния красителей ¹. Было (т_{fl}) лигандов на эффективность сенсибилизации различных установлено, что сокращение τ_{fl} бета-дикетонатных комплексов La, LuuGdb 10 – 30 раз слабо влияет на эффективность кофлуоресценции красителей C30 и R6G, что мы объяснили превышением длины диффузии синглетного экситона над размером НЧ². Однако, дальнейшее сокращение τ_{fl} при переходе к комплексам с ионами Ln(III), поглощающими в области флуоресценции лигандов и красителей (Pr(III), Nd(III) и др.) приводит к значительному уменьшению эффективности кофлуоресценциив НЧ, указывая на то, что длина диффузии синглетных экситонов стала меньше размеров НЧ.

1. В.Л. Ермолаев, Е.Б. Свешникова, Л.Ю. Миронов. Российские нанотехнологии..7, № 3-4, С.46-51, (2012).

2. Е.Б. Свешникова, С.С. Дударь, Л.Ю. Миронов, В.Л. Ермолаев. Опт. Спектр. **113**, № 2, (2012).в печати.

ОПТИЧЕСКИЕ ТАММОВСКИЕ СОСТОЯНИЯ НА ГРАНИЦЕ ФОТОННОГО КРИСТАЛЛА И НАНОКОМПОЗИТАС РЕЗОНАНСНОЙ ДИСПЕРСИЕЙ Ветров С.Я., Бикбаев Р.Г., Тимофеев И.В*., Авдеева А.Ю.

Институт Инженерной Физики и Радиоэлектроники Сибирский Федеральный университет, Красноярск, Россия *Институт физики им. Л.В. Киренского СО РАН, Академгородок, Красноярск, Россия

Исследуются спектральные свойства фотонно-кристаллической структуры, образованной брэгговским зеркалом, ограниченным нанокомпозитными пленками, которые состоят из металлических наношаров диспергированных в прозрачной матрице и характеризующаяся эффективной резонансной диэлектрической проницаемостью. Изучены оптические таммовские состояния локализованные границах фотонного на кристалла И нанокомпозита.

В последние годы интенсивно исследуются поверхностные электромагнитные волны в фотонных кристаллах (ФК)¹, играющие значительную роль в развитии физики поверхности вследствие чувствительности их характеристик к свойствам поверхности твердых тел. Новые возможности управления светом возникают ΦK^2 . B наноструктурированных металл диэлектрических данной работе -ФК рассматриваются таммовские поверхностные состояния на границе И нанокомпозита, состоящего из металлических наночастиц взвешенных в прозрачной характеризующегося резонансной эффективной диэлектрической матрице И проницаемостью³тогда как оптические характеристики исходных материалов резонансных особенностей не имеют. Положение резонанса, который лежит в видимой области света, зависит от диэлектрической проницаемости исходных материалов, концентрации и формы наночастиц. Слой нанокомпозита характеризуется эффективной диэлектрической проницаемостью нанокомпозита є_{тіх}. Диэлектрическая проницаемость формулой Максвелла-Гарнетта широко применяемой определяется при **E**mix рассмотрении матричных сред, когда в материале матрицы диспергированы изолированные включения малой объемной доли:

$$\varepsilon_{mix} = \varepsilon_d \left[1 + \frac{f}{(1-f)/3 + \varepsilon_d/(\varepsilon_m - \varepsilon_d)} \right],\tag{1}$$

где f – фактор заполнения, то есть доля наночастиц в матрице, $\varepsilon_m(\omega)$ и ε_d - диэлектрические проницаемости соответственно металла, из которого изготовлены наночастицы и матрицы, ω - частота излучения

$$\varepsilon_m(\omega) = \varepsilon_0 - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega + i\gamma)},\tag{2}$$

где ε_0 – постоянная учитывающая вклады межзонных переходов связанных электронов, ω_p – плазменная частота, γ – величина обратная времени релаксации электронов.

Спектры пропускания волн, распространяющихся в ФК, исследуем, методом матрицы переноса. В качестве материалов чередующихся слоев ФК рассматриваем двуокись циркония (ZrO₂) с диэлектрической проницаемостью $\varepsilon_a = 4,16$ и двуокись кремния (SiO₂) с диэлектрической проницаемостью $\varepsilon_b = 2,10$. Толщины слоев соответственно $W_a = 50$ нм и $W_b = 74$ нм. Диэлектрический слой нанокомпозита толщиной $W_d = 150$ нм состоит из серебряных наношаров взвешенных в прозрачном оптическом стекле. Для серебра $\varepsilon_0 = 5,00$, $\omega_p = 9$ эВ, $\gamma = 0,02$ эВ, для стекла $\varepsilon_d = 2,56$.

На (Рис.1) приведен спектр пропускания для излучения падающего нормально на образец. Из рисунка вино, что в запрещенной зоне затравочного ФК возникает полоса пропускания, соответствующая таммовскому состоянию на границе системы ФК-нанокомпозит.

Найденное оптическое таммовское состояние существует лишь в весьма узком частотном интервале, в котором нанокомпозит подобен металлу (Re $\varepsilon_{mix} < 0$).

Варьирование фактора заполнения нанокомпозита, является мощным инструментом для перестройки спектра пропускания ФК структуры. Увеличение данного параметра приводит к уширению интервала, в котором нанокомпозит подобен металлу, следовательно, в более широком интервале частот возможно появление таммовских состояний. На (Рис.2а) приведен спектр пропускания данной фотонно-кристаллической структуры при фиксированной толщине нанокомпозитного слоя и различных величинах параметра f.

Из рисунка видно, что увеличение концентрации металлических наночастиц приводит к смещению возникающего таммовского состояния в высокочастотную область. При этом интенсивность пика пропускания достигает максимума при f=0.2 и

падает при больших значениях данного параметра, что обусловленно увеличением поглощения нанокомпозита с ростом f.



Рис. 1. Таммовское состояние на границе ФК (10 периодов) и нанокомпозита. Коэффициент прохождения через ФК (сплошная линия), через нанокомпозит (штриховая линия) и через систему ФК-нанокомпозит (штрих-пунктирная линия). f=0.2



Рис. 2. Спектр пропускания системы НК-ФК для различных величин фактора заполнения при фиксированной толщине нанокомпозитного слоя (d=150 нм)

Спектр пропускания структуры, в случае, когда нонокомпозит располагается с обеих сторон ФК, приведен на (Рис.2b).В данном случае взаимодействие таммовских плазмон-поляритонов, локализованных на границах волновода, приводит к расщеплению результате которого симметричные мол. В возникают И антисимметричные моды.

На (Рис.3) приведено распределение интенсивности в образце. Из рисунка видно, сто таммовское локализованное состояние отчетливо проявляется при использовании нанокомпозитного слоя. Однако, в случае металлической пленки той же толщины и неизменных других параметрах системы, эффект локализации поля практически отсутствует.

Таким образом, показано преимущество нанокомпозитных пленок по сравнению с металлическими той же толщины при реализации оптических таммовских состояний на границе фотонного кристалла и нанокомпозита. Заметим, что варьируя фактором заполнения f, можно эффективно управлять характеристиками поверхностных мод.



Рис. 3. Распределение показателя преломления структуры и распределение поля нормированная на её входную интенсивность для случая с нонокомпозитной (а) и серебряной (б) пленками толщиной 150 нм

1. Виноградов А.П., Дорофеенко А.В., Мерзликин А.М., Лисянский А.А. УФН, т 180, №3, (2010).

2. Ветров С.Я., Авдеева А.Ю., Тимофеев И.В. // ЖЭТФ, т. 140, в. 5, с. 871-878 (2011)

3. Ораевский А.Н., Проценко И.Е. // Письма в ЖЭТФ, 72, 641 (2000).

ФОТОИНДУЦИРОВАННЫЕ ПЕРЕСТРОЙКИ МОЛЕКУЛ И МОЛЕКУЛЯРНЫХ АГРЕГАТОВ В БЛИЖНЕМ ПОЛЕ СЕРЕБРЯНЫХ НАНОСТРУКТУР Торопов Н.А., ЛеоновН.Б.,Калитеевская Е.Н., Вартанян Т.А.

Санкт-Петербургский национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики, Санкт-Петербург, Россия

Приведены результаты экспериментальных исследований перестроек компонентного состава слоев моно- и дикарбоцианиновых красителей с наночастицами серебра на поверхности сапфира при фотовоздействии.

Оптические свойства слоев полиметиновых красителей представляют интерес для фундаментальных исследований в связи с возможностью изомеризации, агрегации и селективной деструкции молекул. Кроме того, фотоиндуцированные изменения компонентного состава слоев используются в прикладных задачах, таких как разработка фотодетекторов, устройств записи и хранения информации.

В данной работе приведены результаты экспериментального исследования фотоиндуцированных изменений в слоях молекул полиметиновых красителей на сапфировых подложках и подложках с наночастицами серебра на поверхности. Предполагалось, что вследствие возникновения в наночастицах локализованных поверхностных плазмонов при облучении фотоиндуцированные изменения компонентного состава молекулярных слоев красителя в ближних полях частиц будут происходить эффективнее.

Сложный компонентный состав слоев молекул обусловливает большее уширение спектров поглощения слоев красителей по сравнению с уширением спектрових растворов. Выделеныall-trans-и cis-изомеры, J-агрегаты и димеры. Спектры экстинкции

полидисперсных ансамблей наночастиц на поверхности сапфира были также неоднородно уширены и позволяли использовать красители, поглощающие в широком спектральном диапазоне.

В случае монокарбоцианиновго красителя на сапфировой подложке фотоиндуцированной перестройки добивались облучением импульсами второй гармоники Nd:YAG-лазера. Зафиксирован распад агрегированных форм молекул, увеличение относительной доли изомеров в слое. Оценки углов пространственной ориентации all-trans-изомера до и после облучения слоев также показывают, что изменений относительной доли all-trans- и сis-изомеров в слое не произошло.

Для облучения слоев дикарбоцианиновых молекул использован рубиновый лазер. Перестройка компонентного состава имела иной характер, чем для случая монокарбоцианинового красителя: зафиксированы cis-trans-изомеризация и увеличение J-агрегатов в слое. Оценка углов пространственной ориентации подтверждает cis-trans-изомеризацию, углы all-trans-изомера относительно нормали к подложке увеличиваются после облучения.

Исследование фотоиндуцированных перестроек в слоях молекул в присутствии частиц серебра на поверхности проводилось облучением с плотностью энергии, при которой форма наночастиц не меняется. В присутствии наночастиц серебра как в слое, монокарбоцианинового красителя. приготовленном ИЗ так И В слое ИЗ дикарбоцианинового красителя при облучении увеличивается поглощение в длинноволновой области, обусловленное полосами поглощения J-агрегатов. Таким образом, показано, что наночастицы серебра оказывают влияние на формирование компонентного состава слоев молекул цианиновых красителей при фотовоздействии.

ОБНАРУЖЕНИЕ ПРОЯВЛЕНИЯ ОПТИЧЕСКИХ РАЗМЕРНЫХ ЭФФЕКТОВ В ВИДИМОМ ДИАПАЗОНЕ В ПЛЕНКАХ НИКЕЛЯ А. Е. Гайдук^{*} Т. Х. Хасанов^{**}

*Новосибирский Государственный Университет, Новосибирск, Россия, **Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН, Новосибирск, Россия

Доклад посвящен теоретическому обоснованию и экспериментальному обнаружению проявления классических размерных эффектов на оптические свойства тонких металлических пленок. Исследование проведено на примере типичного представителя класса переходных металлов – никеле, а полученные результаты применимы и для других металлов.

В работе систематизированы существующие представления, имеющие отношения к размерным эффектам, исследованы свойств подложек из плавленого кварца, на которых были нанесены исследуемые пленки. Атомным силовым микроскопом(ACM) контролировались поверхности плавленого кварца и никеля, в том числе проведены независимые измерения толщины пленок. Толщина пленок также контролировались при нанесении никеля на поверхности плавленого кварца по измеренным значениям электросопротивления и из результатов эллипсометрических измерений. Качество пленок на поверхности плавленого кварца контролировались дифракцией электронов высоких энергий на отражение.

Моделировано и рассчитано количественное влияние классических размерных эффектов на законы дисперсии показателей преломления и затухания тонких металлических пленок в широком диапазоне длин волн. В качестве примера рассмотрено влияние классических размерных эффектов на показатели преломления и затухания тонких (5-50 нм) пленок никеля, полученных методом термического испарения. Натурные эксперименты по определению оптических констант проводились на лазерных эллипсометрах с длинами волн 632.8 и 488.2 нм. Именно лазерная эллипсометрия позволила обнаружить проявлений слабых размерных эффектов в видимой области оптического диапазона.

Размерный эффект – явление зависимости физических свойств твердого тела от его геометрических характеристик [1]. Различают классические и квантовые размерные эффекты. В случае классического размерного эффекта один из геометрических параметров твердого тела сопоставим с длиной свободного пробега квазичастиц, реализующих энергетический спектр. Квантовые размерные эффекты имеют место в случае, когда размеры объекта сопоставимы с длиной волны де Бройля [1].В данной работе преимущественно речь идет о классических размерных эффектах.

Теория классических размерных эффектов для проводимости тонких проводящих пленок была разработана Фуксом [2] И модернизирована Зондхеймером расширили [3].Последующие исследования данную модель случаи на поликристаллических [4,5] и шероховатых пленок[6].В то же время, оптическим размерным эффектам, в частности в видимом диапазоне посвящено достаточно мало работ. Следует выделить работу [7], в которой рассматривается влияние размерных частотно-зависимую проводимость эффектов на И оптические константы. Экспериментальные работы в данной области ведутся сравнительно недавно. Так, различие показателей преломления тонких пленок и объемных материалов было обнаружено в работах [8-10] для диэлектриков. Последующие исследования указали на их проявление и в металлах[11]. Однако большинство работ ограничиваются качественными объяснениями, влиянием переходного слоя на границе пленкаподложка и т.д. Тем не менее, имеется немало публикаций, где используются объемные значения показателя преломления [12,13] при определении толщины пленок с точностью долей ангстрема, что является абсурдным. Такая тенденция наблюдается и в настоящее время, например[14]. Хотя в некоторых работах утверждается об отсутствии размерных эффектов оптических констант даже в тонких металлических пленках [15].

Только в единичных работах, посвященных исследованию зависимости оптических констант от толщины проводящих пленок, приводятся теоретические объяснения наблюдаемых эффектов, и то, как правило, носящие лишь качественный характер [16].

Стоит отметить работу [17], в которой приводятся результаты спектральных измерений для наноразмерных пленок (30 - 270 нм) алюминия и иридия. Из представленных в упомянутой работе [17] данных следует, что разность показателей преломления в зависимости от толщины пленок для видимого света проявляется очень слабо. Для ее экспериментального обнаружения требуются прецизионные измерения. Такая проблема вполне разрешима при использовании лазерной эллипсометрии [18].

Наконец, следует напомнить, что тонкие металлические пленки используются при создании различных оптоэлектронных устройств [16], в биофизике [19] и т.д. Следовательно, проведение подобных исследований являются актуальными и для прикладных задач.

Теория.Для монокристаллических пленок проявление размерных эффектов, связанных со статической проводимостью, описывается моделью Фукса-Зондхеймера [2,3]:

$$\frac{\sigma_f}{\sigma_0} = 1 - \frac{3}{2a} (1-p) \int_{1}^{\infty} \left(\frac{1}{t^3} - \frac{1}{t^3} \right) \frac{1 - e^{-at}}{1 - pe^{-at}} dt ,$$

где σ_f и σ_0 проводимости пленки и объемного материала, $\alpha = \frac{l_0}{d}$, d - толщина пленки, l_0 - длина свободного пробега электронов в объемном материале, p-коэффициент зеркальности (параметр, характеризующий долю электронов, зеркально

пленки).Для высокочастотной отражающихся от границ диэлектрической проницаемости применим подход, предложенный в работе [7], основанный на решении Больцмана. кинетического уравнения

$$\sigma(\omega) = \sigma_1(\omega) + i\sigma_2(\omega) = \frac{\sigma_0}{1 + i\omega\tau} - \frac{3\sigma_0}{8a(1 + i\omega\tau)^2} + \frac{3\sigma_0}{2a(1 + i\omega\tau)^2} \int_1^\infty dt \left(\frac{1}{t^3} - \frac{1}{t^5}\right) e^{-at(1 + i\omega\tau)}$$

где $\sigma_1(\omega)$ и $\sigma_2(\omega)$ – действительная и мнимая часть проводимости обусловленная частотой ш электромагнитной волны. В свою очередь, диэлектрическая проницаемость $\varepsilon^{f}(\omega)$, показатели преломления n и затуханияк могут быть найдены по формулам:

$$\varepsilon^{f}(\omega) = \varepsilon_{0} - \frac{4\pi i \sigma(\omega)}{\omega}, \ N = n - ik = \varepsilon^{1/2}$$

С учетом вклада межзонных переходов [20] для показателей преломления п и затухания k в окончательном виде имеем:

$$n = \frac{1}{\sqrt{2}} \sqrt{\sqrt{\left(\varepsilon_{1}^{(b)}\left(\omega\right) + \varepsilon_{0} + \frac{4\pi\sigma_{2}\left(\omega\right)}{\omega}\right)^{2} + \left(\varepsilon_{2}^{(b)}\left(\omega\right) - \frac{4\pi\sigma_{1}\left(\omega\right)}{\omega}\right)^{2} + \left(\varepsilon_{1}^{(b)}\left(\omega\right) + \varepsilon_{0} + \frac{4\pi\sigma_{2}\left(\omega\right)}{\omega}\right)}{k} = \frac{1}{\sqrt{2}} \sqrt{\sqrt{\left(\varepsilon_{1}^{(b)}\left(\omega\right) + \varepsilon_{0} + \frac{4\pi\sigma_{2}\left(\omega\right)}{\omega}\right)^{2} + \left(\varepsilon_{2}^{(b)}\left(\omega\right) - \frac{4\pi\sigma_{1}\left(\omega\right)}{\omega}\right)^{2} - \left(\varepsilon_{1}^{(b)}\left(\omega\right) + \varepsilon_{0} + \frac{4\pi\sigma_{2}\left(\omega\right)}{\omega}\right)}{\omega}\right)}}$$

В рамках предположения диффузности рассеяния электронов на границах пленки (p=0) получаем максимальное влияние размерных эффектов на значения оптических констант, которые используем для сравнения с экспериментом. На рис.1 представлен зависимость показателя преломленияот частоты для объемного материала и различной толщины никеля. Длина свободного пробега электрона предполагалась равной 30 нм. Зависимость показателя затухания от толщины пренебрежимо мала. На рис. 2 представленаномограмма в ψ , Δ плоскости решения прямой задачи эллипсометрии и экспериментальные данные. Видно, что ни на одной кривой в рамках однородной пленки экспериментальные точки не укладываются. Но, оптические постоянные вычисленные для известных значений толщины пленки (измеренные на АСМ) удовлетворительно согласуются с теоретическими кривыми.



Рис. 1. Законы дисперсии показателя преломления тонких пленок никеля с учетом влияния размерных эффектов

Рис. 2. Зависимость $\Psi(\Delta)$ при λ =632.8 нм для нескольких значений показателей преломления и затухания (кривые 1-4). Цифры возле экспериментальных точек – толщины пленок в нм, измеренные на АСМ

25

30

35

Была проведена оценка влияния поликристалличности и установлена, что им можно пренебречь.

1. Физическая энциклопедия / под ред. Прохорова М., 1988 — 1998

2. K. Fuchs Proc. Camb. Phill. Soc. 34 (1938) 100.

3. E.H. Sondheimer, Adv. Phys. 1 (1952) 1

4. A.F.Mayadas, M. Shatzkes // Phys.Rev. B 1970, № 1, №4

5. C.R.Tellier // Thin Solid films 1978, 51, p.311

6. Y.Namba // Jpn J Appl. Phys., 1970, Vol 9, p. 1326

7. Y-Han-Kao Physical rewiew/ 1966, Vol. 144, No 2, pp. 405-410

8. Любинская Р.И., Мардежов А.С., Свиташев К.К., Хасанов Т. // Опт. и спектр. 1988. Т. 65. В. 3. С. 632 – 635.

9. Мутилин С.В., Хасанов Т. Опт. и спектр. 2008, т.105, в.3 с.512-517

10. Атучин В.В., Григорьева Т.И., Мутилин С.В., Ремесник В. Г., Покровский Л.Д., Хасанов Т.// Фундаментальные проблемы современного материаловедения, 2006. Т.3. №2. С.109.

11. Т. И. Григорьева, Т. Хасанов. Опт. и спектр. 2012, т.112, в.5 с.851-855.

12. Archer R.J. вкниге "Ellipsomerty in the Measurement of Surfaces and Thin Films", Passaglia E., Stromberg R.R., Kruger J., eds., Natl. Bur. Std. Misc Publ. 256, U. S. Govt. Printing Office, Washington D.C., 1964, p. 256

13. Archer R.J., Gobeli G.W. J. Phys. Chem. Solids, 26, 343 (1965)

14. Hasunuma R., Okamoto J., Tokuda N., Yamabe K. // Japan. J. Appl. Phys. B. 2004. ,V. 43. №11. P. 7861-7865.

15. Барун В.В., Хайруллина А.Я., Ольшанская Т.В., Бобкова Н.С., Явсин Д.А., Кожевин В.М., Гуревич С.А.// Опт. и спектр. 2007. Т.102. №.2. С. 340-345.

16. Yongbai Y. et. al <u>Nanoscience and Nanotechnology Letters</u> / 2009, Vol.1, No 1, pp. 32-36

17. A. Lehmuskero, M. Kuittinen, and P. Vahimaa // OPTICS EXPRESS 2007 Vol. 15, No 17, 10744-10752

18. Хасанов Т. Фундаментальные проблемы современного материаловедения том 8 №3 (2011)

19. Aslan, K.; Zhang, Y.; Geddes, C.D// Analytical Chemistry, (2009), 81 (10), 3801-3808.

20. Rakić A.D. et al// APPLIED OPTICS 1998 Vol. 37 No. 22

ОСОБЕННОСТИ РОСТА ПОР ПРИ СПЛОШНОМ АННОДИРОВАНИИ ТОНКИХ СЛОЕВ АЛЮМИНИЯ Русинов А.П., Студеникин А.А.

Оренбургский государственный университет, Оренбург, Россия

Рассмотрены особенности синтеза пористой структуры при сквозном анодировании алюминиевой фольги. Показано, что на заключительной стадии сквозного анодирования алюминиевой фольги рост пор происходит не перпендикулярно к поверхности металла, а под углом к ней.

Одним из перспективных и доступных наноматериалов является анодированный оксид алюминия. Он активно используется, в том числе и в оптике, в качестве регулярной пористой матрицы с возможностью контролируемого заполнения пор различными реагентами¹⁻². При этом сами процессы синтеза оксида и дальнейшей его модификации требуют дальнейшего изучения.

В данной работе рассмотрен синтез пористой структуры на поверхности алюминиевой фольги (сплав А99, толщина 40 мкм) в кислотном электролите (20% водный раствор H_2SO_4) при постоянной плотности тока (1-10 А/дм²). Выбором

геометрии электродов был реализован режим сквозного анодирования металла, время анодирования при этом составляло от 10 до 40 минут в зависимости от плотности тока. В данном режиме образовывалась однородная пористая пленка оксида, толщиной 50-60 мкм, обладающая некоторыми преимуществами перед матрицей из оксидного слоя на поверхности металла. В частности, это оптическая прозрачность матрицы, позволяющая проводить световое воздействие на матрицу и ее сквозное оптическое зондирование в произвольных направлениях.

Важным элементом методики подготовки образцов являлась их модификация химическим травлением в водном растворе Cr_2O_3 . Так, при времени выдержки 1-3 минут, это позволяло увеличивать диаметр пор матрицы, а при более длительных временах (5-15 минут) – полностью удалять оксидный слой с поверхности металла. Последнее активно использовалось при двухстадийном анодировании с целью получения упорядоченных пористых матриц. В этом случае очищенный и отполированный образец проходил первое анодирование в течение 3-5 минут, затем оксидный слой удалялся химическим травлением в течение 7-10 минут и после промывки образец повторно анодировался насквозь. В дальнейшем имелась возможность заполнения пор матрицы молекулами органических красителей, макромолекулами полимеров и металлическими наночастицами.

Выявлен интересный экспериментальный факт, на заключительной стадии сквозного анодирования алюминиевой фольги, когда толщина слоя металла составляет 3-5 мкм, рост пор происходит не перпендикулярно к поверхности металла, а под углом к ней. Так на рисунках1а-б приведены микрофотографии поверхности алюминия после того, как с него был удален химическим травлением слой оксида. При этом хорошо видны регулярные структуры, представляющие собой одномерные рельефные решетки с плавно изменяющейся высотой и формой профиля (см. рис. 2). Данный рельеф представляет собой отпечаток (негатив) оксидного слоя полученного при анодировании, так что каждой «впадине» рельефной решетки изначально отвечает оксидная ячейка пористого слоя, вдоль оси которой, и располагалась пора. Отсюда следует интересный вывод, что поры растут не перпендикулярно к поверхности **металла, а практически касательно**(под очень малым углом 5-10°) к поверхности.

Этот факт объясняется тем, что электрическое сопротивление слоя фольги возрастет с уменьшением толщины металла и сравнивается по порядку с сопротивлением оксидного слоя. При этом искажаются линии напряженности электрического поля и линии плотности тока соответственно. Вдоль этих линий и происходит рост пор анодированной матрицы.

Таким образом, слой оксида, полученный в процессе сквозного анодирования фольги, имеет сложную геометрию пор. На внешней к электролиту стороне матрицы поры перпендикулярны поверхности фольги, а с приближением к противоположной стороне - отклоняются к краям области анодирования вплоть до касательных углов. Это влияет на физические параметры матрицы, например, на ее проницаемость для молекул заполнителя. В нашем случае, отличия сильно заметны при окрашивании матрицы органическими красителями. В зависимости от того с какой стороны заводился раствор, глубина проникновения красителя была разной: в первом случае максимальной – 30-40 мкм, во втором – минимальной – 2-3 мкм.

Заполнение пор молекулами органических красителей проводится с помощью методики электрополевой инжекции, основанной на том, что многие молекулы органических красителей в воде диссоциируют на ионы, поэтому, помещая раствор красителя в электрическое поле нужного знака, получаем интенсивный поток ионов красителя (или иных ионизированныхмолекул) в поры оксидной матрицы. Аналог этой методики позволяет получать на дне оксидной поры металлические наночастицы электролизом водного раствора соли металла.



Рис. 1 Поверхность алюминия после удаления анодного слоя при параметрах анодирования: плотность тока – 400 мА, время анодирования – 10 мин. Размер скана: а) 10 мкм, б) 4 мкм



1. ZX.Su, WZ.Zhou, Adv. Mater; 19, 20, 3663-7, (2008)

2. C.Sample, A.A. Golovin., Phys. Rev., E74, 041606, (2006)

СТЕНДОВЫЕ ДОКЛАДЫ

ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ЛЮМИНОФОРОВ НА ОСНОВЕ ФТОРИДНЫХ СТЕКЛОКЕРАМИК Асеев В.А., Некрасова Я.А., НиконоровН.В., КолобковаЕ.В., УсовО.А.*, НащекинА.В.*, Образцов П.А.*

Санкт-Петербургский национальный исследовательский университетинформационных технологий, механики и оптики, Санкт-Петербург, 199034, Россия *Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе РАН,Санкт-Петербург, 194021, Россия

Исследованы оптические свойства люминофоров на основе фторидных стеклокерамик,обладающих высокой химической и термической стабильностью и высокой растворимостью редкоземельных элементов, конвертирующих синее излучение возбуждающего светодиода в длинноволновой спектральный диапазон и используемых для создания белых светодиодов.

Белые светоизлучающие диоды (СИД) в настоящее время вызывают большой интерес как с фундаментальной, так и с практической точки зрения, так как обладают низким потреблением энергии, длительным сроком службы, малым размером, высокой скоростью переключения, отсутствием в своем составе элементов, загрязняющих окружающую среду. Поэтому источники света на основе СИДов, несмотря на сравнительно высокую стоимость, широко используются не только при разработке приборов (мониторы, сигнальные и коммуникационные приборы), но и активно вытесняют традиционные лампы освещения в средствах наружного и внутреннего освещения в быту, промышленности и на транспорте¹⁻². Практически используются два основных типа белых СИДов: мультихромные (МХ-СИД), в которых смешиваются несколько первичных цветов, и люминофорные или кристаллофосфорные (КФ-СИД), в которых перед смешиванием короковолновое (синее или ультрафиолетовое) излучение СИДа конвертируются в длинноволновое видимое излучение, соотношение спектральных компонент которых определяет хроматические характеристики СИДа. Особое внимание уделяется разработке эффективных люминофоров красного спектрального диапазона, возбуждаемых синим или ультрафиолетовым излучением², необходимых для увеличения индекса цветопередачи.

В данной работе рассматривается новый тип красного люминофора на основе фторидно-силикатной стеклокерамики типа PbF₂-Si-O:(Eu, Mn), легированной ионами P3 или элементамипереходной группы (Eu,Mn),технология высокотемпературного синтеза которой разработана авторами ранее ³. Использование фторидно-силикатной стеклокерамики в качестве матрицы люминофора обусловлено высокой химической и термической стабильностью, высокой оптической прозрачностью и высокой растворимостьюP3 примесей. Эти красные люминофоры в комбинации с зеленым люминофором были использованы для изготовлениябелыхКФ-СИДов на основе синихInGaN чипов. Были измерены оптические характеристики и исследовано влияние характеристики: цветовые координаты, температуру и индекс цветопередачи.

Образцы фторидно-силикатной стеклокерамикис исходным составом, включающим 0.40SiO₂-0.40PbF₂-0.1 PbO-0.01*(1-x) Al₂O₃-0.01, легированныеEuF₃ (1, 3 mol %) илиMnF₂(1 mol %), были изготовлены методомвысокотемпературногосинтеза ³, далее обозначаются как Eu1, Eu3 и Mn1. Кристаллическая фаза фторида свинцаобразуется в этих системах в процессе термической обработке в закрытом корундом тигле в течение 30 минут при температуре 1050°С. Известно,что ионы Eu и Mn являются зародышевыми центрамирастущей кристаллической фазы при образовании твердого растворафторидной стеклокерамики, легированной ионамиEu илиMn³. Для уменьшения размеров кристаллитов до наноразмеров порядка 15 – 40 нм используется дополнительная термообработка при 405° С в течение 2-10 часов. На рис. 1 приведены экспериментальные спектральные распределения мощности (СРМ) белых СИДов (БС), содержвщих возбуждающий синий СИД и люминафоры: зеленый и один из трех красных, которые далее обозначаются как БС-YAG, БС-Eu1, БС-Eu3, БС-Mn1.



Рис. 1.Спектральное распределение мощности белых СИДов: БС-YAG (), БС-Еи1 (---), БС-Еи3 (---) и БС- Mn1 (---)



Fig. 2. Цветовая диаграмма СІЕ 1931: показано положение точек белых СИДов: БС-YAG (♢), БС-Eu1 (△), БС- Eu3 (▽), БС- Mn1 (□) и гамута (---) первичных RGB компонент (☉)

Координаты цветности зеленого и красных люминофоров и соответствующий гамут в виде треугольника с вершинами: YAG (0.401, 0.556), Eu1 (0.563, 0.430), Mn1 (0.563, 0.430),Eu3 (0.600, 0.400), рассчитанные на основе нормализованных СРМ, приведены на Рис. 2. В таблице 1приведены цветовые испектральные характеристики белых КФ-СИДов: координаты СІЕ (x,y), коррелированная температура цвета (ССТ), индекс цветопередачи (CRI)), длина волны (λ_{max}) максимума мощности и ширина спектральной линии на полувысоте (FWHM).

КФ-СИД	CIE (x,y)	CCT(K)	CRI(Ra)	$\lambda_{max}(nm)$	FWHM(nm)
Blue chip	0.1633,0. 0436	-	-	452	18
БС-ҮАG	0.2792,0.2984	9540	65	553	86
БС-Еи1	0.4292,0. 3694	2830	75	599	110
БС-ЕиЗ	0.5230,0. 3705	1740	62	622	130
БС-Mn1	0.3918,0. 3466	3450	81	598	115

Таблица 1. Цветовыеиспектральныехарактеристики белых КФ-СИДов.

Таким образом, новыйтип люминофоров, разработанный в ИТМО³, на основе прозрачной фторидно-силикатной стеклокерамики, легированной ионами РЗ или металлов переходной группы, и имеющей высокую химическую и термическую

стабильность, представдяет несомненный практический интерес для изготовления высокоэффективных белых КФ-СИДов с высоким индексом цветопередачи.

- 1. S. Ye, F. Xiao, Y.X. Pan, Y.Y. Ma, *Mater. ScienceandEng.*, **R71**, 1–34, (2010).
- 2. YanlinHuang, YosukeNakai, TaijuTsuboi, Opt. Express, 19, No. 7, 6303–6311, (2011).
- 3. В.ААсеев., В.В. Голубков, А.В. Клементьева, Е.В. Колобкова, Н.В. Никоноров, *Опт. испектр.*, **106**, №5, 770-775, (2009).

ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ЛЮМИНОФОРОВ НА ОСНОВЕ КВАНТОВЫХ ТОЧЕК В СТЕКЛОКЕРАМИЧЕСКИХ МАТРИЦАХ СидоровА.И., НиконоровН.В.,КолобковаЕ.В.,УсовО.А.*, НащекинА.В.*

Санкт-Петербургский национальный исследовательский университетинформационных технологий, механики и оптики, Санкт-Петербург, 199034, Россия *Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе РАН,Санкт-Петербург, 194021, Россия

Исследованы оптические свойства люминофоров на основе халькогенидных квантовых точек в фторофосфатной стеклокерамике,конвертирующих коротковолновое (ультрафиолетовое или синее) излучение в длинноволновое видимого диапазона и используемых для повышения квантовой эффективности белых светодиодов и солнечных батарей.

Квантовые точки (КТ) коллоидного типа в настоящее время рассматриваются как перспективные люминофорные материалы, конвертирующее короковолновое (синее и ультрафиолетовое) излучение в длинноволновое видимое излучение, что широко используется для улучшения хроматических характеристик белых СИДов и повышения квантовой эффективности СИДов и гибридных солнечных батарей ¹⁻². Наряду с использованием традиционных коллоидных КТ в растворах особый интерес вызывают люминофоры нового типа на основе халькогенидных КТ в стеклокерамических матрицах,обладающих высокой квантовой эффективностью и стабильностью.

В данной работе рассматривается новый тип люминофора на основенанокристалловCdS(Se) и PbS(Se), выращенных методом термоиндуцированной кристаллизации в матрицефторофосфатного (ФФ)стекла, относящиеся к классу слабо кристаллизующихся легкоплавких стекол с температурой синтеза 950-1100°С и плотностью около 3.5 г/см³. ФФ стекла были изготовлены на кафедре технологии стекла СПбГТИ(ТУ) и имели следующий состав: Na₂O-P₂O₅-ZnF₂-Ga₂O₃-CdF₂-AlF₃-NaF с добавкой CdS(Se). Для формирования кристаллической фазы нанокристаллов CdS или CdSSe проводилась их термообработка. Изменение температуры и времени термообработки позволяет контролировать размеры нанокристаллов в стеклокерамике. Предварительные эксперименты показали, что до термообработки и на ранних ее стадиях ФФ стекла с ионами селена обладают яркой люминесценцией, т.е. вполне вероятно, что формирование связей Se-Se и образование молекулярных кластеров селена происходитлибо до термообработкилибо на ранних ее стадиях. При этом концентрация селена или серы во ФФ стеклах исследуемого состава была значительно выше, чем в стеклах силикатных систем, что подтверждается увеличением коэффициента поглощения в максимуме первого экситонного перехода от 3-5 см⁻¹ для силикатных стекол до 6-15 см⁻¹ вФФ стеклах данного состава. В зависимости от размера нанокристаллов сульфида кадмия и их концентрации окраска стекол изменяется от бледно-желтой до ярко-оранжевой, т.е. полоса люминесценции смещается в длинноволновую область с увеличением размера нанокристаллов. Это дает возможность совмещать полосу люминесценции с областью максимальной эффективности фотоэлектрических преобразователей различных типов.

Таким образом, новыйтип люминофоровна основенанокристалловCdS(Se) и PbS(Se) в матрицефторофосфатных стекол, имеющих высокую химическую и термическую стабильность и необходимые оптические характеристики, что представляет несомненный практический интерес для создания высокоэффективных белых СИДов с высоким индексом цветопередачи и гибридных солнечных батарей.

1. Byoung-Ho Kang, et al, Opt. Express, 18, No. 17, 18303–18310, (2010).

2. Chien-Chung Lin, et al, Opt. Express, **20**, No. S2, A319–A326, (2012).

ВЛИЯНИЕ ГАЛОГЕНИДОВ НА ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ФОТО-ТЕРМО-РЕФРАКТИВНЫХ СТЁКОЛ С ПОВЫШЕННЫМ СОДЕРЖАНИЕ СЕРЕБРА Дубровин В.Д., Игнатьев А.И.

Санкт-Петербургский национальный исследовательский университет информационных технологий механики и оптики (СПбНИУИТМО), Санкт-Петербург, Российская Федерация.

Проведено исследование образования наночастиц серебра в зависимости от концентрации галогенидов в стекле. На основе спектров поглощения стекол сделаны выводы об образовании серебряных частиц с различными оболочками при различных концентрациях галогенидов

Фототерморефрактивные (ФТР) стекла с повышенным содержанием серебра представляют интерес для формирования плазмонных структур, которые применяются в интегральной оптике и наноплазмонике, так как на основе этих стёкол создаются сверхузкополосные фильтры, комбайнеры световых пучков, фильтры, повышающие спектральную яркость лазерных диодов^{1,2}. Кроме этого, металлические наночастицы, формируемые в ФТР стеклах, вносят оптическую нелинейность третьего порядка на длине волны, близкой к таковой поверхностного резонанса металлического кластера. Обработка ФТР стекол ультрафиолетовым (УФ) излучением с последующей термообработкой позволяют выделить в объем стекла металлическую фазу в виде наночастиц серебра, а также вырастить на этих коллоидных центрах кристаллическую фазу³.

Целью данной работы являлось исследование влияния галогенидов на формирование наноразмерных серебряных коллоидных центров в фототерморефрактивном (ФТР) стекле.

В работе исследовались ФТР стекла на основе $Na_2O-Al_2O_3-ZnO-SiO_2$ –NaF системыс добавками NaCl от 0 до 2 мол% и NaBr от 0 до 2 мол%, активированные 0,01% CeO₂, 0,04% Sb₂O₃, Ag₂O₃ 0,07 и 0,13 мол%. Стекла синтезировались в воздушной атмосфере при температуре 1450с. Температура стеклования составляет около 490с. Образцы облучались УФ излучением и термически обрабатывались.

На основании спектров поглощения дополнен механизм выделения наночастиц:

1. На спектры поглощения облученных стекол различие состава не оказывает существенного влияния.

2. В зависимости от содержания хлоридов в стекле при термообработке наблюдается изменение длины волны и величины максимума плазмонного резонанса, при этом формируются наночастицы различного состава.

При содержании от 0 до 1 мол% NaClдлина волны максимума плазмонного резонанса 424нм и формируются коллоидные частицы серебра.

При содержании от 1.4 до 2 мол% NaCloбразуются наночастицы серебра с оболочкой из AgClu NaClвследствие чего длина волны максимума плазмонного резонанса смещается в длинноволновую область⁴ (λ_{max} =455нм).

3. Для стекол содержащих NaBrвыделение наночастиц серебра с четко выраженным плазмонным резонансом наблюдается лишь при концентрациях NaBr менее 0.5мол.%, при этом на наночастицах серебра растет оболочка из AgBru NaBr и длинна волны максимума плазмонного резонанса смещается в длинноволновую область(λ_{max} =490нм) по сравнению со стеклами содержащими хлориды т.к. показатель преломления оболочки из AgBr, NaBr больше чем у оболочки из AgCl, NaCl

4.При содержании бромидов свыше 0.5 мол% не происходит образования наночастиц серебра обладающих плазмонным резонансом, вместо этого происходит сдвиг коротковолнового края поглощения в длинноволновую область, по видимому, вследствие выделения отдельной фазы AgBr⁵.

- 1. Н.В.Никоноров, Е.И.Панышева, И.В.Туниманова, М.В.Харченко, *Физика и химия стекла*, **19**, 3, 442-448, 1993.
- 2. С.С.Киселев, Н.В.Никоноров, *Научно-технический вестник СПбГУ ИТМО*, №52, 50-55, 2008
- 3. Е. И.Панышева, Н. Д.Соловьева, И.ВТуниманова. *Физ. и хим. стекла.* **19**. №1. 109—116, 1993.
- 4. Н.В. Никоноров, А.И.Сидоров, В.А. Цехомский, К.Е. Лазарева Оптика и спектроскопия.107, № 5. 745-747. 2009.
- 5. S. Tutihasi, Physical review 1957105, № 3, 882-884

ЭФФЕКТ ДЮФУРА В ПРОЗРАЧНОЙ НАНОЖИДКОСТИ, НАХОДЯЩЕЙСЯ ПОД ВОЗДЕЙСТВИЕМ ГРАДИЕНТНОГО СВЕТОВОГО ПОЛЯ Ливашвили А. И., Костина Г. В., Якунина М. И.

Дальневосточный государственный университет путей сообщений, Хабаровск, Россия

Теоретически проанализировано тепловое действие излучения, возникающее при облучении прозрачной дисперсной среды за счет эффекта Дюфура. Получены аналитические выражения, описывающие динамику концентрации наночастиц и температуры среды.

Исследования последних лет показали, что жидкофазные среды в которых в качестве дисперсной фазы берутся наночастицы из широкозонных полупроводников и диэлектриков оказываются весьма эффективными для реализации ряда нелинейнооптических эффектов. Основными механизмами, обуславливающие нелинейный оптический отклик в подобных средах являются тепловая и концентрационная нелинейности.

Одним из механизмов изменения концентрации частиц является действие на них градиентных (электрострикционных) сил со стороны светового поля, что и приводит к нелинейному оптическому отклику.Упомянутое выше индуцированное излучением изменение концентрации частиц приводит к возникновению теплового потока, обуславливая, при этом, дополнительную к электрострикционной, ещё тепловую

нелинейность. Подобного рода явления в линейной неравновесной термодинамике называют перекрёстными эффектами и описываются системой балансных уравнений:

$$c_p \rho \frac{\partial T}{\partial t} = \lambda \nabla^2 T + \rho_1 T \mu_{11}^c S_T \left(\frac{\partial C}{\partial t} \right), \tag{1}$$

$$\frac{\partial C}{\partial t} = D\nabla^2 C - div(\gamma C \nabla I), \qquad (2)$$

где *T* – температура среды, *C*(*r*,*t*) - массовая концентрация дисперсных частиц, c_p, ρ, λ - теплофизические постоянные среды, ρ_1 - плотность материала наночастиц, $\mu_{11}^c = \frac{\partial \mu_1}{\partial C}, \ \mu_1$ -химический потенциал дисперсной фазы, S_T – коэффициент Соре

системы, *D* - коэффициент диффузии, $\gamma = \frac{4\pi\beta D}{\overline{c}nk_BT}$, β - поляризуемость частиц, *n* -

эффективный показатель преломления среды, \bar{c} - скорость света в вакууме, I(r) – интенсивность излучения.

Второе слагаемое в уравнении (1) связано с той частью теплового потока, который возникает в результате наличия градиента концентрации в системе и выражает эффект Дюфура. Эффект Дюфура, обратный термодиффузионному эффекту Соре, заключается в возникновении теплового потока в процессевзаимной диффузии компонентов бинарной системы при наличии потока концентрации одного из компонентов.

Целью данной работы является теоретический анализ теплового воздействия излучения на прозрачную дисперсную среду, обусловленную эффектом Дюфура с учетом действия градиентных сил.

Таким образом, решая уравнение (2) и находя, тем самым, явный вид производной ∂C

 $\frac{\partial C}{\partial t}$, мы можем с помощью уравнения (1) решить тепловую задачу, что и является

целью нашей работы. Заметим, что в рассматриваемых нами процессах поглощение средой электромагнитного излучения не учитывается.

Простейшим способом создания регулярных градиентных световых полей является интерференция двух световых пучков, приводящая к гармонической модуляции интенсивности излучения с периодом Λ , изменяемым в широком интервале $\lambda/2 \leq \Lambda \leq \infty$, где λ – длина волны лазерного излучения. При этом, распределение интенсивности падающего излучения в плоскости слоя среды имеет вид

$$I(x) = I_0 + q \sin kx, \qquad -\infty < x < \infty, \qquad (3)$$

где $q = 2\sqrt{I_0 I_s}$, I_0 и I_s - интенсивности опорной и сигнальной плоских волн, соответственно, k-волновой вектор пространственной решётки.

Решая уравнения диффузии, с учетом равенства (3) в приближении малых возмущении концентрации и, затем, решая тепловую задачу, можно получить выражение для добавочной температуры:

$$T(x,t) = T_0 + \frac{b}{(a-D)k^2} \left[\exp(-k^2 Dt) - \exp(-k^2 at) \right] \sin(kx) , \qquad (3)$$

где $a = \frac{\lambda}{c_p \rho}$ - температуропроводность среды и $b = \frac{\rho_1 T \mu_{11}^c S_T}{c_p \rho} \gamma k^2 q C_0$, T_0 -

начальная температура среды, $C_{\scriptscriptstyle 0}$ – начальная концентрация наночастиц,

В порядке обсуждения полученного результата выделим два важных, на наш взгляд, момента.

1) Так как практически всегда a > D, то знак второго слагаемого зависит от знака D_T , тем самым имеют место процессы нагрева или охлаждения, которые никак не связаны с поглощением световой волны.

2) Легко видеть, что временная зависимость T(x,t) характеризуется максимумом так как: $T(x,0) = T(x,\infty) = T_0$, положение которого можно определить из равенства (14):

$$t_m = \frac{\ln(a/D)}{(a-D)k^2}$$

Из полученных оценок следует: $t_m < t_D$, где t_D – диффузионное время релаксации.Следовательно, время установления максимального значения температуры в среде (результат эффекта Дюфура) при данной длине световой волны опережает время «рассасывания» молекулярной диффузии.

3) Не смотря на то, что интенсивность входит в (3) линейно, приближение малых возмущений концентрации ограничивает её величину.В результате, выражение для максимальной добавочной температуры запишется в виде

$$\Delta T_m = \frac{1}{20\pi} \frac{k_B T^2 S_T q}{\bar{c} n \eta a_0 \lambda} \quad . \tag{17}$$

Отсюда видно, что максимальное значение температуры в упомянутом приближении не зависит от интенсивноти излучения и концентрации частиц.

Таким образом, полученные результаты позволяют рассчитать тепловое действие излучения при его распространении в прозрачной дисперсной среде, величина которого может быть заметной для мощных лазерных пучков, что представляет интерес для ряда практических задач оптики.

ФОТОЛИТИЧЕСКОЕ РАЗРУШЕНИЕ МОЛЕКУЛЯРНЫХ КЛАСТЕРОВ И НАНОЧАСТИЦ СЕРЕБРА В НАНОСТЕКЛОКЕРАМИКАХ НА ОСНОВЕ ФОТОТЕРМОРЕФРАКТИВНЫХ СТЕКОЛ Игнатьев Д.А., Игнатьев А.И., Никоноров Н.В.

Санкт-Петербургский национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики, Санкт-Петербург, Россия

Исследованы процессы разрушения серебряных молекулярных кластеров и наночастиц серебра в фототерморефрактивных стеклах при облучении импульсным лазером (532 нм) в зависимости от дозы облучения и плотности энергии излучения. Обсуждаются механизмы процессов разрушения.

Фототерморефрактивные (ФТР) стекла¹ представляют собой перспективный класс фоточувствительных материалов, разработанных для записи высокоэффективных объемных фазовых голограмм. ФТР стекла – это сложные гетерофазные структуры, в которых под действием света и последующей термической обработки выделяются наночастицы серебра, на которых вырастают нанокристаллы NaF². На основе этих стёкол создаются фазовые голограммы, используемые в качестве узкополосных селекторов, комбайнеров световых пучков, фильтров, повышающих спектральную яркость лазерных диодов. Голографические элементы на основе ФТР стекла часто используют в мощных лазерных системах. ФТР стекла с повышенным содержанием серебра представляют интерес для формирования плазмонных структур, которые могут применяться, как в интегральной оптике в виде планарных волноводов, получаемых методом ионного обмена или методом эффузии, так и для создания плазмонных химических и биологических сенсоров и микрореакторов. Кроме этого, металлические коллоиды, распределенные в стекле, вносят оптическую нелинейность третьего порядка на длине волны, близкой к длине волны поверхностного резонанса металлического кластера. Процесс разрушения молекулярных комплексов серебра, образующихся в ФТР стекле после УФ облучения путем воздействия лазерным излучением различных длин волн был описан в работе³.

В данной работе исследовались образцы фототерморефрактивных стекол натриевоалюмоцинксиликатной системы, $Na_2O - Al_2O_3 - ZnO - SiO_2 - NaF - NaHal$ (Hal = Cl, Br), активированной CeO₂, Sb₂O₃, и Ag₂O. Стекла синтезировались в кварцевых или платиновых тиглях при температуре 1450°С в воздушной атмосфере с перемешиванием расплава платиновой мешалкой Температура стеклования составляла 475 – 495°С в зависимости от содержания фторидов. Образцы стекол в виде плоскопараллельных пластин облучались УФ излучением ртутной лампы высокого давления и термически обрабатывались в муфельной печи. Измерение спектров осушествлялось на спектрофотометре Lambda 650. поглошения Облучение производилось второй гармоникой (532 нм)импульсного YAG:Nd³⁺ лазера(Solar LQ-129). Энергия импульса составляла 68 мДж, длительность импульса - 13 нс и частота повторения 10Гц. На образец пучок фокусировался в пятно диаметром 3.5 мм.

Показано, что:

- при облучении стекол, содержащих наночастицы серебра, происходит существенное изменение спектров поглощения. Амплитуда полосы плазмонного резонанса серебряных частицс максимумом, варьируемым в диапазоне 411-450 нм в зависимости от структуры частицы и состава стекла, уменьшается в зависимости от дозы излучения, вплоть до полного ее исчезновения (Рис.1);

- эффект обесцвечивания поглощения наночастиц серебра наблюдается, как для наночастиц находящихся в окружении кристаллической фазы NaF (классическое ФТР стекло), так и для наночастиц серебра, находящихся в окружении матрицы стекла. При этом фотообесцвечивание происходит тем эффективнее (требуется меньшая доза облучения), чем больше поглощение коллоидного серебра на длине волны излучения (532 нм) при одинаковой начальной оптической плотности в максимуме полосы поглощения серебра;

- фоторазрушению подвержены как наночастицы серебра, так и молекулярные кластеры серебра, образующиеся при облучении ФТР стекла ультрафиолетовым излучением;

- у эффекта фотообесцвечиния имеется порог (плотность энергии 70 мДж/см²), ниже которого наночастицы серебра не разрушаются и поглощение серебра не изменяется. Данный пороговый эффект следует учитывать при разработке технологии фотообесцвечивания.

На основании спектров поглощенияи спектров люминесценции сделан вывод, что под действием импульсного лазерного излучения происходит

фотофрагментациянаночатиц серебра с образованием более мелких частиц и атомов с фотоионизацией атомов и переходом их в ионное состояние.



Рис. 1 Зависимость поглощения ФТР стекла от дозы облучения импульсным лазерным излучением с длиной волны 532 нм.

Stookey S. D., Beall G. H., Pierson J. S., J. Appl. Phys. V. 49, N. 10, p. 5114, (1978).
 Никоноров Н.В., Панышева Е.И., Туниманова И.В., Харченко М.В. Физика и химия стекла, т.19, №3, 442-448, (1993).

3. K. Chamma, J. Lumeau, L. Glebova, L. B. Glebov, Journal of Non-Crystalline Solids, 356, 2363-2368, (2010)

ВЛИЯНИЕ ИОННОГО ОБМЕНА НА ЛЮМИНЕСЦЕНЦИЮ МОЛЕКУЛЯРНЫХ КЛАСТЕРОВ СЕРЕБРА В ФОТО-ТЕРМО-РЕФРАКТИВНЫХ СТЕКЛАХ Хрущева Т.А., Демичев И.А., Игнатьев А.И., Никоноров Н.В., Сейфуллина А.Ж., Сидоров А.И., Сгибнев Е.М.

Санкт-Петербургский национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики, Санкт-Петербург, Россия

Исследованы спектры люминесценции и поглощения стекол, содержащих серебро, введенное методом ионного обмена. При ионном обмене серебро встраивается в стекло в виде ионов и в виде нейтральных кластеров. Изучено влияние ионов церия на люминесценцию стекол.

работе исследовались стекла состава Na₂O-ZnO-Al₂O₃-SiO₂-NaF-NaBr, В содержащие фотосенсибилизатор CeO₂ и восстановитель Sb₂O₃, изготовленные в СПб НИУ ИТМО, а также оптическое стекло К2 и Corning 0211. Серебро вводилось в стекла методом ионного обмена из расплава NaNO₃+AgNO₃. Измерения спектров люминесценции И поглощения проводились на волоконном спектрометре StellarNet,спектрофлуориметре MPF-44A и спектрофотометре Carry-500.

Исследования показали, что яркая люминесценция возникает в стеклах непосредственно после ионного обмена. Люминесценция возникает как в стеклах, содержащих фотосенсибилизатор, так и в стеклах не содержащих его (К2 и Corning 0211). Причиной появления люминесценции является то, что при ионном обмене

серебро образует в стекле не только атомарные ионы, но и молекулярные ионы и нейтральные молекулярные кластеры серебра. Захват электронов, необходимых для формирования таких структур, может происходить с дефектов стекла. При увеличении концентрации церия в стекле интенсивность люминесценции возрастает. УФ облучение приводит увеличению интенсивности люминесценции. Спектры также к люминесценции стекол после ионного обмена уширяются и смещаются в длинноволновую область спектра по сравнению со стеклами, в которые серебро вводилось при варке (рис.1). После термообработки, при которой формируются наночастицы серебра, происходит уменьшение интенсивности люминесценции. Это вызвано как уменьшением концентрации молекулярных кластеров серебра, так и увеличением поглощения в стекле.



Рис.1 Люминесценция стекол с серебром после УФ облучения. 1 – стекло, исходно содержащее серебро; 2 – ионный обмен 15 мин; 3 – ионный обмен 22 час. $\lambda_{возб} = 405$ нм

НОВЫЕ ЭФФЕКТИВНЫЕ ЛАЗЕРНЫЕ КРАСИТЕЛИ ДЛЯ КРАСНОГО ДИАПАЗОНА СПЕКТРА Петухов В.А., Семенов М.А., Белов С.П.*, Комлев И.В.**, Пономарева О.В.**

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук, Москва, Россия *Брянский государственный университет им. акад. Петровского, Брянск, Россия

**ООО НПФ «Делтарус», Московская обл., г. Долгопрудный, Россия

Измерены лазерные характеристики новых красителей красного диапазона спектра, относящихся к классу периинденонов. Некоторые из них не уступают по эффективности лучшим из известных веществ, применяемым в данной области спектра, превосходя их по ширине области перестройки.

Спектральная область 600 – 750 нм представляет интерес для биомедицинских, спектроскопических и других применений, например, фотодинамической терапии рака, разделения изотопов и др. Несмотря на развитие кристаллических перестраиваемых лазеров и способов получения перестраиваемого излучения методами нелинейной оптики, лазеры на красителях остаются самыми удобными приборами для получения узкополосного перестраиваемого по длинам волн излучения в указанной области. Однако, несмотря на то, что лазерный эффект был продемонстрирован у более чем тысячи веществ, для красной области не найдены столь же эффективные красители, как

для зеленой и желтой областей (родамины, пиррометены), хотя принципиальных причин для этого нет. Кроме того, для осуществления полупроводниковой накачки лазеров на красителях необходимы предельно эффективные вещества под накачку красными полупроводниковыми лазерами. Поэтому синтез и исследование новых красителей для данной спектральной области остается актуальным.

В данной работе приведены результаты генерационных испытаний новых впервые синтезированных красителей при накачке излучением второй гармоники неодимового лазера и проведено сравнение с известными эффективными красителями.

Поскольку для практических применений лазерных красителей важно иметь не только большой КПД генерации, но и широкую область перестройки без смены вещества, то для всех исследованных красителей были измерены как энергии генерации при разных уровнях накачки в широкополосном резонаторе, так и перестроечные кривые, т.е. зависимости энергии генерации от длины волны генерации при фиксированной энергии накачки в селективном резонаторе.

Для корректного сравнения красителей, генерирующих в разных спектральных областях, желательно, чтобы селективный резонатор лазера на красителе имел одинаковые потери в этих областях. Обычно применяемые резонаторы с перестройкой длины волны дифракционной решеткой не обладают таким свойством, поскольку коэффициент отражения решетки сильно зависит от её угла наклона, а значит и от выбранной длины волны. По этой причине был специально сконструирован лазер с призменным резонатором выходным зеркалом. составленным И ИЗ двух плоскопараллельных стеклянных пластин. Вместо глухого зеркала применялась брюстеровская призма полного внутреннего отражения. Общая длина резонатора составляла 20 см, применялась квазипродольная накачка излучением второй гармоники Nd:YAG лазера с энергией 7 мДж, сфокусированным в область диаметром 0,7 мм.

Широкополосный резонатор был образован наружными поверхностями кюветы, в которую заливался раствор красителя. На одной из поверхностей было нанесено интерференционное покрытие с коэффициентом отражения $\approx 99\%$, вторая поверхность ничем не покрывалась и имела коэффициент отражения $\approx 4\%$. Накачка производилась под небольшим углом сквозь эту поверхность, диаметр пятна накачки ≈ 3 мм.

Энергии накачки и генерации измерялись фотодиодами ФД-24К и калориметрическими головками ВЧД-2, сигналы с которых регистрировались цифровым осциллографом, длина волны измерялась лазерным волномером. Прокачка раствора красителя не применялась, а для устранения влияния наведенных тепловых неоднородностей частота повторений не превышала 0,1 Гц.

Результаты измерений наиболее эффективных веществ в этаноле приведены в таблице. Красители приведены под временными кодовыми названиями, объем тезисов не позволяет привести их структурные формулы. В конце таблицы приведены характеристики веществ, широко используемых для данной спектральной области.

N⁰	Вещество	Селективный резонатор		Широкополосный резонатор	
		Длина волны	Область	Дифферен	Пороговая
		максимума	перестройки,	циальный	накачка,
		генерации, нм	HM	КПД, %	мДж
1	C-9	600	577-681	43	7,4
2	C-108	602	590-640	46	7.9
3	C-153	603	565-689	35	9,3
4	C-114	605	572-687	39	7,3
5	999	605	576-674	41	6,7
6	C-4	607	565-666	40	7,7

7	C-112	610	565-681	30	10,0
8	M-162	612	590-675	44	6,6
9	C-119	615	576-681	28	9,4
10	C-61	616	585-674	39	9,8
11	<u>№</u> 2	620	596-663	23	11,0
12	M-147	620	578-677	45	5,9
13	152T	623	595-678	25	9,1
14	П-63	635	590-680	25	8,5
15	П-17	640	600-680	34	7,0
16	П-44	640	590-694	36	7,1
17	П220	711	650-755	29	12,4
18	П-175	690	624-725	24	9,8
19	П-207	706	641-756	32	13,0
	Родамин101	612	593-665	42	4,6
	Φ-160	614	583-681	46	8,8
	DCM	625	595-691	28	7,4
	Пиридин1	700	654-746	27	18,8
	Пиридин2	717	673-768	18	16,6
	LDS -750	724	695-762	18	13,1

Как видно из таблицы, почти все новые красители имеют очень широкую область перестройки, а некоторые из них и по КПД превосходят применяющиеся на тех же длинах волн вещества.

УЧЁТ СПЕЦИФИКИ МАТЕРИАЛА КРТ ПРИ РАСЧЁТЕ СПЕКТРОВ ФОТОЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ СТРУКТУР С КВАНТОВЫМИ ЯМАМИ¹ Войцеховский А.В.,Горн Д.И.

доицеховский А.д., орн д.н.

Томский государственный университет, Томск, Россия

В работе дано описание теоретической модели расчёта спектров фотолюминесценции структур на основе $Cd_xHg_{1-x}Te$ (КРТ) с квантовыми ямами (КЯ), выращенных методом молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ). Особенностью описанной модели является то, что в ней учтены параметры материала КРТ, которые ранее не учитывались в подобных расчётах.

В настоящее время большое число научных работ, как российских, так и зарубежных, посвящено экспериментальному исследованию фотолюминесценции структур КРТ с КЯ 1⁻⁴.

Целью настоящей работы является разработка теоретической модели описания спектров фотолюминесценции структур с квантовыми ямами, учитывающей специфику материала КРТ МЛЭ.

Для расчёта профиля энергетических зон в структуре в рамках данной модели решается одномерное уравнение Пуассона:

¹Работа поддерживалась в рамках ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России»(02.740.11.0444, 02.740.11.0562)

$$\frac{d^2\varphi(z)}{dz^2} = \frac{q}{\varepsilon_0\varepsilon(z)} \Big[n(z,\varphi) - p(z,\varphi) + N_a^-(z) - N_d^+(z) \Big],$$
(1)

где φ – электростатический потенциал в структуре, ε – относительная диэлектрическая проницаемость материала, n, p – концентрации электронов и дырок, а N_a^- , N_d^+ – концентрации ионизированных акцепторных и донорных центров.

В структурах, содержащих квантовые ямы, для описания электрофизических и оптических свойств необходимо знать энергии уровней размерного квантования, которые рассчитываются путём численного решения одномерного стационарного уравнения Шрёдингера для области квантовой ямы:

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2m^*(z)}\frac{d^2}{dz^2} + U(z)\right]\psi_i(z) = E_i\psi_i(z), \qquad (2)$$

где $\psi_i(z)$ – волновая функция на *i*-м уровне размерного квантования, E_i – энергия уровня размерного квантования, U(z) – профиль потенциальной энергии в структуре. Для корректного расчета зонной диаграммы структуры с квантовой ямой необходимо находить самосогласованное решение уравнений (1) и (2).

При постановке задачи о нахождении распределения электростатического потенциала в структурах КРТ мы будем исходить из того, какими свойствами обладают гетероструктуры, выращенные методом МЛЭ на установке «Обь-М» в Институте физики полупроводников СО РАН (г. Новосибирск).

Для выяснения явного вида зависимостей $n(z, \phi)$ и $p(z, \phi)$ в уравнении (1), рассматривая структуру, состоящую из контакта полубесконечного однородного полупроводникового слоя и слоя переменного состава, можно получить:

$$n(z,\varphi) = N_c \exp\left[\left(F - E_c\right)/kT\right] = n_0 \exp\left[\left(q\varphi(z) + \Delta\chi(z)\right)/kT\right]\left(m_c^*(z)/m_c^*\right)^{\frac{3}{2}},$$

$$p(z,\varphi) = N_v \exp\left[\left(E_v - F\right)/kT\right] = p_0 \exp\left[-\left(q\varphi(z) + \Delta\chi(z) + \Delta E_g(z)\right)/kT\right],$$

где n_0 , p_0 , m_c^* – равновесные концентрации электронов и дырок, а также эффективная масса электронов в области П, а величины $\Delta \chi(z)$ и $\Delta E_g(z)$ определяются выражениями $\Delta \chi(z) = \chi(z) - \chi_{\Pi}$ и $\Delta E_g(z) = E_g(z) - E_{g\Pi}$, где χ_{Π} и $E_{g\Pi}$ – электронное сродство и ширина запрещённой зоны в однородном слое П. Остальные обозначения являются общепринятыми.

Выражения для двумерных концентраций электронов и дырок в КЯ рассчитывались из общеизвестных выражений, приведённых в 5.

Для расчёта спектра фотолюминесценции в первом приближении будем использовать выражение для объёмных полупроводников, полученной в рамках теории Ван-Русбрека-Шокли:

$$I_n(\omega) = \frac{8\pi k_B^2 T^3}{(2\pi\hbar)^3 c^2} \frac{\alpha_n(\omega) n^2 \hbar \omega}{e^{\hbar\omega/k_B T} - 1} \tau_R,$$

где n – показатель преломления, τ_R – излучательное время жизни в КРТ, а $\alpha(\omega)$ – спектральная зависимость коэффициента поглощения при данном типе оптического перехода. Для $\alpha(\omega)$ будем использовать выражение для межзонного поглощения в КЯ, описанное в 6.

Расчёт электронного сродства будем производить с использованием выражения, полученного нами ранее:

 $\chi(x,T) = 5,59 - 1,29x + 0,54x^2 - 0,56x^3 + 7,13 \cdot 10^{-4}Tx .$

Для концентраций ионизированных акцепторных и донорных центров N_a^- , N_d^+ на основании экспериментальных данных, предоставленных сотрудниками ИФП СО РАН, нами также были получены следующие композиционные зависимости:

$$N_d^+(x) = (1, 26x - 0, 26) \cdot 10^{16} \text{ [cm}^{-3}\text{]},$$

 $N_a^-(x) = (-26, 1x + 16, 7) \cdot 10^{15} \text{ [cm}^{-3}\text{]}.$

Таким образом, в данной работе описана теоретическая методика расчёта зонной диаграммы и спектров фотолюминесценции неногетероструктур КРТ МЛЭ с квантовыми ямами, которая основана на численном самосогласованном решении уравнений Пуассона и Шрёдингера для исследуемой структуры. Особенностью представленной модели является то, что при расчётах учитывается зависимость электронного сродства от состава КРТ и температуры, чего ранее для материала КРТ не производилось. В расчётах использована оригинальная зависимость $\chi(x,T)$, полученная авторами работы.

- 1. C.R. Tonheim, E. Selvig, S. Nicolas, A.E. Gunnaes, M. Breivik, R. Haakenaasen, J. *Physics: Conference Series*, **100**, 042024 (2008).
- R. Haakenaasen, E. Selvig, C.R. Tonheim, K.O. Kongshaug, L. Trsdahl-Iversen, J.B. Andersen, P. Gundersen, J. Electron. Mater, DOI: 10.107//s11664-010-1211-7, 10 p. (2010).
- 3. Н.Л. Баженов, А.В. Шиляев, К.Д. Мынбаев, Г.Г. Зегря, *Физика и техника* полупроводников, **46**, № 6, 792-797 (2012).
- 4. Ж.В. Гуменюк-Сычевская, Е.А. Мележик, *Прикладная физика*, № 1, 101-106 (2012).
- 5. А.Я. Шик, Л.Г. Бакуева, С.Ф. Мусихин, *Физика низкоразмерных систем*, СПб.: Наука, 160 с. (2001).
- 6. Л.Е. Воробьев, Е.Л. Ивченко, Д.А. Фирсов, В.А. Шалыгина, Оптические свойства наноструктур, СПб.: Наука, 188 с. (2001).

ВЛИЯНИЕ ПОВЕРХНОСТНЫХ СОСТОЯНИЙ НА КИНЕТИКУ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ КВАНТОВЫХ ТОЧЕК СУЛЬФИДА СВИНЦА Литвин А.П., Парфенов П.С., Ушакова Е.В., Баранов А.В.

Санкт-Петербургский национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики, Санкт-Петербург, Россия

Исследованы размерные зависимости параметров люминесценции квантовых точек сульфида свинца. На основе формализма кинетических уравнений для населенностей уровней проведено моделирование кинетики люминесценции. Результаты указывают на существование дополнительного канала релаксации через долгоживущее энергетическое состояние ниже запрещенной зоны. Сделано предположение, что его существование может быть связано с наличием поверхностных состояний, которые приводят к захвату одного из носителей заряда в поверхностную ловушку.

В последнее десятилетие одним из наиболее перспективных материалов для ближнего ИК-диапазона становятся квантовые точки (КТ) узкозонных полупроводников, такие как КТ сульфида свинца. Уже сегодня они находят широкое применение в телекоммуникационных системах, биомедицинских исследованиях и
солнечной энергетике. КТ PbSхарактеризуются большим радиусом Бора и диэлектрической проницаемостью, а также малыми и равными эффективными массами электронов и дырок, что позволяет исследовать режим сильного квантового конфайнмента уже при относительно больших размерах нанокристаллов.

Одной из проблем, связанной с изучением КТ PbS, является то, что даже с учетом эффекта диэлектрического экранирования времена жизни люминесценции в КТ PbS не должны превышать ~250 нс. В то же время рядом исследовательских групп зарегистрированы необычно большие, вплоть до ~2 мкс, времена жизни. Для объяснения этого эффекта предлагалась модель долгоживущего энергетического уровня ниже запрещенной зоны¹, на существование которого также указывают эксперименты по наведенному поглощению и значительный стоксов сдвиг². ограничивались изучением свойств Исследования. посвяшенные КΤ PbS. нанокристаллов диаметром не более нескольких нанометров, пик люминесценции которых находится в диапазоне 0.8 – 1.2 мкм. Однако для установления общих закономерностей физических процессов необходимо исследовать КТ PbS в широком спектральном диапазоне.

В ходе работы нами проведены исследования спектров поглощения и люминесценции, а также кинетики затухания люминесценции КТ PbS диаметром 2.5 -8 нм, полученных с помощью органометаллического синтеза и приготовленных в виде растворов в тетрахлорметане. Зарегистрированные времена жизни люминесценции лежат в диапазоне 250 нс – 2.5 мкс. При этом для КТ большого размера с переходами в области 1.6 – 1.7 мкм времена затухания люминесценции близки к расчетным, а стоксов сдвиг не превышает 4 мэВ. В тоже время КТ малого размера (2.5 – 4 нм) характеризуются крайне большими временами жизни (более 2 мкс), а стоксов сдвиг достигает 200 мэВ. Данные результаты подтверждают существование дополнительного канала релаксации через долгоживущее энергетическое состояние ниже фундаментального перехода. Энергетическое положение этого уровня находится в сильной зависимости от размера КТ, которая коррелирует с данными о временах затухания люминесценции.

Для объяснения экспериментальных данных 0 временах затухания люминесценции рассмотрена модель трехуровневой системы. На основе теоретических представлений о процессе замедленной флуоресценции и формализме кинетических уравнений для населенностей уровней, а также экспериментальных данных о размерных зависимостях энергетических переходов, времен жизни и стоксового сдвига проведено моделирование кинетики и относительных эффективностей люминесценции квантовых точек сульфида свинца в широком диапазоне размеров нанокристаллов. Моделирование показало, что при существовании энергетического уровня ниже границы запрещенной зоны излучательная релаксация с него будет доминирующей для КТ малого размера. Показано, что существование этого энергетического уровня и трансфера носителей заряда между уровнями как с понижением, так и повышением энергии, что возможно при комнатной и более высоких температурах, приводит к тому, что закон затухания люминесценции должен описываться суммой двух экспонент с соответствующими коэффициентами. При этом одна компонента времени лежит в субнаносекундном диапазоне, а вторая может меняться в широких пределах и хорошо описывает экспериментальные данные. Сделано предположение, что существование данного энергетического уровня может быть связано с наличием поверхностных состояний, которые приводят к захвату одного из носителей заряда в поверхностную ловушку.

1. Zhang J., Jiang X.J. Phys. Chem. B., 112, №32, 9557–9560, (2008).

2. J.H. Warner, E. Thomsen, A.R. Watt, N.R. Heckenberg, H. Rubinsztein-Dunlop, *Nanotechnology*, **16**, 175–179, (2005).

ЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ МОЛЕКУЛЯРНЫХ КЛАСТЕРОВ СЕРЕБРА ВО ФТОРОКСИДНЫХ СИЛИКАТНЫХ СТЕКЛАХ Е.В. Колобкова^{1.2}, Н.В. Никоноров¹, А.Н. Орлова², А.И.Сидоров¹, Т.А. Шахвердов¹,

 Санкт-Петербургский национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики, Санкт-Петербург
 Санкт-Петербургский государственный технологический институт

(ТУ), кафедра технологии стекла /kolobok106@rambler.ru

Представлены результаты исследования спектров люминесценции в спектральном диапазоне возбуждающего излучения 360-480 нмоксифторидных стекол, содержащих серебро. На основе анализа спектров люминесценции показано, что в стекле, не прошедшем дополнительную термообработку, серебро находится в виде нейтральных атомов, а также в виде нейтральных молекулярных кластеров Ag₂, Ag₃u Ag₄.

Оптические свойства молекулярных кластеров и нанокристаллов благородных металлов (Ag, Au, Pt) и меди представляют интерес для солнечной энергетики, биосенсорики и преобразования излучения в белых светодиодах. Они обладают собственной люминесценцией, а также могут усиливать люминесценцию других атомов, ионов, молекул и нанообъектов.Оптические свойства молекулярных кластеров Ag_n (n = 2-5) в твердом аргоне исследованы в [1.2].

В данной работе была поставлена задача изучения спектров люминесценции стекол, содержащих большие концентрации серебра для идентификации способа вхождения Ag в сетку новых оксифторидных стекол.

Исследовались стекла, имеющие следующий состав: SiO₂(40)-AlF₃(5)-PbF₂(18)-CdF₂(29)-ZnF₂(5) с добавкой AgNO₃(4). Цифры в скобках соответствуют концентрации в мол. %.Спектральные измерения проводились на волоконном спектрометре EPP2000-UVN-SR (StellarNet) с возбуждением люминесценции полупроводниковым лазером (λ = 405 нм) и на спектрофлуориметре MPF-44A (PerkinElmer) с возбуждением люминесценции излучением ксеноновой лампы, пропущенным через монохроматор. Ширина щелей входного и выходного монохроматоров составляла 7 нм. Спектры поглощения стекол измерялись на спектрофотометре Carry-500 (Varian). Измерение спектров люминесценции и поглощения проводилось при комнатной температуре.

Сравнение спектров поглощения стекла матрицы, не содержащего серебра и стекла, в состав которого входит 4 мол.%AgNO₃, показало некоторый длинноволновый сдвиг УФ-полосы поглощения, однако на спектре поглощения не наблюдается плазмонная полоса поглощения, что указывает на отсутствие металлических наночастиц серебра. Рост поглощения в спектральном интервале 360-450 нм связан с присутствием в стекле атомарного серебра и молекулярных кластеров серебра. Максимум люминесценции стекла при возбуждении на $\lambda_{\rm B} = 405$ нм приходится на длину волны 530 нм. Контрольные измерения показали, что в аналогичном оксифторидном стекле, не содержащем серебра, люминесценция в видимой области спектра отсутствует.

Измерение спектров люминесценции позволило на основании результатов работ [1,2], в которых была зафиксирована связь между положением максимума полосы

люминесценции и размером молекулярных кластеров, идентифицировать в синтезированных стеклах кластеры Ag_n (*n* = 2-4).

На рис.1а представлены спектры люминесценции оксифторидных стекол при разных энергиях возбуждения. Анализ полученных спектрально-люминесцентных характеристик позволил получить зависимость спектрального положения максимумов люминесценции молекулярных кластеров Ag₂, Ag₃и Ag₄от длины волны возбуждения.



Рис. 1. Спектры люминесценции оксифторидных стекол, Цифры у кривых – длина волны возбуждения в нанометрах (а); Зависимость спектрального положения максимумов люминесценции от длины волны возбуждения (б).

Выводы

• Были синтезированы новые силикатные фтороксидные стекла с высоким содержанием фтора и серебра

• Обнаружено, что серебро входит в новое стекло не в виде однозарядных ионов, а в виде нейтральных кластеров

• На основании анализа спектров люминесценции определен размер формирующихся кластеров: *Ag₂, Ag₃u Ag₄*. Предположена возможность присутствия нейтральных атомов серебра

1. OzinG.A., HuguesF. // J. Phys. Chem. 1983. V. 87. P. 94.

2. Ozin G. A., Hugues F., Mattar S.M., McIntosh D.F.// J. Phys. Chem. 1983.V. 87. P. 3445.

ОСОБЕННОСТИКОНОСКОПИЧЕСКИХКАРТИН МОНОКРИСТАЛЛОВLiNbO3:Mg ПикульО.Ю., СидоровН.В.*, ПалатниковМ.Н.*, МакароваО.В.*

Дальневосточный государственный университет путей сообщения, Хабаровск, Россия

*Институт химии и технологии редких элементов и минерального сырья им. И.В.Тананаева КНЦ РАН,

Апатиты, Россия

Оптическая однородность и тонкие особенности структурных искажений в серии монокристаллов ниобата литияконгруэнтного состава, легированных $Mg^{2+}[0,01-5,5 \text{ мол.}\%]$,исследованы методом лазерной коноскопии с использованием излучения He-Ne лазера (λ =632,8 нм)мощностью менее 1 мВт

Коноскопический контроль оптических свойств монокристаллических материалов является наглядным и доступным методом исследования кристаллов, что обусловлено связью вида, структуры и свойств коноскопической картины со строением, оптическими свойствами, ориентацией кристалла, а также наличием в нем различного рода дефектов.

Наблюдение коноскопических картин в поляризационном микроскопе, в котором в качестве источника освещения используется лампа накаливания, позволяет определить ряд оптических характеристик монокристаллов, однако дают возможность наблюдать лишь картину кристалла в целом, без детализации тонких особенностей структуры в виде локальных искажений. При этом информация, содержащаяся в периферийной области коноскопической картины, зачастую остается за границей поля зрения и недоступна для наблюдения. Это ограничение существенно снижает возможности использования коноскопической методики для контроля оптической однородности монокристаллических материалов.

Создание широкоапертурного расходящегося пучка излучения, получаемого при пропускании лазерного луча через рассеиватель, помещенный в оптической системе монокристаллическим образцом, перед дает возможность наблюдения крупномасштабных коноскопических картин, что позволяет регистрировать тонкие особенности структурных искажений в кристаллах, как в центральной, так и в периферийной областях поля зрения^{1,2}. Развитие лазерной коноскопии актуально для обнаружения и исследования тонких особенностей структурных ростовых искажений, присутствующих наноструктур, неизбежно микро-И В легированных монокристаллических материалах³, искажений, возникающих под действием света в фоторефрактивных кристаллах⁴.

При освещении идеального монокристалла, помещенного в оптической системе между поляризатором И анализатором, расходящимся пучком линейно излучения поляризованного наблюдают коноскопическую картину В виде концентрических колец-изохром с центром в выходе оптической оси, на которые накладывается характерное распределение интенсивности – черный «мальтийский крест», ветви которого, состоящие из двух изогир, пересекаются в центре поля зрения и расширяются к его краям. Ориентация «мальтийского креста» совпадает с ориентацией осей пропускания поляризатора и анализатора.

В данной работе методом лазерной коноскопии исследованы тонкие особенности структурных искажений в серии монокристалловLiNbO₃ конгруэнтного состава (R=L/Nb=0,946), легированных Mg²⁺, отличающихся низким эффектом фоторефракции,

перспективных в качестве оптических материалов электронной техники^{3,4}. Использовались как сравнительно слабо легированные кристаллы LiNbO₃:Mg [0,01–1,5мол.%], так и кристаллы с высокой концентрацией магния (LiNbO₃:Mg [3,0–5,5 мол.%]), фоторефрактивный эффект в которых практически равен нулю⁴.

С целью оценки оптической однородности монокристаллических буль, выращенных в направлении оси Z (полярная ось кристалла), образцы для исследований были вырезаны из различных частей були. Методика выращивания монокристаллов и приготовление образцов для исследований подробно описаны в работе³.

коноскопического При проведении эксперимента исследуемый монокристаллический образец устанавливался на подвижной двухкоординатной оптической подставке, что позволяло просканировать всю плоскость входной грани лазерным лучом и получить множество коноскопических картин, соответствующих различным участкам поперечного сечения исследуемого монокристаллического образца. Оси пропускания поляризатора И анализатора ориентировались перпендикулярно друг к другу, при этом ось пропускания поляризатора составляла угол 45° с вертикалью. Ось лазерного пучка совпадала с оптической осью кристалла и составляла перпендикуляр к его входной грани. В экспериментах использовалось излучение He-Ne лазера (λ=632,8 нм) мощностью не более 1 мВт с тем, чтобы максимально уменьшить возможное влияние фоторефрактивного эффекта на коноскопические картины.

Для слаболегированных образцов LiNbO₃с содержанием примеси Mg [0,01-1,5 наблюдались коноскопические картины стандартного для одноосного мол.%] кристалла вида, при котором черный «мальтийский крест» сохраняет целостность в центре поля зрения, а изохромы имеют вид концентрических окружностей, что свидетельствует об оптической однородности образцов. При этом для образцов с одинаковой толщиной в направлении оптической оси, но с различной концентрацией легирующей примеси Mg, например, 0,5 мол.% и 1,0 мол.% общий вид коноскопических картин совпадает с сохранением диаметров колец-изохром. С увеличением концентрации примеси Mg до 3,0-5,5 мол.% при сканировании входной грани образцов кроме коноскопических картин одноосных кристаллов, наблюдались коноскопические картины с аномалиямив виде незначительной оптической двуосности (просвет в центре «мальтийского креста») (рис. 1, *a*), и аномалиями в виде наложения на коноскопическую картину одноосного кристалла дополнительной интерференционной структуры на периферии в области одной из ветвей «мальтийского креста» (рис. 1, δ), а также в центре поля зрения (рис. 1, ϵ).



Рис. 1. Коноскопические картины монокристалла LiNbO₃ с содержанием примеси Mg [3,0 мол.%] (*a*); [5,0 мол.%] (*б*); [5,5 мол.%] (*в*).

Обнаруженные отличия в коноскопических картинах монокристаллов LiNbO₃:Mg [0,01–1,5 мол.%] и LiNbO₃:Mg [3,0–5,5 мол.%] можно объяснить следующим. Особенностью монокристаллов ниобата лития, легированных катионами Mg²⁺ при сравнительно больших (\geq 3 мол.%) концентрациях легирующей добавки, является неравномерное вхождение примеси в кристалл^{3,4} и, соответственно, появление полос роста, связанных с градиентами концентраций легирующей добавки, как в плоскости

перпендикулярной, так и в плоскости параллельной оси роста. Появление полос роста сопровождается появлением микродефектов в виде дислокаций, микродоменов, доменных границ и блочной структуры, особенно в области повышенных градиентов концентраций примеси на границах полос роста. Появление полос роста, градиентов концентрации примеси, скоплений микродефектов приводит к локальному изменению упругих характеристик кристалла и появлению механических напряжений, локально искажающих оптическую индикатрису оптически одноосного кристалла. Последнее приводит к искажению коноскопических картин (рис. 1, *а*, *б*, *в*). Причем максимальное искажение наблюдается для коноскопических картин на границах полос роста, где концентрации структурных дефектов и градиенты концентраций легирующей добавки максимальны.

В исследованном нами ряду кристаллов полосчатость образцов, в целом, уменьшается с увеличением концентрации примеси от 3,0 к 5,5 мол.%. В этом же ряду уменьшается степень искажения в виде аномальной двуосности коноскопических картин. Таким образом, дефектность кристалла, связанная с неоднородностью вхождения примеси, проходит через определенный максимум в области концентраций Mg²⁺. Последнее может быть обусловлено изменением механизма ~ 3 мол.% вхождения примеси при изменении концентрации легирующей добавки⁴. В частности, исследования методами микроанализа обнаружили уменьшение отношения R=Li/Nb до 0,94 при концентрации в кристалле Mg²⁺ ~ 3%. При такой концентрации Mg²⁺ происходит полное вытеснение дефектов Nb_{Li}(катионов Nb⁵⁺, находящихся в литиевых позициях идеальной структуры стехиометрического состава) в катионной подрешетке⁴. При концентрации $Mg^{2+} > 3\%$ происходит замещение базовых катионов Li^+ , сопровождающееся увеличением дефектов V_{Li} (вакантных кислородных октаэдров, в которых в идеальной структуре стехиометрического состава должны располагаться катионы $Li^+)^4$. При приближении величины R=Li/Nb к значению 0,84 [Mg²⁺ \ge 8%], соответствующей границе устойчивости фазы LiNbO₃ на фазовой диаграмме⁴, катионы Mg²⁺ входят в обе (литиевые и ниобиевые) позиции идеальной структуры стехиометрического состава с одновременным уменьшением концентрации компенсирующих дефектов V_{Li}⁴.

1. О.Ю.Пикуль, Л.В.Алексеева, И.В. Повх и др., *ИВУЗ. Приборостр.*, №12, с.53-55. (2004).

2. O.Y.PikoulJ. Appl. Cryst., 43, p.949-954. (2010).

3. М.Н. Палатников Дис. «Материалы электронной техники на основе сегнетоэлектрических монокристаллов и керамических твердых растворов ниобатовтанталатов щелочных металлов с микро- и наноструктурами» д-ра техн. наук. Апатиты, (2010).

4. Н.В.Сидоров, Т.Р.Волк, Б.Н.Маврин, В.Т. Калинников *Ниобат лития: дефекты, фоторефракция, колебательный спектр, поляритоны.* М.: Наука,255с. (2003).

ГЕНЕРАЦИЯ ВТОРОЙ ГАРМОНИКИ В ДИССИПАТИВНЫХ МЕТАМАТЕРИАЛАХ Мухаметкаримов Е.С.¹, Кудышев Ж.А.¹, Давлетов А.Е.¹, Габитов И.Р.^{2,3}, Маймистов А.И.⁴

 ¹ Казахский Национальный Университет им. аль-Фараби, пр. аль-Фараби 71, Алматы, 050038, Казахстан
 ² Университета Аризоны, 617 Санта Рита, Тусон, АZ 85721-0089, США ³ Институт Теоретической Физики им Л.Д. Ландау, РАН, просп. Академика Семенова, д. 1-А, Черноголовка, 142432, Россия ⁴Национальный исследовательский ядерный университет МИФИ, Каширское 31, Москва, 115409, Россия

Изучен процесс генерации второй гармоники в метаматериалах с отрицательным показателем преломления при наличии потерь.

Успехи В последнего десятилетия технологии изготовления структур нанометрового диапазона позволили получить наноструктурированные материалы (метаматериалы) с необычными свойствами. Примером являются материалы с отрицательным показателем преломления [1,2]. Подобные материалы открывают возможности для разнообразных приложений, что стимулировало широкие значительный интерес к изучению электродинамики и в частности к нелинейной оптике метаматериалов. Нелинейные процессы в метаматериалах с отрицательным показателем преломления могут значительно обличаться от процессов имеющих место в классических нелинейных средах. Известно, что фундаментальная тройка векторов **k**,**E** и**H** является лево-ориентированной в метаматериалах с отрицательным показателем преломления. Как следствие, в подобных средах, волновой вектор **k** и вектор Пойнтинга S противоположны по направлению. По этой причине хорошо известное явление генерации второй гармоники в средах с квадратичной нелинейностью значительно отличается от классического случая [3,4].В известных к настоящему времени примерах отрицательность показателя преломления достигается за счет плазмонного резонанса в металлических наноструктурах. Следствием являются потери энергии, которые могут быть значительными. В связи с этим представляют интерес исследования нелинейного взаимодействия волн в метаматериалах при наличии поглощения.

Для рассмотрения процесса генерации второй гармоники в метаматериалах, рассматривается диссипативная среда, в которой показатель преломления отрицателен на «фундаментальной» частоте ω и положителен на частоте волны второй гармоники 2ω . При этом для выполнения фазового синхронизма необходимо, чтобы «фундаментальная» волна и вторая гармоника распространялись в противоположных направлениях. В рамках данной задачи рассматривается случай, в котором вектор \mathbf{k}_1 направлен в положительном направлении оси z, в то время как вектор \mathbf{k}_2 ориентирован в отрицательном направлении.

Для определения зависимостей амплитуд «фундаментальной» волны и второй гармоники система уравнений, описывающая генерацию второй гармоники, в приближении медленно меняющихся огибающих [3,4] решалась численно:

$$\frac{dE_1}{dz} = -iE_1^*E_2\exp(-i\Delta z) - \alpha_1 E_1,$$

$$\frac{dE_2}{dz} = iE_1^2\exp(i\Delta z) + \alpha_2 E_2,$$
(1)

где $\Delta k = 2k_1 - k_2$, E_1 – комплексная амплитуда волны на фундаментальной частоте $\omega_1 = \omega$, E_2 – комплексная амплитуда волны второй гармоники на удвоенной частоте $\omega_2 = 2\omega$, а α_1 и α_2 – коэффициенты потерь на фундаментальной частоте и частоте второй гармоники соответственно. Если предположить, что левый конец образца совпадает с началом координат z = 0, а правый конец соответствует точке z = L, тогда граничные условия для системы (1) принимают следующий вид:

 $E_1(0) = e_{10} \exp(i\varphi_{10}), \ E_2(L) = 0 , \qquad (2)$

где e_{10} — вещественная амплитуда фундаментальной волны на входе в образец, φ_{10} — начальная фаза входящей волны.

Из теоретического анализа данной задачи[4] следует существование критического значения фазовой расстройки Δ_{cr} , определяющего два режима распределения полей внутри образца: монотонного и периодического. В данной работе изучено влияние потерь в среде на процесс генерации второй гармоники и величину критической расстройки. Результаты расчетов представлены на рисунках 1-3.

Рисунок 1 иллюстрирует зависимость распределения интенсивностей оптических полей вдоль образца от коэффициентов потерь $\tilde{\alpha}_1$ и $\tilde{\alpha}_2$ при фиксированном значении фазовой расстройки $\Delta = 10$.Сплошные кривые соответствуют случаю $\tilde{\alpha}_1 = \tilde{\alpha}_2 = 0$, штриховые кривые - $\tilde{\alpha}_1 = \tilde{\alpha}_2 = 0.1$ и пунктирные кривые - $\tilde{\alpha}_1 = \tilde{\alpha}_2 = 0.2$.

На рисунках2-3 приведены результаты расчета зависимостей критического значения расстройки Δ_{cr} от коэффициентов потерь $\tilde{\alpha}_1$ и $\tilde{\alpha}_2$ для различных значении амплитуды фундаментальной волны e_{10} . Из полученных результатов следует, что рост коэффициентов потерь приводит к росту критического значения расстройки. Также следует отметить, что рост $\tilde{\alpha}_1$ ведет к более быстрому увеличению значений Δ_{cr} по сравнению с аналогичным ростом $\tilde{\alpha}_2$.

Таким образом, показано что, при наличии потерь, так же как и в идеальном случае, существуют два режима генерации второй гармоники: монотонный и пространственно-периодический, появление которых зависит от значения фазовой расстройки. Первый случай соответствует монотонному процессу преобразования энергии фундаментальной волны накачки, по мере ее проникновения в образец, в энергию вторую гармонику. Во втором случае возникает пространственно-перодический обмен энергии волн основной и второй гармоник. Найдены критические значения фазовой расстройки, разделяющих два режима генерации и исследованы их зависимости от коэффициентов потерь на частоте волны накачки и на частоте второй гармоники. Установлено, что изменение величины фазовой расстройки боле чувствительно к изменениям значения величины поглощения на частоте второй гармоники.



Рис.1. Зависимость распределения интенсивностей фундаментальной волны и волны второй гармоники вдоль образца при фиксированном значении расстройки $\Delta = 10$. Сплошные кривые $\widetilde{\alpha}_1 = \widetilde{\alpha}_2 = 0$, штриховые кривые $\widetilde{\alpha}_1 = \widetilde{\alpha}_2 = 0.1$ и пунктирные расстройки $\widetilde{\alpha}_1 = \widetilde{\alpha}_2 = 0.2$





Рис.2. Зависимость критической расстройки Δ_{cr} от коэффициентов потерь $\widetilde{\alpha}_1$ и $\widetilde{\alpha}_2$ при $e_{10} = 0.7$

Рис.3. Зависимость критической расстройки Δ_{cr} от коэффициентов потерь $\widetilde{\alpha}_1$ и $\widetilde{\alpha}_2$ при $e_{10} = 1$

- 1. V.G. Veselago, The electrodynamics of substances with simultaneously negative values of ε and μ , Sov. Phys. Usp. 10, 509-514 (1968).
- 2. V. M. Shalaev, A. K. Sarychev, *Electrodynamics of Metamaterials*, World Scientific Publishing Company (2007).
- 3. Popov A.K., Shalaev V.M., *Negative-index metamaterials: Second-harmonic generation, Manley-Rowe relations and parametric amplification, Appl. Phys. B*, Vol. **84** P.131-137, (2006).
- 4. Zh. Kudyshev, I.R. Gabitov, A. Maimistov, *The effect of phase mismatch on second harmonic generation in negative index materials, arXiv:1102.0538v1,* (2011).

РАСПРОСТРАНЕНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ВОЗБУЖДЕНИЯ В НЕИДЕАЛЬНОМ 1DSiO₂/Si ФОТОННОМ КРИСТАЛЛЕ С ПЛАЗМЕННЫМИ ПРИМЕСНЫМИ СЛОЯМИ Румянцев В.В., Гуменник К.В., Севостьянова Ю.А.*

Донецкий физико-технический институт им. А.А. Галкина НАН Украины Донецк, Украина

*Донецкий национальный университет, Донецк, Украина

Особенности распространения электромагнитного возбуждения в неидеальном 1DSiO₂/Siфотонном кристалле, содержащем примесные плазменные слои, исследованы в рамках приближения виртуального кристалла.

Введение.В 1. настоящее время достаточно интенсивно исследуется распространение электромагнитных волн тонких В пленках И слоистых кристаллических средах, в частности, в композитных слоистых материалах на основе кремния и жидкого кристалла¹, а также в сверхрешетках, содержащих плазменные слои².Интерес к изучению подобных объектов обусловлен, с одной стороны, потребностью электроники в различных слоистых структурах с заданными свойствами, а с другой - достижениями технологии, позволяющими создавать тонкие пленки и периодические структуры с контролируемыми характеристиками.

В модели неидеальной сверхрешетки – «одномерного кристалла» с двумя элементами (слоями) в элементарной ячейке: первый слой – SiO₂, а второй Si - с хаотически внедренными примесными плазменными слоями – в работе изучен спектр фотонных мод и особенности зависимости ширины нижайшей запрещенной зоны от концентрации дефектных слоев в такой системе.

2. Модель. Материальные тензоры такие, как диэлектрическая $\hat{\varepsilon}(\vec{r})$ и магнитная $\hat{\mu}(\vec{r})$ проницаемости, которые определяют оптические характеристики вещества, в условиях периодической среды должны удовлетворять периодическим граничным условиям: $\hat{\varepsilon}(x, y, z) = \hat{\varepsilon}(x, y, z + d)$, $\hat{\mu}(x, y, z) = \hat{\mu}(x, y, z + d)$, где $d = \sum_{j=1}^{\sigma} a_j$ - период

сверхрешетки, σ – число слоев в элементарной ячейке, a_j - толщина слоев, перпендикулярных оси*z*. В координатном представлении тензоры $\hat{\varepsilon}$ и $\hat{\mu}$ кристаллической сверхрешетки с произвольным числом слоев σ имеют следующий вид:

$$\begin{pmatrix} \hat{\varepsilon}(z)\\ \hat{\mu}(z) \end{pmatrix} = \sum_{n,\alpha} \begin{pmatrix} \hat{\varepsilon}_{n\alpha}\\ \hat{\mu}_{n\alpha} \end{pmatrix} \left\{ \theta \left[z - (n-1)d - \left(\sum_{j=1}^{\alpha} a_{nj} - a_{n\alpha} \right) \right] - \theta \left[z - (n-1)d - \sum_{j=1}^{\alpha} a_{nj} \right] \right\}.$$
(1)

В (1) $\theta(z)$ - функция Хевисайда, $n = \pm 1, \pm 2, ...$ номер ячейки одномерного кристалла, индекс $\alpha = 1, 2, ..., \sigma$ нумерует элементы ячейки. Если в рассматриваемой неидеальной системе разупорядочение связано с вариацией состава (а не толщины) примесных слоев, то конфигурационно зависимыми величинами являются тензоры $\hat{\varepsilon}_{n\alpha}$, $\hat{\mu}_{n\alpha}$, а в случае вариации по толщине - конфигурационно зависимые $a_{n\alpha}$.

Конфигурационное усреднение «восстанавливает» трансляционную симметрию кристаллической системы. В рассматриваемом случае неидеальной сверхрешетки «приобретенная» трансляционная инвариантность $1DSiO_2/Si\phi$ отонного кристалла позволяет представить уравнения Максвелла в предположении гармонической зависимости напряженностей (\vec{E}, \vec{H}) электромагнитного поля от

298

времени.Следовательно, согласно теореме Флоке, Фурье-амплитуды $\vec{f}_{K,p}^{(E,H)}$ напряженностей электрического и магнитного полей для периодической среды удовлетворяют соотношению:

$$\left[\vec{\beta} + \left(K + p\frac{2\pi}{d}\right)\vec{e}_{z}\right] \times \begin{pmatrix}\vec{f}_{K,p}^{(H)}\\\vec{f}_{K,p}^{(E)}\end{pmatrix} = \frac{\omega}{c} \begin{bmatrix}-\sum_{l}\hat{\varepsilon}_{l}\cdot\vec{f}_{K,p-l}^{(E)}\\\sum_{l}\hat{\mu}_{l}\cdot\vec{f}_{K,p-l}^{(H)}\end{bmatrix}.$$
(2)

 $\vec{\beta}$ - произвольный планарный (в плоскости ХОҮ) волновой вектор, \vec{e}_z - орт оси z, $\vec{K} = (0,0,K)$ - блоховский вектор. Система уравнений (2) определяет нормальные моды электромагнитных волн, распространяющихся в рассматриваемой «периодической» среде. В дальнейшем, подобно ранее рассмотренному случаю³, полагаем, что K близки к значениям, определяемым условием Брэгга: $\left| K - \frac{2\pi}{d} \right| \approx K$, $c^2 K^2 \approx \omega^2 \varepsilon_0$. Этот случай соответствует резонансу между составляющими плоских волн $\vec{f}_{K,p}^{(E,H)}$ при p = 0, -1 в системе уравнений (2). После исключения переменных $\vec{f}^{(H)}$ система (2) относительно $\vec{f}_{K,p}^{(E)}$ имеет вил:

$$\begin{bmatrix} K^{2} - \frac{\omega^{2}}{c^{2}} \varepsilon^{(0)} & -\frac{\omega^{2} \varepsilon^{(1)}}{c^{2}} \\ -\frac{\omega^{2} \varepsilon^{(-1)}}{c^{2}} & \left(K - \frac{2\pi}{d}\right)^{2} - \frac{\omega^{2}}{c^{2}} \varepsilon^{(0)} \end{bmatrix} \begin{pmatrix} f_{K,0}^{(E)} \\ f_{K,-1}^{(E)} \end{pmatrix} = 0$$
(3)

где $\varepsilon_{l=0} \equiv \varepsilon^{(0)}$, $\varepsilon_{l=-1} \equiv \varepsilon^{(-1)}$. Полагая определитель системы (3) равным нулю, получим дисперсионное соотношение $\omega_{\pm} = \omega(K)$. Два корня ω_{\pm} этого уравнения определяют границы спектральной зоны: при частотах $\omega_{-}(K) < \omega < \omega_{+}(K)$ (запрещенная зона) корни комплексные, электромагнитные волны — затухающие (брэгговское отражение), частоты $\omega < \omega_{-}$, $\omega > \omega_{+}$ соответствуют распространяющимся волнам.

3. Результаты и обсуждение. Несомненный интерес представляет исследование распространения электромагнитного возбуждения в фотонном кристалле с примесными слоями плазмы². Для того, чтобы подробнее изучить этот случай, рассмотрим исследуемую 1DSiO₂/Si сверхрешетку с случайной вариацией первой (SiO₂) подрешетки по толщине, а второй Si по составу – в качестве примесных она содержит плазменные слои. Концентрацию, толщину слоя и диэлектрическую проницаемость основного вещества (матрицы) в первой и второй подрешетках обозначим соответственно $C_1^{(1)}, a_1^{(1)} \varepsilon_1^{(1)}$ и $C_2^{(1)}, a_2^{(1)}, \varepsilon_2^{(1)}$, а примеси - $C_1^{(2)}, a_1^{(2)} \varepsilon_1^{(2)}$ и $C_2^{(2)}, a_2^{(2)}, \varepsilon_2^{(2)}$. Таким образом, в исследуемом случае переменные имеют следующий вид: $C_1^{(1)}, a_1^{(1)} \equiv \varepsilon_1 = 3,7$ и $C_2^{(1)}, a_2^{(1)} \equiv a_2, \varepsilon_2^{(1)} \equiv \varepsilon_2 = 11,7$, а примеси - $C_1^{(2)} \equiv C_T, a_1^{(2)}, \varepsilon_1^{(2)} = 0$ и $C_2^{(2)} \equiv C_C, a_2^{(2)} = 0, \varepsilon_2^{(2)}$. Причем $\varepsilon_2^{(2)}(z) = 1 - \omega_e^2(z)/\omega^2$. В рассматриваемой модели плазменная частота $\omega_e \ll \omega$ (столкновениями в плазме в этом случае можно пренебречь), плотность плазмы в $a_{n\alpha}$ -ом слое изменяется экспоненциально:

$$n(z) = n_{cr} \left\{ \exp\left[-p\left[z - (n-1)d - \sum_{j=1}^{\alpha} a_{nj} + a_{n\alpha} \right] / a_{n\alpha} \right] + \exp\left[-p\left(-z + (n-1)d + \sum_{j=1}^{\alpha} a_{nj} \right) / a_{n\alpha} \right] \right\} / 2.$$

Расчет приводит к следующему соотношению:

$$\Delta \omega_{1} / \omega = (\varepsilon_{1} - f_{d}f_{1C})^{-1} \sqrt{f_{1C}^{2}f_{1T} + f_{2C}f_{2T} + f_{3C}f_{3T}}, \qquad (4)$$

где $f_{d} = a_{2} \Big[a_{1} + a_{2} + C_{T} \Big(a_{1}^{(2)} - a_{1} \Big) \Big]^{-1}, f_{1T} = \pi^{-2} Sin^{2}\pi f_{d}, \quad f_{2T} = f_{d} \frac{\pi^{-1}pSin2\pi f_{d} + 4f_{d}Sin^{2}\pi f_{d}}{p^{2} + (2\pi f_{d})^{2}}$
 $f_{3T} = f_{d}^{2} \frac{Sin^{2}\pi f_{d}}{p^{2} + (2\pi f_{d})^{2}}, \quad f_{1C}^{2} = \Big[C_{C} \big(\varepsilon_{2} - 1 \big) + \varepsilon_{1} - \varepsilon_{2} \Big]^{2}, \quad f_{2C} = C_{C}f_{1C}, \quad f_{3C} \equiv C_{C}.$

На рис. 1 приводится концентрационная зависимость ширины фотонной зоны $\Delta \omega_1 / \omega$ исследуемой композитной сверхрешеткидля значений отношений $a_1^{(2)}/a_2$ и a_1/a_2 соответственно равных 0,1; 10 (поверхность 1) и 10; 0,1(поверхность 2). Параметр *р* соответствует средней объемной диэлектрической проницаемости плазмы $\langle \varepsilon_2^{(2)} \rangle = 0.9$).



Рис. 1. Концентрационная зависимость ширины фотонной зоны $\Delta \omega_1 / \omega$ исследуемой композитной сверхрешетки с плазменными слоями

Заключение. Анализ показывает, что при некоторых значениях концентрации примесных плазменных слоев (см. Рис. 1) такая сверхрешетка в некотором диапазоне частот способна быть частотным фильтром.

- 1. V.A. Tolmachov, T.S. Perova, E.V. Astrova, *Phys. Stat. Sol. (RRL)*, **2**, № 3, 114-116, (2008).
- 2. Xiang-kun Kong, Shao-bin Liu, Hai-feng Zhang, He-lan Guan, Optics Communications, 284, № 12, 2915-2918, (2011).
- 3. V.V. Rumyantsev, S.A. Fedorov, E.Ya. Shtaerman, *Superlattices and Microstructures*. **47**, № 1, 29-33, (2010).

СУПЕРЛИНЕЙНАЯ ЭЛЕКТРОЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ В ГЕТЕРОСТРУКРУРАХ НА ОСНОВЕ GASBC ВЫСОКИМИ СКАЧКАМИ ПОТЕНЦИАЛА НА ГЕТЕРОГРАНИЦЕ И В НАНОГЕТЕРОСТРУКТУРАХ С ГЛУБОКИМИ КВАНТОВЫМИ ЯМАМИ

Калинина К.В., Михайлова М.П., Стоянов Н.Д., Журтанов Б.Е., Иванов Э.В., Данилов Л.В., Зегря Г.Г., Яковлев Ю.П., HuliciusE*, Hospodkova A.*, Pangrac J.*

Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе Российской академии наук,Санкт-Петербург, Россия *Институт физики Чешской академии наук, Прага, Чехия

В данной работе ΜЫ сообщаем 0 наблюдении суперлинейной электролюминесценции, обусловленной ударной ионизацией, в гетероструктурах на основе GaSb с высокими энергетическими барьерами на гетерогранице и в низкоразмерных структурахна основе GaSbc глубокими квантовыми ямами.

Гетероструктуры на основе GaSb перекрывают широкий спектральный диапазон 1.6-5.0 мкм, в котором находятся полосы поглощения многих промышленных и природных газов, что представляет большой интерес для задач газового анализа, экологического мониторинга и медицинской диагностики¹. Изменяя состав слоев, можно получать как ступенчатые, так и разъединенные гетеропереходы II типа.Преимуществом таких структур является также то, что на гетерогранице II типа и в глубоких квантовых ямах (КЯ) может быть существенно подавлена Ожерекомбинация². В связи с этим важным является поиск путей увеличения оптической мощности и квантовой эффективности светоизлучающих приборов и фотоприемников.

В работе³ было предложено использовать большие скачки потенциала на гетерогранице ΔЕс и ΔЕv в резкой гетероструктуре с узкозонной активной областью для создания горячих носителей. Однако для увеличения эффективности светоизлучающих приборов этот подход не использовался.

Данная работа посвящена исследованию суперлинейной электролюминесценции (ЭЛ) в объемных изотипных и анизотипных гетероструктурах с высокими барьерами на гетерогранице и в наногетероструктурах с глубокимиКЯ на основе n-GaSb.

Изотипная структура n-GaSb/n-AlGaAsSb/n-In_{0.934}Ga_{0.066}AsSb ианизотипная n-GaSb/n-In_{0.956}Ga_{0.044}AsSb/p-AlGaAsSb выращивались методом жидкофазной эпитаксии (ЖФЭ) на подложке n-GaSb (Eg=0.725 эВ), легированной Тедо концентрации электронов n=4.9^{10¹⁷} см⁻³ и 1.8^{10¹⁸}см⁻³, соответственно.В изотипной структуре на подложке выращивался широкозонный слой n-AlGaAsSb толщиной ~0.8 мкм с содержанием Al 64% (Eg=1.28 эВ), затем узкозонный слой n-Ga_xIn_{1-x}AsSb толщиной ~1.5 мкм с содержанием Ga 6.6% (Eg=0.282 эВ при T=300 K). В анизотипной структуре на подложке выращивался активный узкозонный слой n-Ga_xIn_{1-x}AsSb толщиной ~1 мкм(x=4.4%, Eg=0.284 эВ при T=300 K), затем выращивался широкозонный слой p-AlGaAsSb толщиной ~0.5 мкм с большим содержанием Al ~64% (Eg = 1.28 эВ).

Наногетероструктура n-GaSb/Al(As)Sb/InAsSb/Al(As)Sb/p-GaSbбылаизготовлена методом металлорганической газофазной эпитаксии (МОГФЭ)⁴. На подложке n-GaSb, легированной Те,выращивался ограничительный слой толщиной 20 нмAl(As)Sb, затем КЯ InAs_{0.84}Sb_{0.16} шириной 5 нм, ограничительный слойAl(As)Sb(20 нм) и накрывающий слойр-GaSb(0.5 мкм).

Методом стандартной фотолитографии были изготовлены образцы светодиодов диаметром ~500 мкм со сплошным контактом со стороны подложки n-GaSb и точечным контактом со стороны верхнего слоя. Исследованы спектры излучения в квазистационарном режиме (частота импульса 0.5 кГц, скважность 2) в диапазоне токов 0-220 мА при комнатной и низкой температуре при прямом смещении. Изучалась зависимость интенсивности и мощности оптического излучения от тока (при T=77 и 300 K) в диапазоне токов 0-220 мА.

При исследовании ЭЛ изотипной гетероструктуры при низкой температуре (77 К) (рис.1) мы наблюдали 2 пика (узкозонный E₁=0.30 эВи широкозонныйE₂=0.73 эВ), а при комнатной температуре наблюдался 1 пик (E₁=0.29 эВ). При 77 К интенсивность ЭЛ и оптическая мощность (P_{EL}) обеих полос E₁ и E₂возрастала суперлинейно с током накачки (I) в диапазоне токов 50-200 мА. Оптическая мощность может быть описана $P_{EL}=A \cdot I^B$, степенной зависимостью гдеА подгоночныйпараметр.Показатель нелинейности В был равен 1.77 для полосы E₁ и 2.17 дляE₂. Мыпредполагаем, что,как и в работе⁵, суперлинейный рост ЭЛ обусловлен процессом ударной ионизации вблизи гетерограницы GaSb/AlGaAsSb. Скачокпотенциалавзонепроводимостина данной границе∆Ec=1.14 эВнамного превышает пороговую энергию ионизацию узкозонного активного слоя InGaAsSbɛ_c≈Eg≈0.28 эВ. Приположительномсмещенииэлектроны, приобретаютэнергиюзасчетскачкапотенциаланагетерограницеGaSb/AlGaAsSb и могут создавать дополнительные электронно-дырочные пары в n-InGaAsSb, давая вклад в излучательную рекомбинацию.



Рис. 1. ЭЛ изотипной гетероструктуры n-GaSb/n-AlGaAsSb/n-InGaAsSb при 77 К

В спектре излучения анизотипной структуры мы наблюдали 2 пика как при комнатной (E_1 =0.28 эBи E_2 =0.64 эВ), так и при низкой температуре (E_1 =0.3 эBи E_2 =0.7 эВ). Суперлинейный рост ЭЛ от тока накачки был обнаружен только для полосы E_1 при 300 К в диапазоне токов 50-220 мА. При этом показатель нелинейности В принимал значение 1.54. При низкой температуре наблюдался суперлинейный рост второй полосы – E_2 . Данные зависимости ЭЛ от тока мы также объясняем эффектом ударной ионизации вблизи гетерограницы n-GaSb/n-InGaAsSb, для которой величина скачка потенциала в зоне проводимости $\Delta Ec=0.79$ эВ намного превышает пороговую энергию ионизации n-InGaAsSb (0.28 эВ).

Как и ожидалось, суперлинейная ЭЛ в зависимости от тока накачки наблюдалась нами и в наногетероструктурах с глубокой КЯ n-GaSb/Al(As)Sb/InAsSb/Al(As)Sb/p-GaSb при 300 и 77 К (рис.2) в интервале энергий фотонов 0.6-0.8 эВ.Интересно отметить, что интенсивность ЭЛ росла суперлинейно при обеих температурах. При этом коэффициент нелинейности достигалВ=3 при T=300 К. Теоретические расчеты

подтверждают возможность возникновения процесса ударной ионизации и разогрева носителей заряда в наноструктурах с глубокими КЯ.



Рис. 2. ЭЛ наногетероструктуры n-GaSb/Al(As)Sb/InAsSb/Al(As)Sb/p-GaSb при 300К (а) и 77К (b)

Рассматриваемый в работе эффект повышения оптической мощности может быть использован для увеличения квантовой эффективности светоизлучающих приборов, а также солнечных элементов и термофотовольтаических элементов.

Работа частично поддержана грантами Президиума РАН Программа №24 и РФФИ 12-02-00597.

1. M. Mikhailova, N. Stoyanov, I. Andreev, et al , Proc. SPIE, 6585, 658526-1 (2007).

2. Л.В. Данилов, Г.Г. Зегря, *ФТП*, **42**, №5, 550(2008).

3. М.З.Жингарев, В.И.Корольков, М.П.Михайлова,*Письма в ЖТФ*, **6**,№6, 375 (1980).

4. K.D. Moiseev, E.V. Ivanov, G.G. Zegrya, et al, Appl. Phys. Lett., 88, 132102 (2006).

5. Н.Л. Баженов, Б.Е. Журтанов, К.Д. Мынбаев, др., *ПисьмавЖТФ*, **33**, №23,1-6 (2007).

РЕЗОНАНСНОЕ ПОЛЯРИЗАЦИОННОЕ СМЕШИВАНИЕ СОБСТВЕННЫХ СОСТОЯНИЙ ЭЛЕКТРОМАГНИТОГО ПОЛЯ В ОПАЛОПОДОБНЫХ ФОТОННЫХ КРИСТАЛЛАХ

УклеевТ.А., Селькин А.В., Меньшикова А.Ю.*, Шевченко Н.Н.*

Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, Россия

Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург, Россия

*Институт высокомолекулярных соединений РАН, Санкт-Петербург, Россия

Исследованы спектры брэгговского отражения света от полимерных опалоподобных фотонных кристаллов в конфигурации взаимно ортогональных *p*- и *s*-состояниях поляризатора и анализатора. Установлено резонансное усиление сигнала отражения с изменением азимута плоскости падения в условиях многоволновой брэгговской дифракции.

Опалоподобные структуры являются типичными представителями трехмерных фотонных кристаллов (ФК), и привлекают к себе повышенное внимание благодаря своим необычным оптическим свойствам и новым возможностям применения¹. Неоднократно обсуждались яркие явления, определяемые состоянием поляризации

света^{2,3}, и эффекты, обусловленные многоволновой брэгговской дифракцией^{4,5} (МБД). Как правило, исследования проводятся в наиболее простой геометрии эксперимента, когда плоскость падения света перпендикулярна одновременно системам латеральных (111) и наклонных (111) кристаллических плоскостей, что соответствует нулевому азимуту $\varphi = 0$ плоскости падения (рис. 1). В такой геометрии внутри ФК возбуждаются в зависимости от состояния поляризации света либо TE (*s*-*s* поляризация), либо TM (*p*-*p* поляризация) электромагнитные моды⁵.



Рис. 1. Геометрия отражения света от опалоподобного ΦК: отражающая плоскость поверхности совпадает с латеральной плоскостью кристалла (111), азимут *φ* отсчитывается от плоскости, перпендикулярной наклонным плоскостям (11-1) и (002), *θ* – угол падения.

В настоящей работе мы обсуждаем оптические явления, связанные с резонансным поляризационным *p-s* смешиванием электромагнитных мод опалоподобного ФК, изготовленного из частиц полистирола, когда азимут плоскости падения отличен от нулевого значения ($\varphi \neq 0^{\circ}$). Спектры брэгговского отражения света измерялись от отражающей поверхности (111) в *s-s*, *p-p* и *p-s* конфигурациях поляризатора-анализатора при разных углах падения θ . В левой части рис.2 представлены *s-s* спектры отражения при азимуте $\varphi = 15^{\circ}$. Характерная дублетная форма спектров (как и при $\varphi = 0^{\circ}$) в случае наклонного падения ($\sim 50^{\circ} < \theta < 62^{\circ}$) обусловлена МБД.



Рис. 2. Измеренные спектры отражения света в s-s конфигурации поляризатора-анализатора при азимуте плоскости падения $\varphi = 15^{\circ}$ (слева) и соответствующие им по углу падения θ спектры в *p-s* конфигурации (справа). Вертикальными пунктирами помечено значение длины волны, определяющее точку структурного инварианта образца (см. формулу (1) в тексте).

Однако в *p-s* конфигурации отражения (правая часть рис.2) при некоторых значениях θ в спектрах проявляется узкий пик с максимальным значением коэффициента отражения порядка 6%. Сопоставление с *s-s* спектрами отражения показывает, что этот пик возникает в том же интервале углов падения, в котором отчетливо фиксируются провалы в *s-s* спектрах, формирующие их дублетную форму. При нулевом азимуте $\varphi = 0^{\circ}$ в *p-s* конфигурации сигнал отражения практически отсутствует.

В соответствии с предложенной в работе²методикой, основанной на анализе спектров брэгговского отражения при $\varphi = 0^{\circ}$, были получены значения структурных параметров исследованных ФК: среднее расстояние $a_{00} = 276.5$ nm между соседними частицами в латеральной плоскости и коэффициент одноосного сжатия $\eta = 0.95$ вдоль направления [111]. Эти параметры связаны между собой формулой структурного инварианта²:

$$\frac{\lambda^*}{\sin\theta^*} = \frac{4\sqrt{3}a_{00}}{4-\eta^{-2}}\cos\varphi, \qquad (1)$$

где (при $\varphi = 15^{\circ}$) $\lambda^* = 531.5$ nm - длина волны, на которой возникает пик *p*-*s* отражения, а $\theta^* = 56.5^{\circ}$ - угол падения, соответствующий максимальной интенсивности этого пика.

Полученные нами результаты показывают, что, несмотря на высокую (почти кубическую) симметрию опалоподобных фотонных кристаллов, их оптические свойства обладают сильной анизотропией, что выражается особенно ярко в условиях многоволновой брэгговской дифракции. В этом случае резонансное поляризационное смешивание определяется дифракцией света на двух или более системах кристаллических плоскостей. При этом для некоторых направлений распространения света ТЕ-ТМ классификация мод теряет смысл, т.к. собственные состояния оказываются эллиптически поляризованными. В результате при *р*или sполяризованном падающем пучке отраженный свет приобретает эллиптическую поляризацию, что проявляется в эксперименте в виде резонансного сигнала в скрещенных поляризациях, когда соблюдаются условия МБД. Таким образом, можно эффект представляет собой новое, ранее заключить. что обсуждаемый не обсуждавшееся, проявление многоволновой брэгговской дифракции в трехмерных фотонных кристаллах.

- 1. J.F. Galisteo-López, M. Ibisate, R. Sapienza, L.S. Froufe-Pérez, Á. Blanco, C. López, *Adv. Mater*23, No.1, 30 (2011).
- 2. А.Г. Баженова, А.В. Селькин, А.Ю. Меньшикова, Н.Н. Шевченко. *ФТТ*48, 2010 (2007).
- 3. S. G. Romanov, U. Peschel, M. Bardosova, S. Essig, K. Busch, *Phys. Rev.* B82, 115403 (2010).
- 4. H.M. van Driel, W.L. Vos, *Phys. Rev.* B62, 9872 (2000).
- 5. V.G. Fedotov, A.V. Sel'kin, T.A. Ukleev, A.Yu. Men'shikova, N.N. Shevchenko. *Phys. Status Solidi B*248, 2175 (2011).

МОДЕЛИРОВАНИЕ СИММЕТРИЧНОГО ОПТИЧЕСКОГО ОТКЛИКА ДЛЯ ДВУХЧАСТОТНОЙ ГИБРИДНО-ОРИЕНТИРОВАННОЙ ЖК СТРУКТУРЫ Иванов А.В., Вакулин Д.А.

Санкт-Петербургский национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики, Санкт-Петербург, Россия

В рамках континуальной теории исследована динамика переориентации действием электрического гибриднодиректора под поля для ориентированных двухчастотных ЖК. Получены нематических аналитические выражения для определения параметров управляющего сигнала для симметричного оптического отклика для заданных значений времен включения и выключения.

Значительный интерес для приборных приложений в различных ЖК устройствах гибридно-ориентированные (HAN) нематические представляют структуры двухчастотными ЖК (ЛЧНС). ЯчейкисДЧНСобладаютмультистабильнымисостояниями, между которыми возможно переключение, могут управляться более низким напряжением по сравнению с другими нематическими ЖК структурами и демонстрируют быстрые времена переключения¹. ЭффективноеуправлениеориентациеймолекулвДЧНСпод действием электрического поля возможно с помощью полей различной частоты. Изменение частоты управляющего сигнала приводит к изменению знака диэлектрической анизотропии ДЧНС, что, в свою очередь, приводит к изменению направления поворота молекул ЖК.

Внастоящейработевыполнентеоретическийанализдинамикиизмененияориентации директораподдействиемэлектрическогополядлятвистНАМячейкисДЧНС. Теоретическое исследование ориентационной динамики директора выполнялось с помощью решения гидродинамических уравнений Эриксена-Лесли для произвольной формы электрического управляющего сигнала в пренебрежении эффектов потока жидкости. Для получения симметричного оптического отклика ДЧНС требуется использовать частоты электрического поля вблизи переходной частоты, что приводит к необходимости учитывать релаксацию диэлектрической проницаемости. Для описания диэлектрической релаксации ДЧНСприменялась модель Дебая². В результате решения системы уравнений, описывающих динамику изменения угла наклона директора, получено приближенное аналитическое решение для временной зависимости угла наклона директора под действием управляющего электрического сигнала. Стационарное распределение поля директора определялось с помощью решение системы дифференциальных уравнений в модели Франка-Озеена для случая одинаковых значений констант упругости и произвольных углов наклона. Полученные аналитические выражения могут быть использованы для определения времени включения (изменения угла наклона директора в центре ЖК ячейки из стационарного состояния в гомеотропное) и выключения (возврат в начальное состояние) в зависимости от параметров управляющего сигнала и характеристик ЖК ячейки, или наоборот позволяют определить параметры электрического сигнала (амплитуду напряжения, частоту поля) для получения одинаковых времен включения и выключения.

С помощью пакета Математика 8.0 выполнено компьютерное моделирование ориентационной динамики директора для произвольных значений упругих констант и углов наклона директора в отсутствие гидродинамического потока. Результаты, полученные с помощью приближенного аналитического решения, совпадают с результатами численного моделирования и экспериментальными результатами, полученными ранее³.

- 1. Y.-Q. Lu, X. Liang, Y.-H. Wu, F. Du, and S.-T. Wua, Appl. Phys. Lett., 85, 3354, (2004).
- 2. N.J. Mottram, C.V. Brown, *Phys. Rev. E.*, 74, 031703 (2006).
- 3. Е.А. Коншина, Д.А. Вакулин, Н.Л. Иванова, Е.О. Гавриш, В.Н.Васильев, ЖТФ, **82**, 66-70, (2012).

ВЫСОКОЧУВСТВИТЕЛЬНАЯ МЕТОДИКА АНАЛИЗА ВНЕШНИХ ВОЗДЕЙСТВИЙ НА ОПТИЧЕСКОЕ ВОЛОКНО Захаров Ю.Н., Азаматов З.Т.*, Кулагин И.А.**, Редкоречев В.И.*

Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, Нижний Новгород, Россия *НИИ Прикладной физики Национального Университета Узбекистана, Ташкент, Узбекистан

**ООО НТЦ "MELMA", Ташкент, Узбекистан

Методом цифровой голографической интерферометрии проведены прецизионные измерения фазовых искажений, возникающих в оптоволоконном кабеле связи при внешних воздействиях.

Оптоволоконные линии передачи данных особенно в локальных сетях содержат большое количество изгибов, переходов, оптических соединителей с активным оборудованием. Все это оборудование находится под постоянным воздействием внешних и внутренних метеоусловий, которые могут вносить искажения и дополнительные шумы в поток передаваемой информации. Для обеспечения качественной работы оптоволоконной линии связи необходим точный мониторинг состояния всех компонентов. Развитые к настоящему времени методы диагностики оптоволоконных линий сводятся в основном к измерению потерь и нечувствительны к малым внешним воздействиям.

В данной работе описывается диагностика оптических линий связи на основе современных достижений информационных технологий регистрации и обработки цифрой информации с использованием сверхчувствительного метода цифровой двухэкспозиционной голографической интерферометрии.

Для записи и исследований наведенных оптических неоднородностей в исследуемом световоде использовались классические схемы интерферометров Юнга и Майкельсона. Интерферометр был собран из двух отрезков одномодового кабеля для оптоволоконной телефонии. Диаметр сердцевины волокна 125 мкм. Длина каждого отрезка – 2 м. На входе в интерферометр с концов оптоволокна удалялась оболочка, и концы параллельно соединялись вместе для ввода лазерного излучения. На вход интерферометра подавался пучок He-Ne лазера с $\lambda = 0,63$ мкм, мощностью 3мВт без фокусирующей оптики. На выходе интерферометра с концов оптоволокна также удалялась оболочка, и выходные концы оптоволокна устанавливались параллельно. Световоды интерферометра складывались кольцами диаметром примерно 30см и находились в незакрепленном состоянии на оптическом столе. В такой схеме один из световодов формировал объектный пучок, а второй опорный.

Исследование реакции интерферометра на внешние воздействия проводилось путем навешивания на одно волокно интерферометра полоски бумаги весом 1 мг или поднесением на расстоянии 10 см к кольцам интерферометра источника тепла с температурой 35 °C (температура окружающей среды была 25 °C). Источник тепла подносился на время Зсек. Для цифровой регистрации голограмм образованных интерференцией опорного и объектного лучей на выходе интерферометра использовался монохромный цифровой фотоаппарат с размером пикселей 9х9мкм. Запись производилась на участке матрицы 1000х1000 пикселей. Время экспозиции 1/10000 с.

На рис.1 представлена цифровая голограмма, снятая с объективом. Объектив формирует изображение интерференционной картины на матрице фотоаппарата.



Рис.1. Цифровая голограмма, записанная с объективом

На следующем этапе по записанным голограммам восстанавливалась разностная интерферограмма, несущая количественную информацию о фазовых изменениях в лазерном излучении прошедшем через возмущенный световод. Далее, на данной интерферограмме был выделен участок, обозначенный на рис.1 прямоугольником и в пределах выделенного участка построена объемная поверхность фазовых искажений (рис.2), вызванных внешним воздействием. На этом рисунке по осям х и у единица измерения – пиксель, а по оси z единица измерения – мкм.

Из рис. 2 видно, что набег фазы лазерного излучения, прошедшего через выделенный фрагмент в сечении волокна в пересчете на длину оптического пути составляет 0.22 мкм при внешней точечной нагрузке на кабель 1мг.



Рис.2. Интерактивное представление фазовых изменений в выделенном фрагменте сечения тестируемого волокна

Таким образом, экспериментально показаны возможности метода двухэкспозиционной цифровой голографической интерферометрии и разработанного алгоритма вычислений для количественных исследований фазовых изменений возникающих в излучении распространяющемся в оптоволокне при сверх малых механических воздействиях на него. В наших экспериментах точность измерений по оси z в пересчете фазы на оптический путь составляет 5 нм.

Представленный метод может применяться для диагностики оптических разветвителей, коннекторов, узлов сварки волокна, фокусирующей оптики. На основе разработанной схемы могут быть созданы чувствительные датчики внешних воздействий.

РАСЧЕТ СОБСТВЕННЫХ МОД ПЛАНАРНОГО КИРАЛЬНОГО ВОЛНОВОДА Моисеева Н.М.

Волгоградский государственный университет, Волгоград, Россия

Рассматривается задача о распространении электромагнитных волн в плоском однородном киральном волноводе. Выполнено строгое решение уравнений Максвелла, найдена матрица Коши для плоской однородной среды. С учетом полученных решений выполнен расчет дисперсионных уравнений для кирального волновода.

Исследование электромагнитных свойств природных И искусственных материалов является одной из важнейших задач современной радиофизики и оптики. Наиболее ценными и значимыми представляются результаты, полученные для объектов, проявляющих какие-либо необычные свойства. В природе существует целый класс веществ, обладающих киральностью. Первая работа по этой тематике была опубликована в 1988 году¹. Задачи об отражении электромагнитной волны от полуограниченного кирального слоя, от плоского кирального слоя, расположенного на идеально проводящей поверхности с учетом кросс-поляризации волн, рассматриваются в работе². Другим направлением в электродинамике киральных сред является исследование собственных волн волноводов с киральностью. В работе ³ получены односторонние приближенные граничные условия для тонкого кирального слоя, расположенного на идеально-проводящем металле, которые учитывают явление кроссполяризации и позволяют вычислить коэффициенты отражения как основной, так и кросс-поляризованной компонент. В работе ⁴ получены двухсторонние приближенные граничные условия для тонкого кирального слоя, расположенного между двумя произвольными материальными средами. В работе⁵ рассматривается отражение и прохождение поляризованной электромагнитной волны через однослойную и многослойную киральные среды. Построен математический аппарат для расчета электромагнитных волн, распространяющихся в киральных средах, выполнен вывод матрицы Коши для плоского однородного кирального слоя, а также для слоистой киральной среды, получены матрицы отражения и пропускания для киральной среды с кросс-поляризации, выполнен расчет энергетических учетом коэффициентов отражения волн левой и правой круговой поляризации и эллипсометрических параметров отраженного света на границе однородного кирального слоя, а также слоистой киральной среды для различных значений параметра киральности. В настоящей работе рассматривается планарный киральный волновод с различными значениями параметра киральности χ. Из уравнений Максвелла получено матричное решение для проекций напряженностей электрического и магнитного полей в

однородном киральном слое. Использовались материальные уравнения киральной среды²:

$$\vec{D} = \varepsilon \vec{E} \mp i \chi \vec{H} , \qquad (1)$$

$$\vec{B} = \mu \vec{H} \pm i \chi \vec{E} .$$
⁽²⁾

Система ОДУ, описывающая распространение электромагнитной волны произвольной поляризации в киральной среде, состоит из четырех взаимосвязанных уравнений:

d	(E_y)	$=i\frac{\omega}{c}\begin{bmatrix}1\\0\\0\\0\end{bmatrix}$	0	a	0	e	
	H_x		b	0	f	0	. (3)
dz	z H _y		0	e	0	c	
	$\left(E_{x}\right)$		f	0	d	0)	

Для волны, распространяющейся в киральной среде нельзя выделить отдельно *s*и *p*- компоненты, в среде они постоянно преобразуются одна в другую, происходит кросс-поляризация волн. Матрица системы (3) записывается в виде суммы двух матриц:

$$\hat{\mathbf{A}} = \hat{\mathbf{A}}_1 + \hat{\mathbf{A}}_2. \tag{4}$$

Первая из них описывает независимое распространение волн s- и рполяризаций, а вторая – их взаимодействие. Решение системы (3) имеет вид:

$$\vec{Q}(z) = \hat{N}(z,0)\vec{Q}(0).$$
 (5)

Матрица Коши $\hat{N}(z,0)$ системы ОДУ была представлена в виде произведения двух матриц решения $\hat{N}(z,0) = \hat{U}(z,0)\hat{W}(z,0)$, тогда первая матрица в уравнении (4) является результатом дифференцирования по переменной *z* матрицы решения $\hat{U}(z,0)$, а матрица \hat{A}_2 получается в результате дифференцирования матрицы $\hat{W}(z,0)$. Из системы (3) следуют две системы ОДУ:

$$\frac{dU}{dz} = \hat{A}_1 \hat{U}, \qquad (6)$$

$$\frac{d\hat{W}}{dz} = \hat{U}^{-1} \hat{A}_2 \hat{U} \hat{W}. \qquad (7)$$

Решение системы (7) удается найти, если существует квадратная матрица размерности 4, для которой справедливо равенство $A_2UB = UBA_2$. Тогда фаза волны в произвольной точке волновода определяется комбинацией собственных значений матриц \hat{A}_1 и \hat{A}_2 . С учетом найденного решения был выполнен расчет векторов полей в различных точках среды волновода. Распространяясь в волноводе, свет отражается от границ «волновод - покровная среда» и «волновод – подложка». Для расчета локализации поля внутри волновода, предварительно решалась задача об отражении волн правой и левой круговой поляризации от одиночной границы «киральная среда – диэлектрик». Исходя из граничных условий для тангенциальных составляющих полей \vec{E} и \vec{H} , получены амплитудные коэффициенты отражения и прохождения света, имеющие вид квадратных матриц порядка 2, для волн правой и левой круговой поляризации отражения и прохождения света, имеющие вид квадратных матриц порядка 2, для волн правой и левой круговой поляризации отражения на указанной границе и фазовые сдвиги при отражении волн.

Для расчета собственных мод кирального планарноговолновода численно решались дисперсионные уравнения для фазы волны. Расчет показывает, что характер дисперсионных кривых зависит от значенияпараметра χ киральности среды.

- 1. Lakhtakia A., Varadan V.V., Varadan V.K., Journal of the Optical Soc. Of America, 5, № 2, p. 175-184, (1988).
- 2. Неганов В.А., Осипов О.В. Отражающие и излучающие структуры с киральными элементами М.: Радио и связь, 2006. 280 с.
- 3. Неганов В.А., Осипов О.В., Радиотехника и электроника, **75** вып. 1. –с. 127-130, (2005).
- 4. Долбичкин А.А., Неганов В.А., Осипов О.В., Физика волновых процессов и радиотехнические системы, **6**, №3, с. 14-19, (2003).
- 5. Моисеева Н.М., Яцышен В.В., Физика волновых процессов и радиотехнические системы, **13**, № 4. с. 38-45, (2010).

ПОВЫШЕНИЕ ПОКАЗАТЕЛЯ ПРЕЛОМЛЕНИЯ ФОТОРЕЗИСТА SU-8 ДЛЯ СИНТЕЗА ТРЕХМЕРНЫХ ФОТОННЫХ КРИСТАЛЛОВ

ГерасимовА.М., ИсаковД.С., КундиковаН.Д.*, МикляевЮ.В.

Южно-Уральский государственный университет, Челябинск, Россия *Институт электрофизики УРО РАН, Екатеринбург, Россия

Получен нанокомпозитный материал: фоторезист SU-8-наночастицы TiO₂с низким уровнем рассеяния, объемным содержанием наночастиц 38% и ориентировочным значением показателя преломления 1.97

В настоящее время исследование возможностей управления показателем преломления оптических материалов вызывает повышенный интерес. В ряде практических применений очень желательным является высокий показатель преломления. Так, например,как показано R работе¹,эффективностьсветоизлучающихдиодов увеличивается почти в два раза, когда показатель преломления оболочки увеличивается с 1,5до 2,0. В тоже время показатель преломления большинства оптических полимерных материалов достаточно невысок, и существенной проблемой является получение полимерных и фотополимерных материалов с показателями преломления выше 1.7 и ниже 1.3. Для повышения показателя преломления полимером предлагалось использовать нанокомпозитные материалы, состоящие из полимера с металлическими и оксидными наночастицами, а уменьшения показателя преломления применяется методика создания лля нанопористых систем оксида кремния, фосфида галлия². Задача повышения показателя преломления материала возникает при синтезе трехмерных фотонных кристаллов с полной запрещенной зоной в видимом диапазоне длин волн. Наиболее низким значением контраста показателя преломления для возникновения запрещенной зоны обладают фотонные кристаллы с симметрией решетки алмаза. Так, в работе³ показано, что решетки с такой симметрией, которые могут быть синтезированы из фотополимерных материалов методом интерференционной литографии, будут обладать запрещенной зоной при минимальном показателе преломления 1,9. Большинство существующих фоторезистов, применяемых для синтеза трехмерно-периодических структур, претендующих на звание «фотонный кристалл», имеют верхнее значение коэффициента преломления в видимой области около *n*=1.7. В данной работе приводятся экспериментальные результаты по созданию композитного материала из фоторезиста SU-8 (*n*=1.67) и наночастиц диоксида титана TiO₂ с высоким объёмным содержанием наночастиц и низким уровнем рассеяния света.

1. Измерение эффективного показателя преломления наночастиц TiO₂ диспергированных в воде и метилэтилкетоне (MEK)

Для определения собственного показателя преломления наночастиц диоксида титана, диспергированных в воде и вМЕК, мы использовали измерения показателя преломления суспензий на рефрактометре при разных концентрациях частиц. Для определения показателя преломления по полученным данным использовались две модели эффективной изотропной среды – модель Максвелла-Гарнетта и модель Бруггемана. Измерения коэффициента преломления суспензий TiO₂ в заданной концентрации сравнивались со значениями, полученными путем расчета по двум упомянутым моделям. В качестве ориентира было взято табличное значение показателя преломления для TiO₂ в фазе анатаза n=2.5. При этом значения показателя преломления для чистой воды (n₁=1.334) иМЕКа (n₂=1.38)при измерении практически совпали с табличными значениями (n_1 =1.33 и n_2 =1.378-1.38). Ниже, на рис.1, можно видеть сравнение экспериментальных данных с расчетными данными. Как видно из графика, экспериментальные значения эффективного показателя преломления суспензий оказались близки к расчетным, а среднее значение эффективного показателя преломления наночастиц TiO₂ рассчитанное по двум моделям составило величину *n*=2.49.



Рис.1. Измерение показателя преломления суспензий наночастиц TiO₂ в воде и в МЕК

Таким образом, можно констатировать, что наночастицы TiO₂ хорошо диспергированы в воде, а значение их эффективного показателя преломления близко к табличному значению показателя преломления кристаллической фазы диоксида титана.

2. Синтез нанокомпозитного материала SU-8/TiO₂ с низким уровнем рассеяния и высоким содержанием наночастиц

Путем растворения SU-8 в суспензии TiO₂ в MEK, был создан нанокомпозит SU-8 - TiO₂ с объемным содержанием наночастиц TiO₂, равным 38%. Согласно значениям наночастицТіО2,полученным эффективного показателя преломления В ходе экспериментов с суспензиями, можно дать приблизительную оценку величины показателя преломления данного нанокомпозитного материала. Более точная оценка получается по модели Бруггемана, т.к. данное приближение лучше подходит для композитных материалов с большими концентрациями наночастиц. Согласно данной значение коэффициента преломления полученного нанокомпозитного модели, материала получилось равным 1,97. Данное значение показателя преломления материала близко к тем пороговым значениям, которые требуются для возникновения фотонной запрещенной зоны.

3. Проверка возможности использования композитного материала SU-8/TiO₂ для интерференционной литографии.

В ходе экспериментов нами был получен нанокомпозитный материал с высокой концентрацией наночастиц TiO₂ и низким уровнем рассеяния света. Однако сама возможность синтеза фотонных кристаллов из подобного материала нуждается в проверке, поскольку неизвестно, насколько изменились фотохимические свойства данного фоторезиста при его замене по объёму более чем на треть наночастицами TiO₂. Для такой проверки была проведена серия экспериментов, которые доказали, что

нарушения процесса полимеризации при таком высоком содержании наночастиц не происходит. В результате освещения светом ультрафиолетового диапазона и высушивания пленок композитного материала, после проявки полученный материал является устойчивым к растворителям неполимеризованного фоторезиста. Это подтвердило возможность синтеза из полученного материала фотонных кристаллов методом интерференционной литографии.

4. Измерение уровня рассеяния композитного материала SU-8/TiO₂

Полученный нанокомпозитный материал в виде прозрачной пленки был нанесен на стеклянную подложку, после чего фоторезист был полностью полимеризован. Для оценки уровня рассеяния данного композитного материала проводились измерения интенсивности пропускания падающего по нормали на пленку фоторезиста излучения He-Ne лазера. Коэффициент пропускания образца с наночастицами оказался на 10% меньше, чем у образца с фоторезистом без наночастиц.

В заключение, получен новый нанокомпозитный материал, состоящий из фоторезиста SU-8 и наночастиц диоксида титана с объёмной концентрацией наночастиц около 38%. Данный материал обладает требуемыми фотохимическими свойствами, характерными для исходного фоторезиста, низким уровнем рассеяния света и ориентировочным показателем преломления 1,97. Данные измерений свидетельствуют о том, что данный нанокомпозитный материал может быть использован для синтеза трехмерных фотонных кристаллов методом интерференционной литографии.

- 1. F.W. Mont, J.K. Kim, M.F. Schubert, E.F. Schubert, R.W. Siegel, J. Appl. Phys. 103, 083120, (2008).
- 2. Л.А. Головань, В.Ю. Тимошенко, П.К. Кашкаров, УФН, **177** №6, стр. 619-638, (2007).
- 3. D.N. Sharp, A.J. Turberfield, R.G. Denning, Phys. Rev. B., 68, 205102, (2003).

ТЕХНОЛОГИЯ ИОННОГО ОБМЕНА ДЛЯ ФОРМИРОВАНИЯ НАНОЧАСТИЦ СЕРЕБРА В ФОТОТЕРМОРЕФРАКТИВНЫХ СТЕКЛАХ

Сгибнев Е.М., Игнатьев А.И., Никоноров Н.В., Ефимов А. М.

Санкт-Петербургский национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики, Санкт-Петербург, Россия

Исследовано влияние серебряного ионного обмена на спектры поглощения фототерморефрактивных стекол. Изучено влияние галогенидов, оксидов сурьмы и церия на положение УФ края поглощения и формирование наночастиц серебра при ионном обмене, УФ облучении и термообработке.

Фототерморефрактивные (ФТР) стекла были разработаны для записи объемных фазовых голограмм¹, однако, на данный момент являются перспективными во многих направлениях, в том числе интегральной оптике и наноплазмонике. ФТР стекла могут сочетать в себе одновременно лазерные и волноводные свойства^{2,3}, что открывает возможность создания на их основе полифункциональных устройств для интегральной оптики. Другой важной особенностью ФТР стекла является возможность получения полос поглощения, связанных с плазмонным резонансом коллоидных наночастиц серебра, образующихся в облученных УФ светом частях образца при термической обработке. Это открывает перспективы использования ФТР стекла для создания биосенсоров, плазмонных волноводов, а также других устройств интегральной оптики, работающих на основе эффекта возникновения плазмонов^{4,5}.

Как известно, серебро трудно входит в силикатные матрицы, в ФТР стекло невозможно ввести более 1%вес Ag₂O. При увеличении концентрации происходит спонтанное восстановление ионов серебра и стеклоокрашивается и становится непригодным для использования. Метод ионного обмена (ИО) позволяет значительно увеличить (более чем на порядок) концентрацию ионов серебра на поверхности ФТР стекол.

Целью данной работы являлось исследованиеспектральных особенностей формирования наночастиц серебра при низкотемпературном серебряном (Na^+/Ag^+) ИО. В работе также исследовались зависимость плазмонных свойств наночастиц от способа ввода серебра в стекло, влияние добавок (галогенидов, оксидов церия и сурьмы) в составе ФТР стекла на спектры поглощения при серебряном ИО.

В работе исследовались ФТР стекла на основе системы $Na_2O - ZnO - Al_2O_3 - SiO_2$ – NaF с добавками NaBr, Ce₂O, Sb₂O₃, Ag₂O и различными комбинациями этих добавок.ИО проводился в расплаве AgNO₃/NaNO₃(от 0.1% до 5%мол AgNO₃) при температуре 320°C в течение 15 минут. Далее образцы облучались УФ-лампой и подвергались термообработке (TO)при температуре выше температуры стеклования (Tg≈475°C), перед каждой стадией проводилось измерение спектра поглощения образцов на спектрофотометре Lambda 650(Perkin-Elmer)в спектральном интервале 200-800 нм с шагом 1 нм.

Согласно данным наших измерений, согласующихся с литературными⁶, ион Ag^+ дает в УФ спектре поглощения полосу (или огибающую некой системы полос), центр которой лежит около 225 нм. При серебрянном ИО увеличение концентрации ионов серебра неизбежно ведет к увеличению амплитуды полосы поглощения ионов Ag^+ , которая может значительно сдвигать (до 100 нм)в длинноволновую сторону край УФ поглощения ФТР стекол.

Положение УФ края поглощения после термообработки зависит от наличия в составе бромидов. При термообработке ионообменное серебро координируется бромом и, по-видимому, образует структурные элементы бромида серебра, что приводит к дополнительному сдвигу края УФ поглощения в красную область. Аналогичная ситуация наблюдается и для хлоридов. При отсутствии галогенидов УФ край поглощения незначительно смещается в коротковолновую область, так как при ТО происходит увеличение расстояния между соседними ионами Ag⁺и уменьшается электронное взаимодействие между ними, что и приводит к уменьшению поглощения.

Отличительной особенностью формирования наночастиц серебра методом ИО является восстановление ионов серебра сурьмой независимо от УФ облучения. Поскольку сурьма в стекле присутствует в двух валентных состояниях ${\rm Sb}^{3+}$ и ${\rm Sb}^{5+}$, при анализе явлений, происходящих в ходе ионного обмена, необходимо учитывать окислительно-восстановительное равновесие:

 $2Ag^{+} + Sb^{3+} \leftrightarrow 2Ag^{0} + Sb^{5+}$.

(1)

При наличии сурьмы в стекле внедренные ионы серебра могут восстанавливаться до атомарного состояния непосредственно в процессе ионного обмена за счет смещения равновесия (1) вправо. Вследствие этого при последующей термообработке плазмонная полоса поглощения возникает в спектрах как облученного, так и необлученного образцов.

- 1. С.А. Кучинский, Н.В. Никоноров, Е.И. Панышева, И.В. Туниманова, Оптикаиспектроскопия, **70**, № 6, 1296-1300, (1991).
- 2. Киселев С.С., Никоноров Н.В., Игнатьев А.И., *Научно-технический вестник* СПбГУ ИТМО, **61**,№3, 21-24, (2009).
- 3. Киселев С.С., Никоноров Н.В., *Научно-технический вестник СПбГУ ИТМО*, **52**, №4, 50-55, (2008).

- 4. А.И. Сидоров, *Журнал технической физики*, **76**, 4, 86-90, (2006).
- 5. Н.В. Никоноров, Ф.И. Сидоров, В.А. Цехомский, К.Е., Оптика и спектроскопия, **107**, №5, 745-747, (2009).
- 6. А. М. Ефимов, А. И. Игнатьев, Н. В. Никоноров, Е. С. Постников, Е. В. Цыганкова, *Труды VIII Междунар. Конф. «Прикладная Оптика-2008»*, **2**, 12-16, (2008).

СВЯЗЬ ОПТИЧЕСКИХ И ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ СВОЙСТВ ГРАНУЛИРОВАННЫХ ПЛЕНОК СЕРЕБРА Гладских И.А., Ващенко Е.В.

Санкт-Петербургский национальный исследовательский университетинформационных технологий, механики и оптики, Санкт-Петербург, Россия

Экспериментально исследованы оптические и электрические свойства гранулированной пленки серебра на поверхности сапфировой подложки в процессе ее отжига. Наблюдалось значительное изменение спектра поглощения пленки, а так же увеличение ее сопротивления.

В последние десятилетия стремительно развиваются исследования в области физики низкоразмерных структур. Наноструктурированные материалы являются объектом растущего интереса для фундаментальной и прикладной науки^{1,2}, поскольку, с уменьшением характерных размеров их структурных единиц до наноуровня, они зачастую приобретают новые свойства, обусловленные квантово-размерными эффектами и возрастающей ролью поверхностных атомов и взаимодействий.

Среди наночастиц простых веществ особое место занимают металлические наночастицы, а также их ансамбли – гранулированные металлические пленки, расположенные на диэлектрических подложках³. Пристальное внимание к ним объясняется особенностями их электронной структуры, с одной стороны, а с другой – относительной простотой их получения для экспериментальных исследований. Делокализованные электроны в металлических наночастицах определяют характер их поведения в процессах взаимодействия с внешними полями. В этих процессах наиболее интересной особенностью, вызывающей в последнее время повышенный интерес экспериментаторов и теоретиков, оказались сильные коллективные эффекты в электронной системе, определяющие реакцию наночастиц на внешнее возмущение.

В данной работе исследовались оптические и электрические свойства гранулированных металлических пленок, расположенных на поверхности сапфира. У гранулированных металлических пленок из золота, серебра, щелочных металлов оптические свойства определяются главным образом плазмонами, т.е. коллективными колебаниями свободных электронов, относительно ионного остова. Возбуждение плазмонов может быть стимулировано оптическим излучением с возникновением резонансов в спектрах поглощения и рассеяния (что не характерно для массивных металлов) при совпадении частоты вынуждающего излучения с собственной частотой плазмона. Положение этих резонансов может варьироваться в широком диапазоне частот путем выбора различных металлов, созданием частиц определенного размера и формы, а также нанесения металлических наноструктур на различные диэлектрические подложки или внедрения их в различные матрицы, что открывает возможности для создания материалов с особыми, заранее определенными линейными или нелинейными оптическими свойствами.

Несмотря на то, что кристаллическая структура островков дискретных пленок типичных металлов в большинстве случаев аналогична структуре массивного тела, электрофизические свойства гранулированных пленок на диэлектрической подложке коренным образом отличается от свойств массивного металла и по своему характеру ближе к свойствам полупроводников⁴. Удельное электросопротивление таких систем на много порядков выше сопротивление массивного металла и определяется в первую очередь толщиной пленки.

Механизмы проводимости в тонких металлических пленках определяются их морфологией, причем можно выделить три характерных случая⁵:

1. Пленка состоит из отдельных (изолированных) гранул (островков), расположенных на диэлектрической подложке.

2. В пленке образовалась связанная непрерывная система островков (бесконечный кластер).

3. Пленка представляет собой сплошное двумерное покрытие подложки.

На рис. 1 представлены спектры оптической плотности гранулированнойпленки серебра на поверхности сапфира в процессе термической обработки (отжига) пленки. Данная пленка напылялась методом термического испарения серебра в вакууме на поверхность сапфировой подложки, а затем отжигалась в течение 35 минут при температуре 200° С. Как видно, изначально напыленная пленка имеет неоднородно уширенный спектр поглощения. Это связано с присутствием в пленки наночастиц серебра различных форм и размеров. В процессе отжига (спектры 1—4 рис. 1) частицы приобретают более округлую форму, что проявляется в спектре оптической плотности (спектр оптической плотности смещается в коротковолновую область и сужается).



Рис.1. Спектры оптической плотности островковой пленки серебра на поверхности сапфировой подложки: 1-без термической обработки; 2-пленка 1 отжигалась в течении 5 минут; 3- пленка 2 отжигалась в течении 10 минут; 4-пленка 3 отжигалась в течении 15 минут

Были измерены вольт-амперные характеристики гранулированной пленки серебра на сапфировой подложке в процессе отжига пленки. Результаты были получены с помощью пикоамперметра KEITHLEY 6487. В процессе отжига пленки наблюдалось увеличение электрического сопротивления от нескольких кОм до 10¹² Ом, что является следствием увеличения расстояния между частицами.

Таким образом, в процессе отжига происходит значительное изменение морфологии гранулированной пленки серебра, что наблюдается в изменении спектров поглощения и изменении сопротивления пленки.

1. Борен К., Хафмен Д., Поглощение и рассеяние света малыми частицами, 1986.

2. KreibigU., VollmerM., OpticalProperties of Metal Clusters, Springer, Berlin, 1995.

3. Непийко С.А., Физические свойства малых металлических частиц, Киев: Наук. думка, 1985.

4. Л. И. Трусов, В. А. Холмянский, Островковые Металлические Пленки, Москва, "Металлургия", 1973.

5. Wagner S., Pundt A., Conduction mechanisms during the growth of the Pd thin films: Experiment and model, Phys. Rev. B., Vol. **78**, P. 155131, 2008.

ТіО₂ - АКРИЛАТНЫЙ НАНОКОМПОЗИТ КАК МАТЕРИАЛ ДЛЯ ГОЛОГРАФИЧЕСКОЙ ЗАПИСИ Мазанов К.Б., Богачев Н.С, Бурункова Ю.Э, Денисюк И. Ю

Санкт-Петербургский национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики

В последние годы введение неорганических наночастиц в полимерные матрицы становится самым распространенным способом получения гибридных материалов с физическими И химическими свойствами [1-3]. Неорганические новыми наночастицыТіО₂ могут быть внедрены в полимерную матрицу для формирования нанокомпозитов с заданными свойствами. Оптические, механические и электрические свойства нанокомпозитов могут быть заданы путем изменения состава мономера, концентрации и размеров частиц TiO2. Кроме того, неорганическиечастицы могут изменить или повлиять на сорбцию полимеров. Несмотря на многочисленные исследования, основной проблемой получения таких композитов является агрегации между наночастицами и, как следствие, увеличение рассеяния света, снижение механических и других эксплуатационных характеристик. Целью исследования было получение TiO₂ содержащие композиты с низким рассеянием света и высокой концентрации наночастиц в них.

Методом УФ-отверждения были синтезированы однородные низкорассеивающие ТіО2нанокомпозитные пленки. Кроме того. поверхность наночастиц быламодифицирована с помощью акриловой кислоты и 2-Carboxyethyl acrylate для уменьшения агрегации между наночастицами, затем методом УФ-отверждения и при помощи инициатора полимеризации были созданы нанокомпозиты. Для создания органических матриц использовались различные смеси акрилатов, которые имеют как низкие, так и высокие показатели преломления (1,456 - 1,557). В зависимости от состава матрицы можно получить твердые материалы с высоким показателем преломления или светочувствительные слои для голографической записи. Первые интересны для применения в медицине, последние для фотоники. Для примера TiO₂ нанокомпозиты были использованы для непосредственного изготовления голографических решеток методом интерференционной литографии.

Исследовалось влияние TiO₂наночастиц на оптические и механические свойства нанокомпозитов. Оптические свойства нанокомпозитов исследовали UV-VISспектроскопии. Показатель преломления определялся на Аббе рефрактометре и был проанализирован при помощи теории эффективной среды Максвелла-Гарнетта. Также были измерены усилие на разрыв и твердость по Бринеллю. Представление о структуре материала получено через ИК-спектроскопию и АСМ.

Были получены полимерные нанокомпозитные пленки с низким рассеянием, прозрачные в видимом и УФ-областях спектра при концентрации TiO_2 до 4 мас.% $uTiO_2/10$ мас% ZnO до 2% масс. Показатели преломления гибридных пленок были в диапазоне 1.52-1.59. Наночастицы повысили твердости нанокомпозитов. При анализе ИК и изучение фотокаталитических свойств нанокомпозитов была подтверждена полимеризация проходящая на поверхности наночастицы.

Влияние фотостимулированной диффузии наночастиц в композитах полимеризованного при воздействии на двух интерферирующих лазерных лучей были исследованы в [4]. Неоднородного освещения производит свободные радикалы диссоциации инициаторов. После полимеризации приводит к образованию цепочек отдельных мономеров в светлых областях. Этот процесс снижает химический потенциал мономеров в светлых областях, что приводит к диффузии мономеров их темных в светлые области. С другой стороны, неорганические наночастицы диффундируютизсветлойв темнуюобласть, так как частицы не потребляются и их химический потенциал увеличивается в ярких областях. Этот процесс взаимной

диффузии продолжается до мономеров, которые не используются вообще, либо до высокой вязкости окружающей среды не сделает мономеров и наночастиц неподвижными. Таким образом, пространственное распределение наночастиц является фиксированной и решетку с периодическим изменением показателя преломления создается в результате композиционных и плотность различий между светлой и темной области.

Решетка структуры были изготовлены методом интерференции двух пучков вмешательства схемы. ГКЛ-40i гелий-кадмиевого лазера 325 нм, длина волны была источником излучения. Процесс изготовления структуры состоит в следующем: использование слоев, выставляя на поле интерференции, равномерное выявления и удаления жидкого продукта с изопропилового спирта. Дифракционной эффективности структур определяется отношением интенсивности излучения в первом порядке дифракции от интенсивности падающего света на 633 нм.

Формирование решетки образцов дифракционных ЭФФЕКТИВНОСТЬ (30%) определяется света stimlated массовых процессов переноса в полимеризованного слоя во время записи без дополнительной обработки. Этот процесс был исследован экспериментов АСМ.

Нанокомпозитных материалов, предназначенных для применения в интегральной оптике, для элементов оптических систем связи, в нанолитографии.

[1] С. Санчес, Б. Джулиан П. Belleville, М. Popall, "Применение гибридных органо-неорганических нанокомпозитов", J. Mater. Chem., Вып. 15, стр. 3559-3592, 2005

[2] Nakane К Курита Т, TOgihara, Огата Н., "О свойствах поли (винил butyral) / ТіО2 нанокомпозиты образуются золь-гель процесса", композиты Часть В:

Инженерная, том 35,. 3, стр. 219-222, 2004

[3] NHebestreit, J Хофманн, URammelt, WPlieth, "Физические и электрохимические характеристики нанокомпозитов формируется из политиофен и titaniumdioxide", ElectrochimicaActa, вып. 48, есть. 13, стр. 1779-1788, 2003,

[4] Н. Suzuki и Ү. Томита, «Голографическая запись в TiO2 наночастиц дисперсных фильмов метакрилат фотополимерных", Appl. Phys. Lett. 81, 4121-4123 (2002).

ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССА ОБЕСЦВЕЧИВАНИЯ ОБРАЗЦОВ МАТЕРИАЛА «ДИФФЕН» " ФУНДАМЕНТАЛЬНЫЕ ПРОБЛЕМЫ ОПТИКИ " Андреева О.В., Диденко С.А.,Обрезков А.В.,Андреева Н.В.

Санкт-Петербургский национальный исследовательский университетинформационных технологий, механики и оптики, Санкт-Петербург, Россия

Работа посвящена исследованию процесса обесцвечивания полимерного материала «Диффен».Выявлены закономерности влияния изменения мощности излучения на процесс обесцвечивания. В работе представлены новые экспериментальные данные, в том числе для ранее не исследуемых модификаций материала «Диффен».

Материал «Диффен» (от слов ДИФфузионный и ФЕНантренхинон) является перспективной модификацией полимерной регистрирующей среды на основе органического красителя фенантренхинона (ФХ) и полимерной матрицы полиметилметакрилата (ПММА). Композиционная структура данного материала

позволяет осуществлять постэкспозиционную диффузию молекул ФХ, обеспечивающую усиление зарегистрированной интерференционной картины [1,2] и получение высокоэффективных голограмм [3].

Во время первого этапа создания голограммы, этапа «Запись»[4], происходит взаимодействие светочувствительных молекул фенантренхинона с излучением интерференционной картины (рис.1). Вследствие этого образуется фотопродукт, спектр поглощения которого сдвинут в коротковолновую область, что согласно принципу дисперсионной рефракции[1] обуславливает модуляцию показателя преломления. Запись голограммы может производится излучением с длиной волны $400 < \lambda < 530$ нм. На этапе прогрева происходит равномерное распределение в результате диффузии молекул ФХ по всему объему образца. Это обеспечивает усиление зарегистрированной интерференционной структуры, сформированной фотопродуктом, то есть «проявление» голограммы [5]. На заключительном этапе «Фиксирование» происходит равномерная засветка по всему объему образца некогерентным излучением для того, чтобы перевести весь неэкспонированный ФХ в фотопродукт. Для этой цели выбирается излучение в области активного поглощения ΦX : $\lambda = 400-490$ нм. После фиксирования образец становится несветочувствительным, и может быть использован для работы в видимой и ИК области спектра.



Рис. 2.1. Схема, поясняющая процесс получения голограмм-решеток на материале «Диффен»: распределение молекул фенатренхинона (черные кружки) и фотопродукта (белые кружки) в объеме образца в исходном состоянии (1), после записи голограммы-решетки (2), после прогрева (3), после фиксирования (4).

Для двух из трех этапов создания голограмм на материале процесс взаимодействия молекул фенантренхинона с излучением (процесс обесцвечивания) играет ключевую роль. Исследованию этого процесса посвящена данная работа.

Авторами был собран экспериментальный стенд, позволяющий исследовать процесс обесцвечивания образцов материала «Диффен» при различных условиях эксперимента и для разных модификаций материала. Была разработана соответствующая методика проведения измерений. Для образцов материала «Диффен» блочного и пленочного типов в результате проведения экспериментов по обесцвечиванию получены новые результаты.

На основе выявленных закономерностей сделаны предварительные выводы о динамике наблюдаемого фотохимического превращения в образцах материала. Важнейшей характеристикой связанной с процессом обесцвечивания фенантренхинона является величина стабильного пропускания ($\tau_{cтаб}$). В работебыла исследована зависимость этой величины от плотности мощности излучения, которое использовалось для обесцвечивания образцов. Обнаружено, что имеется тенденция

увеличения т_{стаб}при увеличении плотности мощности излучения. Эта тенденция проявляется более сильно при увеличении толщины образца.

Также в работе были получены данные об изменении характерного времени обесцвечивания при изменении плотности мощности излучения и освоены методы спектрального анализа обесцвеченных участков материала «Диффен».

- 1. O.V. Andreeva, O.V. Bandyuk, *InTech.*,http://www.intechopen.com/books/holograms-recording-materials-andapplications/light-sensitive-media-composites-for-recording-volume-hologramsbased-on-porous-glass-and-polymer, (2011)
- 2. Андреева О.В., Бандюк О.В., Парамонов А.А., Черкасов А.С., Гаврилюк Е.Р., Андреев П.В. *Опт. журнал*, 67, №12, 27-33, (2000).
- 3. Андреева О.В., Бандюк О.В., Парамонов, Кушнаренко А.А., Лесничий В.В., Начаров А.П., Андреева Н.В., *Опт. журнал*, 73, №9, 60-63, (2006).
- 4. Андреева О.В., Проблемы когер. и нелин. оптики, ИТМО 58-88(2004)
- 5. Вениаминов А.В., BartchE., *Опт. и спектр.*, 101, №2, 305-313, (2006)

ПРИМЕСНЫЕ ИОНЫ ХРОМА В СИНТЕТИЧЕСКОМ ФОРСТЕРИТЕ: ИССЛЕДОВАНИЕ МЕТОДОМ МНОГОЧАСТОТНОЙ ЭПР-СПЕКТРОСКОПИИ Тарасов В.Ф., Ахметзянов Д.А., Дудникова В.Б.*,Зайцева О.Н.**,Жариков Е.В.**, Житейцев Е.Р.,Коновалов А.А.

Казанский физико-технический институт им.Е.К. Завойского КазНЦ РАН, Казань, Россия

*Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия

**Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Москва, Россия

Методом многочастотной ЭПР спектроскопии исследованы примесные центры хрома в образцах синтетического форстерита, легированного хромом. Показано, что окислительные свойства атмосферы при выращивании кристаллов влияют на относительную концентрацию двух-, трех- и четырехвалентных ионов хрома в образцах. Обсуждается структура примесных центров трехвалентного хрома.

При выращивании лазерных кристаллов форстерита, легированного хромом, важной задачей является управление концентрацией примесных ионов Cr^{4+} или Cr^{3+} , на которых реализуется лазерная генерация в ИК-диапазоне. В матрице форстерита одновременно могут присутствовать ионы Cr^{2+} , Cr^{3+} , Cr^{4+} . Для увеличения эффективности хром-форстеритовых лазеров, работающих на ионах Cr^{4+} , необходимо минимизировать концентрацию остальных ионов, так как линии поглощения и люминесценции для ионов хрома различной валентности частично перекрываются вследствие чего, эффективность лазерной генерации уменьшается.

Наиболее эффективным, с точки зрения идентификации различных примесных центров хрома в форстерите, является метод ЭПР спектроскопии. Этот метод дает информацию о величине спина иона хрома, которая однозначно связана с его зарядовым состоянием, а также информацию о симметрии кристаллического поля, действующего на примесный ион, что позволяет судить о положении примесного иона в кристаллической структуре.

В докладе представлены результаты исследования влияния ионизирующего облучения и окислительных свойств атмосферы при выращивании монокристаллов форстерита, легированного хромом, на валентное состояние примесных центров хрома. Образцы были выращены в Центре лазерных материалов и технологий ИОФ РАН методом Чохральского из иридиевых тиглей на затравки, вырезанные параллельно кристаллографической оси *а* в установке *Pbnm*.

Установлено, что синтетический форстерит, легированный хромом, является радиационно стойким. Облучение γ -лучами дозой до 10^8 рад создает в образцах новые центры Cr^{2+} , однако их концентрация почти не два порядка меньше изначально присутствовавших ионов Cr^{2+} , замещающих Mg^{2+} в кристаллографических позициях M1 и M2. При этом концентрация ионов Cr^{4+} заметно не меняется.

Установлено, что изменение окислительного потенциала атмосферы в диапазоне 0.03 </br/> $P_{O2} < 0.09$ кПа при выращивании монокристаллов синтетического форстерита влияет на содержание ионов хрома в разных зарядовых состояниях. Установлено, что содержание ионов Cr⁴⁺ увеличивается почти в 6 раз, а концентрация Cr²⁺ уменьшается примерно в 2.5 раза. Концентрация примесных центров Cr³⁺не меняется в пределах погрешности измерений.

МОДЕЛЬ КИНЕТИКИ КРОСС-АННИГИЛЯЦИОННОЙ ЗАМЕДЛЕННОЙ ФЛУОРЕСЦЕНЦИИ В СФЕРИЧЕСКИХ НАНОПОРАХ Кучеренко М.Г., Чмерева Т.М.

Оренбургский государственный университет, Оренбург, Россия

На основе разработанной математической модели исследована кинетика кросс-аннигиляции электронных возбуждений молекул кислорода и органических люминофоров в сферической нанополости. Показано влияние особенностей миграции молекул кислорода в поле стенок сферической нанополости на сигнал замедленной флуоресценции молекул люминофора.

В кинетике фотореакций с участием молекулярного кислорода в нанопористых структурах особую роль играет диффузия кислорода и процессы его адсорбциидесорбции в отдельной полости. В прикладных задачах часто встречается и используется реакциякросс-аннигиляции электронных возбуждений, локализованных на подвижном (молекула кислорода) и фиксированном (молекула люминофора) носителях ^{1,2}. Особенностью кинетики реакций в нанопорах является то, что реагенты значительную часть времени находятся у поверхности полости. Кроме того, молекулы одного из реагентов могут участвовать в латеральной диффузии, что приводит к иному режиму протекания реакций. Однако латеральное движение может прерываться актами ухода частиц в газовую фазу в пределах поры. Поскольку эти два видадвижения независимы, в работе ³ предложен подход к описанию кинетики кросс-аннигиляции возбуждений, в котором десорбция учитывается введением в уравнения поверхностной кинетики вероятности нахождения возбужденной частицы в приповерхностном слое в произвольныймомент времени *t*.

Измеряемая в эксперименте интенсивность $I_{DF}(t)$ замедленной флуоресценции системы идентичныхнанопорс триплетными (T) электронно-возбужденными центрамиопределяется следующим интегралом³

$$I_{DF}(t) \sim n_T(t) \int_{4\pi} g_{\Delta}(\vartheta, t) \theta(\vartheta - \vartheta_0) d\Omega, \qquad (1)$$

где тета-функция Хевисайда $\theta(\mathcal{G} - \mathcal{G}_0)$ определяет угловой сектор на сфере с угловым параметром \mathcal{G}_0 , свободный от Т-центров, $n_T(t)$ - поверхностная концентрация триплетных центров, $g_{\Delta}(\mathcal{G},t)$ - функция распределения синглет-возбужденных молекул кислорода относительно системы Т-центров в поре. Она, в свою очередь, записывается в виде

$$g_{\Delta}(\vartheta,t) = \int_{0}^{t} \rho_{\Delta}(\vartheta \mid t,t') W(t-t') \left(\frac{dn_{\Delta}}{dt}\right)_{t=t'}^{+} dt', \qquad (2)$$

где $\rho_{\Delta}(\mathcal{G} | t, t')$ - плотность вероятности обнаружить возбужденную молекулу кислорода в состоянии ${}^{1}\Delta_{g}(O_{2})$ на угловом расстоянии \mathcal{G} в момент времени t, если она образовалась в точке $\mathcal{G} = 0$ в момент t', W(t - t') - вероятность отсутствия десорбции молекулы синглетного кислорода к моменту времени t, $(dn_{\Delta}/dt)_{t=t'}^{+}$ - скорость генерации возбужденных молекул кислорода на поверхности поры.

Вероятность отсутствия десорбции W(t), входящая в формулу (2),находилась двумя разными способами. Если рассматривать процесс ухода возбужденной молекулы кислорода с поверхности как процесс диффузии в потенциале стенки поры, то функция W(t) записывается как интеграл по объему приповерхностного слоя от плотности вероятности $g(r, \rho; t)$ обнаружить дельта - возбуждение в точке *r* в момент *t*, если оно возникло в приповерхностном слое с координатой ρ в момент *t*=0

$$W(t) = \int_{R-b}^{R} g(r,\rho;t) 4\pi r^2 dr .$$
(3)

Второй подход определения вероятности W(t) основан на использовании теории Крамерса. Он может быть реализован, если взаимодействие возбужденных молекул кислорода с поверхностью поры описывается потенциалом с двумя ямами: у поверхности и в центре поры. Физической причиной формирования такого двуямного потенциала может явиться наличие в полости мономолекулярного «экранирующего» покрытия из поверхностно-активных молекул.

Процесс ухода возбужденной молекулы кислорода от поверхности к центру поры может рассматриваться как переход из одной ямы в другую через потенциальный барьер. В этом случае, вероятность возбужденной молекуле кислорода находиться в приповерхностной потенциальной яме определяется формулой ⁴

$$W(t) = \frac{\Gamma_2}{\Gamma_1 + \Gamma_2} (1 - \exp[-(\Gamma_1 + \Gamma_2)t]) + \exp[-(\Gamma_1 + \Gamma_2)t],$$
(4)

где Γ_i - скорость перехода из одной ямы в другую, которая в случае сильного трения имеет вид

$$\Gamma = \frac{\omega_a \omega_b m D}{2\pi k T} \exp[-Q/kT],$$
(5)

где m – масса частицы, D – коэффициент диффузии, k – постоянная Больцмана, T – температура системы, Q – высота барьера, отсчитанная от дна ямы, ω_a - частота колебаний частицы на дне ямы, ω_b - частота колебаний частицы на дне перевернутого барьера.



Рис. 1. Вероятность отсутствия десорбции молекулы синглетного кислорода со стенок поры. 1 – десорбция как переход через барьер, 2 – десорбция как диффузия в потенциале твердой стенки

На рисунке 1 изображена зависимость вероятности молекуле синглетного кислорода остаться в приповерхностной области поры радиуса 2 нм к моменту времени t, если она образовалась в момент t = 0. Кривая 1 рассчитана на основе модели Крамерса (4)-(5) для перехода через потенциальный барьер, кривая 2 получена с использованием функции (3)радиального распределения молекул кислорода в потенциале твердой стенки. При расчетах по формуле (3) размер приповерхностной области выбирался соизмеримым с размером молекулы органического люминофора b=0.5 нм и считалось, что рождение молекулы кислорода происходит в середине этой области $\rho = R - b/2$, коэффициент радиальной диффузии принимался равным $D = 10^{-7}$ см²/с. Вероятность отсутствия десорбции с течением времени в этом случае стремится к постоянному значению 0.58. Проведение расчетов вероятности отсутствия десорбции по формуле (4) требует определения крамерсовских скоростей перехода молекулы кислорода из пристеночной потенциальной ямы в яму в центре поры. Для нахождения этих скоростей двуямный потенциал аппроксимировался параболами в точках минимумов и максимума. Параметры потенциала были выбраны так, чтобы минимум приповерхностной ямы располагался на расстоянии 0.25 нм от поверхности, и глубина составляла около -50 мэВ. При этом максимум барьера находился на расстоянии 0.75 нм от поверхности поры, и его высота была порядка 40 мэВ, потенциальная энергия кислорода в центре поры составляла 2 мэВ. Таким образом, высота барьера Q_1 при переходе молекулы кислорода в центр поры составляет ~ 90 мэВ, а при переходе из центра к стенкам ~ 40 мэВ. Аппроксимация параболами дала следующие значения для частот колебаний молекулы кислорода в потенциальных ямах: в центре поры $\omega_c = 0.43 \cdot 10^{12} \text{ c}^{-1}$, у поверхности $\omega_a = 1.4 \cdot 10^{13} \text{ c}^{-1}$, на дне «перевернутого» барьера $\omega_b = 1.5 \cdot 10^{12} \text{ c}^{-1}$. С коэффициентом диффузии в формуле (5) равным $10^{-6} \text{ см}^2/\text{с}$, для скоростей перехода получаются значения: $\Gamma_1 = 1.2 \cdot 10^8 \text{ c}^{-1}$, $\Gamma_2 = 3.3 \cdot 10^7 \text{ c}^{-1}$. Из рисунка 1 видно, что кривая 1 выходит на постоянное значение равное 0.21.

На рисунке 2 представлены результаты расчетов кинетики замедленной флуоресценции люминофора. В расчетах коэффициент латеральной диффузии считался одинаковым для кислорода в основном и синглетном возбужденном состояниях $D_{\Sigma} = D_{\Delta} = 5 \cdot 10^7 \text{ c}^{-1}$, время жизни триплетного состояния люминофора принималось равным $\tau_T = 760$ мкс, время жизни синглетного кислорода - $\tau_{\Delta} = 40$ мкс. Кривая 1 получена с использованием вероятности отсутствия десорбции молекулы синглетного кислорода с поверхности поры в модели Крамерса, кривая 2 – в модели диффузии в потенциале твердой стенки, кривая 3 - в случае отсутствия десорбции. Поскольку в модели крамерсовой десорбции вероятность возбужденной молекуле кислорода остаться в приповерхностной области меньше, чем в модели диффузии, (см. рис. 1), то и максимум интенсивности сигнала замедленной флуоресценции меньше (кривая 1).

Таким образом, расчеты показывают, что режим десорбции оказывает влияние на интенсивность сигнала замедленной флуоресценции молекул люминофора.



Рис. 2. Кинетика кросс-аннигиляционной замедленной флуоресценции для разных режимов десорбции возбужденного кислорода с поверхности поры: 1 – крамерсова десорбция, 2 – десорбция как диффузия, 3 – отсутствие десорбции

В заключение следует отметить, что предложенная математическая модель вполне адекватно реагирует на изменения параметров, и поэтому может быть использована для анализа экспериментальных данных по люминесценции окрашенных нанопористых материалов.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 10-02-96021-р_урал_а), Министерства образования и науки России (Госзадание Министерства, проект № 1.3.06), ФЦП «Исследования и разработки по приоритетным направлениям развития научно-технологического комплекса на 2007-2012 годы», ГК № 16.513.11.3015 и ГК № 16.513.11.3042.

1. М.Г.Кучеренко, Кинетика нелинейных фотопроцессов в конденсированных молекулярных системах, Оренбург.: ОГУ, 386 с., (1997)

2. П.П. Левин, Хим. физика, 19,№3, 100-104, (2000)

3. М.Г.Кучеренко, Т.М.Чмерева, В.В.Человечков, *Химическая физика и мезоскопия*, **13**, №4, 483-493, (2011)

4. А.М.Бережковский, В.Ю.Зицерман, Хим. физика, 14,№9, 106-110 (1995)

РАЗРАБОТКА ПЛЕНОК С СЕРЕБРЯНЫМИ НАНОЧАСТИЦАМИ ДЛЯ БИОСЕНСОРНЫХ ПРИЛОЖЕНИЙ Образцов П.А., Нащекин А.В.,Сидоров А.И.*, Усов О.А.

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург, Россия *Санкт-Петербургский государственный университет информационных технологий, механики и оптики, Санкт-Петербург, Россия

В работе рассматривается технология получения серебряных наночастиц на поверхности силикатных стекол. Исследованы их оптические и структурные свойства, а так же изучены способы использования подобных структур в биосенсорных приложениях.

В настоящее время оптические свойства сред содержащих наночастицы благородных металлов вызывают большой интерес в связи с рядом уникальных свойств¹. Одним из таких свойств является возможность возбуждения локализованного плазмонного резонанса (ЛПР) в металлических наночастицах посредством облучения светом, что приводит к проявлению нелинейных оптических свойств в таких
композитах. При этом спектральное положение линии ЛПР может быть изменено путем варьирования технологических параметров на стадии варки и обработки стекла, что открывает широкие возможности использования таких структур для приборных приложений. В частности, стекла с серебряными наночастицами являются хорошими кандидатами для создания биосенсоров, работающих на эффекте ЛПР для возбуждения и регистрации сдвига плазмонного резонанса при взаимодействии наночастиц с биологическими объектами².

Эффективное восстановление И агрегация серебряных наночастиц в приповерхностном слое стекла может быть получена при помощи температурной обработки обогащенного ионами серебра стекла в восстановляющей атмосфере, например, в атмосфере водорода или воды. Этот процесс позволяет получать нанокластеры с небольшим распределением по размерам, пространственное распределение которых сильно зависит от режима температурной обработки. Давно известно, что взаимодействие паров водорода и поверхностью стекла, обогащенного серебром, приводит к диффузии серебра к приповерхностному слою стекла³.



Рис. 1. Спектры поглощения: (1) – исходного стекла, (2) – после ионного обмена, (3) – после ионного обмена и температурной обработки в парах воды.

В представленной работе исследовалось прозрачное силикатное покровное стекло. Для проведения процесса термического ионного обмена стекло (обогащение стекла ионами серебра) обрабатывалось в течение 5мин в 5% расплаве соли серебра AgNO₃ при температуре 325 °C. Затем производилась температурная обработка в парах воды при температуре 375 °C в течение 30 мин.

В результате проведенных процессов на поверхности стекла образовалась тонкая оранжево-красная пленка. На Рис.1 представлен спектр поглощения полученногообразца, на котором видны две полосы поглощения, одна в области длины волны 580 нм и вторая, менее интенсивная, в районе 360 нм. Положение и соотношение интенсивностей полос поглощения свидетельствует, скорее всего, о наличии несферичности наночастиц.Математическое моделирование размеров и формы наночастиц, проведенное по такому спектру, показало наибольшее соответствие сфероидальной форме наночастиц с соотношением длин осей порядка 0.5.

Проведенные исследования методом атомно-силовой микроскопии показали, что наночастицы располагаются на поверхности стекла. Благодаря этому, такие структуры являются перспективными объектами для биосенсорных приложений, для обеспечения непосредственного взаимодействия (контакта) с анализируемым биологическим веществом.



Рис.2. Спектр поглощения структуры с серебряными наночастицами при контакте с различными средами: (1) – воздух, (2) –вода (3) –10% раствор КІ в воде.

Также были проведены предварительные эксперименты по измерению сдвига спектров поглощения при контакте стекла с жидкостями с различным показателем преломления (воздух, n_{air}=1, вода n_{water}= 1.33, а также водный раствор солип>n_{water}). Обнаружено, что с ростом показателя преломления среды, положение полосы поглощения значительно сдвигается в коротковолновую область(Рис. 2). Объяснение подобного эффекта требует дополнительных исследований, поскольку математические расчеты для аналогичных структур предсказывают сдвиг в длинноволновую область.

Работа выполнена на базе ЦКП «Материаловедение и диагностика в передовых технологиях» и поддержана в рамках программы «УМНИК» в 2011 году.

- 1. Gonella, F., "Metal Nanocluster Composite Silicate Glasses", Rev.Adv.Mater.Sci. 14, pp. 134-143, (2007).
- 2. Zhao, J., Zhang, X., Yonzon, C. et al. Nanomedicine. 1(2), pp. 219-28, (2006).
- 3. Chybicki, M., Liwo, J., and Trzebatowski K., Phys. Status Solidi A, 115, pp. 185-189, (1989).

ФОТОГРАФИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ СВЕТОЧУВСТВИТЕЛЬНЫХ КОМПОЗИЦИЙ ПОЛИМЕР – ОКСИД ЦИНКА – ХЛОРИД ВИСМУТА Штарев Д.С.*, Макаревич К.С. *' **, Рогов С.А. **

*Дальневосточный государственный университет путей сообщения, Хабаровск, Россия **Институт материаловедения Хабаровского научного центра ДВО РАН, Хабаровск, Россия

В представленной работе исследуется фотографические характеристики светочувствительных композиций, состоящих из полимера, полупроводника и соли металла на примере композиции ПВС-ZnO-BiCl₃. Приводятся экспериментальные данные о зависимости светочувствительности подобных композиций от содержания ацетатных групп в полимерной матрице.

введение

Светочувствительные композиции, состоящие ИЗ полимерной матрицы, диспергированного в нее фотокатализатора и сенсибилизированные солями металлов исследованы в основном на примере следующих композиций: поливиниловый спирт оксид цинка – хлорид висмута (ПВС-ZnO-BiCl₃)¹, поливиниловый спирт – оксид цинка / диоксид титана – ацетат свинца (ПВС-ZnO/TiO₂-Pb(CH₃COO)₂)², поливиниловый спирт – хлорид железа / меди (ПВС-CuCl₂/FeCl₃)³ и ряда других. Все изученные композиции данного класса проявляют чувствительность к излучению ультрафиолетового диапазона. Другим объединяющим все перечисленные композиции фактором является то, что в них реализуются процессы прямого почернения. То есть изображение на поверхности композиции формируется непосредственно под действием излучения, что позволяет отказаться от стадии проявления фотоматериала.

Для улучшения или изменения свойств светочувствительных композиций – повышение светочувствительности и максимальной плотности оптического почернения, изменение спектральной области чувствительности, - как правило, модификации подвергаются фотокатализатор или сенсибилизирующая соль металла. При этом влияние полимерной матрицы на фотографические свойства изучаемых композиций практически не изучалось.

В представленной работе исследуется вопрос зависимости фотографических свойств светочувствительной композиции ПВС-ZnO-BiCl₃ от химического состава используемого поливинилового спирта.

ПРИГОТОВЛЕНИЕ ОБРАЗЦОВ И УСЛОВИЯ ЭКСПЕРИМЕНТА

Образцы светочувствительной композиции ПВС-ZnO-BiCl₃ готовились по описанной в литературе методике⁴ с незначительными модификациями. В 100 мл водного раствора ПВС марок 11/2, 16/1 и 18/11, гомогенизированного на водяной бане, вводили 12 г оксида цинка (II), смоченного водой. После отстаивания в течение 1 ч, 60 г полученной смеси поливалось на стеклянную пластинку площадью 234 см². Просушивание проводилось в горизонтальном положении при комнатной температуре в течение суток до образования плотной непрозрачной пленки. Сенсибилизация композиции проводилась погружением ее в одномолярный водный растворе хлорида висмута (III) в течение 30 сек.

Описанным способом было приготовлено три серии образцов, отличающихся химическим составом используемого поливинилового спирта. Известно⁵, что существуют различные марки ПВС, отличающиеся друг от друга концентрацией ацетатных групп. В таблице 1 приведены данные о концентрациях ацетатных групп в различных марках ПВС, использованных в эксперименте. Концентрация ацетатных групп определялась по стандартной методике⁵.

Сонцентрация адетатных трупп в поливиниловом спирте в разных образцах						
Обозначение серии образцов	Марка	Концентрация				
	используемого ПВС	ацетатных групп, %				
ПВС-ZnO-BiCl ₃ (I)	11/2	1,24 - 1,25				
ПВС-ZnO-BiCl ₃ (II)	16/1	1,31 - 1,32				
ПВС-ZnO-BiCl ₃ (III)	18/11	13,72 - 13,78				

r /	·			_				_		~ ~ .	
К	онцентрация	ацетатных	групп і	В	поливиниловом	спи	рте і	в	разных	oor	разцах

Экспонирование образцов проводилось интегральным светов ультрафиолетовой лампы ДРТ-125. Освещенность у поверхности образца составила E=0.105 Bт/см².

РЕЗУЛЬТАТЫ

На рисунке 1 представлены характеристические кривые светочувствительных композиций ПВС-ZnO-BiCl₃ (I), ПВС-ZnO-BiCl₃ (II) и ПВС-ZnO-BiCl₃ (III).



Рис. 1. Характеристические кривые светочувствительной композиции ПВС-ZnO-BiCl₃ при различном химическом составе используемого поливинилового спирта

Из рисунка видно, что величина оптической плотности почернения скорость ее нарастания зависят от химического состава используемого поливинилового спирта. Вычисленные по приведенным характеристическим кривым основные фотографические характеристики светочувствительной композиции ПВС-ZnO-BiCl₃ при различном химическом составе используемого поливинилового спирта приведены в таблице 2.

Табл. 2.

Образец	Концентрац ия ацетатных	Максимальна я плотность оптического	Светочувств ительность	Контрастнос ть
	групп, %	почернения	SISO	
ПВС-ZnO-BiCl ₃ (I)	$1.245\pm0,005$	1.15	4,20	0,76
ПВС-ZnO-BiCl ₃ (II)	1,315±0,005	1.07	6,81	0,75
ПВС-ZnO-BiCl ₃ (III)	$13,75\pm0,03$	1.12	11,83	0,83

Основные ф	отограф	рические	характери	истики с	веточувс	твителі	ьной ком	позиции	ПB	C-
ZnO-BiCl ₃ π	ри разли	ичном хим	лическом	составе	использу	уемого	поливин	илового	спир	ота

Из приведенной таблицы видно, что концентрация ацетатных групп не оказывает существенного влияния на контрастность и максимальную оптическую плотность почернения светочувствительных композиций, при этом значительно изменяя ее светочувствительность.

выводы

Полученные результаты позволяют заключить, что химический состав полимерной матрицы светочувствительной композиции (в частности - количество ацетатных групп) может оказывать существенное влияние на такую важную фотографическую характеристику как светочувствительность. При этом следует Светочувствительность помнить следующее. фотоматериала _ величина, пропорциональная экспозиции, необходимой для изменения оптической плотности почернения на определенную величину по сравнению с незасвеченным образцом. То есть данная характеристика описывает нарастание оптической плотности почернения поверхности светочувствительной композиции на раннем этапе формирования изображения (на начальном нелинейном участке характеристической кривой). В свою очередь известно, что при малых значения оптической плотности почернения справедливо соотношение D ~ σ ,гдеD – оптическая плотность почернения, σ – поверхностная плотность центров окраски.

Таким образом, зависимость светочувствительности композиции от количества ацетатных групп в структуре ПВС свидетельствует об активном участии ацетатных групп в начальных процессах формирования видимого почернения на поверхности светочувствительной композиции ПВС-ZnO-BiCl₃. Однако описать данный механизм по результатам описанного эксперимента не представляется возможным и это является предметом дальнейших исследований.

- 1. D.S. Shtarev, K.S. Makarevich, A.V. Syuy. *Journal of Photochemistry & Photobiology A: Chemistry*, **222**, 146-158, (2011).
- 2. И.Ю. Просанов. *Диссертация д.ф.-м.н.* 313, (2004).
- 3. О.Ф. Сирец. Журнал научной и прикладной фото- и кинематографии, 30. 408-412, (1985).
- 4. Д.С. Штарев. Диссертация к.ф.-м.н. 137, (2011).
- 5. Спирт поливиниловый. Технические условия. ГОСТ 10779-78.

ЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ В ПЛАЗМОННОМ НАНОЛАЗЕРЕ Богданов А.*, Фёдоров И.А.**, Лагарьков А.Н***, Тартаковский Г.****, Сарычев А.К.***

*SanJoseResearchCenter, г. Сан-Хосе, США **МФТИ, г. Долгопрудный, Россия ***ИТПЭ РАН, г. Москва, Россия ****InnovativeOpticalSolutions, г. Сан-Диего, США

Рассматривается люминесценция света в системе наночастица – активное вещество («нанолазере»). В этом явлении важнейшее значение имеют квантовые флуктуации. Мы предлагаем теорию, позволяющую предсказывать форму спектра как в подпороговом режиме, так и в режиме генерации.

Введение. Явление возбуждения поверхностных плазмонов в металлических наночастицах привлекает в последнее время значительное внимание благодаря многочисленным возможным применениям¹. Речь идёт либо о метаматериалах, основанных на упорядоченных массивах таких частиц (например – в форме подков, Рис. 1), с частичной компенсацией омических потерь с помощью оптически активного вещества, либо о режиме полной и даже –пере компенсации, в котором каждая частица становится «нанолазером», или «spaser-om»^{2,3}.

Теоретическое описание таких явлений неполно. Методы, применяемые в случае частичной компенсации потерь (см. напр., ⁴), позволяют предсказывать спектр прошедшего/отражённого света только при слабых накачках метаматериала (ниже порога генерации); собственное излучение метаматериала в этих моделях равно нулю. Подходы, позволяющие описывать режим генерации⁵, также дают нулевую интенсивность ниже порога. Общим недостатком существующих моделей является пренебрежение в них флуктуацями. Мы показываем, что на наномасштабах они играют существенную роль: даже в случае высокой плотности активного вещества на одну наночастицу приходится порядка 10^3 активных молекул, около 95% которых в каждый момент времени находятся в основном состоянии. Поэтому акт возбуждения / релаксации одной активной молекулы существенно влияет на наночастицу. Значит, процесс накачки, как и процессы спонтанного излучения, наночастица чувствует как

внешнюю случайную силу. Учёт этой силы делает наши уравнения неоднородными, и мы получаем нетривиальное решение в подпороговом режиме, что и есть интересующая нас люминесценция. Сначала мы рассматриваем линейные уравнения, работающие только ниже порога генерации (часть 1). Они определяют форму линии люминесценции в зависимости от средней инверсии активного вещества и параметров наночастицы, а также скорость накачки, необходимую для достижения порога генерации. Далее мы рассматриваем более общую, нелинейную систему квантовых уравнений, которая позволяет описывать и люминесценцию, и генерацию в рамках одной модели (часть 2). Разные режимы переходят друг в друга при изменении скорости накачки. Разработанный подход является общим и может быть применён к нанолазерам с резонаторами любой формы.



Рис. 1. Электронная фотография массива наноподков

Методы часть 1. Мы рассматриваем две геометрии наноподков: плоскиеи объёмные (Рис. 2). Плоская геометрия приближена к реальному эксперименту (Рис. 1): массив таких частиц нанесён на диэлектрическую подложку с активным веществом. Объёмный аналог несколько проще для теоретического рассмотрения, и при этом обладает всеми интересующими нас свойствами. Ниже, в обсуждении уравнений люминесценции, мы будем использовать эту геометрию. (активное вещество при этом находится между обкладками подковы) Собственные токовые моды найдены аналитически для обоих случаев.



Рис. 2. Рассматриваемая геометрия

Следуя^{6,7}, мы описываем поле подковы, а также распределения зарядов и токов классически. Без активного вещества их амплитуды *Q*и*I* подчиняются уравнению

$$\left(\frac{8\pi}{b\omega_p^2} + \frac{L_0}{c^2}\right)\frac{\partial J(t)}{\partial t} + \frac{8\pi\omega_t}{b\omega_p^2}J(t) + \frac{k}{C_0}Q(t) = 0$$
(1)

, где ω_{p} и ω_{t} – плазменная частота и константа затухания металла, L_{0} , C_{0} , b_{-} геометрические параметры подковы, k_{-} волновое число плазмонной моды. Мы показываем, что подкова чувствует активное вещество как электродвижущую силу

$$k \int_{V} \boldsymbol{P}(\boldsymbol{r},t) \boldsymbol{E}_{1}(\boldsymbol{r}) d\boldsymbol{r} = k \sum_{j} \boldsymbol{p}_{j} \boldsymbol{E}_{1}(\boldsymbol{r}_{j})$$
(2)

, стоящую в правой части (1). Здесь P – макроскопическая поляризация активного вещества, E_1 – поле рассматриваемой моды тока, соотвутствующее единичной амплитуде заряда, p_j –дипольный момент j-го атома. Активные атомы мы моделируем четырёхуровневой системой, взаимодействующей с полем подковы полуклассически. В режиме люминесценции (случай слабого поля) эта система может быть сведена к двухуровневой, с заданной равновесной инверсией. Уравнение на соответствующий элемент матрицы плотности ρ_{12} принимает тогда форму

$$\rho_{12}^{\prime}(t) + (i\omega_r + \Gamma)\rho_{12} + \frac{iD_0}{2\hbar} E \Pi^* = f(t)$$
(3)

, где ω_r , Γ и Π – резонанснаячастотарабочегоперехода, егоскоростьрелаксации и атомный дипольный момент, E_- электрическое полеподковы. Уравнение (3) неоднородно: сила f в правой части соответствует упомянутым выше процессам возбуждения / релаксации. f_- случайная функция времени, так как в режиме люминесценции эти процессы происходят в основном некогерентно. Таким образом, мы получили неоднородную систему линейных уравнений, описывающих режим люминесценции.

Результаты часть 1. Форму линии люминесценции можно получить, усредняя решение системы (1)-(3) по реализациям случайной силы. Полученное для полной полярицации выражение, построенное в зависимости от частоты и накачки, показано на рисунке 3. Широкая лоренцевская линия собственной люминесценции активной среды возмущается острой линией, соответствующей резонансу в подкове. При достижении критической накачки решение расходится, что означает начало генерации в системе. Полученная линия согласуется с экспериментом.



Рис. 3. Линия люминесценции в зависимости от накачки

Методы часть 2. Рассматриваемая система состоит из квантованной моды поверхностного плазмона, взаимодействующей с произвольным числом четырёхуровневых атомов. Вместо классического механизма релаксации мы рассматриваем теперь взаимодействие подковы и активных атомов с бесконечными тепловыми резервуарами. Следуя теории Гейзенберга-Ланжевена⁸, получаем уравнения движения

$$a = -\frac{G}{2}a + ge^{-i\Delta t}M + F_G \tag{4}$$

 $\dot{M} = -\gamma_{ab}M + ge^{i\Delta t}Da + F_M$ $\dot{D} = R - \gamma D - 2g\left(a^+Me^{-i\Delta t} + M^+ae^{i\Delta t}\right) + F_D$

для оператора рождения плазмона a^+ и суммированных операторов инверсии D и понижающего оператора рабочего перехода активного вещества M. g – константа взаимодействия, G, γ_{ab} и γ – скорости релаксации, R – скорость накачки, Δ – частота расстройки, F_{GM} – операторы квантового шума, F_D – оператор шума и флуктуаций инверсии.

Результатычасть 2.Уравнения (4) могут быть решены численно, или аналитически в стационарном режиме. Далее спектр получается выполнением преобразования Фурье.На Рис. 4 представлен результат численной процедуры (для случая $\Delta = 0$). Хорошо видно изменение линии люминесценции при последовательном усилении накачки.



Рис. 4. Линия люминесценции в зависимости от накачки

- 1. C. M. Soukoulis, M. Wegener, NaturePhoton, 523 (2011).
- 2. BergmanD. J., StockmanM. I., Phys. Rev. Lett., 90 (2003).
- 3. Noginov M. A., et.al., Nature, 460, (2009).
- 4. Wegener M., Garcia-Pomar J. L., et.al., Opt. Express, 16 (2008)
- 5. M. I. Stockman, J. Opt. 12, (2010)
- 6. A. K. Sarychev, G. Tartakovsky, *Physical Review B*, 75 (2007)
- 7. A. K. Sarychev, SPIE, Tutorials in Complex Photonic Media, Ch.13 (2009)

8. M. O. Scully and M. S. Zubairy, "Quantum Optics", *CambridgeUniversity Press*, Cambridge(1997).

ОПТИЧЕСКИЕ МАТЕРИАЛЫ, ПРИМЕНЯЕМЫЕ ПРИ ИЗГОТОВЛЕНИИ ПОДЛОЖЕК, ПРЕДНАЗНАЧЕННЫХ ДЛЯ ФОРМИРОВАНИЯ НА НИХ ТОПОЛОГИИ СПОСОБОМ ОБРАТНОЙ ФОТОЛИТОГРАФИИ Д.Ю.Кручинин, Яковлев О.Б.

ОАО «Производственное объединение «Уральский оптико-механический завод»имени Э.С.Яламова», Екатеринбург

Рассмотрены возможности применения различных оптических материалов для изготовления подложек, на которых формируется топология способом обратной фотолитографии.

Наиболее широкое применение фотолитографические способы формирования топологии находят при изготовлении оптических шкал и сеток. В течение многих лет основным способом являлся способ фотолитографии с химическим травлением маскирующего покрытия (прямая фотолитография). При этом способе к материалу подложки предъявлялись достаточно жёсткие требования по химической устойчивости, так как применяются нейтральные, щелочные и кислые растворы, а также по твердости. Способ обратной фотолитографии позволяет снизить требования к химической устойчивости материала подложки, так как не применяются кислые растворы, а воздействие нейтральных и щелочных растворов кратковременно. При этом способ обратной фотолитографии позволяет получать оптические шкалы и сетки с более техническими характеристиками (угловые погрешности, высокими линейные погрешности, минимальная ширина элементов топологии).

Основным материалом, применяемым для изготовления оптических шкал и сеток, а также для изготовления других деталей (призмы, диэлектрические зеркала и др.), на которых формируется топология, является стекло К8 (К108). Это стекло обладает техническими характеристиками, которые позволяют формировать топологию на подложке как способом прямой, так и способом обратной фотолитографии.

Стекло БК10 (БК110) широко применялось при изготовлении оптических шкал и сеток с использованием механических способов и применением плавиковой кислоты для рельефного травления. В качестве маскирующего покрытия использовался запуск. Замена механических способов на фотолитографические способы формирования топологии ограничило применение стекла БК10. Это связано с его низкой химической устойчивостью и низкой твёрдостью. Но в некоторых случаях заменить стекло БК10 на другие оптические материалы не представляется возможным, так как применение белого запуска необходимо в шкалах, предназначенных для прицеливания в условиях ограниченной освещённости, а рельефное химическое травление можно провести только на этом стекле. Создание фотолитографических технологий изготовления оптических шкал и сеток с рельефным химическим травлением и запуском способствует увеличению применения стекла БК10. Также бывает необходимость сформировать топологию на подложках, изготовленных из стекла БК10, с использованием в качестве маскирующего покрытия хрома, алюминия или другого материала. В этом случае наиболее целесообразно использовать способ обратной фотолитографии, который позволяет бережно относиться к полированной поверхности и сохранять высокий класс чистоты.

Развитие тепловизионной техники привело к необходимости использования в качестве материала подложки оптических кристаллов таких, как лейкосапфир, фтористый кальций, фтористый барий, селенид цинка. Использование лейкосапфира не представляет трудностей при формировании топологии как прямой, так и обратной фотолитографией. Этот материал обладает высокой твёрдостью и химической устойчивостью. формирования топологии поверхности Для на подложек, изготовленных из фтористого бария и фтористого кальция, целесообразно использовать фотолитографию, обусловлено минимальным обратную что химическим И механическим воздействием на поверхность подложки. Хрупкость этих материалов создаёт дополнительные трудности при работе с ними.

Но самым сложным материалом для формирования на его поверхности топологии является селенид цинка. Несмотря на низкую твёрдость селенида цинка необходимо на подложках из этого материала изготавливать диафрагмы, сетки, а также кодовые лимбы. Технологический процесс обратной фотолитографии позволяет изготавливать оптические шкалы и сетки при сохранении класса чистоты полированной поверхности.

Таким образом, способ обратной фотолитографии нашёл широкое применение для формирования топологии при изготовлении оптических шкал, сеток и других оптических деталей. Указанный способ позволяет использовать подложки, изготовленные из оптических материалов различной твёрдости и химической устойчивости.

ПОЛУЧЕНИЕ СУБВОЛНОВЫХ САМООРГАНИЗОВАННЫХ СТРУКТУР НА ОСНОВЕ ФОТОПОЛИМЕРИЗУЕМЫХ НАНОКОМПОЗИТОВ

Собещук Н.О., Денисюк И.Ю., Бурункова Ю.Э., Ворзобова Н.Д.

Санкт-Петербургский национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики, Санкт-Петербург, Россия

Исследовано формирование субволновых структур, полученных фотоотверждением нанокомпозита с нелинейными свойствами и эффектами самоорганизации. Подтверждено нарушение геометрических законов распространения света, как и при записи микроструктур голографическим методом, так и с использованием проекционной фотолитографии.

Одной из основных проблем, решаемых современной фотолитографией, является уменьшение минимального размера элемента до субволнового. На данный момент оптическая литография вплотную приблизилась к фундаментальным ограничивающим факторам, поэтому улучшение ее характеристик является весьма актуальным вопросом, который может быть решен за счет использования нелинейных свойств фоторезиста.

Для этих же целей могут быть использованы специальные УФ-отверждаемые нанокомпозиты с сильными нелинейными и самоорганизационными эффектами, нанесенные на фоторезист для улучшения распределения светового поля в точке.

Схожая техника может быть применима и в случае глубокой литографии, где использование 365нм-УФ излучения с высоким рассеянием и явления нарушения законов геометрической оптики из-за самофокусировки света в среде, позволит получать мелкие структуры с более четкой формой. При создании нанокомпозитной системы с эффектом самоорганизации и нанесении ее в качестве верхнего слоя может быть получен самоорганизующийся субволновый искусственный волновод, проводящий свет к маленькой субволновой точке в фоторезисте. Поэтому первейшей задачей в данной работе являлось создание подходящего нанокомпозитного материала с самооогранизующимися эффектами.

В ходе работы были разработаны бинарные и трехкомпонентные композиции на основе акриловых мономеров с инициатором фотополимеризации, в том числе, с введением различных неорганических наночастиц.

Были исследованы такие аспекты как самофокусировка света в среде с положительным изменением показателя преломления при фотополимеризации и с ингибирующим влиянием кислорода и эффект светоиндуцированного перераспределения наночастиц в нанокомпозите как эффект самоорганизации. Была произведена запись микроструктур с помощью проекционной литографии с использованием данных полимерных и нанокомпозитных составов. В ходе исследований были получены волноводные полимерные микроструктуры различных заданных диаметров, а так же самоорганизованные нанокомпозитные структуры с диаметром менее микрона.

ВЛИЯНИЕ ФОКУСИРОВКИ ПУЧКА И ФЛУКТУАЦИИ ПАРАМЕТРОВ ОДНОМЕРНЫХ ФОТОННЫХ КРИСТАЛЛОВ НА ИХ ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА Толмачев В.А., ПероваТ.С.*

Физико-технический институт им. А.Ф. ИоффеРАН, Caнкт-Петербург, Россия *UniversityofDublin, TrinityCollege, Dublin, Ireland

Выявлен характер деформации фотонных зон в зависимости от типа распределения флуктуаций параметров в слоях фотонного кристалла.Использована модель фокусированного пучка и проверена с помощью FTIR микроспектроскопии в диапазоне 1.5-15 мкм на образцах, изготовленных методом микроструктурирования кремния.

При изготовлении одномерных фотонных кристаллов (1ΦK) методами тонкослойной технологии или методами микроструктурирования (литография и травление) могут возникать отклонения от точно заданных расчетом их геометрических параметров. Поэтому важно иметь представление о влиянии флуктуаций на оптические свойства ФК и определить критерий допустимого разупорядочения. Как правило, 1ФК проектируют как брэгговские отражатели, то есть когда суммарная оптическая толщина двух альтернативных слоев ФК соответствует половине длины волны, на которой предполагается использовать ФК. Одномерные ФК с достаточно высоким оптическим контрастом кроме основной фотонной зоны (ФЗ) имеют множество широких вторичных ФЗ и это дает возможность использовать последние для реализации новых оптические оптических свойств. как например, фильтры Фабри-Перо с перестраиваемыми пиками высоких порядков¹, или широкополосное пропускание Siмикроокон². Для этих конструкций используется большое разнообразие факторов заполнения, а не только структуры, подобные Брэгговским отражателям. В качестве эффективного средства исследования ФК в полном диапазоне факторов заполнения нами развивается метод построения карт ФЗ, который продемонстрировал свои всенаправленных, составных, многокомпонентных, возможности для создания композитных структур, а также при конструировании резонаторов Фабри-Перо.

Исследовано³ влияние случайно индуцированной флуктуации толщин компонентов на деформацию спектров пропускания, а также на деградацию областей Φ 3 в высококонтрастном фотонном кристалле. Деформация Φ 3 зависит от величины флуктуации, не связана с толщиной измененного слоя и растет с ростом порядка Φ 3.

Выявлен характер деформации ФЗ в зависимости от типа распределения флуктуаций в слоях ФК. Разнотолщинность на уровне 12-24 нм для ФК с константой решетки *a*=3 мкм для разных типов флуктуации мало влияет на положение и форму области 1-ой ФЗ и ближайших к ней. Полученный подход дает возможность определять допуски в флуктуациях геометрических размеров при их технологической реализации и оптимизировать конструкции ФК структур, использующих ФЗ высоких порядков.

В данной работе для выявления влияния фокусировки пучка на фотонные зоны использован подход, заключающийся 1) в расчете спектров отражения методом матрицы переноса для различных углов падения и поляризаций; 2) во введении интегрированного спектра, рассчитанного из набора спектров в диапазоне углов; 3) в построении карт фотонных зон⁴ для фокусированного пучка; 4) в сопоставлении расчетных данных со спектрами отражения, полученными с помощью ИК Фурьемикроспектроскопии, на микроструктурированных одномерных фотонных кристаллах на основе структуры «Si-air».

Установлено, что чем больше доля высокопреломляющего компонента в ФК, тем меньше влияние фокусировки. Продемонстрировано, что введение угла в интервале до 20 град мало влияет на 1-ую и ближайшие к ней ФЗ, но с увеличением порядка ФЗ это влияние увеличивается. Экспериментальные исследования микроструктурированных Фурьеобразцов одномерного ФК на основе Si(Рис.1) с использованием ИК-микроскопом(Рис.2)показали спектрофотометра с хорошее совпадение экспериментальных и расчетных данных по модели для фокусированного пучка с диапазоном угла10-30 град. Продемонстрировано, что для исследования влияния геометрии пучка на ФЗ фотонных кристалловодномерные структурыявляются эффективной моделью: они имеют множество вторичных фотонных зон, которые более чувствительны к фокусировке пучка.





Рис. 1.SEM изображение одномерного фотонного кристалла на основе структуры «Si-воздух» с 6 периодами (встречно - штыревая конструкция).

Рис. 2. Схема хода лучей в объективе (зеркала М1 и М2) ИК-микроскопа при измерении спектра отражения *R*.

Выявленные закономерности влияния фокусированного пучка и разупорядочения структуры на фотонные свойства элементов фотоники позволяют проводить правильную характеризацию оптических свойств, и, как следствие, улучшать качество образцов, получаемых методом микроструктурирования на кремнии. Результаты работы могут быть распространены на широкий диапазон длин волн (от видимого до дальнего ИК) и будут полезны при созданиифотонных элементов на основе Si в качестве компонентов информационно-коммуникационных технологий.

- 1. V.A. Tolmachev, V.A. Melnikov, A.V. Baldycheva, K. Berwick, T.S. Perova, *Progress In Electromagnetic Research*, **122**, 293-309, (2012).
- 2. A.M. Baldycheva, V.A. Tolmachev, T.S. Perova, Y.A. Zharova, E.V. Astrova, and K. Berwick, *Opt. Lett.*, **36**, 1854-1856 (2011).
- 3. V.A. Tolmachev, A.V. Baldycheva, K. Berwick, T.S. Perova, *Progress In Electromagnetic Research*, **126**, 285-302, (2012).
- 4. A.M. Baldycheva, T.S. Perova, V.A. Tolmachev, *IEEE Phot. Tech. Lett.*, **23**, 200-202 (2011).

ФОТОННЫЕЭЛЕМЕНТЫДЛЯ ИНТЕГРИРОВАННЫХ ОПТИЧЕСКИХ СХЕМ НА КРЕМНИЕВОМ ЧИПЕ Толмачев В.А., ПероваТ.С.*

Физико-технический институт им. А.Ф.ИоффеРАН, Санкт-Петербург, Россия *UniversityofDublin, TrinityCollege, Dublin, Ireland

Для использования в ближнем и среднем ИК диапазоне сконструированы и разработаны на основе одномерных фотонных кристаллов и резонаторов Фабри-Перо элементы кремниевой фотоники: отражатель, перестраиваемые фильтры,поляризатор, волноводы.

Базой информационно-коммуникационных технологий являются устройства, обеспечивающие передачу и обработку потоков сигналов. Одним из таких устройств является процессор, в котором происходит генерирование излучения в определенном частотномдиапазоне и его модуляция (формирование) сигналов. В современных компьютерных процессорахтакими сигналами являются электрические импульсы, генерируемые соответствующими источниками и передающиеся с помощью металлических проводников. При резком увеличении потока сигналовв металлические проводниках возникают паразитные наводки, чрезмерный нагрев, чтоприводит к ограничению их использования в высокопотоковых системах. Аналогичная проблема возникла в 80-х годах прошлого века при передаче большого потока сигналов по медным проводникам и которая была успешно решена путем использования световых сигналов и оптоволокна для их передачи. В настоящее время разработчики микропроцессоров дляпреодоления этой проблемы (Intel. IBM И дp.) В высокопотоковых системах интенсивные разработки, чтобызаменить ведут электрические процессоры и цепи на оптические.

Основным материаломразрабатываемых электронных и оптических процессоровявляется кремний(доступный, дешевыйи подходящий для этой цели). Созданытехнологические платформы с разным уровнем достигаемых топологических размеров. Таким образом, на сегодня и в ближайшем будущем, разработка элементов кремниевой фотоники (источников излучения, передающих волноводов, модуляторов, приемников и др.)будет одной из актуальных.

Основой оптического микропроцессора является микромодулятор, поскольку источник и приемник излучения могут быть на первых этапах разработкивнешними или встроенными в Si чип. Для создания микромодулятора необходима разработка конструкции, технологии изготовления и методы оптической характеризации.Нами проводится разработка прототипа модулятора, работающего на принципе сдвига края фотонной зоны одномерного фотонного кристалла (ФК) и высокопорядкового резонансного пика Фабри-Перо резонатора (ФПР). В качестве электроподстраиваемой оптической среды используется жидко-кристаллический (ЖК)наполнитель, прозрачный как в ближней, так и средней ИК области спектра и обеспечивающийбольшой электрооптический эффект (5-10%)^{1,2}. Для полученияФК и ФПР использованы методымикроструктурирования на Si чипе: оптическая и электронно-лучевая литография и методы химического и ионно-плазменного травления³. Разработана технология инфильтрации жидко-кристаллическим наполнителем в микро-И наноканалах иисследованы оптические характеристикиполученных элементов с помощью Фурье-микроспектроскопии (в широком диапазоне ближнего и среднего ИК) и оптического микроспектроанализатора с оптоволокном (вближнем ИКдиапазоне)³.

В работе проведен расчетоптических характеристик отражателей методом 2 х 2 матрици путем построения карт фотонных зон⁴ и на его основе сконструированы и

изготовлены одномерные фотонные кристаллы (рис.1) и Фабри-Перо резонаторы (рис.2) для спектрального диапазона 2-15 мкм.



Рис.1SEM изображение одномерного фотонного кристалла на основе структуры «Si-воздух».



Рис.2 Фабри-Перо резонатор с микрорезервуаром для заполнения жидким кристаллом.

Для волноводов и структур, встраиваемых в них, произведен расчет полей и волноводных мод с помощью FIMMWAVE иFIMMPROPпрограммных продуктов, произведенных в PhotonDesignCompany. Сконструированы и изготовлены различные типы волноводов (рис.3) с вводом излучения с торца, непосредственно в чипе (рис.4) и через встроенную дифракционную решетку в волноводе.





Рис.3. Многомодовый прямой и изогнутый волноводы wire-типа(а) и с обкладками на основе всенаправленного одномерного фотонного кристалла(b).



Рис.4. Оптоволокно, введенное в специальную канавку для ввода излучения в Фабри-Перо резонатор(а) и фотонный кристалл, трансформирующийся в Фабри-Перо резонатор при вводе жидкого кристалла⁵ (b). (Изготовлены в рамках программы NAP94 и NAP368, SFI – научного фонда Ирландии).

Несмотря на хорошую изученность 1ФК, мы предложили новые подходы в этом направлении: разработка сопряженных резонаторов с получение триплета дефектных мод⁶ и исследование зон прозрачности периодической структуры⁷. В первом случае демонстрируется возможность управлять модуляцией каждой дефектной моды, а во

втором – возможность получения широкополостного оптического фильтра на основе Si со ~100% пропусканием (рис.6).



Рис.5. Si чип с фотонным кристаллом, трансформирующимся в сопряженный Фабри-Перо резонатор с образованием триплета дефектных мод. Контактные площадки (в виде окружностей) для подвода напряжения и управления ориентацией ЖК.



Рис.6. Экспериментальный (черная линия) и расчетный спектр (серая) трехкомпонентного ΦК на основе Si, обеспечивающего фильтрацию излучения в области λ_c = 4.2 μm.

Данная разработка создает новую элементную базу для развития новых приборов и технологий. Разработка умеренно-быстрого микромодулятора, как основного компонента для будущего оптического микропроцессора, будет первым шагом для дальнейшей разработки класса более быстрых оптических модуляторов, требуемых для оптического процессора. Кроме того, создание оптического микромодулятора в ИК диапазоне актуальной среднем является задачей для разработки высокочувствительных безконтактных оптических сенсоров. Их миниатюрность, возможность создания массива разнообразных микросенсоров на одном чипе и будут востребованыв системахмониторинга окружающей доступность среды,в биологии и медицине (технология «лаборатория на чипе»).

- 1. V.A. Tolmachev, E.V.Astrova, T.S. Perova, J.A.Zharova, S.A.Grudinkin, V.A.Melnikov, *App. Phys. Lett.*, **90**, 11908, (2007).
- 2. V.A. Tolmachev, V.A. Melnikov, A.V. Baldycheva, K. Berwick, T.S. Perova, *Progress In Electromagnetic Research*, **122**, 293-309, (2012).
- 3. V.A. Tolmachev, V.A. Melnikov, A.V. Baldycheva, T.S. Perova, G.I. Fedulova, *Proc. SPIE*, **7713**, 7713-72, (2010).
- 4. V. Tolmachev, T. Perova, E. Krutkova, E. Khokhlova, *Physica E: Low-dimensional Systems and Nanostructures*, 41, 1122-1126, (2009).
- 5. V.A. Tolmachev, T.S. Perova, A.V. Baldycheva, *Proc. SPIE*, 7943, 7943-OE1, (2011).
- 6. A.V. Baldycheva, V.A. Tolmachev, T.S. Perova, Proc. SPIE, 8431, 8431OH(1-13), (2012).
- 7. A.M. Baldycheva, V.A. Tolmachev, T.S. Perova, Y.A. Zharova, E.V. Astrova, and K. Berwick, *Opt. Lett.*, **36**, 1854-1856 (2011).

СВЯЗАННЫЕ МИКРОРЕЗОНАТОРНЫЕ СТРУКТУРЫ Толмачев В.А., Балдычева А.В.*, ПероваТ.С.*

Физико-технический институт им. А.Ф.ИоффеРАН, Caнкт-Петербург, Россия *UniversityofDublin,TrinityCollege, Dublin, Ireland

Исследованы оптические свойства дуплетных и триплетных мод в связанных Фабри-Перо микрорезонаторах на основе структуры «Si-жидкий кристалл-воздух». Новые элементы перспективны для использования в WDMсистемах и оптофлюидике.

В последние годы возникло новое направление исследований — оптофлюидика, симбиоз оптики и микрофлюидики. В микрофлюидном устройстве может происходить химическая или биологическая реакция, то есть изменение состава реагентов. Исследование их оптических характеристик в микроячейке или реакторе может быть проведено информативным, неразрушающим и неконтактным способом. Для этой цели могут быть использованы Фабри-Перо (ФП) резонаторы, которые являются оптическими приборами классического типа. Их принцип действия заключается в том, что, если в полость резонатора помещается исследуемое вещество и в нем происходят малейшие изменения в показателе преломления n, то они за счет резонансного эффекта изменение могут быть зарегистрированы как интенсивности И положения соответствующих резонансных пиков высокой чувствительностью. с резонаторов Широкоераспространение ΦП было определено ИХ высокой чувствительностью, а также благодаря низким потерям, которые могут быть доведены до минимума на границах раздела между полостью и ограничивающими стенками. Они достаточно компактны и в настоящее время используютсяв микрорефлекторах и в волноводах.

Среди материалов, использующихся в ФП микрорезонаторах, выбор кремния в качестве материала стенок, ограничивающих полость ΦП резонатора, обусловленследующими особенностями: 1)Si прозрачен в ИК области (от ближнего ИК до терагерцового диапазонов) и здесь находятсяполосы поглощения многочисленных жидких и газообразных сред и это актуально для создания оптических безметочных сенсоров, 2) Si стенки являются ограничителями каналов для помещения /протекания анализируемой среды и одновременно оптическими элементами, влияющими на положение, интенсивность И форму резонансных пиков, 3) методы микроструктурирования элементов на Si основе обеспечивают в перспективе недорогое и массовое производство устройств на их основе, так как в настоящее время созданы высокотехнологичные линии по изготовлению Si-чипов.

Нами исследованы два типа ФП-резонансных структур: 1)классический ФП резонатор, в котором сдвиг резонансного пика высокого порядка вызван изменением *n* исследуемого вещества, 2)ФП резонатор с двумя (тремя) сопряженными дефектами, которые формируют соответствующую стоп-зону с образованием дуплета (триплета) пиков, положение и интенсивность которых чувствительны к изменению значения n^1 . В качестве подходящего генератора изменения значения *п* выбран жидкий кристалл (ЖК), изменением которого можно управлять в диапазоне *Дn*=0.1-0.2, меняя ориентацию его директора путем приложения электрического поля с высокой прецизионностью. В случае сопряженных микрорезонаторов чувствительность на изменения *n* существенно выше, так как добротность пиков увеличена за счет увеличением коэффициентов формирования стоп-зон с отражения зеркал. составляющих Si микрорезонатор, а также за счет применения резонансов высоких порядков.

Спектры отражения/пропускания микрорезонатороврассчитаны методом матриц переноса и оптимизированы с помощью метода карт $\Phi 3^2$. Получены микрорезонаторы на SOI платформе с кристаллографической ориентацией Si(110) и применением технологии анизотропного травления, а также по технологии реактивного ионного травления (в рамках программы NAP94 и NAP368, SFI – научного фонда Ирландии). Спектры измерялись с помощью FTIR микроспектрометрии в среднем ИК диапазоне и в ближнем ИК диапазоне с помощью методики оптоволоконного сопряжения с оптическим анализатором спектров. Чувствительность по показателю преломления составляет $\Delta \lambda / \Delta n = 10^{-4}$.

Рассчитано, что в ФП микрорезонаторах на основе «Si-воздух», «Si-ЖК» можно добротности Q=560-720. Экспериментально достичь пиков $\Delta n = 0.12^{3}$ (Рис.1). зарегистрированыизменения преломления ЖКло показателя Триплетный обладает более высокой микрорезонатор (Рис.2), который чувствительностью к *n* за счет взаимодействия между модами, более стабилен за счет возможности взаимной модовой электроподстройки⁴иперспективен для применения в качестве оптического сенсора, настраиваемого на n жидкости в диапазоне от 1 до 2 с чувствительностью 10⁻⁵.



Рис.1. (а)Экспериментальный и (b) расчетный спектр отражения ФП резонатора с большим сдвигом резонансных пиков высоких порядков до и после приложения напряжения к ЖК наполнителю.

Рис.2. SEM изображение фотонного кристалла с тремя полостями Фабри-Перо резонаторов, которые при их заполнении ЖК формируют триплет дефектных мод.

Разработка связанных микрорезонаторов на кремниевом чипе имеет перспективу для применения в качестве WDM фильтра для управления каналами и в оптофлюидике – в качестве сенсора для диагностики жидких сред.

- 1. A.V. Baldycheva, V.A. Tolmachev, T.S. Perova, *Proc. SPIE*, 8431, 84310H(1-13), (2012).
- 2. V. Tolmachev, T. Perova, E. Krutkova, E. Khokhlova, *Physica E: Low-dimensional Systems and Nanostructures*, **41**, 1122-1126, (2009).
- 3. V.A. Tolmachev, V.A. Melnikov, A.V. Baldycheva, K. Berwick, T.S. Perova, *Progress In Electromagnetic Research*, **122**, 293-309, (2012).
- 4. A.V. Baldycheva, V.A. Tolmachev, K. Berwick, T.S. Perova, *Nanoscale Research Letters*, **7**, 387-393, (2012).

СПЕКТРАЛЬНАЯ И СКАНИРУЮЩАЯ ЭЛЛИПСОМЕТРИЯ ДЛЯ ХАРАКТЕРИЗАЦИИ НАНОСЛОЕВ И ТОНКИХ ПЛЕНОК Толмачев В.А.

Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе РАН, Санкт-Петербург, Россия

С помощью спектральной эллипсометрии (250-900 нм) исследованы слои детонационного наноалмаза, модифицированная поверхность GaAs, наноподслоиNi, а также композитные a-Si_{1-x}C_x:H<Er>и α -C<Pt> пленки. Проведено эллипсометрическое сканирование толщины мембраны, полученной на структуре «кремний на изоляторе».

Одной из важных проблем в технологии получения нано- и тонкопленочных структур является воспроизводимость их оптических характеристик (показателя преломления и его дисперсии), геометрических параметров (значений толщин компонентов и их вариаций), а также пористости или фракции компонентов, если пленка композитная. Процессы формирования структуры, оптических свойств границ раздела и отдельных слоев фотонных кристаллов должны контролироваться по мере создания структуры, поэтомужелательно, чтобы методы исследования были неразрушающие, и в то же время чувствительные и информативные.

На сегодняшний день в мировой практике спектрально- эллипсометрический метод является наиболее прогрессивным в исследовании свойств микро- и наноструктур, которые могут состоять из слоев с толщиной до долей монослоя.

В настоящей работе демонстрируются результаты исследований, проведенные с помощью спектроэллипсометра «Эллипс -1891» в области длин волн 250-900 нм, изготовленного в ИФП СО РАН(Новосибирск)¹.Для интерпретации измеряемых эллипсометрических спектров используется программное обеспечение, включающее пакет моделирования, симуляции и фитинга, библиотеку оптических констант материалов. Возможны измерения при нескольких углах падения. Программа поддерживает модели композитных структур (Бруггемана, Максвел-Гарнетта, Лорентс-Лорентца), неравномерные неоднородные слои, позволяет фиттинговать экспериментальные данные к дисперсионным моделям Коши, Селмиера и др.

Исследовалось модифицирование поверхности GaAs в результате воздействия газового разряда². В случае воздействия электронов использовалась модель эффективной среды, которая включала тонкую пленку окисла Ga₂O₃ на поверхности подложки, а в случае воздействия ионов использовалась модель, состоящяя из аморфного a-GaAs, кристаллического c-GaAs и пустот. С помощью эллипсометрии оптимизирована толщина подслоев Ni при получении Cu покрытияна кремниевом аноде литий-ионных аккумуляторов нового поколения.

При покрытии подложки агломератамидетонационного наноалмаза³(ДНА) близком к сплошному возникает затруднение в количественной оценке их числа на единице площади по данным сканирующей зондовой микроскопии, поскольку трудно выделять отдельные объекты и проводить подсчет их числа. В этом случае в качестве интегрального метода оценки эффективной толщины нанесенного слоя ДНА применялась спектральная эллипсометрия.Использование эллипсометрии позволило оценить однородность покрытия агломератами ДНА кремниевой подложки диаметром 100 mm. При этом эллипсометрические измерения выявили увеличение величины эффективной толщины слоя ДНА на подложке на 10 - 20% от центра к краям.

Для получения численной информации из обработки эллипсометрических спектров использовалась оптическая модель: кремниевая подложка, слойSiO₂, пленка с

показателем преломления n=1.22, соответствующим усредненному значению по формуле Бруггемана для 20 %алмазной фазы (n = 2.4)и 80% пустот (n = 1).

В результате проведенного исследования пленок а-Si_{1-x}C_xбыло показано⁴,что увеличение CH₄ в составе газовой смесиприводитк увеличению содержания углерода в исследуемых пленках от 2,010²¹ до 1,6 10²² см⁻³,увеличению ширины оптической зоны E_g^{opt} от 1,75 до 2,2 эВ.Изменения в ИК- спектрахсвидетельствуют об изменении структуры пленока-Si_{1-x}C_x<Er>, которые, в свою очередь,сопровождаются изменениями оптических констант.

Проведен анализ наблюдаемых эллипсометричеких спектровс использованием многопараметрических моделей(рис.1).В результате проведенного анализа можно сделать вывод о том, хорошее совпадение экспериментальныхи расчетных спектров наблюдается при учете пористостиаморфных пленок.



Рис.1Экспериментальные эллипсометрические углы ∆ и ψ (тонкая линия) и расчетные (жирная) по 2х слоевой модели (вставка) для пленки а-Si_{1-x}C_xна подложке кремния. Цифры у вставки – толщины и фракции компонентов, определенные в результате подгона по модели.

Проведено исследование отдельно напыленных α -Си композитных α -С<Pt>слоев⁵. Для описания дисперсионных свойств свойств α -С использовано уравнение Коши с поиском неизвестных коэффициентов уравнения, а для Pt компоненты дисперсия n и k из литературных данных. Для определения состава пленок композита использовано приближение Бруггемана. В исследованных образцах путем применения вышепредставленногоподхода охарактеризованы образцы α -C<Pt>слоев с объемной долей Pt от 3% (рис.2а) до 23 % (рис.2b) и в диапазоне толщин от 10 до 183 нм. При характеризации α -C<Pt>слоев использовались оптические константы для Pt, взятые из справочника.



Рис.2 Экспериментальные (тонкая) и расчетные (жирная) эллипсометрические спектры (Ψ-сплошная, Δпунктирная α-C<Pt>слоев). Для двухкомпонентной структуры композитной пленки выявленный из подгона по модели состав 3% Pt, 97 % α-C (в объемных долях)(а), для трехкомпонентной структуры (модель с пористостью) - 23% Pt, 25 % пустот, 52 % α-C(b).

Мембраны из Si толщинойнесколько сотен нанометровмогут быть полученыиз структуры «кремний на изоляторе» (КНИ) путем удаления лишних слоев методами реактивного ионного травления и химического травления (рис.3а). Площадь получающихся окон составляет от 5 x 5 до 100 x 100 мкм(рис.3b). Такие окна перспективны для использования в качестве элементов сенсоров как в био- так и химических микрореакторах и важно знать их качество, и прежде всего максимально точно определить толщину в заданной точке изготовленного окна. Для такой диагностики был использован сканирующий монохромный эллипсометр SCAN150(Новосибирск, Россия). Было проведено сканирование поверхности как окон(рис.3с). исходной КНИ структуры, так и площади Былоустановлено распределение толщины Si мембраны по площади и выявлены участки с высокой однородностью толщины (+/-2 нм).



Рис.3 Схема мембраны Si толщиной 250 нм, получаемой из структуры «кремний на изоляторе»(а), вид сверху в оптическом микроскопе: размер окна 100 х 100 мкм(b), распределение толщин (+/- 2 нм) по площади окна в трехмерном изображении, определенное из эллипсометрического сканирования(с).

В результате работы показано, что эллипсометрия, как неразрушающяя, неконтактная, не требующая вакуумного оборудования методика, демонстрирует высокую чувствительность, информативность, возможность измерения модифицированой поверхности и нанослоев с высокой локальностью пучка (3 мм для спектральной и 10 мкм для монохромной). Для исследований нужны образцы с зеркально гладкой поверхностью и с высокой параллельностью поверхностей раздела. Кроме того, необходимо использование оптических моделей и обоснованное их применения к реальным структурам.

- 1. V.A. Shvets, E.V. Spesivtsev, S.V. Rykhlitskii, N.N. Mikhailov, *NanotechnologiesinRussia*, 4, 201–214, (2009).
- 2. E. L. Gurevich, S. Kittel, R. Hergenröder, Yu.A. Astrov, L.M. Portsel, A.N. Lodygin, V.A. Tolmachev, A.V. Ankudinov, *J. Phys.D: Applied Physics*; **43**, 275302, (2010).
- 3. Н.А. Феоктистов, В.И. Сахаров, И.Т. Серенков, В.А. Толмачев, И.В. Коркин, А.Е. Алексенский, А.Я. Вуль, В.Г. Голубев, *ЖТФ*, **81**, N5, 132-138, (2011).
- 4. В.Х.Кудоярова, В.А.Толмачев, Е.В.Гущина, *ФТП*, принята к публ. (2012).
- 5. Т.К. Звонарева, А.А. Ситникова, Г.С. Фролова, В.И. Иванов-Омский, ФТП, 42, N3, 331-335, (2008).

METAL-DIELECTRIC COMPOSITES: EFFECTIVE OPTICAL CONSTANTS AND THEORETICAL MODELING Mykola Biednov, Leonid Poperenko, Yurgelevich Irina

Taras Shevchenko National University of Kyiv, 64 Volodymyrska str. Kyiv,

Ukraine

The interaction of structured material with light waves is strongly dependent on the structure of the material and on the size of the smallest feature, which can be used to control light field distribution and light propagation in such a material. From this point of view, nanostructured metal-dielectric composites look extremely interesting due to presence of phenomena, called plasmon resonance—collective oscillations of free electrons of metal particle with resonance frequency. Such localized plasmon can be considered as a fluctuation of density of free electrons on the surface of metal nanoparticle. Plasmon resonance allows to concentrate energy of light wave in the particles, much smaller then the wavelength of light and significantly enhance local electric field and thus light absorption, emission or scattering processes in the surrounding material1. In this work we present results of studying of optical properties of granular thin films made of Ag particles, embed in dielectric Al2O3 matrix. Silver is known to be very good plasmonic material, it has small imaginary part of dielectric function and a very high conductivity which leads to excellent optical and electronic properties of silver nanostructures. As a dielectric Al2O3 was chosen because it has stable chemical composition and high index of refraction $n\approx 1.7$ in optical region.

Experimental part was performed by means of angular and spectroscopic ellipsometry. Measured angular dependences reveal, that optical conductivity changes from metallic to dielectric with decrease of silver volume fraction. Complex effective dielectric function of the samples was measured within 295-825 nm wavelength range. Dispersion of optical constants of the samples with high silver volume fractions f>0.53 appears to be qualitatively similar to bulk silver. With decrease of Ag concentration influence of plasmon resonance on optical properties of the samples is observed. Measured spectral dependences reveal red shift and significant broadening of plasmon resonance peak of sample with f=0.28 in comparison to those with f=0.06-0.15 which can be explained within framework of surface plasmon resonance theory. Calculations show, that experimental data can't be described using standard Maxwell-Garnett and Bruggeman effective-medium theories.

Effective dielectric function of such composite films can be tuned by varying silver concentration, size and shape of the metal particles. We show that measured values of complex index of refraction for samples with f=0.08-0.2 can guarantee a strong light absorption for 400 nm film thickness according to Fresnel equations and demonstrate, that a considerable fraction of light can be trapped in the film due to total internal reflection of the light, scattered by noble metal nanoparticles.

РАСЧЁТ ХАРАКТЕРИСТИК МЕТАПЛЁНОК В ТГц ДИАПАЗОНЕ ПРИ МАСШТАБИРОВАНИИ ГЕОМЕТРИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ Терехов Ю.Е.¹, Ходзицкий М.К.² Журавлев А.В.¹, Белокопытов Г.В.¹

¹Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Физический факультет, Москва, Россия ²НИУ ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

Методом численного конечноэлементного моделирования получены коэффициенты отражения, прохождения и поглощения метаплёнок, составленных из П-образных резонаторов, в диапазоне 0,3 – 3 мм. Пропорционально масштабировались длина стороны, глубина зазора и период резонаторов. Исследованы зависимости резонансных длин волн и добротностей. Получены экспериментальные спектры коэффициентов отражения для метаплёнок с П-образными резонаторами

Метаматериалы, искусственные композитные структуры из субволновых частиц, позволяют точно задавать их отклик на внешнее электромагнитное излучение. Это свойство особенно актуально для создания покрытий и устройств¹ работающих в терагерцовом диапазоне.

В настоящей работе исследовалось влияние геометрических параметров Побразных резонаторов, а именно длины резонатора и глубины зазора, на поведение коэффициентов прохождения, отражения и поглощения метаплёнок (двумерных метаматериалов) составленных из планарного массива таких резонаторов. Плоская электромагнитная волна падала по нормали к поверхности и была либо ТМ, либо ТЕ поляризована. В первом случае электрическая компонента поля была направлена перпендикулярно ёмкостному зазору резонатора, во втором – вдоль ножек резонатора. Длина волны внешнего излучения изменялась в диапазоне 0,3 – 3 мм (0,1 – 1 ТГц). Расчёты производились в пакете программ конечноэлементного моделирования СОМSOLMultiphysicsRFModule.

Массив периодически расположенных медных П-образных резонаторов толщиной 35 мкм располагался на подложке с показателем преломления $n = 2,025 - i \cdot 0,017$ и толщиной 1 мм. Длины основания и ножек резонатора полагались равными друг другу и изменялись от 200 до 450 мкм с шагом 50 мкм. Глубина зазора изменялась пропорционально стороне резонатора, и могла составлять 0,2, 0,4, 0,6 или 0,8 длины резонатора. Ширина зазора равнялась 0,3 длины, а период решётки 1,5 длины резонатора. Т.е. с изменением размеров основания ширина, глубина и период расположения резонаторов пропорционально масштабировались.

Характерный вид спектров коэффициентов отражения и прохождения при ТМ поляризации падающего излучения приведён на рис. 1.



Рис. 1. Спектры коэффициентов отражения и прохождения при ТМ поляризации. Числами обозначены кривые для резонаторов с различной длиной основания: 1 – 200 мкм, 2 – 250 мкм, 3 – 300 мкм, 4 – 350 мкм, 5 – 400 мкм, 6 – 450 мкм. Относительная глубина зазора 0,8 от стороны.

В случае ТМ поляризации можно выделить 3 различные группы резонансов. Первые две группы располагаются в диапазоне от 0,6 до 1,5 мм и от 0,3 до 0,9 мм.

Такие резонансы мы будем называть, соответственно, первыми и вторыми плазмонными, они связаны с колебанием зарядов вдоль основания резонатора. В первом случае на длине стороны резонатора, с учётом влияния подложки, укладывается половина длины волны, во втором – длина волны резонанса. Изменение относительной глубины зазора не влияет на положение этих резонансов (см. рис. 2а). В этом случае отклик П-образных резонаторов аналогичен отклику полуволновых антенн. Третья группа резонансов, LC-мода, (на рис. 1 от 1,2 до 3 мм) соответствуют круговому движению зарядов в плоскости резонатора, эффективно представляющему собой виток индуктивности с ёмкостным зазором. При уменьшение глубины зазора изменяется его эффективная ёмкость и резонансы LC-моды смещаются в коротковолновую область, стремясь к плазмонным резонансам. Поскольку окружающая резонатор среда не имеет лисперсии, то при пропорциональном изменение геометрических параметров метаплёнки потери на излучение остаются неизменными, как следствие не изменяется и добротность (см. рис. 2б). Сильный разброс в добротностях плазмонных резонансов по сравнений с LC-резонансами связан с большими погрешностями моделирования на коротких длинах волн. Зависимости резонансных длин волн и добротностей от длины резонатора представлены на рис. 2.



Рис. 2. Зависимость длины волны резонанса отражения (а) и его добротности (б) от длины резонатора. (а) Линии с квадратиками – LC-резонансы в резонаторах с различной относительной глубины зазора *u*, пустые кружочки – средние значения первых плазмонных резонансов, заполненные кружочки – вторых плазмонных резонансы. (б) Значения добротностей усреднены по относительной глубине зазора.

Пустыми фигурами отмечены добротности при ТМ поляризации, заполненными – при ТЕ. Квадратики – LC-резонанс, треугольники – первый плазмонный резонанс, ромбики - второй плазмонный резонанс.

В случае ТЕ поляризованной волны остаются только плазмонные моды, LC-мода исчезает. Заряды колеблются синфазно вдоль ножек резонатора, поскольку длины ножек и основания равны, то частоты этих резонансов совпадают с частотами резонансов при ТМ поляризации, а из-за того, что две ножки резонатора эффективно представляют собой две связанные колебательные системы, происходит уширение резонансов, добротность уменьшается по сравнению с резонансами при ТМ поляризации.

Для случая ТМ поляризации были экспериментально исследованы метапленки, нанесенные на ситалловую подложку толщиной 600 мкм. В каждой метапленке изменялся период решетки, глубина зазора и сторона П-образных резонаторов. Характерный вид спектров коэффициентов пропускания для ТМ поляризации падающего излучения приведён на рис. 3. При увеличении параметров метапленки с Побразными резонаторами явно виден сдвиг резонансов в низкочастотную область спектра.



Рис. 3. Экспериментальные спектры коэффициентов пропускания при ТМ поляризации. Числами обозначены кривые для резонаторов с различными геометрическими параметрами (сторона / глубина зазора / период решётки, мкм): 1 – 542/325/813 мкм, 2 – 282/169/423 мкм, 3 – 195/117/293 мкм, 4 – 152/91/228 мкм, 5 – 126/76/189 мкм, 6 – 108/65/162 мкм, 7- 96/58/144, 8- 87/52/131, 9 - 79/47/119.

В дальнейшем будет произведено сравнение полученных результатов с расчётами коэффициентов метаплёнки с помощью матрицы поляризуемости отдельного резонатора³.

Таким образом, методом численного моделирования получены коэффициенты отражения, прохождения и поглощения метаплёнок, составленных из П-образных резонаторов, в диапазоне 0,3 – 3 мм. Исследованы зависимости резонансных длин волн и добротностей. Экспериментально показана возможность перестройки положения резонансов путем масштабирования длины стороны, глубины зазора и периодаПобразных резонаторов.

- 1. H. Tao, W.J Padilla, X. Zhang, R.D. Averitt, *IEEE J. Sel. Top. in Q. Electr.*, **17**, 92-101, (2011).
- 2. Г.В. Белокопытов, А.В. Журавлев, Ю.Е. Терехов, *Вест. Моск. ун-та. Сер. 3* Физ. Астрон., №3, 17-24, (2012).
- 3. G.V. Belokopytov, A.V. Zhuravlev, Yu.E. Terekhov, *Phys. of Wave Phenom.*, 19, 280-286, (2011).

НЕЛИНЕЙНОЕ УПРАВЛЕНИЕ ПАРАМЕТРАМИ ГОФРИРОВАННОГО МАСКИРУЮЩЕГО ПОКРЫТИЯ Гурвиц Е.А., Седых Е.А., Ходзицкий М.К.*

Санкт-Петербургский государственный университет информационных технологий, механики и оптики, Санкт-Петербург, Россия

Работа посвящена исследованию нелинейного эффекта управления невидимостью объекта, благодаря использованию СВЧ диодов изменяющих ёмкость в зазорах гофрированного маскирующего покрытия. Исследование нелинейности скрытия объекта выполнялось в пакете CST Microwave Studio

Идея использования метаматериалов для создания маскирующих покрытий – это относительно новая концепция их применения благодаря уникальному свойству в экстремальные получать диэлектрическую метаматериалах И магнитную проницаемости. Различные подходы были предложены ранее несколькими научными группами^{1,2,3},идеи которых сильно отличались как по практической реализации, так и по принципу работы. Оригинальная структура была предложена проф. С. Третьяковым. Она состояла из параллельных периодических пластин-волноводов с плавно изменяющейся высотой пластины от H до h, для уменьшения общего рассеивания структуры и получения широкополосного эффекта маскировки. Маскирующее покрытие с объектом помещалось в волновод и возбуждалось электромагнитной волной. При взаимодействии с маскирующим гофрированным покрытием волна огибала пластины, сохраняя волновой фронт. В данной работе основные параметры геометрии гофрированного покрытия были взяты из модели⁴ и оптимизированы для работе в "Ku-band" диапазоне от 11 до 18 GHz. Для реализации управляемого эффекта невидимости, в структуру рис.1(а) были вставлены диоды, которые увеличивали ёмкость в зазоре между пластинами. Ёмкость каждого элемента изменялась от 0.1 до 0.9 пФ. Расположение диодов в структуре показано на рис. 1(б, в).



Рис.1. Маскирующее покрытие, состоящее из пластин вид с боку (а), маскирующее покрытие с добавлением диодов (б). Виды сверху (в) и с боку (б) иллюстрируют расположение диодов в зазорах структуры

Используя коммерческое программное обеспечение CST Microwave Studio Suite, были рассчитаны частотные зависимости коэффициента пропускания через маскирующее покрытие (рис. 2) для разных значений емкостей диодов. Как видно из рис.2 при увеличении емкостей диодов наблюдается смещение полосы пропускания ("область невидимости") в диапазон низких частот, возникновение узких высокодобротных резонансных пиков (вызванных нарушением согласования импедансов маскирующего покрытия и окружающего пространства), а также сужение полосы пропускания для данной структуры.

Из рис. З явно видно, что при увеличении ёмкости диодов в зазоре структуры пропускание электромагнитной волны в структуре представляет собой нелинейный процесс включения- выключения невидимости: наблюдается нелинейный переход от случая "невидимости" (емкость диодов от 0.1 до 0.3 пФ) до случая "видимости" объекта (емкость диодов от 0.6 до 1 пФ)

Таким образом, в данной работе было показано нелинейное поведение маскирующего покрытия при изменении общей ёмкости диодов в зазоре между пластинами от 0,4 до 3,6 пФ.



Рис. 2. Зависимость коэффициента пропускания S21 от частоты для различных емкостей диодов.

Управление невидимостью было получено путем изменения ёмкости диодов и продемонстрировано на фиксированной частоте 11.6 ГГц (рис. 3).



Рис. 3. Нелинейная зависимость коэффициента пропускания S21 от ёмкости диода.

1. Schurig, D., Mock, J.J., Justice, B.J., Cummer, S.A., Pendry, J.B., Starr, A.F., Smith, D.R., "Metamaterial electromagnetic cloak at microwave frequencies", Science **314**, 977 (2006).

2. Edwards, B., Alu, A., Silveirinha, M.G., Engheta, N., "Experimental Verification of Plasmonic Cloaking at Microwave Frequencies with Metamaterials", Physical Review Letters, **103**, 153901 (2009).

3. Li, J., Pendry, J.B., "Hiding under the carpet: a new strategy for cloaking", Physical Review Letters, **101**, 203901 (2008).

4. Tretyakov, S., Alitalo, P., Luukkonen, O., Simovski, C., "Broadband electromagnetic cloaking of long cylindrical objects", Physical Review Letters, **103**, 103905 (2009).

НОВЫЕ ПРИНЦИПЫ ОПТИЧЕСКОЙ ПЕРЕДАЧИ, ОБРАБОТКИ И ХРАНЕНИЯ ИНФОРМАЦИИ

УСТНЫЕ ДОКЛАДЫ

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ДЕМОНСТРАЦИЯ КУБИТ-КУБИТОВОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ И ЭФФЕКТИВНОГО РЕЖИМА ЭЛЕКТРОМАГНИТНО ИНДУЦИРОВАННОЙ ПРОЗРАЧНОСТИ В КРИСТАЛЛЕ Pr³⁺:LaF₃ АхмеджановР.А., БондарцевА.А., ГущинЛ.А., ЗеленскийИ.В., ЛитвакА.Г.

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт прикладной физики Российской академии наук (ИПФ РАН), Нижний Новгород, Россия

Продемонстрирована возможность реализации кубитов на ансамблях спектрально выделенных частиц и осуществления основных операций над ними. Показано, что использование спектральной селекции позволяет реализовать эффективный режим электромагнитно индуцированной прозрачности.

Квантовая теория информации – новая, бурно развивающаяся область науки, в которой обработка, хранение и передача информации осуществляется квантовыми системами [1]. В настоящее время ведутся активные поиски квантовых систем, которые могут выполнять роль кубитов [2]. В качестве таких систем рассматриваются: фотоны, ядра атомов в молекулярных системах, атомы и ионы в оптических ловушках или кристаллах, квантовые точки в полупроводниках, сверхпроводящие цепи и пр. Все эти системы обладают определенными преимуществами и недостатками. Одними из перспективных кубитовых систем являются кристаллы, активированные редкоземельными элементами [3,4]. В них в качестве кубитов рассматриваются ансамбли ионов, спектрально выделенных внутри неоднородно уширенного оптического перехода. Принцип спектральной селекции основан на создании долгоживущих спектральных провалов внутри неоднородно уширенной оптической линии поглощения. Это возможно благодаря большим (секунды и более) временам жизни населенности на сверхтонких подуровнях основного состояния ионов. В результате создаются группы ионов с оптическими линиями поглощения, ширины которых теоретически ограничены однородными ширинами оптических переходов и могут быть существенно меньше как сверхтонких расщеплений этих переходов, так и их неоднородного уширения. Два заранее выбранных сверхтонких подуровня основного состояния ионов ассоциируются с состояниями кубита $|0\rangle$ и $|1\rangle$. Операции над кубитами осуществляются с помощью импульсов лазерного излучения видимого диапазона, что является очень удобным как с точки зрения экспериментальной реализации, так и с точки зрения основ квантовых коммуникаций, поскольку фотоны являются наиболее часто используемыми носителями квантовой информации [5]. Двухкубитовые операции осуществляются за счет электрического диполь-дипольного взаимодействия между ионами из разных ансамблей, которое обусловлено наличием постоянных, но разных по величине электрических дипольных моментов в основном и возбужденном состояниях. Большие времена когерентности как на оптических [6], так и на сверхтонких переходах с [7], позволяют выполнять до нескольких тысяч операций без потери когерентности при использовании в качестве управляющих импульсов лазерного излучения микросекундной длительности. Возможность запутывания кубитов в разных кристаллах позволяет надеяться на существенное улучшение масштабируемости системы [3]. Оценка количества кубитов, которое может быть реализовано в одном кристалле, дается отношением величины неоднородной ширины оптического перехода к величине сверхтонкого расщепления этого перехода и может достигать несколько сотен.Одновременно с поиском квантовых систем для физической реализации кубитов проводятся исследования нескольких перспективных типов квантовой памяти в таких системах[8], в частности на основе электромагнитно индуцированной прозрачности [9].

В наших экспериментах использовалсякристалл Pr³⁺:LaF₃ размером 5×5×10 мм (больший размер вдоль с-оси кристалла) сконцентрацией Pr 0,75 ат.%. Образец размещался в оптическом гелиевом криостате при температуре вблизи 2 К. Использовался переход³H₄(1)- ${}^{1}D_{2}(1)$. Схема уровней представлена на рис.1. На рис.2 представлен спектр поглощения спектрально выделенного ансамбля ионов. Серой линией показан контур неоднородно уширенной линии поглощения перед процедурой спектральной селекции (спектр 2(a)); черной линией – после (спектр 2(b)). Спектральные ширинылиний порядка 1 МГц (определялась спектральной шириной используемого лазера). Исходя из схемы энергетических уровней, можно соотнести все наблюдаемые линии с переходами между сверхтонкими уровнями. Нами были проведены экспериментальные исследования возможности осуществления базовых операций над кубитами: манипуляции населенностями сверхтонких (кубитовых) подуровней, что является прототипом однокубитовой операции «вращения», и контролируемого сдвига энергетических уровней спектрально выделенной группы частиц при возбуждении других частиц в различных спектральных диапазонах, что является прототипом двухкубитовых операций (в частности операции C-NOT). Для демонстрации возможности двухкубитовых операций на первом этапе создавался спектрально выделенный ансамбль частиц, представляющих кубит. Далее на расстоянии 40 МГц от кубита в определенном спектральном диапазоне другая группа частиц переводилась в возбужденное состояние. На третьем этапе кубит подвергался воздействию резонансного лазерного излучения на частоте перехода $|0\rangle$ - $|e2\rangle$, что в зависимости от величины штарковского сдвига приводила к частичной откачке населенности с подуровня |0>. На последнем этапе измерялся спектр поглощения кубита в окрестности перехода |0>-|e2>. При такой процедуре «память» о сдвиге переходаза счет электрического диполь-дипольного взаимодействия между ионами из разных ансамблей хранилась в течение времени релаксации населенностей между нижними сверхтонкими подуровнями и не требовала быстрого (за время жизни возбужденного состояния) измерения спектра поглощения. Соответствующие спектры поглощения кубита при возбуждении частиц в различных спектральных диапазонах представлены на рис.3.

При исследовании эффекта электромагнитно индуцированной прозрачности, управляющее поле было фиксировано по частоте и находилось в резонансе с переходом $|0\rangle$ - $|e2\rangle$ (соответствующая линия поглощения отмечена на рис.2 стрелкой), в то время как пробное поле сканировалось в окрестности перехода $|1\rangle$ - $|e2\rangle$. На рис. 4 представлена зависимость величины просветления в условиях электромагнитно индуцированной прозрачности ($(k_1-k_2)/k_2$)·100%, где k_1 и k_2 – коэффициенты поглощения в присутствии и отсутствие управляющего поля в центре перехода $|1\rangle$ - $|e2\rangle$. Максимальная величина просветления составила 40%, что почти на порядок больше, чем в наших предыдущих исследованиях при сходных экспериментальных условиях, но для среды без спектральной селекции [10]. Численные расчеты показали, что основной причиной ограничения степени просветления в условиях наших экспериментов является

«размазывание» пика пропускания инструментальным контуром, определяемым длительностью пробного импульса. При использовании более длинных пробных импульсов возможно достижение практически полного просветления.



Рис. 1. Структура энергетических уровней ионов Pr³⁺ в кристалле LaF₃



Рис. 3. Спектры поглощения кубита при разных спектральных ширинах возбуждаемой группы частиц: б-80 МГц, в-40 МГц, г-20 МГц, д-10 МГц, е-0 МГц, а - при отсутствии возбуждения и откачивающего импульса



Рис. 2. Спектр поглощения спектрально выделенного ансамбля ионов Pr^{3+} в кристалле LaF₃ до процедуры спектральной селекции – (а) и после – (b)



Рис. 4. Зависимость величины просветления от частоты Раби управляющего лазерного излучения

1. М. Нильсен, И. Чанг, Квантовые вычисления и квантовая информация, М.: Мир, 824 с., (2006).

- 2. J. L. O'Brein et al., Nature, 464, p. 45, (2010).
- 3. S. Kroll et. al., Phys. Scr., T137, p. 014009, (2009).
- 4. M. Sellars et al., *Phys. Rev. A*, 80, p. 023308, (2009).
- 5. K. Hammerer et al., Rev. Mod. Phys., 82, p. 1041, (2010).
- 6. A.K. Rebane et al., Proc .of SPIE, 7611, p. 76110H, (2010).
- 7. E. Fraval et al., Phys. Rev. Lett., 95, 2005, p. 030506.
- 8. C. Simon et al., Eur. Phys. J. D, 58, 1-22, (2010).

9. A.I. Lvovsky et al., Nature Photonics, 3, 706-714, (2009).

10. R.A. Akhmedzhanov et al., *Journal of Modern Optics*, 53, №16-17, 2449-2458, (2006).

КВАНТОВЫЙКОМПЬЮТЕРНАМНОГОАТОМНЫХСИСТЕМАХВК ВАНТОВО-ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКОМРЕЗОНАТОРЕ АндриановС.Н.**, АблаевФ.М.**,ВасильевА.В.**, и МоисеевС.А.**

Институт информатики Академии наук Республики Татарстан, Казань,Россия

Казанский федеральный университет, Казань, Россия *Казанский физико-технический институт КНЦ РАН, Казань, Россия

Мы предлагаем эффективную реализацию полного набора элементарных квантовых вентилей в твердотельном квантовом компьютере, основанном на макроскопических резонансных системах - многоатомных когерентных ансамблях, сквидах или квантовых точках в квантово-электродинамическом резонаторе. При этом мы используем кодировку логических кубитов на парах макроскопических двухуровневых или трехуровневых систем. Однокубитовые вентили реализуются за счет обменного переноса однофотонного возбуждения в паре. В случае двухуровневых систем, двухкубитовые вентили реализуются за счет лэмбовского сдвига частоты перехода одной из систем в паре, блокирующего обменный перенос возбуждения в паре, контролируемого третьей системой из другой пары. При использовании трехуровневых систем, обменный перенос в паре блокируется переходом рабочего возбуждения на дополнительный уровень под прямым воздействием возбуждения контролирующей пары.

Использование ансамблей многоуровневых ридберговских атомов является многообещающим подходом к построению многокубитового квантового компьютера [1]. При этом предполагается использование механизма дипольной блокады для исключения избыточных квантовых состояний, возникающих в многоатомной системе. Однако использование диполь-дипольного взаимодействия для блокады само вызывает декогеренцию. Поэтому в данной работе мы предлагаем другие подходы к построению квантового компьютера на многоатомных системах.

Для кодирования кубитов мы используем ряд отдельных многоатомных систем, помещенных в общий квантово-электродинамический резонатор. Мы вводим кодирование одного логического кубита на паре многоатомных систем, используя следующие коллективные состояния m-й атомной системы (m-го узла):

$$|0\rangle_{m} = |g\rangle_{1}|g\rangle_{2}..|g\rangle_{N_{m}}$$
⁽¹⁾

- основное состояние узла и

$$|1\rangle_{m} = 1/\sqrt{N_{m}} \sum_{j}^{N_{m}} |g\rangle_{1} |g\rangle_{2} \dots |e\rangle_{j} \dots |g\rangle_{N_{m}}$$

$$(2)$$

- состояние с однофотонным возбуждением (где $|g\rangle_j$ и $|e\rangle_j$ - основное и возбужденное состояния *j*-ого атома, N_m - число атомов вузле *m*). Обозначим основное состояние пары процессорных узлов 1 и 2 как $|00\rangle = |0\rangle_1 |0\rangle_2$. Аналогично введём состояния

 $|01\rangle = |0\rangle_1 |1\rangle_2$ и $|10\rangle = |1\rangle_1 |0\rangle_2$. Тогда состояния логического кубита можно закодировать в следующем виде:

(3)

$$|0\rangle_{L} = |0\rangle_{1}|1\rangle_{2}, |1\rangle_{L} = |1\rangle_{1}|0\rangle_{2}.$$

С помощью штарковского сдвига частоты можно выровнять частоты атомных узлов в логическом кубите в нужный момент времени (Рис. 1).

Это позволяет осуществить операцию $iSWAP(\theta)$ при помощи поперечного гейзенберговского взаимодействия атомов различных узлов через поле виртуальных фотонов резонатора [2-5].Далее мы используем операцию *CSWAP* в паре физических узлов для организации двухкубитовых квантовых вентилей, которая при использовании логических кубитов по своей сути является операцией *CNOT*.



Рис. 1. Квантовый компьютер на многоатомных системах с логическим кодированием кубитов

В первом варианте реализации операции *CNOT* мы используем новый механизм коллективной блокады, который не вносит дополнительной декогеренции в эволюцию атомной системы. Такая блокада возникает благодаря неодинаковому лэмбовскому сдвигу атомных уровней в паре логического кубита при неравной частоте Раби ее узлов. Мы выпускаем фотон из одного из узлов контролирующего логического кубита в резонатор, общий для всех кубитов, и он вызывает рассогласование резонанса между узлами контролируемого кубита, в результате чего операция *SWAP*между узлами контролируемого кубита или *NOT* этого кубита происходит или нет в зависимости от состояния контролирующего кубита. В целом операция *CNOT* реализуется в три этапа: выход фотона из контролирующего кубита в резонатор, операция *CSWAP* в контролируемом кубите и возвращение фотона в контролирующий кубит.

Во втором варианте реализации операции *CNOT*на логических кубитах блокирование операции *CSWAP* осуществляется не путем сдвигов частоты, а путем перевода возбужденной системы в узле контролируемого кубита на вспомогательный уровень под воздействием фотона от контролирующего кубита. Здесь операция *CNOT* осуществляется за пять шагов: выход фотона из контролирующего кубита в резонатор, переход возбужденной системы контролируемого кубита на вспомогательный уровень, операция *CSWAP* в контролируемом кубите, возвращение контролируемой системы на рабочий уровень и возвращение фотона в контролирующий кубит. Число шагов может быть сокращено здесь также до трех если для переноса возбуждения между контролирующим и контролируемым кубитами, используется операция *SWAP* с участием вспомогательного перехода в узле контролируемого кубита, но эффективность процесса в целом становится меньше из-за отсутствия точного резонанса во взаимодействии с фотонами резонатора.

Предлагаемые способы реализации логических одно- и двух-кубитовых операций для квантового компьютера на многоатомных системах позволяют реализовать универсальные квантовые вычисления. Из двух рассмотренных реализаций квантового вентиля *СNOT* вариант основанный на использовании лэмбовского сдвиг, осуществляется, вообще говоря, за меньшее число шагов, но его скорость ограничена малой величиной однофотонного лэмбовского сдвига.

Работа поддержана грантами РФФИ №№ 10-02-01348 и 11-07-00465.

- 1. M. Saffman, Rev. Mod. Phys., 82, 2313-2363, (2010).
- 2. A. Imamoglu, et.al., Phys. Rev. Lett., 83, 4204-4207, (1999).
- 3. N. Schuch, J. Siewert, Phys. Rev. A, 67, 032301 (8 pages), (2003).
- 4. S.A. Moiseev, S.N. Andrianov, F.F. Gubaidullin, Laser Phys., 21, 1503-1510 (2011).
- 5. С.Н. Андрианов и С.А. Моисеев, Опт. и спектр., 112, № 3, с. 436–443 (2012).

КОПИРОВАНИЕ СВЕТОВОГО ИМПУЛЬСА В УСЛОВИЯХ ЭЛЕКТРОМАГНИТНО-ИНДУЦИРОВАННОЙ ПРОЗРАЧНОСТИ Лосев А.С., Трошин А.С.

Российский государственный педагогический университет им. А.И. Герцена, Санкт-Петербург, Россия

Показана теоретическая возможность генерации средой двух копий вошедшего пробного импульса как результат последовательной работы двух управляющих импульсов в условиях электромагнитно-индуцированной прозрачности. В расчете использован полуклассический подход, резонансное приближение и приближение заданного поля управляющих импульсов.

С точки зрения динамики распространения лазерных импульсов, их управления в условиях ЭИП интересна триподная атомная конфигурация¹⁻⁴. В данной работе, в продолжение работ¹⁻⁵, в схеме с вырождением, используя триподную схему, мы численным расчетом показываем возможность получения двух копий вошедшего пробного гауссого импульса, сгенерированных средой в условиях ЭИП.

В рассматриваемой нами триподной конфигурации атомных состояний (рис. 1А) имеется только два энергетических уровня. За основу взяты энергетические уровни сверхтонкой структуры D2 линии атомов рубидия ⁸⁷ Rb : верхний – $5^2 P_{3/2} F = 0$ и нижний – $5^2 S_{1/2} 5^2 S_{1/2} F = 1$. При этом нижний уровень трехкратно вырожден по проекциям полного углового момента. Таким образом, сформированы три дипольных перехода $|e\rangle \leftrightarrow |+\rangle$, $|e\rangle \leftrightarrow |\pi\rangle$ и $|e\rangle \leftrightarrow |-\rangle$ между верхним состоянием $|e\rangle$ и нижними состояниями $|+\rangle$, $|\pi\rangle$, $|-\rangle$, разрешенных правилами отбора. Среда, состоящая из таких атомов, представляет собой холодное облако атомарного газа, вытянутое вдоль оси х. Облако «холодное» и разрежено настолько, чтобы можно было не учитывать доплеровское и столкновительное уширение спектральных линий.



С атомами взаимодействуют три импульса лазерного излучения: два управляющих и один, по сравнению с ними слабый, пробный. Поле одного из управляющих импульсов E_+ обладает левой циркулярной поляризацией, поле другого E_- правой. Они работают в атомных переходах между состояниями $|e\rangle \leftrightarrow |+\rangle$ и $|e\rangle \leftrightarrow |-\rangle$, соответственно. Поле пробного импульса E_{π} линейно поляризовано, квантовый переход $|e\rangle \leftrightarrow |\pi\rangle$ (рис. 1А). Для того, чтобы удовлетворить поставленным условиям поляризации поля и схеме атомных переходов, использовалась следующая геометрия распространения импульсов, показанная на рис. 1Б.

Для исследования взаимодействия атомной среды и поля излучения мы использовали полуклассический подход: эволюция атомных состояний описывается уравнениями (1) для матрицы плотностис учетом констант релаксации; пробное поле описывается уравнениями Максвелла (2). Здесь $\Omega_n = \vec{\mu}_{ne} \hat{\epsilon}_n E_n^o / h$ ($n = +, \pi, -$) частота Раби перехода $|n\rangle \leftrightarrow |e\rangle$; $\vec{\mu}_{ne}$ – матричный элемент оператора дипольного момента перехода $|n\rangle \leftrightarrow |e\rangle$; $\hat{\epsilon}_n$ – вектор поляризации; E_n^o – амплитуда электрического поля; $\Delta_n = \omega_{arom} - \omega_n$ есть отстройка поля от резонансного перехода, ω_{arom} – частота атомного перехода, ω_n – угловая частота поля излучения.С учетом геометрии распространения входящих импульсов, считая среду вдоль оси z тонким слоем, мы использовали приближение заданного поля для управляющих импульсов⁶. Использовалось приближение медленно меняющихся амплитуд полей и недиагональных элементов матрицы плотности атомов. Исходная система уравнений:

$$\dot{\rho}_{++} = \gamma_{e+}\rho_{ee} + i(\rho_{e+}\Omega_{+}^{*} - c.c.)$$

$$\dot{\rho}_{\pi\pi} = \gamma_{e\pi}\rho_{ee} + i(\rho_{e\pi}\tilde{\Omega}_{\pi}^{*} - c.c.)$$

$$\dot{\rho}_{--} = \gamma_{e}\rho_{ee} + i(\rho_{e-}\Omega_{-}^{*} - c.c.)$$

$$\dot{\rho}_{ee} = -\gamma_{e}\rho_{ee} + i(\rho_{e+}^{*}\Omega_{+} + \rho_{e\pi}^{*}\tilde{\Omega}_{\pi} + \rho_{e-}^{*}\Omega_{-} - c.c.)$$

$$\dot{\rho}_{\pi+} = i\rho_{e+}\tilde{\Omega}_{\pi}^{*} - i\rho_{e\pi}^{*}\Omega_{+}$$

$$\dot{\rho}_{-+} = i\rho_{e+}\Omega_{-}^{*} - i\rho_{e-}^{*}\Omega_{+}$$

$$\dot{\rho}_{-\pi} = i\rho_{e\pi}\Omega_{-}^{*} - i\rho_{e-}^{*}\tilde{\Omega}_{\pi}$$

$$\dot{\rho}_{e+} = (i\Delta_{+} - \frac{1}{2}\gamma_{e})\rho_{e+} + i\rho_{-+}\Omega_{-} + i(\rho_{++} - \rho_{ee})\Omega_{+} + i\rho_{\pi+}\tilde{\Omega}_{\pi}$$

$$\dot{\rho}_{e\pi} = (i\Delta_{\pi} - \frac{1}{2}\gamma_{e})\rho_{e\pi} + i\rho_{\pi+}^{*}\Omega_{+} + i(\rho_{\pi\pi} - \rho_{ee})\tilde{\Omega}_{\pi} + i\rho_{-\pi}\Omega_{-}$$

$$\dot{\rho}_{-} = (i\Delta_{-} - \frac{1}{2}\gamma_{-})\rho_{-} + i\rho_{-}^{*}\Omega_{+} + i(\rho_{-} - \rho_{-})\Omega_{-} + i\rho_{-}^{*}\tilde{\Omega}_{-}$$
(1)

$$\tilde{\Omega}_{\pi}(\mathbf{x};t) = i\Omega_{\pi}(t)\exp(-t^{2}/2T_{\pi}^{2}) + iB\int_{0}^{x}\rho_{e\pi}(\mathbf{x}';t)d\mathbf{x}', \quad B = 4\pi N\mu_{e\pi}^{2}/\hbar$$
(2)

Здесь $\gamma_{e^+} = \gamma_{e^-} = \gamma_e / 3$ — вероятности в единицу времени спонтанных излучательных переходов $|e\rangle \leftrightarrow |+\rangle$, $|e\rangle \leftrightarrow |\pi\rangle$, $|e\rangle \leftrightarrow |-\rangle$; γ_e — обратное время жизни в состоянии $|e\rangle$; N — концентрация атомов.Вторым слагаемым в правой части выражения (2) для пробного поля учтено вторичное излучение, обусловленное поляризованностью среды в суммарном поле. Расчет проводился для случая распространения вперед вторичного излучения, индуцированного полем пробного импульса.

Пусть включено поле обоих управляющих сильных импульсов и в среду входит пробный слабый импульс. Среда заранее подготовлена так, что все атомы находятся в состоянии $|\pi\rangle$. Устанавливается режим ЭИП.Триподную конфигурацию можно рассматривать как две Л-схемы, у которых одно из плеч является общим. По мере продвижения пробного импульса сквозь средуформируются лве атомные когерентности (зеемановские когерентности), которые в формализме статистического оператора для такой триподной конфигурации соответствуют недиагональным элементам матрицы плотности $\rho_{\pi^+}(x;t)$ и $\rho_{\pi^-}(x;t)$. Форма пробного импульса отображается на ансамбле атомов, находящихся в когерентной суперпозиции состояний $c_{\pi} | \pi \rangle + c_{+} | + \rangle$ и $c_{\pi} | \pi \rangle + c_{-} | - \rangle$, где $\rho_{\pi^{+}} \approx c_{\pi} c_{+}$ и $\rho_{\pi^{-}} \approx c_{\pi} c_{-}$. Таким образом, происходит запись вошедшего пробного импульса одновременнов двух атомных когерентностях. На рис. 2 показано, что к моменту времени 80 у41 весь пробный импульс вошел в среду, но еще не начал из нее выходить. В этот момент поле двух управляющих импульсов адиабатически выключают. В результате этого режим ЭИП обеих совмещенных Λ -cxemax, пробный разрушается В И импульс поглощается (рассеивается). Далее, включается управляющее поле E_{\perp} , работающее в квантовом переходе $|+\rangle \leftrightarrow |e\rangle$.



Рис. 2. Интенсивность входящих и выходящих импульсов: (1) – входящий пробный импульс, (2) – выходящий управляющий импульс E_+ , (3) – выходящий управляющий импульс E_- , (4a) – первая выходящая копия, (4b) – вторая выходящая копия.

Наличие сохраненной атомной когерентности ρ_{π^+} и управляющего поля E_+ аналогично условиям в задачах по записи и воспроизведению импульсов в Λ -схеме^{5,7-9}, где после темной паузы включают управляющее поле. В результате среда генерирует копию пробного импульса в атомном переходе $|e\rangle \leftrightarrow |\pi\rangle$, информация о котором хранилась в ρ_{π^+} . Далее поле E_+ адиабатически выключают. Затем включают второе управляющее поле E_{-} , и за счет сохраненной когерентности ($\rho_{\pi_{-}}$) генерируется вторая копия пробного импульса.

Замена классического импульса однофотонным квантовым представляет собой интересную задачу с точки зрения квантовой информатики.

- 1. Paspalakis E., Knight P.L., J. Opt. B., 4, S372, (2002).
- 2. Paspalakis E., Kylstra N.J., Knight P.L., Phys. Rev. A., 65, 053808, (2002).
- 3. Лосев А.С., Трошин А.С., Уч. зап. КГУ. Физ.-мат. науки, **152**, 119, (2010).
- 4. Ruseckas J., Mekys A., Juzeliunas G., J. Opt., 13, 004015, (2011).
- 5. Лосев А.С., Трошин А.С., Опт. и спектр., **110**, 76, (2011).
- 6. Дмитриев В.Г., Тарасов Л.В. Прикладная нелинейная оптика: генераторы второй гармоники и параметрические генераторы света. М.: Радиоисвязь, 1982. 352 с.
- 7. Phillips D.F., Fleischhauer A., Mair A., Walsworth R.L., Lukin M.D., Phys. Rev. Let., 86, 783 (2001).
- 8. Архипкин В.Г., Тимофеев И.В., *Письма в ЖЭТФ*, **76**, 74, (2002).
- 9. Васильев Н.А., Трошин А.С., ЖЭТФ, **125**, 1276 (2004); Известия РАН Сер. физ., **69**, 1096, (2005).

УПРАВЛЕНИЕ ПОЛЯРИЗАЦИЕЙ СВЕТА В ВОЛНОВОДАХ НА ОСНОВЕ КРЕМНИЯ СтрельниковИ.Н., Козлов В.В.

Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург, Россия

Предложена теоретическая модель консервативного нелинейного поляризатора на основе кремния. В отличие от обычных (линейных) поляризаторов консервативный нелинейный поляризатор преобразует произвольное исходное состояние поляризации исследуемого пучка в желаемое состояние поляризации на выходе без потерь энергии.

На протяжении нескольких последних лет проблема создания новых типов поляризаторов выделилась в самостоятельное направление Нелинейной Оптики. Интерес к этим приборам объясняется несовершенством существующих стандартных линейных пассивных поляризаторов, чей принцип действия не изменился с момента их введения в инструментарий экспериментальных оптических исследований в 19-ом веке. Дело в том, что неполяризованный или частично поляризованный свет постоянной интенсивности, падающий на поляризатор, преобразуется В полностью поляризованный пучок, однако теперь этот пучок характеризуется непостоянной во времени интенсивностью (поскольку исходный пучок обладал зависящей от времени поляризацией, а стандартный линейный поляризатор внес поляризационно-зависимые потери в выходной пучок).

Для многих приложений, особенно нелинейно-оптических, флуктуации интенсивности пучка после прохождения им поляризатора совершенно неприемлемы, поэтому встает задача совершенствования существующих поляризаторов. Решение этой задачи следует искать на пути создания качественно нового вида поляризаторов, которые вместо отсекания частей пучка с поляризацией, ортогональной заданной, поворачивали бы любую исходную поляризацию в точности на такой угол, который нужен для совпадения выходящей поляризации с желаемой. Иными словами, вместо существенно диссипативного характера процесса фильтрации излучения, присущего стандартным поляризаторам, нужно перейти к консервативным методам управления поляризацией света.

Такие совершенные поляризаторы, которые в англоязычной литературе называются NonlinearLosslessPolarizers (NLP), и которые мы будем называть консервативными нелинейными поляризаторами (КНП), могут быть созданы на основе эффекта Керра. Исторически первые КНП были экспериментально реализованы на основе оптического волокна. Сигнальный (то есть тот, который следует поляризовать) пучок света входит в волокно одновременно с пучком накачки, который направляется в волокно с противоположного конца. Пучок накачки входит в волокно, имея заданное состояние поляризации. Это состояние поляризации является репером для сигнального пучка, в том смысле, что именно оно определяет поляризацию выходящего сигнального пучка. Оба пучка имеют сравнимые интенсивности, уровень которой определяется из условия, что нелинейный набег фазы за счет эффекта Керра на длине волокна должен составлять по крайней мере несколько л. Нелинейное взаимодействие этих пучков в толще среды инициирует вращение плоскостей поляризации обоих пучков. Причем для сигнального пучка это вращение происходит таким образом, что независимо от его входного состояния поляризации к моменту выхода из волокна он характеризуется тем же состоянием поляризации, которое однозначно определяется репером, то есть состоянием поляризации пучка накачки перед входом в волокно. Таким образом, этот КНП выполняет свою основную функцию, то есть преобразует любое исходное состояние поляризации сигнала в одно и то же наперед заданное состояние поляризации, и совершает это преобразование без потерь энергии.

В настоящей работе ставится задача применения концепции КНП к материалу, отличному от кварца, а именно к кремнию. С точки зрения практических приложений кремниевые КНП обладают рядом преимуществ по отношению к кварцевому волокну. Во-первых, это значительная миниатюризация нелинейных поляризаторов. Во-вторых, это совместимость с технологией современной интегральной оптики.

Поскольку величина нелинейного показателя преломления кремния более чем на два порядка выше, чем кварца, то многокилометровые отрезки волокон можно заменить на кремниевые волноводы длиной всего лишь несколько сантиметров. Однако, наряду с полезным для нас повышением коэффициента керровской нелинейности, кремний характеризуется и паразитными нелинейностями, такими как двухфотонное поглощение (two-photonabsorption, TPA), а также потерями на генерацию свободных носителей (free-carrierabsorption, FCA)¹. Так, уравнение описывающее распространение х-компоненты поляризации сигнального поляимеет вид

$$\partial_{y} \varphi_{x} = -\left(\frac{\alpha_{s}}{2}\right) \varphi_{x} - \left[i\gamma_{s} + \left(\frac{\beta_{s}}{2}\right)\right] \left[P_{x}^{SPM}(\omega_{s}) + 2P_{x}^{XPM}(\omega_{s})\right] + \left(\frac{g_{s}}{2}\right) P_{x}^{R}(\omega_{s}) - \left(\frac{\xi_{s}}{2}\right) P_{x}^{FCA}(\omega_{s}), \quad (1)$$

Здесь $\gamma_{s,p}$ - коэффициент керровской нелинейности на длине волны сигнала/накачки, $g_{s,p}$ - нелинейный коэффициент вынужденного комбинационного рассеяния (ВКР), $\beta_{s,p}$ - коэффициент двухфотонного поглощения, $\xi_{s,p}$ - коэффициент, характеризующий эффективность генерации свободных носителей. Линейные потери характеризуются коэффициентами поглощения $\alpha_{s,p}$. $P_{x,p}^{SPM} P_{x,p}^{R}$ - компоненты нелинейной поляризации, наведенной за счет мнимой и действительной частей нелинейного показателя преломления (то есть, за счет эффектов Керра и ВКР). Эти компоненты кубичны по полям. Они скомбинированы таким образом, что SPM-часть отвечает за самовоздействие каждого из пучков в отдельности; XPM-часть отражает взаимодействие пучков, R-часть отвечает за взаимодействие полей посредством эффекта ВКР².
Задача-минимум, которая ставится в данной работе, предполагает пренебрежение эффектами ВКР, линейного поглощения, двухфотонного поглощения, и эффектами генерации свободных носителей на начальном этапе. Это упрощение позволяет выделить эффект, ответственный за реализацию КНП, в "чистом виде".Таким образом мы оставляем лишь SPMu XPMчасти, причем именно XPM-часть ответственна за взаимодействие пучков, и поэтому ее анализ важен для понимания работы кремниевого КНП.

Накопленный теоретический опыт решения поляризационных задач подразумевает, что формулировка уравнений для поля (1) в терминах компонент вектора Стокса наибольшим образом подходит для физической интерпретации получаемых результатов. Уравнение эволюции вектора Стокса сигнального пучка имеет вид

$$\frac{dS^{(s)}}{dz} = \vec{S}^{(s)} \times J_{SPM} \vec{S}^{(s)} + \vec{S}^{(s)} \times J_{XPM} \vec{S}^{(p)}, \qquad (2)$$

где
$$J_{SPM} = \begin{pmatrix} -\gamma_s & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, J_{XPM} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 4\gamma_s & 0 \\ 0 & 0 & 4\gamma_s \end{pmatrix},$$
 (3)

представляютсобойтакназываемыеSPolM (self-polarizationmodulation) иXPolM (crosspolarizationmodulation) тензоры. Заметим, что уравнение (2) сформулировано в системе координат, движущейся со скоростью света vв кремнии, то есть переменная zимеет смысл волновой координаты t-Z/v (Z - пространственная координата вдоль линии распространения сигнального пучка).

В докладе мы планируем доложить результаты численного моделирования уравнения (2), нацеленного на получение количественных характеристик кремниевого КНП. Также, планируется дать краткий сравнительный анализ кремниевых и кварцевых КНП.

1. Q. Lin, O. J. Painter, and G. P. Agrawal, Nonlinear optical phenomena in silicon waveguides: Modeling and applications, Opt. Express 15, no. 25, 16604-16644 (2007).

2. V. V. Kozlov and S. Wabnitz, Silicon Raman polarizer: Optics Letters, Vol. 37, Issue 4, pp. 737-739 (2012)

ПОЛНОСТЬЮ ОПТИЧЕСКИЙ ПЕРЕКЛЮЧАТЕЛЬ НА ОСНОВЕ ЭФФЕКТА БИСТАБИЛЬНОСТИ МОДОВЫХ СТРУКТУР РАЗЛИЧНОЙ ДОБРОТНОСТИ В ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ЛАЗЕРАХ

Подоскин А.А., Слипченко С.О., Винокуров Д.А., Станкевич А.Л., Лешко А.Ю., Пихтин Н.А., Тарасов И.С.

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физикотехнический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, Россия

Исследование посвящено разработке полностью оптической ячейки обработки и хранения информации на основе явления бистабильности при конкуренции модовых структур различной добротности в полупроводниковых лазерах на гетероструктур с квантоворазмерной активной областью.

В настоящее актуальных направлений время ОДНИМ ИЗ развития оптонаноэлектроники является создание полностью оптических приборов обработки информации. Одним из элементов таких приборов являются полностью оптические переключатели, управляющие оптическими потоками посредством воздействия управляющих оптических сигналов. Для создания таких переключателей используется явление оптической бистабильности лазерной генерации¹⁻². Управление бистабильной генерацией основано на переключении между различными модовыми структурами за счет кратковременного воздействия управляющего сигнала, при этом система переключается из одного стационарного состояния в другое. Такой механизм позволяет реализовать хранение и обработку информации, а при оптическом управляющем сигнале – реализовать принцип полностью оптического прибора.

В кристаллах полупроводниковых лазеров известно явление бистабильности при конкуренции модовых структур различной добротности: моды резонатора Фабри-Перо и замкнутой³. Замкнутая мода характеризуется близкими к нулю потерями на вывод излучения и распространяется во всем лазерном кристалле за счет полного внутреннего отражения от сколотых граней. Условия возникновения и распространения замкнутых мод определяются состоянием пассивных частей лазерного кристалла (Рис.1-2)⁴. Конкуренция модовых структур – описывается соотношениями пороговых условий (1-2)⁵.



Рис. 1. Кристалл полупроводникового лазера. Вид на выходную грань



Рис. 2. Спектральные зависимости усиления (сверху) и поглощения (снизу) в активном полоске и пассивной части кристалла полупроводникового лазера соответственно.

$$G_{\phi\Pi M} = \alpha_i + \alpha_{out} \tag{1}$$

$$\Gamma_Y^{3M} (G_{\phi\Pi M} - \Delta) = \alpha_i + (1 - \Gamma_Y^{3M}) \alpha_{M3}^{3M} \tag{2}$$

где $G_{\phi_{IIM}}$ - модальное усиление моды Фабри-Перо, α_i - внутренние оптические потери, α_{out} - потери моды Фабри-Перо на вывод излучения из резонатора, Γ_Y^{3M} - фактор латерального оптического ограничения замкнутой моды.

Величины, описывающие усиление, потери на вывод моды Фабри-Перо и внутренние оптические потери – характеризуются незначительными изменениями при различных режимах работы лазерного кристалла. Величина потерь на межзонное поглощение для замкнутой моды α_{M3}^{3M} – обладает возможностью изменения в широком диапазоне значений и определяет бистабильный характер конкурентного переключения между модовыми структурами кристалла полупроводникового лазера. Для реализации оптической обработки и хранения информации предложено использовать управляемоепереключение мод резонатора Фабри-Перо и замкнутой за счет управления потерями α_{M3}^{3M} .



Рис.3. Схема полностью оптического переключателя.

На основе полупроводниковых лазеров полосковой конструкции предлагается прототип полностью оптического переключателя, содержащий две секции (Рис.3): секция 1 – накачивается непрерывным током и формирует оптическое усиление. Так же секция 1 – образует объем резонатора моды Фабри-Перо. Секция 2 – электрически изолирована от секции 1, но оптически связана через общий волноводный слой лазерной гетероструктуры. Секция 2 – формирует величину потерь для замкнутой моды $\alpha_{\scriptscriptstyle M3}^{\scriptscriptstyle 3M}$ при подаче оптического импульса управления происходит просветление секции за счет накопления фотогенерированных носителей заряда в квантоворазмерной активной области, в результате чего происходит управляемое переключение с моды Фабри-Перо на замкнутую. Бистабильный характер процесса переключения (Рис.4) обусловлен изменением поглощающих свойств секции 2 (Рис.5) под воздействием интенсивного потока излучения замкнутой моды. Воздействие потока выражается в дополнительном просветлении секции 2 и это обуславливает возможность самоподдерживающейся генерации замкнутой моды после прекращения подачи управляющего сигнала. Для обратного переключения в режим генерации моды Фабри-Перо – управляющий оптический сигнал подается на секцию 1 – в результате чего происходит подавление генерации замкнутой моды.



Рис.4. Зависимость выходной оптической мощности моды Фабри-Перо при явлении оптической бистабильности.



Рис.5 Зависимость модального межзонного поглощения α_{M3}^{3M} секции 2 для замкнутой моды (Рис.3): 1 – без просветления, 2 – просветление управляющим оптическим импульсом

- D.N. Chirgin, S.V. Zhukovsky, OSA/ANIC/IPR/Sensors/SL/SOF/SPPCom, IWA1 (2011).
- 2. P. Heinricht, B. Wetzel, S. O'Brien, A. Amman, Appl. Phys. Lett. 99, 011104 (2011).
- 3. С.О.Слипченко, А.А.Подоскин, Д.А.Винокуров, А.Л.Станкевич, А.Ю.Лешко, Н.А.Пихтин, В.В.Забродский, И.С.Тарасов, ФТП45, 1431 (2011).
- 4. С.О.Слипченко, А.А.Подоскин, Н.А.Пихтин, А.Л.Станкевич, Н.А.Рудова, А.Ю.Лешко, И.С.Тарасов, ФТП**45**, 682 (2011).
- 5. С.О.Слипченко, А.А.Подоскин, Н.А.Пихтин, З.Н.Соколова, А.Ю.Лешко, И.С.Тарасов, ФТП**45**, 672 (2011).

ДИФРАКЦИОННАЯ И КОНФОРМНАЯ ОПТИКА. МЕТОДЫ ИЗГОТОВЛЕНИЯ И ПРИМЕНЕНИЕ Полещук А.Г., Насыров Р.К., Шиманский Р.В.

Институт автоматики и электрометрии СО РАН, Новосибирск, Россия

Представлен обзор оригинальных исследований выполняемых в лаборатории дифракционной оптики ИАиЭ СО РАН по созданию дифракционных оптических элементов с бинарным, многоуровневым и непрерывным профилем для преобразования формы волновых фронтов и обработки информации.

Введение. Развитие современной оптики связано с совершенствованием ее элементной базы. Основу этой базы составляют – линзы, призмы, зеркала и т.д.,

которые с позиции волновой оптики рассматриваются как пространственные фазовые модуляторы света. Аналогичный эффект фазовой модуляции может быть получен с использованием тонких фазовых пластинок с вариацией оптической толщины, лежащей в пределах длины волны света. Такие пластинки получили название дифракционных оптических элементов (ДОЭ), а соответствующая область науки оптики^{1,2}. Основные типы ДОЭ приведены в дифракционной таблице 1. Промежуточное положение между обычными и дифракционными элементами занимают ДОЭ с глубоким рельефом³. Такие элементы совмещают в себе достоинства классической оптики (ахроматичность) с гибкостью дифракционной. Имея малую толщину, ДОЭ не поглощают оптическое излучение и имеют высокую лучевую стойкость⁴. Однако обычные ДОЭ принципиально не годятся для работы с широкополосным фемтосекундным излучением (суперконтиниум). так как угол дифракции зависит от длины волны. Для решения проблемы коррекции волнового фронта фемтосекундного излучения необходим оптический элемент, имеющий малую оптическую толщину и непрерывную двумерную функцию пропускания, независящую от длины волны. Кроме того, такой элемент должен формировать без потерь волновой фронт с заданным распределением, на заданном расстоянии, в заданном месте пространства, например, в нелинейном кристалле параметрического усилителя или на мишени. В некоторой степени этим требованиям удовлетворяют элементы, получившие в англоязычной литературе название conformal optical elements «конформные оптические элементы (КОЭ)»². Этот термин, обозначает оптические элементы, функция пропускания которых выбирается исходя из заданных условий (например, аберраций лазерного кристалла), а не из набора стандартных оптических поверхностей. Такие элементы с достаточно гладкой фазовой функцией пропускания уже применены для коррекции аберраций лазерных усилителей 192 канальной системы NIF (Ливермор, $CШA)^6$.

Разработка методов изготовления высококачественных ДОЭ была начата в Институте автоматики и электрометрии СО РАН в середине 70-х годов. Наши усилия были направлены на создание прецизионных круговых лазерных систем записи (КЛЗС) дифракционных структур и разработку технологий изготовления микроструктур ДОЭ⁷⁻⁹ (см. Табл. 1).

В настоящей работепредставлен обзор оригинальных работ по разработке оборудования и технологий изготовления дифракционных оптических элементов с бинарным, многоуровневым и непрерывным профилем для преобразования формы волновых фронтов и обработки информации.

Для обеспечения формирования эталонных асферических волновых фронтовнеобходимо создание ДОЭ с минимальными размерами микроструктуры около 0.5 мкм, допустимой погрешностью изготовления - менее 10 нм при общих размерахэлемента до 250 мм. Для решения задачи синтеза таких ДОЭ в ИАиЭ СО РАН впервые был предложен, разработан и создан программно-аппаратный комплекс прямой лазерной записи микроструктур в полярной системе координат на основе прецизионного лазерного фотопостроителя CLWS-300IAE^{7,8}, упрощенная схема которого приведена на рис.1, а основные характеристики - в табл. 2. Разработанные адаптивные методы коррекции внешних воздействий (температуры, вибраций, деформаций, атмосферного давления и т.д.) позволили обеспечить погрешность записи менее 10 нм в течение 10 и более часов непрерывной работы фотопостроителя. В качестве регистрирующих сред используется пленки хрома или фоторезиста. Элементы с киноформным профилем (ряд 3 в таблице 1) или их матрицы изготавливаются методом фотолитографического копирования (с уменьшением) с полутонового или растрированного фотошаблона. Перенос рельефа из фоторезиста в подложку производится методом реактивного-ионного травления (установка PlasmaLab80+).

Таблица 1.

No	Тип	Вид структуры	Характерные	Область применения						
П/П	структуры		размеры							
1	Бинарная амплитудная структура		Минимальный период: T ₁ = 0,4-0,6 мкм.	Оптическое приборостроение: фотошаблоны, маски, сетки, шкалы, кодовые диски, амплитудные голограммы						
2	Бинарный (фазовый) микрорельеф		Минимальный период: $T_1 = 0,4-0,6$ мкм. Высота рельефа: $h_b = 0,1-10$ мкм.	Научное приборостроение, микромеханика, информатика, квантовая электроника, интегральная оптика, лазерная оптика.						
3	Непрерывный микрорельеф (киноформ)		Минимальный период: T ₁ = 1,5-2 мкм. Высота рельефа: h _k = 0,1 -30 мкм.	Оптическое приборостроение, медицина, системы и приборы,лазерная оптика.						
4	Структура с полутоновым пропусканием		Диапазон изменения пропускания: t _{max} /t _{min} >5-50. Минимальный период : T= 1,5-2 мкм	Технология оптического приборостроения и микроэлектроники, голография, оптическая обработка информации.						
Таблица 2										



Рис.1. КЛЗС CLWS-300IAE.

Для формирования эталонных асферических волновых фронтов с погрешностью менее 0.01 лпредложены и разработаны ДОЭ которые при освещении сферической (или плоской) волной формирует одновременно два функционально заданных и независимых волновых фронта: асферическим и сферический. Так как каждая элементарная область такого ДОЭ участвует в формировании обеих волновых фронтов, то, измерив форму сферического волнового фронта обычным интерферометром, можно будет судить о погрешностях асферического волнового фронта, проконтролировать который непосредственно невозможно.

Разработаны оптические интерферометрического контроля схемы для цилиндрических, конических и произвольных оптических поверхностей (Рис.2). Для точной и однозначной установки ДОЭ относительно контролируемой поверхности использовались дополнительные юстировочные ДОЭ (Рис.26), которые фокусировали свет в заданные точки пространства между ДОЭ и поверхностью. На поверхности контролируемого элемента изготавливались сферические микрозеркала. Оптическая схема рассчитывалась таким образом, чтобы световой поток, сфокусированный дополнительными ДОЭ, отражался от микрозеркал строго назад в интерферометр. Таким образом, по нескольким интерферограммам можно однозначно выставить контролируемую поверхность относительно ДОЭ.



Рис. 2.Оптическая схема (а) контроля поверхности свободной формы и вид ДОЭ (б) изготовленного на высококачественной кварцевой подложке диаметром 102 мм.

Разработанные методы изготовления микрорельефа были также применены для создания ДОЭ для коррекции волновых фронтов широкоапертурных активных элементов лазеров и аттенюаторов мощного непрерывного и импульсного (фемтосекундной длительности) лазерного излучения.

Данная работа выполнена при поддержке междисциплинарного интеграционного проекта № 112 СО РАН, программы фундаментальных исследований Президиума РАН, проект 24-8 и проекта РФФИ 12-02-01118-а.

1. Методы компьютерной оптики//Под. ред. В.А. Сойфера. М.: Физматлит, 2000,-688с.

2. J. Turunen and F. Wyrowski, *Diffractive Optics for Industrial and Commercial Applications*, Akademie Verlag, Berlin, Germany, 1997. 426 pp.

3. D. Faklis, M.Morris, Appl.Opt., 34. 2462, (1995).

4. A.G. Poleshchuk, R.K. Nasyrov, V. Cherkashin etc., Appl. Opt., 48, 708-711, (2009).

5. J. P. Turpin, , etc. Opt. Express, 18, 244-252, (2009).

6. C. Haynan etc. *Appl. Opt.*, **46**, 3276-3303, (2007)

7. A.G. Poleshchuk, E.G. Churin, V.P. Koronkevich, V.P. Korolkov, etc., *Appl. Opt.*, **38**, 1295-1301, (1999).

8. A.G. Poleshchuk, V.P. Korolkov. Proc. SPIE6732, 67320X (2007).

СЪЕМКА, ПЕРЕДАЧА И ОБРАБОТКА ИЗОБРАЖЕНИЙ НА КОСМИЧЕСКИХ ЛЕТАТЕЛЬНЫХ АППАРАТАХ Янукович Т. П., Казаков А. Д., Науменко К. Н.

Белорусский Государственный Университет

Представлены различные типы съемочных систем и их работа в рамках телеметрической системы спутников. Проведено сравнение систем и качества получаемых изображений. Приведен метод векторизации изображений и идентификации объектов.

Космические исследования позволяют человеку изучать наиболее общие закономерности окружающего его мира, решать такие важные проблемы, как предохранение водных бассейнов и воздуха от загрязнения, изучение ресурсов, исследование удаленных и труднодоступных районов Земли и многие другие задачи. Одним из методов изучения нашей планеты является метод фотосъемки из космоса, который занимает важное место в программе исследований, выполняемых при полетах многих космических летательных аппаратов. В связи с этим, в работе производится оценка и анализ различных космических съемочных систем.

Условия получения космических снимков существенно влияют на их геометрические и изобразительные свойства. Это, в свою очередь, определяет методологию и технологию фотограмметрической обработки снимков и интерпретацию изображений.

- Основные отличительные особенности получения космических снимков:
- большая скорость и сложность траектории движения космического летательного аппарата относительно земной поверхности;
- значительная высота съемки (высота полета космического летательного аппарата), исчисляемая сотнями и тысячами километров над земной поверхностью;

влияние всего слоя атмосферы на геометрическое и энергетическое искажение отраженного или собственного излучения объектами земной поверхности, поступающего на вход съемочных систем.

Спутники позволяют получать цифровые изображения земной поверхности с пространственным разрешением не хуже 1 м в панхроматическом режиме (один канал) и до 3 м в мультиспектральном режиме (три канала). Расчетный срок пребывания на орбите составляет около 3 лет.

Помимо аппаратуры дистанционного зондирования Земли, на борту космических аппаратов устанавливается научное оборудование, предназначенное для космических исследований, и научная аппаратура, обеспечивающая регистрацию высокоэнергичных электронов и протонов, их идентификацию, выделение всплесков высокоэнергичных частиц-предвестников землетрясений.

Современные съемочные системы передают для анализа растровые изображения. Однако, не смотря на их высокую точность и возможность получения цветного изображения, они не позволяют проводить идентификацию объектов. Для улучшения возможностей автоматической идентификации объектов космической съемки используется векторизация изображений.

Автоматическая векторизация снимков и их последующая обработка является одной из наиболее значимых задач при прогнозировании последствий чрезвычайных ситуаций. Идентификация объектов позволяет своевременно реагировать на различные процессы происходящие на Земле. В работе представлен метод векторизации изображений по «квадрату» с последующей идентификацией образцов.

ДИНАМИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ПОЛУПРОВОДНИКОВОГО ЛАЗЕРА С ВЕРТИКАЛЬНЫМ РЕЗОНАТОРОМ С КОНТРОЛИРУЕМОЙ ПОЛЯРИЗАЦИЕЙВЫХОДНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ГригасС.Э., РжановА.Г.

Физический факультет Московского государственного университета им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия

Предложена динамическая модель полупроводникового лазера с вертикальным резонатором. Проанализирована возможность контроля поляризации выходного излучения лазера путем введения в состав распределенного брэгговского отражателя анизотропной структуры.

Полупроводниковые лазеры с вертикальным резонатором (ЛВР) представляют собой перспективные источники света для высокоскоростной передачи данных по оптическим линиям связи, обладая рядом преимуществ перед обычными полосковыми лазерами. К числу таковых преимуществ относятся низкие пороговые токи, генерация одной продольной моды и малая дифракционная расходимость излучения. Главный недостаток ЛВР заключается в поляризационной нестабильности: изменение тока вблизи порога генерации сопровождается изменением поляризации накачки фундаментальной моды¹. Для контроля поляризации выходного излучения ЛВР было предложено несколько методов, среди них – размещение массива золотых наночастиц² или периодически перфорированной серебряной пленки³ на поверхности одного из распределенных брэгговских отражателей (РБО). В этом случае коэффициент отражения РБО зависит от поляризации излучения, что позволяет реализовать генерацию стабильными лазерную co во времени поляризационными характеристиками. В настоящей работе проведен анализ контроля поляризации выходного излучения ЛВР с использованием данного метода.

Для проведения анализа была разработана динамическая модель ЛВР, основанная на численном решении системы скоростных уравнений, описывающих поведение во времени концентрации фотонов в резонаторе и инверсной населенности носителей заряда в активном слое:

$$\frac{dN}{dt} = \frac{J}{ed} - \frac{N(t)}{\tau_{SP}} - \frac{1}{\Gamma} \sum_{i=1}^{2} \left(G_i(t) + \frac{1}{\tau_i} \right) S_i(t),$$
(1)

$$\frac{dS_1}{dt} = G_1(t)S_1(t) + \Gamma\beta \frac{N(t)}{\tau_{SP}},$$
(2)

$$\frac{dS_2}{dt} = G_2(t)S_2(t) + \Gamma\beta \frac{N(t)}{\tau_{SP}},$$
(3)

где $S_{1,2}$ – усредненныепообъемурезонатораплотностифотоновсо взаимноортогональными поляризациями, N – усредненнаяпообъемуактивного слоя концентрация носителей заряда, J – плотность тока накачки, e – заряд электрона, d – толщина активного слоя, τ_{SP} – время спонтанной рекомбинации носителей заряда, $\tau_{1,2}$ – времена жизни фотонов с ортогональными поляризациями в резонаторе, β – коэффициент спонтанной рекомбинации, $G_{1,2}(t)$ - коэффициенты модового оптического усиления, $\Gamma = V_a/V_{cav}$, V_a – объем активного слоя, V_{cav} – объем резонатора.

Коэффициентымодовогоусиления *G*_{1,2}связаны с мнимыми частями комплексных частот мод:

$$G_{1,2}(t) = -2 \operatorname{Im} \omega_{1,2}(t) .$$
(4)

Частоты $\omega_{1,2}(t)$ находятся путем решения скалярных волновых уравнений длявзаимноортогональных поляризаций электромагнитного поля с использованием метода эффективной частоты⁴:

$$\left[\Delta + \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon(\mathbf{r}, \omega)\right] E_{1,2}(\mathbf{r}, \omega) = 0,$$
(5)

где с – скорость света в вакууме, $\epsilon(\mathbf{r},\omega)$ - пространственно- и частотнозависимая диэлектрическая проницаемость, $E_{1,2}(\mathbf{r},\omega)$ –комплексная амплитуда напряженности электрического поля для выбранной поляризации.

Типичный вид отклика ЛВР на включение тока накачки показан на рис. 1а), на котором приведены концентрации фотонов со взаимно ортогональными поляризациями как функции времени при превышении током накачки порогового значения в 1.1 раза. Коэффициент отражения РБО для одной поляризации больше, чем для другой, что приводит к разнице между значениями пороговых токов для разных поляризаций: чем больше коэффициент отражения, тем меньше пороговый ток. Причина заключается в том, что для моды с большим коэффициентом отражения резонатор обладает большей добротностью. Различия в пороговых токах накачки обуславливают различия в мощности выходного излучения ЛВР, что иллюстрирует рис. 1а): мода, для которой коэффициент отражения РБО больше, имеет меньший порог возбуждения и большее интенсивности. Коэффициент подавления ортогональной стационарное значение поляризации(OPSR - orthogonal polarization suppression ratio), представляющий собой отношение интенсивностей ортогонально поляризованных мод, представлен на рис. 1б) как функция плотности тока накачки для различных значений разности коэффициентов отражения РБО ΔR . Для $\Delta R = 0.1\%$ может быть достигнуто значение коэффициента подавления ортогональной поляризации около 30, что делает возможной лазерную генерацию с заданной поляризацией выходного излучения.



Рис. 1. а) Концентрация фотонов со взаимно ортогональными поляризациями как функция времени при превышении током накачки порогового значения в 1.1. раза после ступенчатого включения тока накачки. Разница между коэффициентами отражения РБО для взаимно ортогональных поляризаций ΔR = 0.0002%. Сплошная и штриховая линии соответствуют взаимно ортогональным поляризациями излучения ЛВР. б) Коэффициент подавления ортогональной поляризации OPSR как функция плотности тока накачки для

различных значений разницы между коэффициентами отражения РБО ΔR

- 1. C.J. Chang-Hasnain et al., IEEE Journal of Quant. Electron., 27, p. 1402-1409, (1991).
- 2. P. Babu Dayal and F. Koyama, Appl. Phys. Lett., 91, 111107 (2007).
- 3. T. Onishi et al., IEEE Journal of Quantum Electronics, 43, p. 1123–1128, (2007).
- 4. H. Wenzel and H.-J. Wunsche, IEEE Journal of Quant. Electron., 33, p. 1156-1162 (1997).

СИНТЕЗ ГОЛОГРАФИЧЕСКИХ ФИЛЬТРОВ ДЛЯ ДИСПЕРСИОННЫХ КОРРЕЛЯТОРОВ, ИСПОЛЬЗУЮЩИХ СХЕМУ С ОДНИМ ОБЪЕКТИВОМ Родин В.Г., Стариков С.Н.

Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», Москва, Россия

Для схемы дисперсионого коррелятора с одним объективом получено соотношение между размером распознаваемого (опорного) объекта, спектром излучения, параметрами синтезируемой голограммы и геометрическими параметрами установки. Приведены экспериментальные результаты по синтезу и тестированию голографических фильтров для корреляционного распознавания излучающих объектов.

Новые возможности распознавания объектов в оптических корреляторах связаны с использованием ДОПОЛНИТЕЛЬНЫХ ИНФОРМАТИВНЫХ признаков. В дисперсионных корреляторах такими признаками являются компоненты спектрального состава излучения, испускаемого или рассеиваемого объектом. В качестве голографических фильтров в таких корреляторах можно использовать синтезированные фурьеголограммы, на которые записывается обобщенный пространственный образ объекта, содержащий информацию, как о пространственной структуре объекта, так и о спектре излучения.

В работе¹рассмотрена схема дисперсионного коррелятора, использующая два фурье-объектива (т.н.«4f-схема). В схеме(рис. 1), представленной в данной работе используется один объектив, а голографический фильтр расположен после этого объектива. В этой схеме появляется возможность коррекции масштаба опорного объекта в процессе распознавания при изменении геометрических параметров установки.



Рис. 1. Схема дисперсионного коррелятора для распознавания объектов, использующая один объектив

При синтезе или оптической записи голографических фильтров для дисперсионного коррелятора необходимо установить зависимостьего параметров от пространственных и спектральных характеристик опорного объекта, а также геометрических параметров установки. Так как в схеме коррелятора используется только один объектив с фокусным расстоянием f, расположенный на расстоянии L_1 от входной плоскости коррелятора, в выходной плоскости, расположенной на расстоянии L_2 от объектива, будет формироваться изображение входного объекта при условии

$$1/L_1 + 1/L_2 = 1/f.$$
 (1)

Между поперечным размером объекта во входной плоскости ΔX_1 и размером его изображения в выходной плоскости ΔX_2 справедливо отношение

$$\Delta X_2 / \Delta X_1 = L_2 / L_1. \tag{2}$$

В выходной плоскости, расположенной на расстоянии L от фурье-голограммы (см. рис. 1), согласно², распределение комплексных амплитуд будет пропорционально преобразованию Фурье от пропускания по комплексной амплитуде фурье-голограммы. Если размер опорного объекта, записываемого на голограмму, равен ΔX , в выходной плоскости размер восстановленного изображения на длине волны λ будет равен

$$\Delta X_3 = \Delta X \cdot \lambda \cdot L / (\lambda_0 \cdot f_0), \tag{3}$$

где в случае голограммы, записанной оптически: λ_0 – длина волны излучения при записи, f_0 – фокусное расстояние фурье-объектива; в случае же синтезированной голограммы множитель $\lambda_0 \cdot f_0$ связан с шагом по объекту при расчете голограммы Δx_0 , числом отсчетов на расчетном поле голограммы N и шагом голограммы Δh на устройстве вывода соотношением

$$\Delta \mathbf{x}_0 \cdot \Delta \mathbf{h} / (\lambda_0 \cdot \mathbf{f}_0) = 1 / \mathbf{N}. \tag{4}$$

Пусть на поперечный размер опорного объектапри синтезе голограммы отводится Котсчетов. Используя, что $\Delta X = K \Delta x_0$ и соотношение (4) получаем

$$\Delta X_3 = K\lambda \cdot L/(N \cdot \Delta h). \tag{5}$$

Для распознавания объекта в корреляторе при совпадении пространственных характеристик входного и опорного объектов необходимо добиться в выходной плоскости равенства размеров их изображений $\Delta X_{2}u \ \Delta X_{3}$. Используя формулы (1), (2) и (5) получим соотношение, связывающее поперечный размер входного объекта ΔX_{1} с параметрами оптической схемы установки (λ , L, L₁, f) и синтезированной голограммы (K,N, Δh).

$$\Delta X_1 = K\lambda \cdot L \cdot (L_1 - f) / (N \cdot \Delta h \cdot f).$$
(6)

Используя полученное соотношение (6) для схемы дисперсионного коррелятора с одним объективом (рис. 1) был осуществлен синтез голографических фильтров. Экспериментально были получены импульсные отклики таких фильтров, соответствующие расчётным, и функции взаимной корреляции для тестовых объектов. Проведённые тестовые эксперименты подтвердили применимость изготовленных голографических фильтров для задач корреляционного распознаванияизлучающих объектов по их пространственным и спектральным параметрам.

- 1. В.Г.Родин, С.Н.Стариков, Оптический журнал, 4, 22-27, (2012).
- 2. Дж.Гудмен, Введение в Фурье-оптику, М: Мир, (1970).

МНОГОКУБИТОВАЯ КВАНТОВАЯ ПАМЯТЬ НА ФОТОННОМ/СПИНОВОМ ЭХЕ, ИНТЕГРИРОВАННАЯ В КВАНТОВЫЙ КОМПЬЮТЕР Моисеев С.А.*'**, и Андрианов С.Н.**

* Казанский физико-технический институт КНЦ РАН, Казань, Россия **Институт информатики Академии наук Республики Татарстан, Казань,

Россия

Разработка полномасштабного квантового компьютера требует интеграции в его схему многокубитовой квантовой памяти, которая является квантовым аналогом оперативной памяти классического компьютера, получившей название квантовой РАМ (КРАМ) [1,2]. В квантовом случае требуется предельно высокая эффективность интеграции КРАМ в компьютер, при которой обмен между квантовыми битами (кубитами) внешней сети с КРАМ и процессорными узлами квантового компьютера будет происходить практически без каких-либо энергетических потерь и видимого искажения передаваемой квантовой информации. При этом речь идет об ошибке в передачи информации сравнимой, или меньше сотой доли процента, что накладывает требования физическим процессам, обеспечивающим очень высокие к функционирование такой квантовой памяти.

настоящей работе мы предлагаем схему эффективной интеграции B многокубитовой квантовой памяти на фотонном/спиновом эхе в квантовый компьютер на атомах в резонаторе. Обобщая подход, предложенный ранее для квантовой памяти на фотонном эхе в одномодовом резонаторе [3], мы рассмотрели случай, когда в общем резонаторе кроме ячейки квантовой памяти находятся также квантовые двухуровневые системы (процессорные узлы), служащие для выполнения квантовых одно- и операций [4]. Нами детально анализируются два процесса двухкубитовых взаимодействия фотонных кубитов с квантовой памятью. В первом случае мы рассматриваем обратимый перенос фотонных кубитов в квантовую память компьютера из внешней цепи. Описывая взаимодействие фотонов с модой поля резонатора, а также с ячейкой квантовой памяти и процессорными узлами, нами найдены условия на физические параметры рассматриваемой системы, при которых происходит высокоэффективный перенос фотонов в память компьютера. Такой перенос возможен при симметричной отстройки резонансных частот процессорных узлов относительно центральной частоты атомов памяти и относительно резонансной моды резонатора. Наиболее эффективно перенос фотонов в память происходит при выполнении двух условий согласования, характеризующих баланс во взаимодействии электромагнитного поля внешней цепи с атомами и модой резонатора, которые отличаются от условий, найденных в [3], наличием процессорных узлов, которые изменяют спектральный диапазон работы квантовой памяти. В результате проведенного анализа было установлено, что увеличение числа процессорных узлов может заметно уменьшить рабочий спектральный диапазон согласования внутри которого практически вся энергия внешнего светового поля переходит в ячейку квантовой памяти.

На основании вышеизложенного следует, что использование многокубитовой квантовой памяти позволяет значительно увеличить число кубитов квантового компьютера, вместе с тем для увеличения скорости его работы становится невозможным сильно увеличивать число процессорных узлов, поскольку это будут уменьшать скорость работы квантовой памяти. Таким образом, для каждого конкретного набора физических параметров, характеризующих квантовую память и процессорные узлы, существует вполне определенное оптимальное число процессорных узлов, которые могут обеспечить наибольшую скорость работы

компьютера. Проведенное нами рассмотрение анализируется также в более общей модели взаимодействия фотонов с атомами в резонаторе.

В качестве второго процесса, мы рассмотрели перенос фотонных кубитов из квантовой памяти в процессорные узлы. Предполагая пренебрежимо малым взаимодействие моды резонатора с внешними к резонатору модами поля, мы рассмотрели динамику квантовой памяти и процессорных узлов, взаимодействующих друг с другом только через моду резонатора. При этом мы предполагали, что только один квантовый процессор настроен в резонанс с квантовой памятью и модой резонатора. Рассмотренная задача имеет достаточно простое аналитическое решение в случае большой отстройки частоты нерезонансных процессорных узлов. Анализируя данное решение, мы обнаружили увеличение эффективности переноса фотонного кубита из памяти в процессорные узлы с ростом неоднородного уширения атомного перехода в ячейке квантовой памяти. Примечательно, что при определенной конечной ширине резонансной линии атомов памяти эффективность переноса кубита из памяти в процессорные узлы может пренебрежимо мало отличаться от единицы. В этом случае нами проводится более детальный анализ квантовой динамики, учитывающий относительно слабые взаимодействия, имеющие место в рассматриваемой квантовой системе.

Проведенный анализ свойств многокубитовой квантовой памяти на фотонном/спиновом эхе в резонаторе в присутствии нескольких процессорных узлов показал возможность реализации высокоэффективностых процессов сохранения и переноса фотонных кубитов в схеме универсального компьютера, что делает актуальным разработку квантовой РАМ на основе изучаемой квантовой памяти.

Работа поддержана грантами РФФИ №№ 10-02-01348 и 11-07-00465.

[1] Nielsen M A and Chuang IL 2000 Quantum Computation and Quantum Information (Cambridge: Cambridge University Press).

[2] V. Giovannetti, S. Lloyd, and L. Maccone Phys.Rev. Lett. 100, 160501 (2008).

[3] <u>S.A. Moiseev</u>, <u>S.N. Andrianov</u>, and <u>F.F. Gubaidullin</u>. Phys. Rev. A **82**, 022311 (2010).

[4] S.A. Moiseev, and S.N. Andrianov. J. Phys. B: At., Mol. & Opt. Phys. 45, 124017 (2012).

ХАРАКТЕРИСТИКИ ИНФОРМАТИВНОСТИ ДЕТЕКТИРОВАНИЯ СОСТОЯНИЙ КВАНТОВЫХ СИСТЕМ В УСЛОВИЯХ НЕИДЕАЛЬНОСТИ ИЗМЕРИТЕЛЬНОГО УСТРОЙСТВА Мирошниченко Г.П., Трифанов А.И.

Санкт-Петербургский национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики, Санкт-Петербург, Россия

В модели детектирования состояний квантовых систем исследуется влияние несовершенства измерительного устройства на характеристики информативности процесса детектирования: количество полученной fidelity достоверность) обратимости информации, (качество, И измерительной операции.

В последние десятилетия квантовые информационные технологии получили широкое развитие и распространение. Использование квантовых состояний микро- и нанообъектов для хранения, передачи и обработки информации имеет явные преимущества перед использованием «классических» информационных систем. Однако данная область требует построения изощренных физико-математических моделей¹ и проведение высокотехнологичных экспериментов^{2,3}.

Для извлечения классической информации из квантового состояния системы требуется совершить измерение. При этом само квантовое состояние разрушается, переходя в общем случае в смесь собственных состояний системы - происходит редукция. Таким образом, детектор является активным элементом в квантовых информационных технологиях. Характеристиками информативности измерительного устройства являются⁴: количество информации I, получаемое при измерении, равное уменьшению энтропии *H* состояния квантовой системы; *fidelity* (качество, верность) измерения *F* – величина, определяющая то насколько сильно в результате редукции изменилось состояние квантовой системы; *обратимость* измерения R – величина, характеризующая принципиальную возможность обратного преобразования, в результате которого состояние квантового объекта станет таким, каким было до измерения. Для того, чтобы описать как количественно определяются данные величины необходимо прибегнуть к процедуре описания процесса измерения квантового состояния системы⁵. Он состоит из двух этапов: на первом этапе происходит взаимодействие исследуемой квантовой системы S с микроскопической частью A детектора (взаимодействие фотона с атомом-зондом или электроном валентной зоны в случае фотодетектирования), на втором этапе система А взаимодействует с окружением Е – макроскопической частью детектора, в результате чего меняется доступное наблюдателю классическое состояние Е (чаще всего фиксируется фототок).

Для простоты положим, что детектируется состояние двухуровневой квантовой системы **S** (состояния $|-\rangle$ и $|+\rangle$), когда **A** также является системой с двумя уровнями - $|g\rangle$ и $|e\rangle$. При этом после взаимодействия **A** с окружением **E** последнее может быть найдено в трех состояниях, которые будем нумеровать при помощи случайной величины ξ ($\xi = 0, 1, 2$), причем $\xi = 1$ или 2 в идеальном случае соответствует состояниям $|g\rangle$ или $|e\rangle$ системы **S**; $\xi = 0$ соответствует ситуации, когда взаимодействие зонда с окружением не произошло. Чтобы вычислить вероятности случайной величины ξ , определим систему вероятностных мер (POVM) на пространстве состояний подсистемы **A**: $\{\Pi_{\xi}^{A}\}_{\xi=1,2,3}$. В случае идеального «взаимодействия» с окружением для них можно записать:

$$\Pi_1^A = |g\rangle\langle g|, \ \Pi_2^A = |e\rangle\langle e|, \ \Pi_0^A = 0.$$
⁽¹⁾

Далее следует учесть ситуацию, когда для подсистемы **S**, специально приготовленной в состоянии $|g\rangle$ было получено значение случайной величины $\xi = 2$, или наоборот. Для этого введем соответствующие вероятности $|\alpha_{\xi,g}|^2$, определяемые эмпирически. В рассматриваемом случае элементы системы вероятностных мер будут выглядеть следующим образом:

$$\Pi_{\xi}^{A} = \left| \alpha_{\xi,g} \right|^{2} \left| g \right\rangle \left\langle g \right| + \left| \alpha_{\xi,e} \right|^{2} \left| e \right\rangle \left\langle e \right|, \ \sum_{\xi=0}^{2} \left| \alpha_{\xi,g} \right|^{2} = \sum_{\xi=0}^{2} \left| \alpha_{\xi,e} \right|^{2} = 1$$
(2)

Последнее выражение отражает требование получения какого-либо результата. Вероятность получения случайной величины ξ , если состояние системы A описывается матрицей плотности ρ^A можно вычислить, используя следующую формулу:

$$P(\xi) = \operatorname{tr}\left(\rho^{A}\Pi_{\xi}^{A}\right). \tag{3}$$

Каждый элемент совокупности $\{\Pi^{A}_{\xi}\}_{\xi=1,2,3}$ допускает представление:

$$\Pi_{\xi} = \sum_{\mu \in \{g,e\}} M_{\xi,\mu}^{\dagger} M_{\xi,\mu} , \qquad (4)$$

которое называется разложением Крауса. Операторы $M_{\xi,\eta}$ полностью описывают измерительное устройство и называются операторами Крауса.

В процессе детектирования квантового состояния подсистемы **S** она приводится во взаимодействие с подсистемой **A**. Для простоты будем предполагать, что оператор развития U полной системы является унитарным. Тогда, если ρ^S и ρ^A - начальные состояния подсистем **S** и **A** соответственно, то состояние системы **S**-**A** сразу после окончания взаимодействия и непосредственно перед включением окружения **A**-**E** будет описываться совместной матрицей плотности:

$$\rho^{S-A} = U_{\tau} \rho^S \otimes \rho^A U_{\tau}^{\dagger} , \qquad (5)$$

где τ - время взаимодействия. Используя это уравнение, можно получить систему вероятностных мер $\{\Pi_{\xi}^{S}\}_{\xi=1,2,3}$ на пространстве состояний подсистемы S:

$$\Pi_{\xi}^{S} = \sum_{\mu \in \{g, e\}} K_{\xi, \mu}^{\dagger} K_{\xi, \mu} .$$
(6)

Если предположить, что подсистема A была приготовлена в состоянии $\rho^{A} = |\phi\rangle\langle\phi|$, $\phi \in \{g, e\}$ то операторы Крауса можно вычислить следующим образом⁶:

$$K_{\xi,\mu} = \alpha_{\xi,\mu} U_{\mu\phi}, \ U_{\eta g} = \left\langle \eta \left| U_{\tau} \right| \phi \right\rangle.$$
⁽⁷⁾

Нахождением совокупности операторов Крауса завершается построение модели детектора. Информационные характеристики процесса измерения могут быть вычислены с их использованием. Предположим, что начальное неизвестное состояние подсистемы **S** можно параметризовать случайной величиной θ с плотностью распределения $p(\theta)$. Можно вычислить энтропию состояния системыдо (H_0) и после $(H(\xi))$ измерения с результатом ξ :

$$H_0 = -\int p(\theta) \log_2 p(\theta) d\theta , \ H(\xi) = -\int p(\theta|\xi) \log_2 p(\theta|\xi) d\theta .$$
(8)

Здесь $p(\theta|\xi)$ - плотность распределения величины θ при известном исходе детектирования подсистемы **S**. Эта величина может быть получена из формулы Байеса:

$$p(\theta|\xi) = p(\xi|\theta)p(\theta)/P(\xi).$$
(9)

где $P(\xi) = \int p(\xi|\theta) p(\theta) d\theta$ - полная вероятность случайной величины ξ , а $p(\xi|\theta)$ - ее условная плотность вероятности. Информация Шеннона, получаемая в результате измерения атома с исходом ξ , может быть вычислена тогда следующим образом:

$$I^{s}\left(\xi\right) = H_{0} - H\left(\xi\right). \tag{10}$$

Fidelity. В результате измерения, согласно проекционному постулату фон Неймана происходит редукция состояния измеряемого объекта. Величиной, характеризующей это изменение, является качество измерительной операции: чем оно выше, тем меньше меняется состояние в процессе детектирования. Эта величина для чистых состояний определяется следующим образом:

$$F(\xi) = Tr_F \left[\sum_{\mu \in \{g,e\}} K_{\xi,\mu} \rho^S K_{\xi,\mu}^{\dagger} \cdot \rho^S \right] / Tr_F \left[\sum_{\mu \in \{g,e\}} K_{\xi,\mu} \rho^S K_{\xi,\mu}^{\dagger} \right].$$
(11)

Обратимость. Обратимость измерения определяет принципиальную возможность обратного преобразования, в результате которого состояние квантового объекта станет таким, каким было до измерения. Данная величина для фиксированного состояния $\rho^{s} = \rho^{s}(\theta)$ определяется следующим образом:

$$R(\xi) = \beta_{\xi} / P(\xi), \ \beta_{\xi} = \min Tr_F \left[\sum_{\mu \in \{g,e\}} K_{\xi,\mu} \rho^S K_{\xi,\mu}^{\dagger} \right]$$
(12)

На рис. 1 изображены зависимости описанных выше характеристик процесса детектирования от длительности времени взаимодействия **S** с **A** в случае, когданачальное состояние **S** - чистое $|s\rangle = \cos \theta/2|-\rangle + \sin \theta/2|+\rangle$ и θ равномерно распределено на интервале $[0, 2\pi]$.



Рис. 1 Зависимость информационных характеристик детектора от времени взаимодействия ($\varphi_{int} = g_{int}\tau$)

А с S : а) средняя информация Шеннона, отнесенная к начальной энтропии (сплошная) и качество (пунктирная) в случае идеального детектора; б) средняя величина качества (сплошная), оценка качества для состояния с $\theta = 0$ (точечная), $\theta = \pi/2$ (штрих-пунктирная), $\theta = \pi$ (пунктирная); в) Обратимость детектирования в случае $\xi = 2$; соответствие типа линии состоянию такое же как в (б). Параметры

расчетов в случаях (б) и (в): $\left|\alpha_{0,g}\right|^2 = 0,1$, $\left|\alpha_{0,e}\right|^2 = 0,2$, $\left|\alpha_{2,g}\right|^2 = 0,2$, $\left|\alpha_{1,e}\right|^2 = 0,1$.

- 1. A. Peres: Quantum Theory: Concepts and Methods, Kluwer, Academic Publishers, (2002).
- 2. M Sasaki, M Fujiwara, at all., Optics Express, 19, No.11, 10387–10409, (2011).
- 3. T. W. Hijmans, T. N. Huussen, R. J. C. Spreeuw, J. Opt. Soc. Am. B, 24, No. 2, (2007).
- 4. H. Terashima, Phys. Rev, A, 83, No.3, 032111(13), (2011).
- 5. W. H. Zurek, Rev. Mod. Phys., 75, No.3, 715-775, (2003).
- 6. Г.П. Мирошниченко, А.И. Трифанов, НФХМ, 3, №1, 93-100, (2012).

КВАНТОВЫЕ ТЕХНОЛОГИИ В ОПТОИНФОРМАТИКЕ: КВАНТОВЫЕ АЛГОРИТМЫ, КРИПТОГРАФИЯ, КЛОНИРОВАНИЕ, ТЕЛЕПОРТАЦИЯ Глейм А.В., Чивилихин С.А., Егоров В.И., Трифанов А.И., Сотникова А.А., Попов И.Ю., Мирошниченко Г.П.

Санкт-Петербургский национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики, Санкт-Петербург, Россия

Авторы докладывают о новейших теоретических работах в области квантовой информатики, в частности, посвященных анализу систем квантовой рассылки криптографического ключа на поднесущих частотах модулированного излучения.

Современные оптические технологии, основанные на слабых когерентных лазерных однофотонных линейных импульсах, детекторах, оптических преобразованиях, прочно входят в арсенал средств квантовой информатики – науки о преобразовании, передаче и хранении информации с использованием квантовых частиц. Одними из последних мировых экспериментальных достижений в области оптических квантовых коммуникаций и вычислений являются следующие работы: квантовая телепортация состояний поляризации фотона на расстояние в 143 км в открытом пространстве с высоким качеством¹, создание квантовой сети, действующей на состояниях поляризации фотонов вокруг Токио² и в Женеве³, предложение реального эксперимента по квантовому клонированию состояний фотона⁴, создание квантового процессора на 128 кубит, оптическая реализация квантовых алгоритмов Гровера⁵и Шора, квантовый протокол криптографии на непрерывных оптических переменных⁶.

В данном сообщении дан обзор теоретических работ коллектива авторов по теории однофотонных фотодетекторов, протоколов телепортации смешанных состояний и протоколов распределения квантового ключа, основанных на нашей квантовой теории оптического волокна, даются оценки параметров предполагаемых экспериментов по клонированию и криптографии на непрерывных и дискретных переменных фотонов, оптической реализации алгоритма Гровера. Здесь же дается описание имеющегося эксперимента распределения квантового ключа на поднесущих частотах и дана квантовая теория работы электрооптического модулятора и процесса фотодетектирования информации на боковых частотах.

- 1. Xiao-song Ma, T. Herbst et al. arXiv:1205.3909v1 [quant-ph], (2012)
- 2. M. Sasaki, M. Fujiwara, et al. Optics Express, 19 (11), 10387–10409, (2011)
- 3. D. Stucki1, M. Legre, et al. *arXiv:1203.4940[quant-ph]*,(2012)
- 4. S. Raeisi, W. Tittel, C. Simon, Phys. Rev. Lett., 108, 120404, (2012)
- 5. T.W. Hijmans, T.N. Huussen, R.J.C. Spreeuw. J. Opt. Soc. Am. B, 24, №2, (2007)
- 6. Jian Yang, Bingjie Xu, Xiang Peng, Hong Guo. Phys. Rev. A,85, 052302, (2012)

ИНФОРМАЦИОННЫЕХАРАКТЕРИСТИКИИКОНТРОЛЬПЕРЕПУТ АННОСТИВНЕИДЕАЛЬНОМКВАНТОВОМ ЭПР КАНАЛЕ, ПОДВЕРЖЕННОМАТАКЕТИПА " ПЕРЕХВАТ - ПОСЫЛКА " А.А. Сотникова, Г.П. Мирошниченко

Санкт-Петербургский государственный университет информационных технологий, механики и оптики, Санкт-Петербург, Россия Квантовая оптика и фундаментальная спектроскопия, с зачтением

В работе рассмотрены проблемы неидеальности оптического волокна и его влияние на информационные характеристики просеянного ключа, такие, как пропускная способность, потеря информации в канале связи, QBER.

Современные квантовые сети, по которым осуществляются квантовые коммуникации^{1,2}, используютв качестве канала одномодовое оптическое волокно (OB). Неидеальность ОВ является причиной ошибок в просеянном квантовом ключе, кодированном на поляризационных состояниях фотонов. В шредингеровском представлении для описания развития во времени матрицы плотности фотонов необхолим гамильтониан оптических мол (фотонов) в одномодовом OB. Стохастичность среды и квантовые шумы в канале приводят к декогеренции (деполяризации) квантовых состояний и поглощению фотонов. В работе использован

содержащий стохастические феноменологические параметры, гамильтониан, учитывающие искажения формы OB и приводящие к эффекту двулучепреломления и оптической активности ОВ канала. В оператор релаксации в уравнении Лиувилля введены параметры, учитывающие эффекты поглощения и декогеренции. В результате найдена матрица плотности передаваемых по ОВ фотонов на входе в анализатор матрицы плотности вычислены приемника. С помощью информационные характеристики распределяемого просеянного ключа, такие, как QBER, пропускная способность и другие³⁻⁵. Проанализирован простейший протокол перехвата квантовой информации "перехват - посылка" в присутствии неидеального шумящего канала и оценена длительность канала, на которой перехватчик может быть обнаружен в результате статистического анализа.

- 1. M Sasaki, M Fujiwara, at all. *Optics Express*, **19**(11):10387–10409, 2011
- 2. D Stucki1, M Legre, at all. arXiv:1203.4940. 2012
- 3. S. Castelletto, I. P. Degiovanni, M. L. Rastello. Phys. Rev. A 67, 022305, (2003)
- 4. Nicolas Gisin, Gregoire Ribordy, Wolfgan Tittel, Hugo Zbinden. *Rev. Mod. Phys.* V.74, P.145 -195, (2002)
- 5. Valerio Scarani, Helle Bechmann-Pasquinucci, Nicolas J. Cerf, Miloslav Dušek, Norbert Lütkenhaus, Momtchil Peev. *Rev. Mod. Phys.*, V. 81, 1301, (2009)

ОПТИЧЕСКАЯ ПЕРЕДАЧА ИНФОРМАЦИИ КВАЗИДИСКРЕТНЫМ СПЕКТРАЛЬНЫМ СУПЕРКОНТИНУУМОМ СО СКОРОСТЬЮ 70 Тб/с Цыпкин А.Н., Путилин С. Э., Козлов С.А.

Санкт-Петербургский национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики, Санкт-Петербург, Россия

Показана возможность оптической передачи информации квазидискретным спектральным суперконтинуумом. Достигнута скорость передачи информации 70 Тб/с в одном квазидискретном спектральном пакете.

При интерференции двух спектральных суперконтинуумов, как показано в работе ², формируется квазидискретный спектр и соответствующая ему последовательность световых импульсов. Однако, как было показано в работе¹, что взаимодействие двух фемтосекундных импульсов света с различным спектральным составом в нелинейной диэлектрической среде с нормальной групповой дисперсией среды может привести к образованию квазидискретных спектрального суперконтинуума временная структура, которого является регулярной последовательностью ультракоротких сигналов с терагерцовой частотой повторения. В этой работе описана возможность использования этих последовательностей для сверхбыстрой передачи информации. В настоящей экспериментально апробированы физические принципы кодирования и работе передачи данных на основе квазидискретного спектрального суперконтинуума. Показана возможность оптической передачи информации квазидискретным спектральным суперконтинуумом. Достигнута скорость передачи информации 70 Тб/с в одном квазидискретном спектральном пакете.

Используемая в работе лазерная система генерации фемтосекундного спектрального суперконтинуума приведена на Рис. 1. Основой экспериментальной установки являлась лазерн на кристаллах титан-сапфира, накачиваемый второй гармоникой неодимового непрерывного твердотельного лазера с диодной накачкой. Для компенсации чирпа используется внешний компенсатор дисперсии.

В наших экспериментах длительность оптических импульсов с центральной длиной волны 780 нм, частотой следования импульсов – 100 МГц на выходе лазерной системы составляла 20 фс, средняя мощность лазерного излучения – 350 мВт.



Рис. 1. Экспериментальная установка генерации фемтосекундного спектрального суперконтинуума.

Для ввода и вывода лазерного излучения в микроструктурированное оптическое волокно использовались два трехкоординатных столика и два микрообъектива ЛОМО-20. В качестве генератора спектрального суперконтинуума использовалось МС-38 длиной 30 см. Измерения спектра производились с помощью спектрометра ASP100 в диапазоне длин волн 190-1100 нм.

Характерный спектр излучения генерируемого спектрального суперконтинуума, для MC-38 для импульса длительностью 20 фс титан-сапфировой фемтосекундного лазера приведен на рис. 2. Как видно из рисунка, спектр излучения находится в области от 650 нм до 950 нм.



Рис. 2. Спектральный суперконтинуум на выходе из микроструктурированного волокна длиной 30 см.

Система интерференционного формирования квазидискретного фемтосекундного спектрального суперконтинуума представляла из себя интерферометр Майкельсона, рис. 1. Излучение спектрального суперконтинуума на выходе из нелинейной среды поступало на интерферометр, состоящий из светоделительного кубика и двух зеркал. Одно из зеркал интерферометра для создания временного сдвига между двумя плечами

интерферометра закреплялось на линейном моторизованном трансляторе, управляемым компьютером. Настройка и юстировка интерферометра осуществлялась продольным и угловым смещением одного из зеркал вплоть до получения минимальной (нулевой) разности хода в плечах интерферометра, контролируется с помощью спектральной интерференции. В результате интерференции формировался квазидискретный спектральный суперконтинуум, типичная картина которого приведена на рис. 4 при временной задержке между импульсами $\Delta \tau = 300$ фс.

Схема экспериментальной установки системы кодирования информации приведена на рис. 3. В качестве матрицы кодировки использовался транспарант из черной бумаги, который крепился на зеркало. Спектр в пространстве разлагался с помощью оптической призмы.



Рис. 3. Экспериментальная установка системы кодирования информации.

Типичный результат квазидискретного спектрального суперконтинуума показан на рис. 4 при временной задержке между импульсами 300 фс. На выходе длительность последовательности 700 фс. В результате такой временной задержки формируется 45 спектральных линий, где и производится кодирование информации. Скорость передачи информации в одной последовательности составляет 64 Тб/с. Закодировано слово «ZENIT», рис. 5.



Рис. 4. Квазидискретный спектральный суперконтинуум.



Рис. 4. Закодированное слово «ZENIT» в квазидискретном спектре.

- 1. Bakhtin M.A., Kozlov S.A., Optical Memory and Neural Network., 15, 1-10, (2006).
- 2. Belashenkov N.R., Drozdov A.A., Kozlov S.A., Shpolyanskiĭ Yu. A., and Tsypkin A.N., *Journal of Optical Technology.*, **75**, 611-614, (2008).

ПРИМЕНЕНИЕМЕТОДА АНАЛИЗА НЕЗАВИСИМЫХ КОМПОНЕНТ ВЗАДАЧАХ ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНОЙ СПЕКТРОМЕТРИИРЕАЛЬНОГО ВРЕМЕНИ Фадеев А.В., Пожар В.Э.

Научно-технологический центр уникального приборостроения РАН, Москва, Россия

Представлен подход, позволяющий повысить эффективность работы спектрометров на основе акустооптических фильтров в задачах экспрессанализа многокомпонентных газовых смесей за счет использования статистического метода анализа независимых компонент.

Уникальным свойством акустооптических (АО) спектрометров является возможность осуществления ими быстрого произвольного спектрального доступа. Это дает возможность оперативного выборочного анализа спектра, что весьма эффективно для задач контроля хода процессов, обнаружения изменений, контроля состояния отдельных компонент объекта и т.п. задач, в которых существенная информация заключена в отдельных элементах (линиях) спектра. Для работы именно с такими спектральными объектами разработаны дифференциальные методики абсорбционного анализа. В частности. метол дифференциальной оптической абсорбционной спектроскопии (ДОАС).

При этом выигрыш во времени от использования методов выборочной спектральной адресации тем больше, чем меньшее число спектральных линий

анализируется. Однако одновременно с этим уменьшается и надежность регистрации, в частности на этапе отбора регистрируемых линий возможна потеря значимой информации. Во избежание этого предлагается использование алгоритма на основе статистического метода анализа независимых компонент¹ (АНК) на этапе качественного анализа газовой смеси. Благодаря использованию предложенного алгоритма в сочетании с существующим алгоритмом количественного анализа² возможно создание адаптивных газоаналитических систем на основе акустооптических спектрометров.

Предложен алгоритм качественного анализа на основе методаАНК, позволяющий на основе предположения о статистической независимости характеристических спектров входящих в состав смеси компонент осуществлять декомпозицию исходного спектра смеси на спектры ее составляющих. Алгоритм может быть использован как на стадии предобработки для выявления присутствия в смеси нежелательных компонент, вносящих погрешности в определение количественного состава смеси, так и на стадии постобработки для выявления ошибок в результатах вычислений на основе анализа остатков.

Известно, что использование метода АНК тем более эффективно, чем более разряженную структуру имеет исследуемый спектр, а, следовательно, его использование при работе со спектрами, представляющими из себя ограниченный набор характеристических особенностей, как, например, в методе ДОАС, представляется оправданным. Предложены алгоритмы реализации метода АНК для использования в приборах с произвольной спектральной адресацией, позволяющие дополнительно оптимизировать время процедуры измерения и сделать возможным использование сложных процедур обработки, включающих в себя предложенный алгоритм в режиме реального времени в составе адаптивных систем. Проведено сравнение работы алгоритмов анализа на основе метода АНК с классическими алгоритмами, основанными на байесовском подходе, учитывающее физические особенности работы приборов с произвольным спектральным доступом. Приведены результаты математического моделирования этих алгоритмов с использованием спектров, полученных с помощью газоаналитической системы ГАОС³. Эта система представляет собой трассовый газоанализатор, способный осуществлять многокомпонентный анализ газовых смесей в пределах контролируемой трассы в атмосфере в режиме реального времени. ГАОС использует метод ДОАС и имеет возможность осуществления быстрого произвольного спектрального доступа благодаря наличию в составе спектрометра на основе двойного коллинеарного АО фильтра на кристалле SiO₂ со спектральным диапазоном 0.25–0.45 мкм и разрешением 9 см⁻¹. ГАОС позволяет производить одновременные измерения следующего набора загрязнителей: NO₂, SO₂, HCOH и ароматические углеводороды (бензол, толуол, фенол, ксилолы и др.).

Предложенные подходы планируется применить при построении адаптивных систем на основе спектрометров с произвольной спектральной адресацией.

Работа проводилась по Федеральной целевой программе «Кадры» (контракт №П721).

- 1. В.Э. Пожар, А.В. Фадеев, Труды Российского научно-технического общества радиотехники, электроники и связи имени А.С. Попова серия "Акустооптические и радиолокационные методы измерений и обработки информации", **4**, 145-148, (2011).
- 2. A.V. Fadeyev, V.E. Pozhar, Proc. SPIE, 8082, 808242, (2011).
- 3. М.М. Мазур, В.Н. Шорин, В.И. Пустовойт, В.Э. Пожар, А.В. Фадеев, *Приборы и техника эксперимента*, **2**, 140-146, (2011).

НОВЫЙ ПРИНЦИП ПРОСТРАНСТВЕННОЙ ВЫБОРКИ Соломатин В.А.

Московский государственный университет геодезии и картографии, Москва, Россия

Рассмотрен принцип реализации пространственной выборки, при которой шаг дискретизации меньше элемента разложения(пикселя), обоснованы преимущества такой выборки.

Процедура выборки процессов, изменяющихся во времени (временных сигналов) обычно предполагает формирование дискретного сигнала, импульсы которого не перекрываются. Без перекрытия отсчетных импульсов происходит и пространственная выборка, когда изображение подвергается дискретизации с помощью фокальной матрицы. Но пространственная выборка может осуществляться и с перекрытием (наложением) отсчетных импульсов. Это возможно в том случае, когда выборка осуществляется не в пространстве изображений (как при использовании фокальных матриц), а в пространстве предметов. Выборка в пространстве предметов может быть реализована двумя путями: фасеточными оптическими системами и дискретными сканированием^{1,2}.

Фасеточные оптические системы построены по образцу фасеточного глаза насекомых и состоят из множества узкопольных оптических каналов, перекрывающих в совокупности широкое угловое поле. Узкие угловые поля оптических каналов (фасеток) могут перекрываться, что и обеспечивает выборку с наложением отсчетов. В системах с дискретным сканированием шаг сканирования в пространстве предметов может быть меньше ширины мгновенного углового поля (углового размера пикселя), что также обеспечивает перекрытие (наложение) отсчетов при выборке.

Пространственная выборка с перекрытием отсчетов не имеет прямых аналогов с выборкой временных процессов, а выводы относительно последствий такой выборки не вполне очевидны.

Преобразования сигналов и спектров в процессе пространственной выборки приведены на рис.1. Показана идеальная выборка сигнала S(x) гребенчатой функцией N(x) и варианты выборки прямоугольной функцией R(x) для трех соотношений между шагом выборки T и шириной прямоугольной функции a. В случае, когда T = a/2 выборка осуществляется с перекрытием отсчетов на половину ширины прямоугольной функции. Отметим, что при этом центр первой боковой полосы в спектре выборки приходится на второй нуль функции отсчетов, и за счет уменьшения шага сканирования эта полоса смещается по частоте в область высоких частот. Оба эти обстоятельства уменьшают возможное перекрытие соседних боковых полос (редукцию пространственных частот) и, следовательно, снижают влияние выборки (дискретизации сигнала) на качество изображения.В общем случае, когда окно выборки не является прямоугольным, соотношение между шириной окна и шагом выборки должно быть скорректировано в соответствии с пространственно-частотной характеристикой окна.



Рис.1. Сигналы и спектры при выборке

1. В.А.Соломатин. Дискретизация пространства в оптико-электронных системах с мозаичным угловым полем. Известия ВУЗов. Приборостроение, №5, с.57-61, (2010).

2. В.А.Соломатин. Оценка точности наземных лазерных сканеров. Известия ВУЗов Геодезия и аэрофотосъемка, №2, с.32-37, (2012).

ОПТИЧЕСКАЯ СИСТЕМА КРУГОВОГО ОБЗОРА Третьякова А.А.

НИУ ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

В докладе рассмотрена оптическая система поиска и обнаружения объектов при сканировании в полусфере.

Автоматический обзор пространства для получения информации о расположенных в нем объектах и событиях представляет существенный интерес для ряда областей промышленности и новой техники.

Во многих областях науки и техники все чаще возникают задачи исследования, измерения, обнаружения или автоматического контроля комплекса величин, непрерывно распределенных в какой-либо области пространства координат.

В настоящее время при сканировании изображения применяются разнообразные способы сканирования и различные оптические элементы. Но применяемые для этих целей системы имеют достаточно сложную и не дающую полной картины окружающего пространства конструкцию. В связи с этим возникла идея создания оптического модуля, обеспечивающего сканирование в воздушной полусфере.

В результате анализа схем сканирования, была выбрана система из двух склеек полусфер, работающих по принципу призмы Дове. Полусферы склеены плоскими поверхностями и, в свою очередь, образуют моноблок в виде шара. Плоская поверхность склейки является отражающей поверхностью за счет полного внутреннего отражения. Сканирование осуществляется вращением моноблока вокруг осей: горизонтальной, для сканирования по вертикали, и вертикальной, для сканирования по горизонту. Эта система дала возможность объединить телескопический объектив и сканирующий элемент в одну оптическую схему, достичь на базе простых оптических элементов небольших габаритов всей системы.

Данная схема дает возможность сочетать в себе ряд положительных качеств. Такие как: возможность объединения телескопического объектива и сканирующего элемента в одну оптическую схему; достичь на базе простых оптических элементов хорошей ЧКХ и не очень больших габаритов всей системы. Применение зеркала в такой схеме дало бы большое количество бликов, использование двух склеенных призм уменьшило потери на отражение. Конечно, общим недостатком всего этого класса сканирующих устройств является их повышенная сложность и ненадежность при длительной эксплуатации. В данной конструкции эти отрицательные моменты были частично устранены, хотя есть большое поле для деятельности конструкторов.

В данный момент проведены расчеты системы для видимого диапазона длин волн. Разработана конструкция прибора для обнаружения воздушных объектов с водной поверхности, которая может применяться на подводной лодке.

Планируется рассчитать систему для ИК-диапазона для обнаружения воздушных высокоскоростных объектов с летательного аппарата.

Оптическая система кругового обзора может быть использована в научных целях (исследование миграции птиц, морской флоры, изучение дневной и ночной жизни животных), в медицине (автоматический поводырь для слепых), в промышленных целях (обнаружение лесных пожаров, предотвращение взрыва горючего, охранный надзор, регистрация проходящего транспорта) и в военных целях (разведка, обнаружение замаскированных объектов, обнаружение объектов военной техники и людей, противовоздушная оборона, навигация и управление летательным аппаратом с земли, предотвращение столкновения самолетов, ночное вождение).

1. Катыс Г.П. Оптико-электронная обработка информации, М., «Машиностроение», (1973).

2. . Мирошников М.М Теоретические основы оптико-электронных приборов, Л., «Машиностроение», (1983).

3. Катыс Г.П. Автоматическое сканирование. М., «Машиностроение», (1969).

4. Попов Л.Е., Решеткин В.И.. Курчинская Л.Н. Панорамный фотообъектив, заявка на изобретение № 93-027598150.

5. Русинов М.М., Попов Л.Е., Иванов Т.П. Лившиц Э.М. Панорамный визир, авторское свидетельство № 400869.6.07.1973.

6. Кацман М.М. Электрические машины, М., «Высшая школа», (1983).

7. Рыбаков В.И., Симаков В.В. Электромеханические элементы. Учебное пособие, Л., ЛИТМО, (1988).

8. Сокольский М.Н. Допуски и качество оптического изображения, Л., «Машиностроение», (1989).

9. Ишанин Г.Г. Теория и расчет элементов приборов, СПб, «Политехника», (1993).

10. Дьяков А.В. В помощь радиолюбителю, М., «Патриот», (1990).

СТЕНДОВЫЕ ДОКЛАДЫ

ВЛИЯНИЕ ФИЛЬТРАЦИИ, ОБУСЛОВЛЕННОЙ НЕЛИНЕЙНОСТЬЮ ГОЛОГРАФИЧЕСКИХ РЕГИСТРИРУЮЩИХ СРЕД, НА СТАТИСТИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ИЗОБРАЖЕНИЙ Бекяшева З.С., Павлов А.В.

Санкт-Петербургский национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики Санкт-Петербург, Россия

Исследовано влияние фильтрации в схеме голографии Фурье на однородность обрабатываемых изображений по двум первым статистическим моментам. Предложены формулы, аппроксимирующие зависимости оценок от обобщенной частоты. Показано влияние фильтрации на изменение зависимости оценок однородности от обобщенной частоты, определено влияние случайного фазового спектра на дисперсию оценок. Показана разная эффективность влияния на оценки двух методов обеспечения требуемой величины обобщенной частоты

В [1] показано, что схема голографии Фурье с обращением волнового фронта в корреляционной плоскости (рис.1) реализует модель линейной регрессии (ЛР). Нелинейность экспозиционных характеристик регистрирующих сред обуславливает фильтрацию, ведущую к изменению однородности обрабатываемых изображений. Модель ЛР строит оптимальную по критерию минимума среднего квадрата ошибки оценку для однородных случайных полей. В то же время, большинство реальных изображений критерию однородности не удовлетворяют [2,3]. Соответственно, изменение однородности ведет к снижению корректности реализации модели.



Рис. 1. Схема голографии Фурье с обращением волнового фронта в корреляционной плоскости Согг. In – входная плоскость, L₁ и L₂ – Фурье-преобразующие линзы , H – голограмма, PCM – фазосопрягающее зеркало, Out – выходная плоскость, M - полупрозрачное зеркало.

Этот вопрос исследован в [4] численно применительно к описанию изображений как реализаций случайных полей. Показано превалирующее влияние на однородность низкочастотных компонент и получены зависимости оценок от отношения длины реализации к радиусу корреляции. Однако влияние спектра фаз в связке с размером изображения в [4] не исследовалось.В докладе, в развитие [4], исследовано влияние на однородность по двум первым статистическим моментам спектра фаз и размера изображения при фильтрациях, соответствующих реальным голограммам Фурье. Для уменьшения громоздкости выкладок принято допущение о разделимости переменных при описании изображений как реализаций случайных полей и использованы термины «процесс» и «стационарность» вместо «поле» и «однородность».

Представим изображение Im(x) как реализацию длиной 2*L* случайного процесса с типичным для ряда реальных изображений экспоненциальным спектром амплитуд:

$$\operatorname{Im}(x) = \sum_{i=0}^{\infty} \exp\left(-\frac{i}{N}\right) \cos\left(i \cdot x \cdot \omega_{1} - \varphi_{i}\right), \qquad (1)$$

где N – параметр, ω_1 –нижняя граничная круговая частота в спектре, φ_i – случайные фазы, распределенные равномерно от 0 до 2π .Рассмотрим зависимость оценок стационарности от обобщенной частоты -отношения половины длины реализации к радиусу корреляции $\Omega = \frac{L}{r}$, где r - полуширинаглобального максимума автокорреляционной функции (ГМ АКФ) по уровню 0.5. Оценки стационарности Im(x) по мат.ожиданию V_M и дисперсии V_D определим как разности мат.ожидания Mи дисперсии Dлевой Im, и правой Im, частей реализации, отнесенные для нормировки на 1 к более высоким моментам (μ^4 - четвертый центральный момент):

$$V_{M}(\Omega) = 1 - \frac{\left(M\left(\operatorname{Im}_{i}\right) - M\left(\operatorname{Im}_{r}\right)\right)^{2}}{D},$$
(2)

$$V_D(\Omega) = 1 - \left(\frac{\left(D(\operatorname{Im}_l) - D(\operatorname{Im}_r)\right)^2}{\mu^4}\right) \quad .$$
(3)

Точные аналитические выражения для и реализаций со случайными равномерно распределенными фазами очень громоздки. Поэтому были получены аналитические выражения при усреднении случайных фаз и проведено сравнение с численными результатами для случайных спектров фаз.В [5] представлены выражения для оценок (2) и (3), приемлемые для практики, но все же громоздкие. Были найдены аппроксимирующие выражения. Зависимость (2) с погрешностью менее 0.1 для $\Omega \ge 7.5$ и менее 0.01 для $\Omega \ge 12.75$ может быть аппроксимирована выражением:

$$V_{M}(\Omega) = 1 - 3.35 \Omega^{-1}$$
 (4)

Аналогично, для оценок по дисперсии, с погрешностью не более 0.1 в диапазоне $\Omega \ge 7.5$ и погрешностью не более 0.01 в диапазоне $\Omega \ge 10.5$ применима формула:

$$V_D(\Omega) = 1 - \frac{\left(3.6\Omega^2 + 16\Omega - 6\right)^2}{4.16\Omega^5 - 24\Omega^4}.$$
(5)

Эти выражения универсальны для экспоненциальных спектров с различными значениями параметра N. Для других моделей быстро спадающих спектров оценки изменяются количественно, но качественный вид остается прежним. Затем влияние случайного спектра фаз на оценки стационарности было исследовано численно. Оценки усреднены по ансамблю 10^3 реализаций процесса (1), результатыприведенына рис. 2.

Для реализаций с экспоненциальным спектром численные и аналитические оценки отличаются коэффициентом 1.3, что позволяет использовать (4) и (5) вместо численных.

Влияние фильтрации на оценки стационарности моделировалось для реализации (1) и трех фильтров, моделирующих разные условия записи голограмм Фурье:

- фильтр высоких частот-
$$\left(1 + \exp\left(-\left(\frac{\omega - 150}{100}\right)\right)\right)^{-1};$$
 (6)

- фильтр, моделирующий низкочастотную голограмму -
$$\exp\left(-\frac{\omega^2}{50}\right)$$
; (7)

- полосовой фильтр -
$$\exp\left(-\left(\frac{\omega-140}{120}\right)^2\right)$$
. (8)



Рис.2. Оценки стационарности: 1) аналитическая по мат.ожиданию, 2) аналитическая по дисперсии, 3) численная по мат.ожиданию, 4) численная по дисперсии



Рис. 3. Оценки стационарности:
а) по матожиданию: 1) до фильтрации, 2) фильтр (6), 3)фильтр (7), 4) фильтр (8);
б) по дисперсии: 1) до фильтрации, 2) фильтр (6), 3) фильтр (7), 4) фильтр (8).

На рис. За, б представлены усредненные зависимости оценок стационарности реализаций для трех фильтраций. Фильтрация ведет к изменению формы ГМ АКФ – сужению при высокочастотной фильтрации и уширению при низкочастотной. При полосовой фильтрации, ослабляющей и высокие, и низкие частоты, имеют места оба эффекта, в совокупности изменяющие форму ГМ АКФ. Кривые, представляющие зависимости оценок стационарности при фильтрации, пересекаются с кривыми для экспоненциального спектра и имеют отличный наклон. Причиной тому два фактора:

1. Изменение величины самой оценки в результате фильтрации.

2. При фильтрации изменяется и форма корреляционной функции, соответственно меняется радиус корреляции и, в свою очередь, значение обобщенной частоты.

В результате совокупное изменение как величины оценки (значения функций (2) и (3)), так и обобщенной частоты ведет к изменению крутизны зависимостей.

Из представленных на рис.3. результатов следует, что два возможных метода изменения величины обобщенной частоты – изменение размера реализации *L* и радиуса корреляции *r*посредством фильтрации, не равноценны в плане влияния на оценку стационарности.

Таким образом, фильтрация, обусловленная ограниченностью динамического диапазона экспозиционных характеристик голографических регистрирующих сред, используемых для записи голограмм Фурье, ведет к изменению оценок однородности обрабатываемых изображений по двум первым статистическим моментам – росту оценок при высокочастотной фильтрации и снижению при низкочастотной. В общем, величины оценок монотонно возрастают с ростом обобщенной частоты. Однако два метода обеспечения требуемой величины обобщенной частоты – изменение размера и фильтрация, неэквивалентны в плане влияния на оценки, поскольку в диапазоне небольших размеров наблюдается большой разброс значений радиусов корреляции и, соответственно, обобщенных частот, от реализации к реализации вследствие влияния автокорреляционной функции кадрового окна вкупе с фазовым спектром.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, грант 12-01-00418-а.

1. А.В.Павлов Опт. и спектр.98, №6, 1033-1037.(2005).

2. Г.А.Сергеев,

Д.

А.Янутш

Статистическиеметодыисследованияприродныхобъектов. Л.: Гидрометеоиздат. 1973. 3. Ю. С.ТолчельниковОптические свойства ландшафта. Л.: Наука, 1974. 42 с.

4. З.С.Бекяшева, А.А.Востриков, А.В.Павлов*Опт. и спектр*. **109**, №1,1203 – 1210.(2010).

5. З.С.Бекяшева, А.В.Павлов Восьмая международная конференция «Голоэкспо 2011». 29.09-01.10.2011г. Сборник трудов.- Минск. Белоруссия.480-483.(2011).

ДВУМЕРНОЕ ПРЕДСТАВЛЕНИЕ ЦИФРОВОГО ГОЛОГРАФИЧЕСКОГО ИЗОБРАЖЕНИЯ ОБЪЕМА СРЕДЫ С ЧАСТИЦАМИ КАК СПОСОБ ОТОБРАЖЕНИЯ И ОБРАБОТКИ ИНФОРМАЦИИ О ЧАСТИЦАХ Дёмин В.В., Каменев Д.В.

Национальный исследовательский Томский государственный университет, Томск, Россия

Предложен двумерного представления голографического метод изображения объёма среды с частицами, восстановленного с цифровой голограммы. Метод предназначен одновременной оперативной для обработки голографических изображений частиц, расположенных на разных удалениях от плоскости регистрации голограммы. Обсуждается дальнейшее развитие метода для автоматизации получения информации о частицах с цифровой голограммы объема среды.

Цифровая голография частиц находит широкое применение в решении задач биологии, медицины, оптики атмосферы, поскольку позволяет регистрировать большую глубину исследуемого пространства при хорошем разрешении, что не достигается другими методами. При этом на одной голограмме содержится большой объем информации о размерах, формах, координатах всех частиц исследуемого объема среды, поэтому извлечение с голограммы требуемой полезной информации является актуальной задачей.

Традиционно, для исследования ансамбля частиц голограмма восстанавливается на нескольких расстояниях, для каждой из выбранных оператором частиц визуально или по заданным критериям¹ определяется плоскость наилучшей фокусировки (ПНФ), что требует больших временных ресурсов.

В настоящей работе рассматривается метод, основанный на использовании двумерного отображения голографического изображения объёма среды с частицами. При таком представлении на одной плоскости резко отображаются изображения всех частиц, зарегистрированных на голограмму в заданном диапазоне расстояний, удовлетворяющие заданным требованиям (критериям) качества.

Для этого голографическое изображение объема среды с частицами разбивается на продольные блоки с заданным шагом вдоль поперечных координат (рис. 1.а, выделен один из блоков разбиения)². В каждом блоке определяется ПНФ изображения частицы, например, методом Тененград³. Результирующее двумерное изображение составляется из фрагментов, соответствующих рассчитанным положениям ПНФ для каждого блока.

Очевидно, что, в зависимости от поперечного размера блока, возможно как отсутствие частицы в блоке, так и попадание частицы в два и более блока. Кроме этого, в случае высокой концентрации частиц возможны перекрытия изображений частиц, находящихся в одном блоке на разных расстояниях от голограммы.

устранения обозначенных особенностей разработано специальное программное обеспечение, которое не описывается в рамках настоящей статьи в связи с ограниченностью объема. разработанные, ee Так, например, программно реализованные и апробированные методы учета вышеупомянутых перекрытий изображений основаны на смещении разбивающей сетки и дополнительном исследовании профиля оператора Тененград.

Сформированное двумерное изображение объёма обрабатывается стандартными методами повышения качества. Затем в этом изображении частицы сегментируются, другими словами выделяются области интереса, то есть области, содержащие частицы. (Выделение областей интереса используется, например, в работе ⁴, однако без предварительного двумерного отображения голографического изображения объема.) Далее уточняется ПНФ в каждой области интереса, содержащей частицу (подфокусируется голографическое изображение каждой частицы). В дальнейшем положение ПНФ используется в качестве продольной координаты частицы, так же как это делается в ⁵. В этой же работе ⁵ обосновано использование положения центра тяжести голографического изображения частицы в качестве ее поперечных координат.



Рис. 1. Иллюстрация разбиения голографического изображения объёма на блоки (а), традиционное отображение голографических изображений планктонных частиц (б) и двумерное отображение частиц всего объема предлагаемым методом (в)

Наглядность такого представления проиллюстрирована на рис. 1 б, в. На рис. 16 показана одна ПНФ, в которой наблюдаются резкие изображения двух частиц. На рис. 1в с использованием рассматриваемого метода отображены резкие изображения всех частиц объема. На рис. 2а приведен результат работы программного обеспечения, выполняющего в автоматическом режиме все описанные процедуры: двумерное отображение голографического изображения объёма с частицами, сегментацию, уточнение ПНФ (подфокусировка) изображения каждой частицы.

Так же как при традиционном восстановлении изображений частиц, по двумерному изображению объёма с частицами в автоматическом режиме можно определить характеристики каждой частицы (трёхмерные координаты, размер, форму, ориентацию и т.п.), как в случае одиночных цифровых голограмм, так и в случае цифрового голографического видео. Примеры таких характеристик частиц, полученные с голограммы объема с планктонными частицами, приведены на рис. 26, рис. 3 (здесь компактность определяется как отношение квадрата длины границы к площади сечения изображения частицы).

Заключение

В работе рассмотрен метод отображения голографического изображения объёма с частицами, восстановленного с цифровой голограммы. Метод используется для повышения наглядности путем одновременного представления сфокусированных изображений всех частиц объема на одной двумерной плоскости. Такое представление позволяет оперативно и в автоматическом режиме извлекать с голограммы информацию о каждой частице.



Рис. 2. Пример сегментированного двумерного отображения голографического изображения объёма среды с планктонными частицами (а), распределение частиц в пространстве (б)



Рис 3. Примеры характеристик частиц, полученных в автоматическом режиме при описанном отображении голографического изображения объема среды с частицами: распределение по площадям сечения (а), по ориентациям (б) и по компактности частиц (в)

1. В.В.Дёмин, Д.В.Каменев, Оптический журнал, 79, №4, 17-21, (2012)

2. Д.В. Каменев, Материалы молодежной конкурс-конференции «Фотоника и оптические технологии», Новосибирск, 15-16, (2012)

3. A. Santos, C. OrtizdeSolorzano, J.J. Vaquera, J.M. Pena, N. Malpica, *Journal of Microscopy*, **188**, Pt 3, 264-272, (1997)

4. N. Burns, J. Watson, Journal of Imaging Science, 59, No. 2, 90-99, (2011)

5.В.В.Демин, А.С.Ольшуков, Е.В. Дзюба, *Известия вузов.* Физика. **53**, № 8, 81-89, (2010.)

РАСЧЕТ ОПТИЧЕСКИХ МНОГОСЛОЙНЫХ ФИЛЬТРОВ С УЧЕТОМ ПОТЕРЬ Петраков В.А.

Военная академия связи, Санкт-Петербург, Россия

Выведены соотношения, которые позволяют перейти от гиперболических функций к тригонометрическим в матричных уравнениях передачи отрезков оптических линий. Дан пример расчета оптического многослойного фильтра с характеристикой Чебышева с потерями в элементах фильтра.

1. Постановка задачи

Элементы реальных ОМСФ имеют потери, влияние которых является причиной отклонения измеренных частотных характеристик от рассчитанных. Влияние потерь особенно сильно проявляется в узкополосных полосовых и заграждающих фильтрах. Поэтому при высоких требованиях к точности частотных характеристик ОМСФ учет потерь в элементах фильтров является необходимым. При учете потерь в элементах ВАФ анализ характеристик усложняется, так как матрицы отрезков линий с потерями содержат гиперболические функции.

Коэффициент распространения волны является комплексной величиной² $\gamma l = \delta + j\theta$ ($\delta = \alpha l$ – волновое затухание, $\theta = \beta l$ – волновая фаза и α – коэффициент волнового затухания линии).

Однако при малых потерях, когда коэффициент потерь $\delta \ll 1$, можно от гиперболических функций перейти к тригонометрическим. Гиперболические функции можно представить приближенно в следующем виде

ch
$$\gamma = \frac{e^{\gamma} + e^{-\gamma}}{2} \cong \frac{(1 + \vartheta e^{j\theta} + (1 - \vartheta e^{-j\theta})}{2} = \cos \theta + j \, \delta \sin \theta$$

sh $\gamma = \frac{e^{\gamma} - e^{-\gamma}}{2} \cong \frac{(1 + \vartheta e^{j\theta} - (1 - \vartheta e^{-j\theta})}{2} = \delta \cos \theta + j \sin \theta$
(1)

Тогда матрицу отрезка линии с потерями можно выразить через гармонические функции

$$\begin{bmatrix} A_{\rm E}^* \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos\theta & \rho f \sin\theta \\ j \sin\theta / \rho & \cos\theta \end{bmatrix} + \delta \begin{bmatrix} j \sin\theta & \rho (\cos\theta) \\ (\cos\theta) / \rho & j \sin\theta \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} A_{\rm E} \end{bmatrix} + \frac{\delta}{j} \begin{bmatrix} A_{\rm E}' \end{bmatrix}, \qquad (2)$$

где принято $W \approx \rho$.

Соотношение (2) справедливо также для матриц полузвеньев и звеньев. Так при однородных потерях ($\delta_p = \delta_c = \delta$) для полузвена можно записать

$$\left[A_{\mathrm{IC}}^{*}\right] = \left[A_{\mathrm{IC}}\right] + \frac{\delta}{j}\left[A_{\mathrm{IC}}'\right]$$
(3)

Из этого выражения следует, что там, где характеристика имеет более высокую скорость изменения, влияние потерь проявляется сильнее.

Этот вывод подтверждают расчеты частотной зависимости затухания цепочечных и шлейфных звеньев.На рис. 1 приведены графики характеристического затухания различных звеньев с потерями и без потерь при одинаковом отношении волновых сопротивлений резонатора и связки v = 0,01 и коэффициенте потерь $\delta = 0.01$.

Потери наиболее сильно искажают характеристическое затухание в полосе пропускания. Если у звеньев без потерь характеристическое затухание в полосе затухание



Рис.1. Характеристическое затухание цепочечных звеньев при v = 0.01, δ = 0.01: 1.ВАФ-1-Ц без потерь, 2. ВАФ-1-Ц с потерями, 3. ВАФ-2-Ц без потерь, 4. ВАФ-2-Ц с потерями

равно нулю, то у звеньев с потерями имеется плоское затухание. Вблизи граничных частот в полосе пропускания характеристическое затухание начинает резко возрастать. У звеньев с четвертьволновой связкой влияние потерь проявляется сильнее, а уровень плоского затухания в полосе пропускания примерно в два раза больше, чем у звеньев с

полуволновой связкой. В полосе перехода искажения практически отсутствуют.

В полосе задерживания наблюдается небольшое снижение затухания на обратных скатах характеристик затухания цепочечных звеньев.

Аналогичные результаты дает исследование влияния потерь на рабочее затухание однозвенных ОМСФ.

2. Примеррасчета ОМСФ с учетом потерь в элементах.

При расчете ОМСФ с потерями используют НЧ прототипы, которые должны быть рассчитаны также с учетом потерь. В работах^{1,3} показано, что НЧ прототипы, рассчитанные с учетом потерь в элементах, являются несимметричными как для четных, так и нечетных n. Это означает, что сопротивления нагрузок ОМСФ с потерями будут различными. Однако в оптических фильтрах сопротивления нагрузок должны быть одинаковы. Поэтому на выходе ОМСФ, рассчитанного на основе НЧ прототипа с потерями нужно включить оптический трансформатор, который обеспечит равенство сопротивлений генератора и нагрузки.

Ниже приведены результаты расчета ОМСФ с характеристикой Чебышева для следующих исходных данных:

– в полосе пропускания $f_2 = 191,68 < f < f_3 = 196,32$ ТГц неравномерность рабочего затухания не должна превышать $\Delta a = 0,87$ дБ (0,1 Неп);

- в полосе задерживания 100 $< f < f_{e2} = 190$ ТГц и $f_{e3} = 198 < f = 300$ ТГц гарантированное рабочее затухание должно быть не менее $a_{e2} = a_{e3} = 36$ дБ (4,14 Неп);
- показатели преломления подводящих (нагрузочных) световодов $n_0 = 1,52$, слоеврезонаторов $n_p = 1,45$, слоев-связок $n_c = 2,1$.

- коэффициент потерь материала $\delta_{\rm M} = 0,0003$.

Расчет ОМСФ с учетом потерь в элементах включает следующие процедуры.

1. Расчет исходной схемы ВАФ-2-Ц.

2. Расчеттопологии многослойного фильтра с реализуемыми показателями преломления элементов vk_i.

3. Расчет входного и выходного оптических трансформаторов.

4.Оптимизация ОМСФ с потерями.

Этот этап более сложный по сравнению с оптимизацией ОМСФ без учета потерь, так как помимо параметров vk_1 , vk_2 , vk_3 и vk_4 нужно находить оптимальное значение коэффициента потерь.

_ таблица т. параметры оптических звеньев и трансформаторов.										
звенья\і	1	2	3	4	трансф∖	1	2			
					i					
vk_i	0,71215	0,69220	0,69720	0,72831	vsi	0,70727	0,69050			
$\rho \mathbf{p}_i$	1,04828	1,07849	1,07849	1,03242	ρрт _i	1,04828	1,03242			
ρc_i	0,74653	0,74653	0,75193	0,75193	рст _і	0,75357	0,72215			

Результаты расчетов приведены в табл.1. Таблица 1 Параметры оптических звеньев и трансформаторов

Сопротивления нагрузок (Ом) и коэффициент потерь:

 $R_{\rm r} = 1,00736, R_{\rm H} = 1,00687$ и $\delta_{\Pi\Phi} = 0,00036$.

Общее число четвертьволновых слоев

 $N_{\text{OMC}\Phi} = N_{\text{MC}\Phi} + N_{\text{OT1}} + N_{\text{OT2}} = 64 + 2 \cdot (s1 + s2) = 82.$

Рассчитанный коэффициент потерь больше заданного $\delta_M = 0,0003$. Это позволит использовать результаты расчета в случае, если потери в материале окажутся несколько больше, чем $\delta_M = 0,0003$.

Характеристика затухания в правой половине полосы пропускания приведена на рис.2. Она удовлетворяет заданным требованиям.



Рис.2. Рабочее затухание двухзвенного ВАФ-2-Ц, рассчитанного с учетом потерь в элементах $(\delta_{\Pi\Phi} = 0.0004).(B$ полосе пропускания масштаб увеличен в 10 раз).

1. Собенин Я.А., Трифонов И.И., Фролов С.А. Линейные радиотехнические устройства и современные методы их расчета. Полиномиальные электрические фильтры.Л.: ВАС, 1970, 254 с.

2. Лапшин Б.А. Новая теория и расчет фильтров и трансформаторов на отрезках передающих линий. СПб: Наука, 1998,180 с.

3. Современная теория фильтров и их проектирование. Под редакцией Г.Темеша и С. Митра. Перевод с английского. Под ред. к.т.н. И.Н. Теплюка и д.т.н. А.А.Ланнэ.М.:«МИР», 1977 г., 560 с.

ЭФФЕКТИВНАЯ КВАНТОВАЯ КОМПРЕССИЯ ФОТОННЫХ КУБИТОВ В СХЕМЕ КВАНТОВОЙ ПАМЯТИ НА РАМАНОВСКОМ ЭХЕ Е.С. Моисеев*, С.А. Моисеев*'**

*Казанский федеральный университет, Казань, Россия **Казанский физико-технический институт КНЦ РАН, Казань, Россия
Одной из важных задач квантовых коммуникаций является обеспечение высокой скорости передачи информации по оптическому каналу связи, используя фотонные волновые пакеты достаточно короткойдлительности (фотонные кубиты) [1]. Вместе с тем, для реализации различных манипуляций состояниями фотонных кубитов, квантовых репитерах и квантовых компьютерах, необходимо например, В использование квантовой памяти, которая часто обладает невысокой спектральной шириной в силу существующих ограничений, задаваемых параметрами вещества. В связи с чем, становится необходимой реализация квантовой компрессии/декомпрессии временной длительности фотонных кубитов для их переноса из памяти в квантовый канал связи и обратно. Недавно для решения данной задачимы предложили использовать технику квантовой памяти на фотонном эхе [2], успешность которой экспериментально [3]. В настоящей былазатем продемонстрировано работе разрабатывается более эффективный вариант компрессии, основанный на более общих условиях формирования недавно предложенной квантовой памятина рамановском эхе [4].

Нами решается совместная система уравнений для поля и среды, описывающих взаимодействиеслабых световых импульсови трехуровневых атомов на стадии поглощения сигнального светового поля и при его последующем излучении в сигнале эха. Излучаемый сигнал эха обладает длительностью, которая в χ -раз меньше по сравнению с длительностью исходного сигнального импульса $\partial t_{echo} = \partial t_{signal} / \chi$. Задачей теории является поиск условий взаимодействия света с атомами, при которых излучение такого сигнала эха может происходить с предельно высокой квантовой эффективностью для достаточно сильной компрессии χ его длительности. Мы показываем, что в предлагаемом варианте сжатие длительности световых импульсов может реализовываться при теоретически обратимой динамике взаимодействия света с веществом, что позволяет максимально увеличить квантовую эффективность процесса.

Поглощение и излучение световых импульсов происходят в присутствии различных контролирующих лазерных полей, отличающихся направлением распространения и амплитудой. Первое контролирующее (записывающее) поле включается к моменту влёта сигнального светового импульса и выключается после его поглощения атомами. Второе контролирующее (считывающее) поле включается для восстановления записанного сигнального поля и выключается после его полного излучения. При этом мы учитываем наличие естественного неоднородного уширения на оптическом переходе, а также полагаем, что неоднородное уширение нарамановском переходе контролируется посредством изменения полярности магнитного, или электрического полей. Этот процесс контроля атомных параметров возможен, так как исходная ширина линии рамановского перехода может быть достаточно малой [3].

Нами найдено общее аналитическое решение описывающее параметры излучаемого сигнала эха, которое позволило установить ряд важных свойств в его формировании. При этом было получено уравнение типа Бесселя, описывающее влияние процессов включения и выключения контролирующих лазерных полей на перенос квантовой когерентности с оптического перехода на долгоживущий переход. На основе решения данного уравнения было найдено, что при определенных значениях частотной отстройки относительно оптического резонанса и скорости выключения контролирующего поля возможно значительное увеличение переноса возбуждаемой оптической квантовой когерентности атомов на долгоживущие уровни. Это наблюдение указывает на важность выбора оптимальных параметров контролирующих лазерных полей для реализации высокой квантовой эффективности рассматриваемого процесса и отчасти воспроизводит процессы управления лазерными полями, имеющие место для квантовой памяти на электромагнитно-индуцированной прозрачности.

397

Наконец, на основе сравнения общих свойств динамики поглощения сигнального светового поля и излучения эха, мы обнаружили, что теоретически идеальное сжатие длительности сигнального импульса света в χ -раз реализуется при изменении знака частотной расстройки на рамановском переходе в виде $\Delta \rightarrow -\chi\Delta$ вместе с изменением амплитуды (частоты Раби Ω_R) контролирующего считывающего поля на стадии излучения сигнала эха согласно соотношению $\Omega_R = \sqrt{\chi}\Omega_W$ (где Ω_W - частота Раби записывающего лазерного поля). Как показывает подробный анализ, такое изменение амплитуды контролирующего поля обеспечивает сохранение коэффициента поглощения света атомами при изменении исходной спектральной ширины неоднородного уширения рамановского перехода. Отметим, что предлагаемая общая схема компрессии возможна при использовании рамановского резонанса как в случае продольного, так и поперечного характера неоднородного уширения линии.

Мы также показываем, что эффективное восстановление светового поля может сопровождаться изменением длины волны сигнала в импульсе эха, в том числе и при компрессии его длительности. Анализируются физические условия реализации данной обобщенной квантовой компрессии световых импульсов в различных атомных системах.

Работа поддержана грантами РФФИ №№ 10-02-01348и 12-02-91700.

[1] N. GisinetalRev. Mod. Phys. 74, 145 (2002).

[2] S.A. Moiseev, and W. Tittel. Phys. Rev. A 82, 012309 (2010); presentation at Workshop on the Storage and Manipulation of Quantum Information inOptically-Addressed Solids (SMQIOAS 2008), Bozeman, MT,USA, 25–27 January 2008 [http://www.spectrum.montana.edu/Conf/Booklet/SMQIOAS2008Booklet BW.pdf].
[3] M. Hosseini et al Nature (London), 461, 241 (2009).

[4] S.A.Moiseev, and W. Tittel. NewJournalofPhysics13, 063035(2011).

ИНФОРМАЦИОННЫЕ МОДЕЛИ ЭНТРОПИЙ В ОПТИЧЕСКОЙ ЭХО-ГОЛОГРАФИИ И.А. Русанова

Казанский (Приволжский) федеральный университет, Казань, Россия

Исследуются квантовые информационные процессы в оптической эхоголографии с применением к описанию энтропийных моделей. Исследована эффективность записи квантовой информации от времен релаксаций системы и характеристик воздействующих лазерных импульсов. Показано, что при наличии когерентности в системе, большей чувствительностью обладает К-сложность, в приложении алгоритмической теории информации.

Большое внимание, уделяемое в последние годы разработке оптических запоминающих устройств (ОЗУ) и оптических эхо-процессоров, требует изучения физических принципов их функционирования, т.е. оптимизации методов записи, хранения и считывания информации [1]. Для исследования записи информации в двухуровневых резонансных средах с фазовой памятью использован развитый ранее теоретико-информационный метод исследования квантовых информационных процессов, в сравнении соответствующих идей алгоритмической теории информации Колмогорова и энтропии фон Неймана [2-6].

При воздействии объектных лазерных импульсов на среду, классическая информация, заложенная в них, преобразуется в квантовую структурную информацию,

носителем которой являются переходные динамические решетки, описываемые матрицей плотности ρ . Сопоставив такой матрице взвешенный граф, меру структурной квантовой информации определим мерой неопределенности структуры такого графа [3]. Объектный импульс представим как последовательность (эшелон) импульсов при условии $n\partial t \ll T_1, T_2$, где T_1 и T_2 времена продольной и поперечной необратимой релаксации рассматриваемой системы, ∂t - длительность элемента сообщения.

Используя полученные решения для матрицы плотности, определим количество квантовой структурной информации $J_q(\omega', \Omega')$, приходящуюся на отдельную изохромату неоднородноуширенной линии резонансного перехода системы двухуровневых атомов как $J_q = \int_{-\infty}^{\infty} g_1(\omega') d\omega' \int_{-\infty}^{\infty} g_2(\Omega') J_q(\omega', \Omega') d\Omega'$, где $g_1(\omega')$ -функция распределения по частотам фурье-спектра объектного импульса, нормированная на импульс единичной площади длительности $n\partial t$, $g_2(\Omega')$ - функция распределения по частотам неоднородноуширенной линии резонансного перехода.

Соответствующее значение энтропии фон Неймана для двухуровневой системы, описываемой матрицей плотности ρ , $S(\rho) = -Tr(\rho \log_2 \rho)$. Для расчета $\log_2 \rho$ применим методы вычислений функций от матриц. Получим для энтропии фон Неймана выражение

$$S(\rho) = -Tr(\rho \log_{2} \rho) = \frac{1}{\sqrt{(\rho_{11} - \rho_{22})^{2} + 4|\rho_{12}|}} \left[2|\rho_{12}|^{2} \log_{2} \frac{\lambda_{2}}{\lambda_{1}} + \frac{1}{2}\rho_{11} \left(\rho_{22} - \rho_{11} - \sqrt{(\rho_{11} - \rho_{22})^{2} + 4|\rho_{12}|^{2}}\right) \log_{2} \lambda_{1} - \frac{1}{2}\rho_{11} \left(\rho_{22} - \rho_{11} + \sqrt{(\rho_{11} - \rho_{22})^{2} + 4|\rho_{12}|^{2}}\right) \log_{2} \lambda_{2} + \frac{1}{2}\rho_{22} \left(\rho_{22} - \rho_{11} - \sqrt{(\rho_{11} - \rho_{22})^{2} + 4|\rho_{12}|^{2}}\right) \log_{2} \lambda_{1} - \frac{1}{2}\rho_{22} \left(\rho_{22} - \rho_{11} + \sqrt{(\rho_{11} - \rho_{22})^{2} + 4|\rho_{12}|^{2}}\right) \log_{2} \lambda_{2} - \frac{1}{2}\rho_{22} \left(\rho_{22} - \rho_{11} + \sqrt{(\rho_{11} - \rho_{22})^{2} + 4|\rho_{12}|^{2}}\right) \log_{2} \lambda_{2} \right].$$

$$(1)$$

При отсутствии в системе когерентности $|\rho_{12}|^2 \to 0$ из (1) следует $\lim_{|\rho_{12}|^2 \to 0} S(\rho) \to -\rho_{11} \log_2 \rho_{11} - \rho_{22} \log_2 \rho_{22}$. Так как $\rho_{11} \le 1$ и $\rho_{22} \le 1$, то $S(\rho) \ge 0$. В случае чистого состояния (например $\rho_{11} \to 1$, $\rho_{22} \to 0$) $S(\rho) \to 0$.

Полученная структура энтропии фон Неймана показала, что она не может быть хорошей мерой квантовой информации в случае наличия когерентности в системе. Энтропия фон Неймана мало чувствительна к изменению недиагональной части матрицы плотности, в которой заложена информация о квантовых фазах [2-6]. Рассмотрено поведение количества квантовой информации резонансной среды К-сложности и энтропии фон Неймана при разных значениях площади первого кодового импульса, на временах, близких необратимой релаксации системы. Исследована эффективность записи квантовой информации от времен релаксаций системы и длительности объектного лазерного импульса (Рис. 1).



Рис.1. Зависимость количества квантовой информации К-сложности (1) и энтропии фон Неймана (2): а
 временная эволюция на временах, близких к необратимой релаксации системы;
 b - от длительности объектного лазерного импульса dt в начальный момент времени.

Энтропия фон Неймана зависит в основном от времени продольной релаксации Т₁, описывая лишь классическую часть информации системы и мало пригодна для описания оптических когерентных процессов в резонансных средах с фазовой памятью. Для выявления особенностей записи квантовой информации необходимо учитывать вклад модели энтропии К-сложности.

1. Л.А.Нефедьев, В.В.Самарцев, ЖПС.47 №4, 640 (1987).

2. N.J. Cerf, C. Adami Phys. Rev. Lett. 79, 5194 (1997).

3. L.A. Nefed'ev, I.A. Rusanova, Onm. ucnekmp., 90, 1001 (2001).

4. Л.А. Нефедьев, И.А. Русанова, сборник статей XI Международной молодежной школы «Когерентная оптика и оптическая спектроскопии», Казань, 179 (2007).

5. L.A. Nefed'ev, I.A. Rusanova, 1st International Russian-Chinese conference Modern Laser Physics-information technologies for science and manufacture "MLPLIT 2011" youth school-workshop /Syzdal/ Vladimir (Russia): VGU, 112 (2011).

6. И.А. Русанова, Вестник Челябинского государственного университета, Физика, **13.** 88 (2012).

ЭФФЕКТ ЗАПИРАНИЯ СТИМУЛИРОВАННОГО ФОТОННОГО ЭХА ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ С НЕРЕЗОНАНСНЫМИ ЛАЗЕРНЫМИ ИМПУЛЬСАМИ Хакимзянова Э.И., Нефедьев Л.А., Гарнаева Г.И.

Казанский Федеральный университет, Россия

Исследованы особенности формирования стимулированного фотонного эха в присутствии внешних пространственно неоднородных электромагнитных полей. Получена зависимость интенсивности сигналов стимулированного фотонного эха от взаимной ориентации стоячих нерезонансных световых волн. Показано, что при незначительном взаимном изменение длин волн лазерных импульсов, формирующих стоячие волны, происходит обратимое разрушение фазовой памяти системы.

Отметим, что в работе¹ был теоретически предсказан и экспериментально подтверждён эффект запирания долгоживущего фотонного эха (ДФЭ) в кристалле $LaF^{3:}Pr^{3+}$ (переход ${}^{3}H_{4}(0) - {}^{3}P_{0}$, $\lambda=477,7$ нм) при воздействии на временном интервале между первым и вторым лазерными импульсами неоднородного электрического поля. В работе² была исследована эффективность подавления отклика

стимулированного фотонного эха СФЭ при различных схемах воздействия на резонансную среду пространственно неоднородных электрических полей.

В данной работе исследуется эффект запирания СФЭ в случае, когда в качестве неоднородного внешнего возмущения, приводящего к случайным сдвигам или расщеплениям исходных изохромат неоднородно уширенной линии, выступает нерезонансное лазерное излучение (стоячая волна). В этом случае пространственная неоднородность связана с изменением напряженности электрического поля лазерного излучения в пределах длины волны (чередование пучностей и узлов стоячей волны).

При воздействии нерезонансного лазерного излучения на образец, каждый j-й оптический центр, принадлежащий данной изохромате неоднородно уширенной линии, получает частотный сдвиг

$$f_j(\tau_{\eta}, \Delta, \vec{r}_j) = \Delta + \varepsilon(\tau_{\eta}, \vec{r}_j)$$

где $\Delta = \omega - \Omega_0$ - начальный частотный сдвиг отдельной изохроматы, Ω_0 - центральная частота неоднородно уширенной линии, \vec{r}_j - радиус - вектор местоположения j-го оптического центра, τ_{η} - η -й временной интервал воздействия нерезонансного лазерного излучения, $\varepsilon(\tau_{\eta}, \vec{r}_j)$ - дополнительный частотный сдвиг j-го оптического центра на временном интервале τ_n .

В случае воздействия нерезонансной стоячей волны можно записать^{3,4}

$$\varepsilon(\tau_{\eta}, \vec{r}) = \hbar^{-1}(\delta E_{2}(\vec{r}) - \delta E_{1}(\vec{r})) = C_{D}E_{0\eta}^{2}\cos(\vec{k}_{\eta}\vec{r}_{j}),$$

где C_D – постоянная динамического эффекта Штарка⁵, *E*_{0η} - амплитуда напряженности электрического поля η -го нерезонансного лазерного импульса.

Решение уравнения для одночастичной матрицы плотности во вращающейся системе координат было получено в работе². В этом случае эффективность "запирания" (воспроизведения) информации в отклике СФЭ в случае схемы возбуждения на рисунке 1 можно оценить из выражения:

$$I \sim E \cdot E^{*},$$

где фазовая часть напряженности электрического поля отклика СФЭ имеет вид

$$E \sim \frac{1}{V} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{V} \exp\{i[\tau_2 f(\tau_2, \Delta, \vec{r}) - \tau_1 f(\tau_1, \Delta, \vec{r})]\}g(\Delta) d\Delta dV,$$

где τ_1 и τ_2 - временные интервалы воздействия нерезонансных лазерных импульсов и предполагается, что оптические центры распределены равномерно по образцу.



Рис. 1. Порядок возбуждающих импульсов при формировании сигналов стимулированного фотонного эха (СФЭ). Р₁, Р₂ и Р₃ – возбуждающие импульсы, τ_{mn} – временной интервал между m-ым и n-ым импульсами, SW₁ – стоячая волна с λ₁=0,7 мкм, SW₂ – стоячая волна с λ₂=λ₁+Δλ, τ₁ и τ₂ –

При сравнении частотных сдвигов оптических центров на разных временных интервалах τ_{η} за счет взаимодействия с различно пространственно ориентированными стоячими волнами, удобно задать вектор \vec{k}_{η} в системе координат $(x_{\eta}, y_{\eta}, z_{\eta})$, связанной с направлением распространения лазерного излучения: $\vec{k}_{\eta} = \vec{i}_{\eta}k_{x_{\eta}} + \vec{j}_{\eta}k_{y_{\eta}} + \vec{k}_{\eta}k_{z_{\eta}}$, где $(\vec{i}_{\eta}, \vec{j}_{\eta}, \vec{k}_{\eta})$ - орты системы координат $(x_{\eta}, y_{\eta}, z_{\eta})$.

Тогда в лабораторной системе координат (x, y, z)

$$\begin{pmatrix} k_{x} \\ k_{y} \\ k_{z} \end{pmatrix} = A \left(\alpha_{\eta}, \beta_{\eta}, \gamma_{\eta} \right) \begin{pmatrix} k_{x_{\eta}} \\ k_{y_{\eta}} \\ k_{z_{\eta}} \end{pmatrix}$$

где А - матрица вращений. Из (3) следует, что

$$\begin{split} k_{x} &= k_{x_{\eta}} \left(\cos \alpha_{\eta} \cos \beta_{\eta} \cos \gamma_{\eta} - \sin \alpha_{\eta} \sin \gamma_{\eta} \right) - \\ k_{y_{\eta}} \left(\cos \alpha_{\eta} \cos \beta_{\eta} \sin \gamma_{\eta} + \sin \alpha_{\eta} \cos \gamma_{\eta} \right) + k_{z_{\eta}} \cos \alpha_{\eta} \sin \beta_{\eta}, \\ k_{y} &= k_{x_{\eta}} \left(\sin \alpha_{\eta} \cos \beta_{\eta} \cos \gamma_{\eta} + \cos \alpha_{\eta} \sin \gamma_{\eta} \right) + \\ k_{y_{\eta}} \left(-\sin \alpha_{\eta} \cos \beta_{\eta} \sin \gamma_{\eta} + \cos \alpha_{\eta} \cos \gamma_{\eta} \right) + k_{z_{\eta}} \sin \alpha_{\eta} \sin \beta_{\eta}, \\ k_{z} &= -k_{x_{\eta}} \sin \beta_{\eta} \cos \gamma_{\eta} + k_{y_{\eta}} \sin \beta_{\eta} \sin \gamma_{\eta} + k_{z_{\eta}} \cos \beta_{\eta}. \end{split}$$

Здесь α_{η} , β_{η} и γ_{η} - углы Эйлера, определяющие взаимную ориентацию систем координат (x, y, z) и $(x_{\eta}, y_{\eta}, z_{\eta})$.

На рисунке 2 приведены результаты численного расчета интенсивности отклика СФЭ в зависимости от величины $\Delta\lambda$. Из рисунка 2 следует, что незначительные изменения $\Delta\lambda$ приводят к значительным изменениям интенсивности отклика СФЭ. Это означает, что обратимое разрушение фазовой памяти системы приводит к эффекту «запирания» сигналов СФЭ, что может быть использовано для многоканальной записи информации.









В случае, если $\vec{k_1}$ направлен параллельно от z_1 , а $\vec{k_2}$ направлен параллельно от z_2 зависимость интенсивности отклика СФЭ от их взаимной ориентации (угла β)

приведена на рисунке 3. Анализ полученной угловой зависимости показывает, что происходит "запирание" информации в отклике уже при углах меньше 0,1⁰ между векторами. Таким образом, используя схему возбуждения рис.1, можно создать большое число независимых каналов записи и воспроизведения информации, ассоциативным ключом доступа к которым является значение угла между волновыми векторами.

Выводы

- 1. Незначительное взаимное изменение длин волн стоячих нерезонансных волн лазерных импульсов приводит к обратимому разрушению фазовой памяти системы.
- Запирание откликов СФЭ происходит при разности длин волн λ₂-λ₁~7·10⁻¹² мкм. В реальном эксперименте в связи с тем, что моды резонатора, где создается стоячая волна, имеют конечную частотную ширину, эффект запирания будет наблюдаться при разности длин волн большей или равной полуширине моды резонатора.
- 3. Эффект "запирания" информации при наличии нерезонансных стоячих волн происходит при углах меньше 1⁰ между волновыми векторами.

1. А.А.Калачев, Л.А.Нефедьев, В.А.Зуйков, В.В. Самарцев, Оптика и спектроскопия, 84 №5, 811, (1998).

2. L.A.Nefediev, G.I. Khakimzyanova, Optics and Spectroscopy, 98 №1, 35, (2005).

3. Н.Б.Делоне, В.П.Крайнов, Атом в сильном световом поле. М., 286, (1978).

4. И.И. Собельман, Введение в теорию атомных спектров. Наука, 319, (1967).

5. А.М. Бонч-Бруевич, В.А. Ходовой, УФН, 93, вып. 1, 71-110, (1967).

КОГЕРЕНТНЫЙ КОНТРОЛЬ СТАЦИОНАРНОГО СВЕТОВОГОИМПУЛЬСА В КОНДЕНСИРОВАННОЙСИСТЕМЕ ТРЕХУРОВНЕВЫХ АТОМОВ С.А. Моисеев*"**, А.И. Сидорова**

*Казанский физико-технический институт КНЦ РАН, Казань, Россия **Казанский федеральный университет, Казань, Россия

Эффект электромагнитно-индуцированной прозрачности (ЭИП) позволяет сильно уменьшать групповую скорость света и его поглощение в резонансной когерентной системе атомов [1], что открывает замечательные перспективы для квантовых манипуляций однофотонными полями [2]. Более того, было обнаружено, что в условиях ЭИП может добиться и полной остановки светового импульса в веществе, используя контролирующеелазерное поле в виде стоячей волны, как это впервые было продемонстрировано в газах [3] и затем распространено на конденсированные атомные системы [4].Увеличение времени жизни светового импульса в среде по сравнению со стандартными условиями ЭИП открывает новые возможности для усиления нелинейных взаимодействийслабых однофотонных полей, что вызывает большой интерес к когерентному контролю стационарных световых импульсов.

В данной работе мы проводим общий теоретический анализ свойств стационарного светового импульса без использовавшегося ранее адиабатического подхода [4,5], который ограничивал возможности описания лишь световых импульсов достаточно большой длительности. Решая совместную систему уравнений для слабого сигнального импульса света и атомов в случае постоянной амплитуды контролирующих полей (их частот РабиΩ, Ω), распространяющихся в прямом и

обратном направлениях относительно падающего сигнального поля, мы нашли аналитическое выражение для дисперсионного соотношения световых гармоник поля

$$k(\omega) = \sqrt{\alpha(\omega)^2 - \beta(\omega)^2},$$
(1)

где

$$\alpha(\omega) = \frac{\omega}{c} - k_0 + \frac{Ng^2}{c} \frac{(\omega - \Delta - i\gamma_2)}{S}, \beta(\omega) = 2 \frac{Ng^2}{cS} \frac{\Omega_+ \Omega_- (\omega - \Delta - i\gamma_2)}{(\Gamma_0(\omega - \Delta) + S)}$$

 $S = \sqrt{\Gamma_0(\omega - \Delta)^2 - (2\Omega_+\Omega_-)^2}, \Gamma_0(\omega) = [(\gamma_2 + i\omega)(\gamma_3 + i\omega) + \Omega_+^2 + \Omega_-^2], \omega$ -частотная отстройка относительно центральной частоты сигнального поля, Δ - отстройка несущих частот контролирующих полей от частоты атомного перехода $|2> - |3>; k_0 = \omega_{21}/c$, с-скорость света, N - населённость нижнего уровня и \mathcal{G} –постоянная взаимодействия фотона с атомом на переходе $|1> - |3>; \gamma_2, \gamma_3$ - скорости релаксации с уровней |2> u |3>, соответственно.

Фурье-компоненты прямой $A_+(\omega,k)$ и обратной волны $A_-(\omega,k)$ о сигнального поля связаны друг с другом следующим соотношением

$$A_{-}(\omega,k) = \frac{k(\omega) - \alpha(\omega)}{\beta(\omega)} A_{+}(\omega,k),$$
⁽²⁾

Используя (1) и (2) мы провели детальное исследование влияния параметров атомной системы и контролирующих световых полей на поведение стационарного сигнального



Рис. 1. Поглощение (с/ γ_3)*Im*(*k*(ω)) стационарно-**Рис.2.** Групповая скорость пробного импульса в го $\Omega_+ = \Omega_- = \Omega$ (красная линия) и медленного случае равенства контролирующих полей $\Omega_+ \neq 0$, $\Omega_- = 0$ (синяя линия) импульсов. Ис- $\Omega_+ = \Omega_- = \Omega$. Используемые параметры пользуемые параметры $\Omega_+ = \Omega_- = \gamma_3, \gamma_2 \to 0.\Omega = \gamma_3, \gamma_2 \to 0, \Delta \to 0, \gamma_3 = 1.$

светового импульса. Было обнаружено, что стационарное поле возникает в более узкой области частот по сравнению с характерной спектральной шириной существования обыкновенного медленного света в условиях ЭИП. Это проявляется в острой спекральной зависимости спектра поглощения (см. рис. 1) и групповой скорости световых волн.На рис.2 представлена групповая скорость, равная нулю лишь в самом центре линии и при малых частотных отстройках имеет вид:

$$v_{gr}(\omega) = \partial \omega / \partial k = \frac{8}{3} \sqrt[4]{\gamma_3 / \Omega^2} v_0 \, \omega^{\frac{1}{4}} e^{i\frac{\pi}{9}},\tag{3}$$

которая резко возрастает с отстройкой $|\omega|$ вместе с поглощением, $v_0 = c\Omega^2 / Ng^2$.



Рис.3. Пространственная форма огибающей компоненты поля A₊(t, z) исходного импульса в различные моменты времени t

Используя (1) и (2) можно описывать поведение стационарного света при различных начальных условиях и спектральной ширине сигнального поля. На рис. 3 представлено поведение поля $A_+(t,z)$ для разных моментов времени t, откуда видно, что со временем импульс света уширяется и сдвигается в пространстве даже при $\Omega_+ = \Omega_-$, что обусловлено тем, наибольшая часть спектра импульса имеет групповую скорость больше нуля. В пределе больших времен импульс, сильно уширяясь, останавливается. Вместе с тем, релаксация атомной когерентности на нижней паре уровне $\gamma_2 t \sim 1$ делает невозможным существование

нулевой групповой скорости и в центральной области спектра $|\omega| \leq \gamma_2$, так что два световых поля $A_+(t, z)$ и $A_-(t, z)$ со временем полностью расходятся.

Работа поддержана грантами РФФИ №№ 10-02-01348и 12-02-91700.

- [1] S.E. Harris, PhysicsToday50, 36 (1997).
- [2] M. Fleischhauer, A. Imamoglu, J.P. Marangos. Rev. Mod. Phys. 77, 633 (2005).
- [3] M. Bajcsy, A.S. Zibrov, M.D. Lukin. Nature426, 638 (2003).
- [4] S.A. Moiseev, B.S. Ham. Phys. Rev. A. 71, 053802 (2005).

[5] G. Nikoghosyan, M. Fleischhauer. Phys. Rev. A. 80, 013818 (2009).

АНАЛИЗ УСТОЙЧИВОСТИ СИСТЕМЫ КВАНТОВОЙ КРИПТОГРАФИИ С ПРИЁМНИКОМ, РАЗЛИЧАЮЩИМ МНОГОФОТОННЫЕ СОСТОЯНИЯ, К АТАКЕ РАЗДЕЛЕНИЕМ ПУЧКА

Егоров В.И., Гайдаш А.А., Глейм А.В., Рупасов А.В.

Санкт-Петербургский национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики, Санкт-Петербург, Россия

Проведён теоретический анализ устойчивости систем квантовой рассылки ключа с детектором одиночных фотонов, способным различать многофотонные состояния, к атакам разделением пучка (beamsplitting). Показано, что подслушивание в подобных системах может быть обнаружено даже при использовании источников с высоким значением среднего числа фотонов в импульсе.

Системы квантовой криптографии позволяют реализовать безопасное распределение закрытого секретного ключа между двумя и более пользователями¹. Использование одиночных фотонов в технологии передачи даёт легитимным пользователям (Алисе и Бобу) возможность обнаруживать подслушивание в канале связи (осуществляемое злоумышленником – Евой) по возрастанию уровня ошибок. Это объясняется фундаментальными ограничениями, запрещающими разделять и копировать неизмеренное квантовое состояние.

Существующие установки квантовой рассылки ключа, однако, оказываются значительно более уязвимыми, чем их идеализированные теоретические модели. Это связано с несовершенством оборудования, используемого в экспериментальных реализациях².

Следует особо отметить, что в подавляющем большинстве экспериментов¹ и коммерческих схемах³ в качестве источника используется ослабленное до критического уровня лазерное излучение. Статистически излучение такого источника описывается распределением Пуассона:

$$P(n,\mu) = \frac{\mu^n}{n!} \cdot e^{-\mu}, \qquad (1)$$

где n – число фотонов в импульсе, μ – среднее число фотонов в импульсе. Оптимизация параметра μ должна выполняться с учётом того, что слишком низкое (<< 0.1) его значение приведет к значительному уменьшению скорости генерации ключа, в то время как слишком высокое (~ 1) – к высокой вероятности испускания импульсов, содержащих более одного фотона.

В случае, если условие однофотонности источника в системе квантовой криптографии выполняется нестрого, у Евы появляется выигрышная стратегия, называемая разделение пучка (beamsplitting). Она основана на возможности злоумышленника определять многофотонные состояния без измерения и разделять такие импульсы, получая информацию о ключе незаметно от легитимных пользователей. Такая стратегия на данный момент считается беспроигрышной, отмечается лишь её сравнительно низкая эффективность¹.

Исследователи, анализирующие защищенность реальных систем квантовой криптографии, уделяют много внимания оценке параметров источника, и значительно меньше – характеристикам приёмника¹. В то же время, в последние годы появились сообщения о разработке однофотонных детекторов, способных определять число фотонов в импульсе⁴ или, по крайней мере, косвенно оценивать статистику⁵. Авторы полагают, что использование таких приёмников хотя бы частично снимет жесткие ограничения, накладываемые на источники ослабленного лазерного излучения, и поможет защитить использующие их системы квантовой рассылки ключа от атак разделением пучка.

Рассмотрим систему квантовой криптографии с известным значением параметра μ источника и известной величиной потерь в линии связи. Эти два параметра позволяют рассчитать статистику излучения, приходящего на детектор Боба. В случае если Ева предпримет попытку отвести часть фотонов, реализуя стратегию beamsplitting, статистика модифицируется, и подслушивание обнаруживается. Численные расчёты показывают, что расхождение оказывается весьма значительным и не лежит в пределах ошибок, вызванных шумом, во всяком случае, для SSPD-детекторов⁵ (рис. 1). Ева может эффективно модифицировать свою стратегию, но в этом случае число известных ей бит ключа заметно снизится.



Рис. 1. Зависимость доли расхождений в статистике принятых фотонов от в случае, если Ева оставляет в каждом непустом импульсе только один фотон

Анализ комбинирования этой стратегии с другими¹ и возможности «восполнения» статистики путём посылки дополнительных фотонов на детектор Боба также представляют значительный интерес.

Таким образом, применение детекторов одиночных фотонов, накапливающих статистику, позволяет противостоять атаке разделением пучка в системах квантовой криптографии, использующих источник однофотонного лазерного излучения.

1. V. Scarani, H. Bechmann-Pasquinucci, N.J. Cerf et al., *Rev. Mod. Phys.*, **81**, 1301–1350, (2009).

2. L. Lydersen, C. Wiechers, C. Wittmann, D. Elser, J. Skaar, V. Makarov, *Nature Photonics*, 4, 686–689, (2010).

3. Д.М. Голубчиков, ИзвестияЮФУ. Техн. науки, **3**, 149-157, (2008).

4. A.V. Sergienko, Nature photonics, 2, 268–269, (2008).

5. G. N. Gol'tsman, O. Okunev, G. Chulkova, A. Lipatov, A. Semenov, K. Smirnov, B. Voronov, A. Dzardanov, *App. Phys. Lett.*, **79**, №6 705-707, (2001).

КВОПРОСУОСРАВНЕНИИКОЭФФИЦИЕНТОВРЕЛЕЕВСКОГОРА ССЕЯНИЯСОЕДИНЕННЫХОПТИЧЕСКИХВОЛОКОН ПоповаА.В, Прокопович, М.Р., Смеликова И.Н.

Дальневосточный государственный университет путей сообщения, Хабаровск, Россия

В представленной работе описаны несколько способов определения отношения коэффициентов релеевского рассеивания соединенных оптических волокон в процессе рефлектометрических измерений.

Для получения точных результатов измерения потерь в соединениях оптических волокон зачастую приходится учитывать различия их коэффициентов релеевского рассеяния. Под коэффициентов рассеяния k_r здесь понимается отношение оптической мощности, рассеянной в обратную сторону по оптическому волокну в виде распространяемой моды к передаваемой мощности в данной точке оптического волокна. С другой стороны в ряде источников говорится о том, что коэффициенты рассеяния не являются постоянными величинами. Они могут зависеть от условий эксплуатации волоконно-оптических линий связи¹ и мощности излучения

передаваемого по ним. Так установлено, что коэффициент затухания волокон может снижаться при увеличении передаваемой мощности.

Представляется важным не только учитывать различия коэффициентов релеевского рассеяния различных волокон, но и осуществлять сравнительные их измерения. Эту возможность реализует оптический рефлектометр, работающий на релеевском рассеянии.

Поскольку релеевское рассеяние является основной компонентой оптических потерь, то сравнение коэффициентов затухания волокон позволяет оценить отношение коэффициентов релеевского рассеяния. Его значение можно с достаточной степенью точности определить способом наименьших квадратов.

Если оптические волокна соединить разъемным соединением, то отношение коэффициентов релеевского рассеяния можно определить методом экстраполяции на рефлектограммы заданного участка волокна на пик отражения. При этом необходимо учитывать потери на отражение.

Более точные значения можно получить посредством анализа потерь на соединениях. Так при измерении потерь на соединении двух волокон в прямом направлении A' и в обратном направлении A'' отношение коэффициентов релеевского рассеяния определится k_{r1}/k_{r2} по формуле

$$k_{r1}/k_{r2} = 10^{(A'-A'')/20}$$
.

(1)

показали удовлетворительные результаты Рассмотренные методы при рефлектометрических измерениях на различных ллинах волн. Измерение коэффициентов релеевского рассеяния волокон позволяет следить за динамикой изменения потерь при воздействии различных внешних факторов на оптические волокна.

1. Долгов И.И., Иванов Г.А. и др. Радиационно стойкие одномодовые оптические волокна с кварцевой сердцевиной.// Фотон-экспресс. 2005.-№6.- С. 4.

ВОССТАНОВЛЕНИЕ ГИСТОГРАММ СТАТИСТИЧЕСКИХ СПЕКТРОВ В СИСТЕМАХ ЛАЗЕРНОЙ ХРОНОСКОПИИ СУБНАНОСЕКУНДНОГО РАЗРЕШЕНИЯ Малевич И.А., Поляков А.В., Чубаров С.И.*

Белорусский государственный университет, Минск, Беларусь *БГПУ им. М.Танка, Минск, Беларусь

Для лазерных систем (ЛС) высокого временного разрешения предложен метод восстановления «истинных» гистограмм регистрируемых статистических распределений входных оптических полей в условиях «шумящей» шкалы ЛС. Решена задача восстановления гистограмм и аналитической оценки точности восстановления.

В задачах анализа световых потоков многоканальными лазерными системами нано- и пикосекундного разрешений возникает задача описания и компенсации влияния различного рода «внутренних» шумов аппаратуры (температурных и временных вариаций параметров источников излучения, шумов преобразователей временного масштаба, флуктуаций измерительных шкал, фотодетекторных каналов и др.) на регистрируемую гистограмму распределения. Такие проблемы весьма существенно влияют на эффективность оптических методов в задачах сверхдальней оптической локации, обнаружении следов объектов искусственного и естественного происхождения в различных средах, в оптоэлектронных вычислительных системах с быстродействующей памятью рециркуляционного типа и др.

Предложено решение обратной задачи восстановления гистограмм, регистрируемых лазерной системой (ЛС) в присутствии шумов на основе анализа статистических свойств флуктуаций информационных шкал лазерных систем. Рассматривается случай неполной априорной информации о регистрируемом распределении.

Предложена модель искажения регистрируемого распределения из-за «внутренних» шумов лазерной системы. Рассматривается регистрация в ЛС распределения случайной величины на фиксированном интервале от $-\frac{T}{2}$ до $\frac{T}{2}$. Данный интервал отображается в многоканальной ЛС в виде ряда из η дискретных каналов. Соответственно, ширина одного канала $\Delta = \frac{T}{n}$. Из-за присутствия в ЛС целого спектра приборных шумов, измеряемая величина подвергается воздействию случайной аддитивной некоррелированной помехи ξ с плотностью вероятностей *W*(ξ) .Флуктуации границ каналов в многоканальной ЛС n предполагаем независимыми с нулевым средним и ограниченными, т.е. max n.

Плотность распределения η обозначим $p(\eta)$. Подобная модель флуктуаций границ каналов соответствует ЛС, в которых для стабилизации временной шкалы применяется метод фазовой СВЧ синхронизации, аналого-цифровой стабилизации и ФАПЧ.

Считаем, что W(y) – плотность распределения измеряемой величины после выполнения над ней в ЛС ряда преобразований. В силу аддитивности помехи, плотность W(y)связана с плотностью распределения входной величины $\varphi(x)$ следующим соотношением:

$$W(y) = \int_{-\infty}^{\infty} W(y - x)\varphi(x) dx$$
(1)

Вероятность попадания величины ув і-й канал системы равна

$$g_i = \int_{-\infty}^{\infty} d\eta_1 \int_{-\infty}^{\infty} p(\eta_1) p(\eta_2) d\eta_2 \int_{(i-1)\Delta+\eta_1}^{i\Delta+\eta_2} W(y) dy$$
(2)

Здесь η_1 и η_2 – величины флуктуаций первой и второй границ *i*-го канала. Учитывая, что величины η_1 и η_2 независимы, связь плотности распределения с плотностью распределения входной величины *x* имеет вид:

$$f(y) = \int_{-\infty}^{\infty} \rho(s-y) \int_{-\infty}^{\infty} W(s-\tau) \varphi(\tau) d\tau ds = \int_{-\infty}^{\infty} \kappa(\tau-y) \varphi(\tau) d\tau, \qquad (3)$$

где

$$\kappa(\tau - y) = \int_{-\infty}^{\infty} \rho(s - y) W(s - \tau) ds.$$
(4)

Функция $\kappa(\tau - y)$ зависит только от свойств шумов ЛС. Она определяет характер искажения регистрируемой плотности распределения.

Как видно, измеряемая функция f(y) представляет собой результат действия на исходную функцию $\varphi(x)$ интегрального оператора с ядром $\kappa(\tau - y)$. При этом задача восстановления функции плотности распределения в конечных точках, т.е. построения гистограммы функции $\varphi(x)$, сводится к решению системы алгебраических уравнений.

С учетом вероятности попадания величины уві-й канал ЛС

$$g_{i} = \int_{(i-1)\Delta}^{i\Delta} f(y) dy = \int_{(i-1)\Delta}^{i\Delta} \int_{-T/2}^{T/2} \kappa(\tau - y) \varphi(\tau) d\tau dy.$$
(5)

С учетом

$$\int_{(i-1)\Delta}^{i\Delta} f(y) dy = \sum_{j=1}^{n} \int_{(j-1)\Delta}^{j\Delta} \varphi(\tau) \int_{(i-1)\Delta}^{i\Delta} \kappa(\tau - y) dy d\tau,$$

rge

$$f_{i} = \sum_{j=1}^{n} \varphi_{i} \kappa_{ji},$$
(6)

 f_i –значение функции f(y) в некоторой точке на интервале $[(i-1)\Delta; i\Delta]; \phi_j$ – значение функции $\phi(x)$ в некоторой точке на интервале $[(j-1)\Delta; j\Delta]; \kappa_{ji}$ – матрица, определяемая выражением

$$\kappa_{ji} = \frac{1}{\Delta} \int_{(j-1)\Delta}^{j\Delta} \int_{(i-1)\Delta}^{i\Delta} \kappa(\tau - y) dy d\tau .$$
⁽⁷⁾

В случае, когда вектор \overline{f} и матрица κ_{ji} в (6) известны точно, вектор $\overline{\phi}$, который является решением системы уравнений, является восстановленной гистограммой распределения $\phi(x)$.

Однако, в практике ЛС сверхвысокого разрешения и вектор \overline{f} и матрица κ_{ji} известны с некоторой конечной точностью. В этих условиях возникает задача определения не только восстановленного вектора $\overline{\phi}$, но и точности его восстановления при известной точности исходных данных.

Рассмотрена система уравнений, в которой к вектору \overline{f} добавлен случайный вектор ошибок $\overline{\xi}$, а к матрице к – случайная матрица погрешностей ζ , при этом к вектору $\overline{\phi}$ прибавляется вектор ошибок $\overline{\delta}$:

$$f_i + \xi_i = \sum_{j=1}^n \left(\kappa_{ji} + \zeta_{ji} \right) \left(\varphi_j + \delta_j \right), \quad i = \overline{1, n}$$
(8)

В этой системе уравнений величины \overline{f} , к и $\overline{\phi}$ соответствуют точной системе уравнений (6), а величины $\overline{\xi}$, ζ и $\overline{\delta}$ являются случайными и равенство (8) определяет связь между ними. Принимая во внимание (6), из (8) получим

$$\overline{\xi} = \overline{\varphi}\zeta + \overline{\delta}\kappa + \overline{\delta}\zeta \,. \tag{9}$$

Считаем, что ζ и $\overline{\delta}$ малы по отношению к соответствующим компонентам матрицы к и вектора $\overline{\phi}$. Тогда для вектора $\overline{\delta}$ справедливо равенство:

$$\overline{\delta} = \overline{\xi} \kappa^{-1} - \overline{\varphi} \mu \zeta \kappa^{-1} \,. \tag{10}$$

Правая часть выражения (10) состоит из двух статистически независимых слагаемых, поэтому дисперсии компонент вектора $\bar{\delta}$ будут равны сумме дисперсии $D\delta'_i$ вектора $\bar{\xi}\kappa^{-1}$ и дисперсии $D\delta'_i$ вектора $\bar{\phi}\zeta\kappa^{-1}$. Это обстоятельство даёт возможность рассмотреть влияние на ошибку восстановленного каждого фактора ζ и $\bar{\xi}$ в отдельности, а результирующую дисперсию ошибки восстановления по совокупности всех испытаний представить как $D\delta_i = D\delta'_i + D\delta''_i$. Оценено влияние вектора $\bar{\xi}$, считая,

что матрица к определена точно, т.е. $\zeta_{ji} = 0$. Это условие преобразовывает выражение (10) к виду $\overline{\delta} = \overline{\delta'} = \overline{\xi} \kappa^{-1}.$

(11)

Компоненты случайного вектора $\overline{\xi}_{i}\{\xi_{i}\}$ определяют отклонения относительной частоты попадания случайной величины в *i*-й канал ЛС $h_i^{N_0} = \frac{m_i}{N_0}$ (*m_i* – число величин, попавших в *i*-й канал, N₀ – общее число испытаний) от соответствующей вероятности $f_i \Delta$ или, для плотности распределения, отклонения величины $H_i = \frac{h_i^{N_0}}{\Lambda}$ от величины ϕ , что позволяет считать:

 $H_i = \phi_i + \xi_i$.

(12)

Компоненты вектора Низмеряются непосредственно в ЛС, методом электронного «бенимаркинга» на основе синтеза эталонных оптических воздействий на входе ЛС и определение их деформаций за счет шумов в системе. Следовательно, задачу восстановления гистограммы входного распределения можно рассматривать в виде статистической оценки вектора $\overline{9}$ при известном векторе \overline{H} Для решения этой задачи необходимо знать распределение вектора $\overline{\xi}$. Вид функции плотности распределения вектора $\overline{\xi}$ зависит от типа ЛС. Одноканальная ЛС имеет один кассовый интервал, который принимает последовательно *п*фиксированных положений во всем диапазоне измерения от $-\frac{T}{2}$ до $\frac{T}{2}$. Для *i*-го положения канала производится N_0 испытаний, по которым определяется Н_іДля получения гистограммы распределения производится *пN*₀испытаний. В многоканальной ЛС все поступившие на вход события регистрируются, т.е. при каждом испытании измеряемая величина попадает в один из *n* каналов (случай ЛС с памятью, без учета мертвого времени).

Таким образом, полученные соотношения позволяют по известным статистическим характеристикам ЛС восстанавливать гистограммы входных распределений оптических полей и рассчитывать ошибки восстановления.

АНАЛИЗ ФОКУСИРУЮЩИХ СВОЙСТВ АКСИКОНОПОДОБНЫХ СТРУКТУР Савельев Д.А., Устинов А.В.*, Хонина С.Н.*

Самарский государственный аэрокосмический университет имени академика С.П. Королева (НИУ), Самара, Россия *Институт систем обработки изображений РАН, Самара, Россия

Проведены исследования фокусирующих свойств аксиконоподобных структур с высокой числовой апертурой в ближней зоне дифракции при линейной поляризации падающего излучения. Моделирование выполнялось при помощи интегрального метода, основанного на разложении по плоским волнам.

Хорошо известно, что аксикон формирует бесселевый пучок нулевого порядка, диаметр центрального пятна которого по полуспаду интенсивности равен¹:

 $FWHM = 0.36\lambda/NA$.

(1)

где *NA*–числовая апертура аксикона, λ - длина волны лазерного излучения. Выражение (1) дает оценку размера фокального пятна на 30% меньше, чем размер диска Эйри, формируемого линзой с той же числовой апертурой (FWHM = 0,51 λ /NA). Т.о. вполне естественно использование аксикона в сверхразрешающих изображающих системах, В литографии и нано-структурировании, оптическом манипулировании и для уплотнённой записи данных².

Дифракционный аксикон является «плоским» аналогом рефракционного конического аксикона. Преимущества дифракционного аксикона как в относительной простоте изготовления, так и в возможности достижения для такого элемента высоких значений числовой апертуры, недостижимых для конического аксикона из-за полного внутреннего отражения³.

Бинарную структуру дифракционного элемента, формирующего Бесселевый пучок, который мы будем называть аксиконоподобным, можно рассчитать различными способами. Введем функцию кодирования *K*, которая соответствует выделению фазы некоторой функции и ее бинаризации. В данной работе были рассмотрены следующие аксиконоподобные структуры (см. рис.1):

$$\tau_{bs}(r,\alpha_0) = K \left[J_0(k\alpha_0 r) \right],\tag{2}$$

$$\tau_{cs}(r,\alpha_0) = K \left[\cos(k\alpha_0 r) \right],\tag{3}$$

(4)

 $\tau_{ex}(r,\alpha_0) = K \left[\exp(k\alpha_0 r) \right],$

где $\alpha_0 = NA$.



Рис. 1. Аксиконоподобные элементы (размер 10λ×10λ), (а) соответствует выражению (2), (б) - выражению (3), (в) - выражению (4).

Для моделирования использовался векторный интегральный метод разложения по плоским волнам, который позволяет достаточно корректно и быстро рассчитывать дифракцию сингулярных пучков на микроапертуре⁴, особенно при использовании модификации Мансурипура.

Метод разложения по плоским волнам предусматривает расчет пространственного спектра для функции пропускания оптического элемента, который в данном может быть вычислен аналитически с использованием следующей формулы для каждого кольца аксикона:

$$c_{i} \int_{r_{i}}^{r_{i+1}} J_{0}(kr\rho) r \,\mathrm{d}r = \frac{c_{i}}{k\rho} \Big[r_{i+1} J_{1}(kr_{i+1}\rho) - r_{i} J_{1}(kr_{i}\rho) \Big],$$
(5)

где ρ - радиальная координата в плоскости пространственных частот.

Исследования проводились для излучения с линейной поляризацией, т.к. онасвойственна большинствусовременных лазеров. Для изменения соотношения вклада различных компонент электромагнитного поля в фокальную область⁵ в освещающий пучок вносится вихревая фазовая сингулярность вида $\exp(i\varphi)$, где φ - полярный угол. Внесение в освещающий пучок вихревой фазовой сингулярности может быть использовано для дополнительного кодирования информации.

Были рассмотрены оптические элементы с высокой числовой апертурой, равной единице. Графики спектров рассматриваемых функций приведены в табл. 1.



Для анализа графиков введем понятие критической частоты, которая фактически равна числовой апертуре исследуемых аксиконоподобных элементов. Следует отметить, что для элемента вида (2) пик интенсивности приходится на критическую частоту, равную единице, в отличии от элементов (3) – (4), для которых наблюдается провал на этой частоте. Что касается нулевой частоты, то максимальный ее вклад – для оптического элемента (4) при равномерном освещении. Добавление вихревой фазовой сингулярности уменьшает ее до нуля. Также это приводит к обнулению спектра для (2) на критической частоте и меняет распределение для элементов (3) и (4).

Учитывая, что характер поперечных сечений в плоскости максимальной энергии для используемых оптических элементов является похожим, в табл. 2 приведены поперечные сечения (10 λ ×10 λ) только для оптического элемента (4). Как видно из приведенных результатов, при равномерном освещении фокальное пятно имеет вид «бабочки», ориентированной вдоль оси поляризации. Такая конфигурация обусловлена существенным вкладом продольной компоненты (Е.) в фокальную область из-за высокой числовой апертуры оптического элемента. Внесение вихревой сингулярности позволяет изменить распределение для поперечных ($E_{x v}$) и продольной компонент случае В этом фокальное электромагнитного поля. пятно вытягивается перпендикулярно оси поляризации.

Габлица2–Пс	перечные	сечения в	плоскости	максималь	ной инт	енсивности

Вид излучения	$ E_x ^2 + E_y ^2 + E_z ^2$	$\left E_{x}\right ^{2}+\left E_{y}\right ^{2}$	$\left E_{z}\right ^{2}$
Равномерное			



В табл. 3 и 4 приведены размеры фокального пятна по полуспаду интенсивности (FWHM)в плоскости максимальной интенсивности по оси распространения и радиус центрального пика (r_s) для рассмотренных аксиконоподобных элементов.

Тип аксикона	Максимальная интенсивность, λ	$FWHM_x$, λ	FWHM _y , λ	r_s , λ	
Бессель	1,684	0,8564419	0,3235491	0,38	
Косинус	1,614118	0,8538503	0,3268803	0,26	
Экспонента	1,296	0,8564658	0,3147078	0,51	
Таблица 4 – Размеры фокального пятна при вихревой фазовой сингулярности					
Тип аксикона	Максимальная интенсивность, λ	$FWHM_x$, λ	FWHM _y , λ	r_s , λ	
Бессель	1,084941	0,3585496	0,824537	0,38	
Косинус	1,084941	0,3537205	0,82037	0,26	
Экспонента	1.225647	0.360114	0.82398	0.51	

Таблица 3 – Размеры фокального пятна при равномерном освещении

Наилучший результат был получен в случае освещения аксикона типа (4) равномерным излучением (FWHM_y=0,3147078 λ).Это несколько меньше теоретической оценки (1), однако численные результаты согласуются с ранее полученными результатами для случая радиальной поляризации падающего на аксикон пучка⁶. При внесении вихревой фазовой сингулярности лучшие результаты оказались у аксикона типа (3).

- 1. V.P. Kalosha, I. Golub, Opt. Lett., 32, 3540-3542, (2007)
- 2. P. Zijlstra, J. W. M. Chon, M. Gu, Nature, 459, 410-413 (2009)
- 3. А.В. Устинов, С.Н.Хонина, Компьютерная оптика, 35,№4, 480-490 (2011)
- 4. С.Н. Хонина, Компьютерная оптика, 34,№4, 461-468, (2010)
- 5. S.N. Khonina, S.G. Volotovsky, J. Opt. Soc. Am. A, 27, №10, 2188-2197 (2010)
- 6. V. V. Kotlyar, A. A. Kovalev, S. S. Stafeev, Prog. In Electr. Res. C., 5, 35-43, (2008)

БЫСТРОДЕЙСТВУЮЩИЙ ОПТОЭЛЕКТРОННЫЙ КЛАСТЕРНЫЙ ПРОЦЕССОРРЕГЕНЕРАТИВНОГО ТИПА Поляков А.В., Малевич И.А., Чубаров С.И.*, Жуковский А.В.

Белорусский государственный университет, Минск, Беларусь *БГПУ им. М.Танка, Минск, Беларусь

Разработана архитектура оптоэлектронного процессора активного типа с регенеративным принципом хранения и записи информации в лазерном элементе памяти.Совмещение в оптическом диапазоне элементов программирования, первичной обработки, хранения и кодирования входной оптической информации открывает новые перспективы построения высокоэффективных оптических кластеров суперкомпьютерных систем.

Интенсивное развитие национальных суперкомпьютерных систем, инициировало появление целого ряда новых направлений исследований и разработок на базе кластерного принципа повышения производительности и эффективности входных каналов вычислительных систем сверхвысокой производительности. Особое значение в оптимизации параллельно-конвеерных алгоритмов суперкомпьютерных систем приобретают оптические вычислительные кластерные технологии входной обработки больших массивов информации в реальном масштабе времени в оптоэлектронном базисе.

Нами предложен метод построения архитектуры быстродействующего оптоэлектронного процессора-кластера с параллельной аналоговой и цифровой обработкой информации и на этой основе создан ряд его базовых моделей. В основу построения архитектуры оптического кластера данного типа был положен принцип бинарной вариативности оптической памяти, основанный на методе регенеративного хранения и записи в реальном времени оптической информации и совмещающей в программирование, оптическом базисе первичную обработку, хранение И декодирование оптической информации в соответствии с требованиями структуры и вычислительных ресурсов суперкомпьютерной системы. Такие задачи возникают в экспериментах по спектральному зондированию окружающей среды, экспресс диагностики космических стволов связи, локационных и медицинских диагностических экспериментах. Бинарная вариативность (совмещение в единой структуре аналоговой и цифровой обработки) имеет принципиальное отличие от параллельной вычислительной архитектуры, в том числе и от моделей нейровычислительных сетей, т.к. позволяет проводить обработку входного массива данных непосредственно от источника поступления информации в широком оптическом спектре частот.

В данной работе рассматривается структура оптоэлектроенного процессора активного типа (ОЭП), основанная на методе регенеративного хранения и записи оптической информации в лазерном многостабильном элементе памяти с волоконнооптической линией запаздывания. В простейшем случае лазерный многостабильный элемент памяти с регенеративным принципом хранения информации представляет собой оптическую колебательную систему, восприимчивую к информационному потоку с различными типами носителей, которые в процессе управляемого оптического хранения могут подвергаться преобразованию по заданной программе вычислений. При обеспечении возвратного отношения больше 1, в данном оптическом элементе памяти устанавливается стационарный режим, позволяющий реализовать полный цикл записи, хранения и считывания информации. Достоинством ОЭП регенеративного типа является возможность записи и хранения информации как в цифровом, так и в аналоговом виде. При этом скорость записи информации зависит от времени срабатывания инжекционного лазера и может варьироваться от наносекундного до пикосекундного масштаба длительности. Если необходимо в память ОЭП записать информацию в виде линейного кода, или В цифровую виде случайной последовательности световых импульсов возможно, используя синтезатор оптических частот. сформировать цифровую информацию в виде дискретно заланной последовательности моментов срабатывания инжекционного лазера и, таким образом, осуществляется программирование оптоэлектронного процессора. При необходимости записи в ОЭП аналоговой информации, например, в виде временных интервалов между контуре памяти оптоэлектронного оптическими импульсами, В процессора формируются временные шкалы, размерность которых соответствует информационным признакам аналоговых сигналов.

Для задачи повышения быстродействия при вводе в вычислительный канал суперкомпьютера больших массивов оптической информации предложен новый принцип адаптивной матричной вариативности оптической памяти и разработана структура волоконно-оптического динамического запоминающего устройства с последовательно-параллельными каналами ввода-вывода и оптической регенерацией, выявлены способы улучшения информационных характеристик таких систем с учетом флуктуационных источников, нелинейных явлений и эффекта межсимвольных помех в волоконно-оптическом контуре.

Основным способом повышения пропускной способности оптоволоконных информационных каналов является технология плотного спектрального (частотного) мультиплексирования (уплотнения) каналов с разделением по длинам волн, получившей название *DWDМ*-технологии (densewavelengthdivisionmultiplexing). Экономичность DWDM-систем с большой суммарной скоростью передачи данных в значительной степени зависит от эффективности использования рабочего спектра для информации, увеличения передачи от так называемой спектральной эффективности. Нами разработана архитектура волоконно-оптического динамического запоминающего устройства (ВОДЗУ) со спектральным уплотнением информационных каналов, которая может использоваться как быстродействующая буферная память. Данная структура обладает следующими отличительными особенностями. Комбинация стандартного одномодового волокна и волокна с отрицательной дисперсией позволила увеличить время хранения информации при заданной вероятности ошибки более чем на порядок. Использование в качестве линейного усилителя непосредственно в оптоволоконной петле рециркуляции и усилителя мощности двух волоконнооптических эрбиевых усилителей исключает применение электронных усилителей на выходе каждого фотоприемника и обеспечивает регенерацию циркулирующих информационных сигналов непосредственно в оптическом диапазоне, что позволяет работать с гигагерцовыми скоростями записи информационного оптического потока.

Установлено, что в начале при увеличении коэффициента усиления волоконнооптического эрбиевого усилителя мощности время хранения при заданной вероятности ошибок начинает расти, поскольку определяется отношением сигнал/шум на выходе фотоприемника. При дальнейшем увеличении коэффициента усиления время хранения перестает изменяться и принимает постоянное значение. Это связано с тем, что определяющее ограничение на время хранения информации начинают оказывать уже не источники амплитудных шумов, а временные флуктуации положения информационных импульсов относительного своего тактового интервала (временной джиттер), возникающие вследствие дисперсии групповой скорости оптического сигнала в волокне. Из проведенных расчетов следует, что коэффициент усиления усилителя мощности EDFA₂ может быть ограничен величиной 16 дБ, поскольку дальнейшее увеличение усиления не приводит к росту времени хранения информации из-за дисперсионных свойств волоконного световода (ВС).

Внедрение технологии спектрального уплотнения WDM/DWDM, которая ведет к значительному возрастанию вводимой в волоконный световод мощности излучения, а также повышение скорости передачи до 10 Гбит/с и выше требует учета нелинейных эффектов в ВС при исследовании волоконно-оптических информационных систем. Фазовая автомодуляция (ФА) возникает вследствие того, что показатель преломления волокна содержит нелинейно-зависимую от интенсивности компоненту, которая вызывает смещение фазы, пропорциональное интенсивности импульса. По этой причине различные составляющие импульса претерпевают различные фазовые смещения, обуславливая изменение линейной частотной модуляции (ЛЧМ) импульсов вне зависимости от их формы. Изменение ЛЧМ импульсов в свою очередь приводит к увеличению их длительности из-за дисперсии. Таким образом, ФА модифицирует влияние дисперсии на расширение импульса. Так как этот эффект изменения ЛЧМ пропорционален мощности передаваемого сигнала, ФА более ощутим в системах, использующих высокие мощности передачи. Поэтому вызванные ФА изменение ЛЧМ оказывает влияние на расширение импульса вследствие дисперсии и в связи с этим должно учитываться в системах с высокими битовыми скоростями, которые уже обладают значительными ограничениями из-за дисперсии.Показано, что под влиянием фазовой автомодуляции, связанной с зависимостью показателя преломления волокна от оптической мощности, в процессе рециркуляции длительность информационных импульсов сначала уменьшается, а затем увеличивается. Данный эффект усиливается с возрастанием передаваемой мощности (т.е. увеличением числа информационных каналов) и оказывает существенное влияние на информационные параметры оптоволоконной памяти.

Установлено, что совместное влияние амплитудных флуктуаций, явления временного джиттера и эффекта межсимвольных помех приводит к появлению максимума времени хранения в зависимости от длины оптоволоконной петли. Это позволяет выбирать длину волоконного световода с компенсацией дисперсии в бинарной вариативной оптической памяти, обеспечивающую наилучшие информационные параметры при заданной скорости поступления информации. При скорости информационного потока B=10 ГГбит/с длина петли, обеспечивающая максимальное время хранения, составляет L=30 км при числе информационных каналов k=8 и L=50 км для k=32. Установлено, что эта длина не зависит от скорости поступающей информации.

Ha разработанной основе математической модели проведен многопараметрический анализ процесса рециркуляции информационного потока в замкнутом оптоэлектронном контуре с учетом шумовых источников, временного джиттера, а также эффекта межсимвольных помех. Для оценки возможностей использования рассматриваемых ВОДЗУ в качестве буферной памяти проведены совместные исследования времени хранения и информационной емкости при заданной вероятности ошибки $BER \le 10^{-9}$. Для скорости информационного потока B=10 Гбит/с время хранения информации при заданной вероятности ошибки равно t_{xp1}=23 мс, информационная емкость составляет $W_1=9,4$ Мбайт; для B=2,5 Гбит/с $t_{xp2}=0,11$ с, W₂=2,6 Мбайт. Увеличение времени хранения информации связано с использованием специальных методов и средств оптической 3R-регенерации, обеспечивающей восстановление циркулирующих импульсов по форме, амплитуде, длительности, а также временному положению относительно тактового интервала.

Разработанный метод построения архитектуры оптического кластера суперкомпьютерных систем представляет также интерес для разработчиков экспериментальных моделей интеллектуальных систем, где одной из не полностью решенных проблем является информационная «узость» каналов очувствления и их заметная инерционность, а также трудности работы в реальном времени с большими по временной и частотной динамике массивами входной информации. Реализованный оптический кластер с матричной вариативной архитектурой, несомненно, решает данные проблемы.

СИНТЕЗ КОРРЕКТОРОВ НА ОСНОВЕ ОПТИЧЕСКИХ МНОГОСЛОЙНЫХ РЕШЕТОК Лапшин Б.А., Петраков В.А., Смирнов И.Ю.

Военная академия связи, Санкт-Петербург, Россия

Рассмотрены оптические многослойные решетки, являющиеся новым элементом для построения аплитудных корректоров. Приведен пример расчета локального корректора амплитудных искажений, вносимых усилительным участком линейного тракта волоконно-оптической системы передачи со спектральным разделением каналов.

1. Постановка задачи

Волоконно-оптические усилители (ВОУ) используются в линейном тракте волоконно-оптических систем передачи со спектральным разделением каналов (ВОСП-СР) для увеличения дальности связи в оптических транспортных сетях связи.

Эрбиевые усилители работают в диапазоне длин волн 1528..1565 нм (192-196 ТГц). Практически все ВОУ в нижней части частотного диапазона имеют подъем усиления порядка 6 дБ на длине усилительного участка линейного тракта^{6,7}. Поэтому основной задачей корректирования является снижение этих искажений с помощью корректора амплитудных искажений (КАИ) до величины ΔS – допустимой неравномерности частотной характеристики усиления в заданном диапазоне частот.

Исследования показали, что КАИ могут быть построены в виде цепочки локальных звеньев оптических многослойных решеток (ОМСР) и их расчет можно производить на основе строгих методов теории электрических цепей и общей теории электрических фильтров с распределенными параметрами^{2,3}.

ОМСР – новое направление в создании КАИ на основе оптических многослойных фильтров (ОМСФ). Совпадая по топологии с ОМСФ, оптические многослойные решетки отличаются от них следующими признаками.

– Показатели преломления соседних слоев решетки отличаются друг от друга на очень малую величину, так что их разность $n_2 - n_1 = \Delta n = (10^{-5} ..10^{-4})n_1$, тогда как в фильтрах $\Delta n = (0, 5..1)n_1$.

– для формирования характеристики КАИ используется не полоса пропускания, как в ОМСФ, а его полоса задерживания, ширина которой зависит от коэффициента рассогласования показателей преломления (КРПП) соседних слоев $v = n_1 / n_2$. (если $n_1 = 1,444$ и $n_2 = 1,448$, то v = 0,9972).

2. Принцип построения корректоров на основе ОМСР.

Анализ частотных характеристик звеньев ОМСР был изложен в работах ³⁻⁵. Уравнения передачи в матричной форме использованы для определения собственных параметров двухслойных полузвеньев ОМСФ. В этих уравнениях вместо показателей преломления $n_1 = \sqrt{\mu_1 \epsilon_1}$ и $n_2 = \sqrt{\mu_2 \epsilon_2}$ используются (при $\mu_1 = \mu_2 = 1$) их обратные величины $\rho_p = 1/n_1$ и $\rho_c = 1/n_2$, где $\rho_p = \sqrt{\mu_1 / \epsilon_1}$ и $\rho_c = \sqrt{\mu_2 / \epsilon_2}$ – волновые сопротивления резонатора и связки. Тогда

 $\begin{vmatrix} \cos \Theta & j \rho_{\rm p} \sin \Theta \\ j \sin \Theta / \rho_{\rm 0} & \cos \Theta \end{vmatrix} * \begin{vmatrix} \cos \Theta & j \rho_{\rm h} \sin \Theta \\ j \sin \Theta / \rho_{\rm c} & \cos \Theta \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} A & B \\ C & D \end{vmatrix},$ (1)

где $\Theta = \pi f / (2f_0)$ и f – соответственно текущие волновая длина и частота ВА $\Phi_s f_0$ - резонансная частота слоев, ширина которых равна $\lambda_0 / 4$.

Анализ характеристического затухания показывает, что полузвено ВАФ-2-Ц^{3,4} в полосе частот $0 \le f \le 2f_0$ имеет три полосы пропускания и две полосы задерживания. Ширина полос задерживания определяется по формуле

$$\mathcal{L}_{12} = f_2 - f_1 = \frac{4f_0}{\pi} (arctg(\sqrt{1+1/\nu} - 1/\sqrt{\nu}) - arctg(\sqrt{1+\nu} - \sqrt{\nu})) = \mathcal{L}_{34} = f_4 - f_3$$
(2)

При каскадном согласованном соединении *q* одинаковых звеньев собственное затухание такой цепи увеличивается в *q* раз.

При $v \rightarrow 1$ фильтр становится сверхширокополосным, а максимум затухания на средних частотах полос задерживания становится ничтожно малым. Поэтому приемлемые значения затухания можно получить за счет включения большого числа звеньев. Характеристика затухания звена ОМСР с параметром с v = 0,9972 в

расширенном диапазоне частот, показана на рис.1. Здесь за основу расчета принимается первая резонансная частота слоя, например $f_0 = 100$ ТГц. Тогда из анализа рис.1видно, что средние частоты ПЗ $f_{2m-1,2m}$ (m=1..M) определяются по формуле $f_{2m-1,2m} = f_0(2m-1)/2$ (3)



Рис.1. Расположение полос задерживания МСР.

максимумов собственного затухания многозвенной Величины решетки (называемой локальным звеном ОМСР) определяются количеством звеньев решетки, т.е. $a_{k1} = qa_{12}$ или $a_{k2} = qa_{34}$. Для построения КАИ в широкой полосе частот (длин волн) нужно включать каскадно несколько локальных звеньев ОМСР с разнесенными средними частотами полос задерживания. Теория и расчет локальных КАИ рассмотрены в работах 1,5 .

3. Пример расчета амплитудного корректора на основе $OMCP^5$

Ниже приведены результаты расчета КАИ для следующих исходных данных:

в рабочей полосе усиления BOУ (в диапазоне длин волн) $f_a=192 < f < f_b=196$ ТГц

 $(\lambda_a = 1560 \text{ нм} > \lambda > \lambda_b = 1528 \text{ нм})$ задана частотная характеристика амплитудных искажений: $a0(f) = 4,1 \sin^2(0,69 f + 0,22) + 0,2$ (4)

– погрешность аппроксимации $\delta a \le 0,1$ дБ,

- показатели преломления подводящих (нагрузочных) световодов $n_0 = (n_p \cdot n_c)^{1/2}$ 1,446, первого компонента (резонаторов) $n_{\rm p} = 1,444$, второго компонента (связок) $n_{\rm c} =$ 1,448.

С учётом особенностей реализации заданная характеристика разбита на 8 частей. Поэтому КАИ состоит из 8 секций. Параметры локальных звеньев каждой секции после оптимизации приведены в табл.1, а характеристики затухания и погрешность корректирования — на рис.2.

k	1	2	3	4	5	6	7	8
$f_{34,k}$	192,079	192,568	192,959	193,339	193,670	194,076	194,541	196,353
q_k	84	95	99	95	87	79	61	57

Таблица 1. Частоты $f_{34 k}$ и параметры q_k локальных звеньев

Из рис.2 следует, что погрешность корректирования секции не превышает 0,0035 дБ, а для всего корректора из 8 секций погрешность 0,028. При этом число локальных звеньев в секции $N_{3B,c} = 8$.

Звенья включены каскадно. Число локальных звеньев равно $N_{3B} = 64$. Общее число слоев $N_{cлоев} = 5256$, а общая длина ОМСР равна ($\lambda_0/4$)· $N_{cлоев} = 3942$ мкм ≈ 4 мм.



Рис.2. Частотные зависимости: а) исходной характеристики затухания a2(f), характеристики корректора $a_{KAM}(f)$ и локальных звеньев (1-8), б) погрешность корректирования $\delta(f) = a_{KAM}(f) \cdot a1(f)$.

1. Арасланкин И.Ф., Лапшин Б.А., Макаренко А.Я.. *Многоканальные системы передачи*. СПб: ВАС, 2007.

2. Белецкий А.Ф. *Теоретические основы электропроводной связи. Ч. 3.* М.: Связьиздат, 1959, 390 с.

3. Лапшин Б.А. Новая теория и расчет фильтров и трансформаторов на отрезках передающих линий. СПб: Наука, 1998,180 с.

4. Лапшин Б.А., Петраков В.А. *Синтез оптических многослойных фильтров*. СПб: Компоненты и Технологии, 2006, №10,с.110-112.

5. Лапшин Б.А., Петраков В.А. *Научно-технические ведомости СПбГПУ*. СПб: **3(126)/2011**, с 21-27.

6. Слепов Н.Н. *Современные технологии цифровых оптоволоконных сетей связи*. М. Радио и связь, 2-е исправленное изд.,2003, 468 с.

7. Фриман Р. Волоконно-Оптические системы связи. Пер. с англ. М., Техносфера, 2003, 440 с.

ВЫСОКОТОЧНЫЕ УГЛОВЫЕ ИЗМЕРЕНИЯ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ОПТИЧЕСКИХ КОМПЕНСАТОРОВ Елкин Е.А.

Московский государственный университет геодезии и картографии, Россия, Москва

В докладе рассматриваются новые способы измерения углового положения объектов

В докладе рассматриваются варианты использования инерционных масс (вращающейся и неподвижной) и сопряженных с ними оптических элементов как способов контроля углового положения наблюдаемого объекта.

В основе рассмотренных методов лежат принципы т.н. виртуального хранения заданного направления, что отличает их от традиционных подходов, принятых в угловых измерениях.

Рассматривается создание независимой системы координат, базирующейся на принципах инерции и гравитации и позволяющей контролировать смещение относительно ее наблюдаемого объекта.

Высокоточные угловые измерения необходимы в геодезии, горном деле, строительстве как на этапе подготовительных работ, так и в рамках мониторинга уже существующих объектов.

Актуальность указанных исследований подтверждена Грантом Президента РФ в рамках программы поддержки молодых ученых, которого удостоен автор доклада в 2011 году.

РЕАЛИЗАЦИЯ ИНДУКТИВНОГО ВЫВОДА МЕТОДОМ ГОЛОГРАФИИ ФУРЬЕ: ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ НЕЛИНЕЙНОСТИ ФАЗОСОПРЯГАЮЩЕГО ЗЕРКАЛА НА ХАРАКТЕРИСТИКИ ПОРОЖДАЕМОГО ПАТТЕРНА Исаков К.А.,Лялюшкин Л.С.,Павлов А.В.

Санкт-Петербургский национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики Санкт-Петербург, Россия

Применительно к реализации индуктивного вывода методом голографии Фурье, численно исследована связь нелинейности фазосопрягающего зеркала в корреляционной плоскости со скоростью схождения системы к устойчивому решению и характеристиками порождаемого паттерна. Показан конвергентный характер динамики системы при требуемых видах нелинейности.

Известно наличие ряда глубоких аналогий между свойствами голограммы и мозга, положенных в основу голографической парадигмы в искусственном интеллекте $(ИИ)^1$. Задача интеллекта – реализация рассуждений. Принято выделять два вида рассуждений – достоверные, к которым относится дедуктивный вывод, и правдоподобные, к которым относятся абдуктивный (объясняющий) и индуктивный выводы². Индуктивный вывод – необходимый этап процесса научного познания, так как только методом индукции происходит расширение теории (знания).

В работе³ предложен подход к реализации индукции методом голографии Фурье. Для наглядности используем силлогизм Аристотеля "Barbara": «Все люди смертны, Сократ человек, следовательно, Сократ смертен».Это дедукция. Пример индуктивноговывода: Сократ человек, Сократ смертен, следовательно, все люди смертны.

Голография в ИИ соотносится в первую очередь с образной формой мышления¹. В рамках концепции образного мышления индуктивный вывод может быть представлен как результат обработки паттернов (изображений), представляющих образы: Im_{Person} – паттерн персоны (индексный), включающий в себя паттерн «быть человеком»Im_H, Im_{PersonD} – паттерн индивидуальной смертности(индуцируемый), Im_D –

паттерн смертности вообще. Вывод можно представить $(Im_{Person} \leftrightarrow Im_{H}) \land (Im_{Person} \leftrightarrow Im_{PersonD}) \Rightarrow (Im_{D} \leftrightarrow Im_{H})$, где символ \leftrightarrow обозначает ассоциированность паттернов, без конкретизации этой связи.

Подход [3] основан на использовании шкалы частот, реализуемой в пространстве Фурье, как шкалы общности признаков, совокупность которых формирует целостный образ. Высокие частоты соответствуют частным признакам, низкие - общим. Задача индукции представлена как задача расширения частотного диапазона индуцируемого образа Im_{PersonD}, представляющего частный признак, в область низких частот. Расширение спектра происходит посредством нелинейного обращения волнового фронта в корреляционной плоскости (рис.1.), на каждой итерации записывается новая голограмма со все более широким частотным диапазоном. Эта схема может быть представлена в виде кольцевой автоколебательной системы с нелинейным звеном высокочастотным фильтром с изменяющейся в ходе процесса частотой среза (рис.2). Соответственно, характеристики итерационного процесса зависят как от условий записи голограммы Фурье, так и от свойств нелинейного звена обращения волнового фронта. В докладе методом численного моделирования исследована сходимость процесса в зависимости от характеристик нелинейного звена в предположении линейной записи голограммы и показано, что при требуемых для реализации индуктивного вывода видах нелинейности динамика системы конвергентна, скорость схождения и характеристики порождаемого паттерна зависят от степени нелинейности. PCM_1 T С SM PCM₂ Η L_1 Η L





Рис.1. 4f-схема голографииФурье с обращением волнового фронта в корреляционной плоскости, L₁ и L₂ – Фурье-преобразующие линзы, H – голограмма Фурье, PCM₁ и PCM₂ – фазосопрягающие зеркала, опорный пучок не показан

Рис.2. Схема индуктивного вывода в методом голографии Фурье (рис.1) как диссипативная кольцевая автоколебательная система с подкачкой энергии

В соответствии с методом реализации вывода³, в качестве паттернов Im_{Person} и Im_{PersonD}, представляющих индексный и индуцируемый образы, соответственно, связь между которыми реализуется голограммой Фурье, взяты реализации случайного поля с экспоненциальным спектром амплитуд и случайным спектром фаз, распределенных равномерно на интервале $[0,2\pi]$. К индуцируемому образу Im_{PersonD} по условиям задачи применена высокочастотная фильтрация. Моделировалась запись голограммы Фурье Н этими паттернами и её восстановление индексным образом Im_{Person}. На данном этапе предполагалась запись голограммына регистрирующей среде с линейной характеристикой. Результат восстановления экспозиционной голограммы В корреляционной плоскости:

$$Im_{C} = Im_{Person} \otimes Im_{PersonD} * Im_{Person}, \qquad (1)$$

где символы \otimes и * обозначают корреляцию и свертку, соответственно.

Результат (1) в корреляционной плоскости подвергался нелинейному отображению

 $\operatorname{Im}_{C}^{Nl} = Nl(\operatorname{Im}_{C})$

и, в свою очередь использовался для записи новой голограммы с индексным образом

$$H_N = F^* \left(\operatorname{Im}_{CN}^{Nl} \right) F \left(\operatorname{Im}_{Person} \right),$$

где астериск обозначает комплексное сопряжение. Эта голограмма, в свою очередь, восстанавливалась индексным образом, и т.д.

При моделировании использованы четыре типа нелинейных функций, а именно:

$$Nl1(Im) = \frac{1}{a + b \cdot \exp\left(\frac{-Im}{c}\right)}$$
$$Nl2(Im) = 1 - (1 - Im^3)^{\frac{1}{3}}$$
$$Nl3(Im) = \cosh^3(Im)$$
$$Nl4(Im) = \tanh^4(Im)$$

На рис.3 приведены зависимости ширины откликов в корреляционной плоскости, в зависимости от номера итерации. Верхние значения «пилы» соответствуют ширинам откликов, формируемых голограммой, т.е. до нелинейного отображения, нижние значения «пилы» - результату воздействия нелинейности. Из рис.3. видно, что во всех случаях система сходится к устойчивому состоянию, параметры которого зависят от характеристик нелинейности. Наличие «пилы» отображает наличие в системе диссипативного фактора – дифракции на голограмме. С точки зрения вопроса оптимальных характеристик индуктивного понятия, формируемого в результате обработки сенсорных образов, эта «пила» отображает такое фундаментальноес свойство информации, отличающее её от шума, как наличие внутрененй коррелированности. Нелинейное отображение ведет к разрушению внутрененй коррелированности, а дифракция на голограмме, как ассоциативное восстановление информации, восстанавливает эту внутреннюю коррелированность. Для числовой оценки этого фактора была введена оценка

$$v_N = 1 - \frac{\Delta_N^{Nl}}{\Delta_N},$$

где Δ_{N}^{Nl} - ширина по уровню 0.5 до отображения на нелинейности, Δ_{N}^{Nl} - ширина по уровню 0.5 после отображения на нелинейности, N – номер итерации. Значения оценок в устойчивом режиме для разных нелинейностей приведены в Табл.1.



Рис. 3. Зависимость ширины отклика в корреляционной плоскости от номера итерации для разных видов нелинейности

Рис. 4. Зависимость разности ширин откликов по уровню 0.5 от номера итерации для разных видов нелинейности

Для оценки скорости схождения системы к устойчивому состоянию вычислялась разность значений ширин откликов между итерациями, приведенная на рис.4. Таблица 1.

Нелинейность	Значение оценки
NI 1	0.316
NI 2	0.6
NI 3	0.417
NI 4	0.273

Таким образом, для рассмотренных видов нелинейной функции фазосопрягающего зеркала в корреляционной плоскости система при реализации индуктивного вывода характеризуется конвергентной динамикой. Характеристики формируемого вывода, как и скорость схождения системы к решению, определяются нелинейности степенью фазосопрягающего зеркала. В развитие настоящих исследований, в дальнейшем предполагается получение аналитических зависимостей характеристик формируемого паттерна от нелинейности фазосопрягающего зеркала и учет реальной экспозиционной характеристики голографических регистрирующих сред.

Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ, грант 12-01-00418-а.

1. Прибрам К., Синергетика и психология, №1, (1997).

2. Вагин В.Н., Головина Е.Ю., Загорянская А.А., Фомина М.В.Достоверный и правдоподобный вывод в интеллектуальных системах, 2-е изд. – М.: ФИЗМАТЛИТ, 2008.

3. Павлов А.В., Искусственный интеллект и принятие решений№1, 3-14, (2010)

ВЫСОКОСКОРОСТНОЙ ИЗМЕРИТЕЛЬНЫЙ КОМПЛЕКС ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Рысов Р.Б., Оштук О.П., Прокопец В.М.

Киевский национальный университет имени Тараса Шевченко, физический факультет, кафедра оптики, Киев, Украина

Использование в исследованиях импульсных лазерных источников позволяет исследовать свойства веществ, длительное воздействие интенсивным излучением на которые может привести к разрушению структуры вещества. Именно для таких исследований был создан комплекс для точной регистрации коротких световых импульсов с малой частотой повторения.

Был создан программно-аппаратный комплекс для регистрации первой и второй гармоник лазерного излучения, и алгоритм работы программного обеспечения. Реализовано передачу полученных данных на компьютер через интерфейс USB. Широкая полоса пропускания и дифференциальная структура устройства позволяет пользователю изменять входящий динамический диапазон и смещение.

Аппаратную часть комплекса было создано на базе ARM микроконтроллера STM32, который получает данные с двух 12-битных высокоскоростных АЦП. Благодаря этому измерения проводятся с точностью 0,5 милливольт за период времени от 10 наносекунд.

ОПТИКА ФЕМТО- И АТТОСЕКУНДНЫХ ИМПУЛЬСОВ

УСТНЫЕ ДОКЛАДЫ

ФЕМТОСЕКУНДНЫЕ ЛАЗЕРНЫЕ ИМПУЛЬСЫ ДЛЯ ЗАПИСИ УПОРЯДОЧЕННЫХ НАНО- И СУБМИКРОСТРУКТУР: ПРИЛОЖЕНИЯ И ФУНДАМЕНТАЛЬНЫЕ АСПЕКТЫ Макаров С.В., Ионин А.А., Кудряшов С.И., Селезнёв Л.В., Синицын Д.В., Шарипов А.Р., Хмельницкий Р.А., Руденко А.А., Н.Н. Мельник, Ю.М. Климачёв, А.Ю. Козлов, Колобов Ю.Р.*, Голосов Е.В.*,Лигачев А.Е.**

Физический Институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва, Россия *Белгородский Государственный Университет, Белгород, Россия **Институт Общей Физики РАН, Москва, Россия

Исследованы основные механизмы, сопутствующие записи лазерноиндуцированных периодических поверхностных структур (ЛИППС) ультракороткими импульсами. Продемонстрирована возможность записи различных типов поверхностных структур с периодами вплоть до 50 нм на металлах и полупроводниках фемтосекундными лазерными импульсами. ряд применений полученных структур: Предложен дифракционные решётки, антиотражающие покрытия, гигантское комбинационное рассеяние.

Введение

Детально исследовано формирование ЛИППС с помощью наносекундных лазерных импульсов [1], для которого характерно развитие рельефа непосредственно во время взаимодействия лазерного импульса с поверхностью, а также относительно большая зона теплового воздействия, что принципиально не позволяет производить запись структур много меньших длины волны лазера. Иная ситуация, когда речь идёт о фемтосекундном лазерном воздействии, при котором глубина прогрева, как правило, ограничивается скин-слоем, а плавление или абляция происходят только после полного поглощения лазерного импульса, что позволяет создавать наномасштабный профиль поверхности.

Преимуществами лазерной записи периодических поверхностных нано- и субмикроструктур являются: широчайший диапазон материалов (от металлов до диэлектриков и полимеров), высокая скорость записи, простота метода.

Техника эксперимента

В данной работе для записи ЛИППС использовалось излучение титан-сапфировой лазерной установки (Авеста-Проект) с линейной поляризацией, длительностью импульса $\tau \approx 100$ фс, энергией в каждом импульсе до 8 мДж, частотой повторения 10 Гц, с длиной волны $\lambda \approx 744$ нм.

Запись ЛИППС производилась на Si, GaAs, CdTe, Al, Ti, Ni. Образцы размещались на моторизованном столике, двигающимся по трём осям с минимальным шагом 125 нм.

Визуализация образцов проводилась методами оптической (OM) и сканирующей электронной микроскопии (CЭM). Анализ элементного состава поверхности проводился с помощью метода EDX. Измерение пропускания образцов проводилось с

помощью фурье-спектрометра и спектрофотометра. Спектры комбинационного рассеяния получены методом рамановской микроскопии.

Фундаментальные аспекты

Формирование ЛИППС происходит вследствие интерференции падающего излучения с возбуждаемыми им поверхностными электромагнитными волнами (ПЭВ) [1]. В работах [2-5] показано, что в отличие от наносекундного режима лазерного воздействия, для импульсов ультракороткой длительности важно учитывать изменение оптических свойств поверхности и изменение характера записываемого профиля при многоимпульсном воздействии. Для режима ультракоротких лазерных импульсов установлено что наличие прозрачной жидкости на поверхности во время воздействия делает возможным при оптимальных параметрах лазерного излучения быструю запись на больших участках поверхности массива упорядоченных структур с периодом $\Lambda < 100$ нм [6].

В работе [7] впервые было показано, что при относительно низких плотностях энергии на поверхности алюминия возможно формирование упорядоченных в двух направлениях структур с периодами $\Lambda_1 \approx 500$ нм и $\Lambda_2 \approx 200$ нм. Подобный тип структур получен нами па поверхности титана с периодами $\Lambda_1 \approx 450$ нм и $\Lambda_2 \approx 60$ нм и на поверхности СdTe $\Lambda_1 \approx 330$ нм и $\Lambda_2 \approx 150$ нм.Проведённый анализ показал, что причиной возникновения такой поперечной мелкомасштабной модуляции скорей всего является универсальный механизм откольной абляции, сопровождающийся возникновением нанопустот в приповерхностном расплавленном слое и развитием поверхностных неустойчивостей.

Приложения

а) Дифракционные решётки для окрашивания

Формирование ЛИППС на различных материалах методом поточечной записи с различной ориентацией штрихов [8] или с различными периодами [9]. Такой метод маркировки/окрашивания привлекателен как для широкого использования ввиду своей простоты, низкой стоимости и возможности получения любого цвета, так и для микроэлектроники, где окрашивание поверхности не должно влиять на объёмные свойства изделия.

б) Создание антиотражающих покрытий

В работе [10] впервые ЛИППС на никеле использовались в качестве штампа для последующей репликации на полимер РММА с целью увеличения его пропускания, причём в диапазоне длин волн 2.2 – 2.5 мкм пропускание увеличилось в среднем в 1.5 раза.

Нами также впервые исследовано увеличение пропускания поверхности GaAsnocлe записи на неё ЛИППС с периодом $\Lambda_1 \approx 650$ нм и высотой $d \approx 180$ нм. Так же получено увеличение пропускания с 71% до 82% в диапазоне длин волн 2 – 3 мкм. Полученные экспериментальные результаты имеют хорошее согласие с теоретическим моделированием, основанным на теории эффективной среды второго порядка, когда слой с ЛИППС заменяется эффективным слоем с новыми оптическими характеристиками, выполняющий роль просветляющей плёнки.

в) Создание подложек для усиления комбинационного рассеяния

Известно, что сечение комбинационного рассеяния молекулы увеличивается на много порядков, когда она находится вблизи металлической поверхности, что называется в литературе гигантским комбинационным рассеянием (ГКР). Основной вклад в гигантское усиление сигнала КР дают два механизма: локальное усиление поля за счёт возбуждения поверхностных плазмонов и перекрытие волновых функций электронов металла с электронами в молекуле.

Нами проведено сравнение усиления сигнала КР от монослоя молекул пиридина на ровной поверхности алюминия, поверхности с наношероховатостями, поверхности с записанными ЛИППС и на поверхности с разупорядоченными микроконусами. При возбуждении молекул пиридина на длине волны 532 нм, расположенной на алюминиевой решётке с периодом $\Lambda_1 \approx 500 - 600$ нм при попадании в резонанс возбуждения ПЭВ, локальное поле может увеличиваться примерно в $|E_{loc}/E_0|^2 \sim 10^3$ раз. Дополнительно практически всегда присутствует второй (химический) вклад в ГКР. В наших экспериментах нам удалось идентифицировать существенно усиленный сигнал КР от монослоя молекул пиридина именно на участке поверхности с одномерными решётками (ЛИППС).

Заключение

В данном цикле работ показано, что современные лазерные системы ультракоротких импульсов позволяют создавать «классические», наблюдавшиеся также и для наносекундного режима воздействия, упорядоченные поверхностные структуры ($\Lambda < \lambda$) хорошего качества, которые уже находят применение для различных задач оптики и плазмоники: окрашивание, просветление, гигантское комбинационное рассеяние. Так же обнаруженные в последние годы новые типы периодических структур ($\Lambda << \lambda$) с наномасштабными размерами не только ставят новые задачи фундаментального характера, но и открывают новые возможности для оптических технологий.

Данная работа частично поддержана: проектами РФФИ 11-02-01100-а, 11-02-01202-а, 12-02-97528-р_центр_а, программой «УМНИК», Учебно-Научным Комплексом ФИАН.

[1] S.A. Akhmanov, V.I. Emel'yanov et al. Usp. Fiz. Nauk147, 675 (1985).

[2] E.V. Golosov, A.A. Ionin et al., *Nanotech. in Russia***3–4**, 237 (2011).

[3]E.V. Golosov, A.A. Ionin et al., Appl. Phys. A104, 701–705 (2011).

[4] E.V. Golosov, A.A. Ioninet al., *Phys. Rev. B*83, 115426 (2011).

[5] E.V. Golosov, A.A. Ionin et al., *JETP***113**,14-26 (2011).

[6] E.V. Golosov, A.A. Ionin et al., JETP Lett. 90, 107-110 (2009).

[7] A.A. Ionin, S.I. Kudryashov et al., JETP Lett.94, 266–269(2011).

[8] B. Dusser, Z. Sagan et al. Opt. Expr.18, 2913 (2009).

[9] A.A. Ionin, S.I. Kudryashov et al., Appl. Phys. A107, 301-305(2012).

[10] V.P.Korolkov, A.A.Ionin et al. *Quant. Electr.***41**, 387 (2011).

ВЫСОКОИНТЕНСИВНЫЕ ФЕМТОСЕКУНДНЫЕ ЛАЗЕРНЫЕ СИСТЕМЫ НА ОСНОВЕ КОГЕРЕНТНОГО СЛОЖЕНИЯ Багаев С.Н., Трунов В.И., Пестряков Е.В., Лещенко В.Е., Кох А.Е., Фролов С.А., Васильев В.А.

Институт лазерной физикиСОРАН, Новосибирск, Россия

Впервые экспериментально показана принципиальная возможность когерентного сложения параметрически усиленных фемтосекундных импульсов. Проанализированы основные факторы, определяющие условия реализации когерентного сложения в двухканальной субпетаваттной лазерной системе, развиваемой в Институте лазерной физики СО РАН.

Когерентное сложение полей мощных лазерных импульсов является одним из наиболее перспективных методов генерации излучения ультрарелятивистской интенсивности. При этом проблема синхронизации фазовых параметров излучений в многоканальной лазерной системе может быть решена методом активной стабилизации спектрально-фазовых параметров усиленных пучков по единому оптическому стандарту[1].

В работе представлены результаты сравнительного анализа требований на параметры пучков (пространственное и угловое рассогласование, относительный временной джиттер, пространственные неоднородности и.т.д.) для реализации различными способами высокоэффективного когерентного сложения в многоканальной фемтосекундной лазерной, системе, развиваемой в ИЛФ СО РАН. Разрабатываемая системаоснована на неколлинеарном сверхширокополосном параметрическом усилении малопериодных фемтосекундных импульсов в большеразмерных кристаллах ВВОиLВО при пикосекундной накачке (частота следования импульсов 10Гц) и допускает увеличение частоты следования выше 1кГц. Проанализированы изменения пространственно – фазовых параметров в процессе параметрического усиления. Для этого развита методика и выполнены работы по трехмерному моделированию параметрических каскадов усиления малопериодных фемтосекундных импульсов с учетом углового спектра излучения импульсов накачки пикосекундной длительности, тепловых эффектов, дисторсии волнового фронта вносимой нелинейно-оптическими кристаллами. Показано, что процесс параметрического усиления в режиме насыщения может давать существенный вклад в фазовый набег, который необходимо учитывать при разработке системы стретчер-компрессор.Определены требования на размеры и пространственных угловой спектр неоднородностей излучения накачкипараметрических каскадов усиления, позволяющие обеспечить высокую эффективность когерентного сложения.

Впервые экспериментально продемонстрирована принципиальная возможностькогерентного сложения параметрически усиленных фемтосекундных импульсов (длительность 20-25 фс). Сложение импульсов с энергией 1-3 мДж с эффективностью более 90% реализовано с использованием сферического зеркала и разработанной нами прецизионной электронно-оптической схемы стабилизации относительного временного джиттера. Проведённый анализ и экспериментальные данные подтверждают отсутствие принципиальных ограничений на масштабирование по интенсивности методом когерентного сложениямощной лазерной системы, развиваемой в ИЛФ СО РАН.

Работа выполнена при частичной поддержке программы РАН «Экстремальные световые поля и их приложения» и гранта РФФИ №11-02 12164.

1. С.Н.Багаев, Е.В.Пестряков, В.И. Трунов. Оптика атмосферы и океана, **23**, 845-853, (2010).

РАЗРАБОТКА СТАРТОВОГО ФЕМТОСЕКУНДНОГО ГЕНЕРАТОРА ЛАЗЕРНОЙ СИСТЕМЫ НА КЕРАМИКЕ С ДИОДНОЙ НАКАЧКОЙ

Петров В.В., Пестряков Е.В., Лаптев А.В., Поляков К.В., Осипов В.В.*

Институт лазерной физики СО РАН, Новосибирск, Россия *Институт электрофизики УрО РАН, Екатеринбург, Россия

Представлены элементная база высокоинтенсивной фемтосекундной лазерной системы с диодной накачкой, пути развития и экспериментальная реализация задающего генератора на керамике Y₂O₃, активированной ионами иттербия, с диодной накачкой при понижении температуры активной среды до криогенных значений.

В настоящеевремя в ведущих индустриально развитых странах активно ведутся работы по созданию высокоинтенсивных лазерных систем на лазерных (СРА) и

параметрических (ОРСРА) принципах усиления фемтосекундных импульсов^{1,2}. Развитие фемтосекундных лазерных систем с диодной лазерной накачкой, работающих с высокой частотой повторения стало возможным вследствие стремительного роста технологии изготовления новых лазерных материалов, активированных ионами иттербия. Особенностью таких материалов является то, что широкие спектральные полосы и значительные коэффициенты усиления менее критичны к выбору источников полупроводниковой накачки, а использование в усилительных каскадах кристаллов и лазерных нанокерамик на основе сложных оксидов с примесными ионами иттербия с неоднородно уширенными полосами усиления позволяет поддерживать генерацию и усиление импульсов с предельно короткой длительностью, в том числе при понижении активных элементов до криогенных значений. При криогенных температуры температурах лазерные среды, активированные иттербием, переходят в режим работы по четырехуровневой схеме, что повышает в несколько раз эффективность их усиления, и кроме того, с ростом теплопроводности и уменьшением величины термооптических постоянных и коэффициентов теплового расширения твердотельных активных элементов, уменьшается величина тепловой нагрузки на активный лазерный элемент, и становится возможной работа с высокой средней мощностью и с частотой повторения импульсов до десятков килогерц.

В ИЛФ СО РАН развивается фемтосекундная система, основными блоками которой являются: - стартовый, накачиваемый диодами фемтосекундный Yb-лазер (250-300 фс, 1030 нм), излучение которого делится на два параллельных канала; параметрического ОРСРА-канал неколлинеарного усиления фемтосекундных импульсов на нелинейных кристаллах: - СРА-канал на Yb-лазерных средах с диодной накачкой, формирующий излучение накачки параметрических усилителей ОРСРА канала³. ВОРСРА-канале обеспечиваетсяпараметрическое усиление в кристаллах трибората лития –LBO отрицательно чирпованных до 10 пс в стретчере импульсов, прошедших предварительно через фотонный кристалл для обогащения спектра до 300-400 нм (центральная длина волны 1030нм). Затем импульсы преобразуются в компрессоре из чирпованных зеркал и объемных дисперсионных материалов в спектрально-ограниченные длительностью 5-7 фс с пиковой мощностью, определяемой конфигурацией параметрического усилителя.В СРА-каналеимпульсы стартового Уbлазера усиливаются до пиковых мощностей, необходимых для эффективного преобразования во вторую гармонику (515 нм) и накачки параметрического усилителя Причем СРА-каналпикосекундной ОРСРА-канала. накачки параметрических усилителей, состоящий из положительного решеточного стретчера ("чирпует" фемтосекундные импульсы стартового генератора до 1 нс), линейки последовательных криогенных усилителей на накачиваемых диодами активных Yb-средах и решеточного компрессора, формирует при преобразовании во вторую гармонику импульсы излучения длительностью 15 пс с центральной длиной волны 515 нм. Данная схема обладает рядом существенных достоинств как в сравнении с отечественными, так и зарубежными схемами.

Резонатор задающего генераторана лазерной керамике Yb:Y₂O₃(250-300 фс, 1030 нм, 70 МГц) был собран по X-образной схеме с дополнительным полупроводниковым насыщающимся поглотителем (SESAM) для пассивной синхронизации мод,накачка осуществлялась диодным лазером с волоконным выходом мощностью 6 Вт на длине волны 975 нм. Активный элемент толщиной 1,5 мм из был установлен под углом Брюстера в охлаждаемом до температуры 80 К вакуумном криостате. В резонаторе активная среда помещалась между двумя дихроичными зеркалами с радиусами кривизны 100 и 250 мм. Угол между плечами резонатора ~10° не обеспечивал полной компенсации астигматизма. Использование чирпованных зеркал для компенсации групповых скоростей вместо брюстеровских призм из материала SF-10существенно улучшило выходные характеристики излучения лазера.

Экспериментально исследовано влияние термооптических эффектов в лазерных элементах, активированных иттербием, на параметры устойчивости резонаторов при продольной диодной накачке. Теоретически рассчитана и экспериментально измерена зависимость оптической силы тепловой линзы, возникающей при диодной накачке, от поглощенной мощности накачки. Получены значения величин параметров тепловых линз (300 K) в исследованных элементах лазерных керамик: Yb:Y₂O₃–1.42 м⁻¹BT⁻¹, Yb:Sc₂O₃–3.3 м⁻¹BT⁻¹, Yb:YAG–5.0 м⁻¹BT⁻¹. На основе полученных экспериментальных данных было оценено изменение оптической силы тепловой линзы при переходе в диапазон криогенных температур. Установлено, что наибольший вклад в формирование тепловых линз в элементах из лазерных керамик дает температурное изменение показателя преломления.

Исследования спектроскопических свойств показали, что актуален поиск лазерных сред со структурным разупорядочением, у которых неоднородная часть полос уширения спектральных поглощения И усиления не зависит ОТ температуры.Значительное внимание было уделено изучению лазерных нанокерамик на основе полуторных оксидов Y_2O_3 , Sc_2O_3 и (Lu, Y)₂O₃, активированных ионами Yb³⁺, для определения перспективности их использования в качестве лазерных сред стартового генератора фемтосекундных импульсов и СРА-канала накачки. Исследованы генерационные свойства новой разупорядоченной лазерной керамики⁴ состава [Lu_{0,24}Y_{0,75}Yb_{0,01})₂O₃]_{0,88}[ZrO₂]_{0,12} для применения в качестве активного элемента системы. Реализована генерация в непрерывном режиме с диодной накачкой, дифференциальный КПД составил около 29%.

Результаты работы были использованы при создании тераваттной фемтосекундной лазерной системы, работающей с частотой повторения импульсов до 1кГц.

Работа выполнена при частичной поддержке исследований грантом РФФИ № 11-02-12164-офи-м.

- 1. Z. Major, S. Trushin, I. Ahmad, et al., *The Review of Laser Engineering*, **37**, 431-436, (2009).
- 2. E.V. Pestryakov, V.V. Petrov, V.I. Trunov, S.A. Frolov, A.V. Kirpichnikov, S.N. Bagayev, A.E. Kokh, *Proceedings of SPIE*, **7994**, 799425, (2011).
- 3. В.В. Петров, Е.В. Пестряков, В.И. Трунов, А.В.Кирпичников, М.А. Мерзляков, А.В. Лаптев, *Оптика атмосферы и океана*, **12**, 285-291, (2012).
- 4. В.В. Осипов, В.И. Соломонов, В.А. Шитов, Р.Н. Максимов, К.Е. Лукьяшин, А.Н. Орлов, *Оптика атмосферы и океана*, **12**, 207-209, (2012).

ЛОКАЛИЗОВАННЫЙ СЕТОЧНЫЙ КОНТРОЛЬ ВОЛНОВЫХ ФРОНТОВ МОЩНЫХ ЛАЗЕРНЫХ СИСТЕМ Полещук А.Г.*, Седухин А.Г.*, Хомутов В.Н.*, Шиманский Р.В.*, Трунов В.И.**, Фролов С.А.**

*Институт автоматики и электрометрии СОРАН, Новосибирск, Россия, **Институт лазерной физикиСОРАН, Новосибирск, Россия

Для контроля и анализа мелкоструктурных флуктуаций волновых фронтов мощных фемтосекундных лазерных систем предложен и исследован модифицированный датчик Шака-Гартмана. Маска датчика представляет собой двухмерный массив отверстий (64х64) с приближенно гауссовым распределением оптического пропусканияв непрозрачном экране.

При создании петаваттных источников излучения на основе когерентного сложения излучений в многоканальной лазерной системе¹, возникает необходимость детального контроля генерируемых волновых фронтов. Для этого обычно применяют датчики волнового фронта Шака-Гартмана, которые представляют собой комбинацию микролинзового растра (МР) и фотоматрицы². Каждая субапертура МР собирает на всей своей площади часть лучей анализируемого волнового фронта и концентрирует их в соответствующем пятне рассеяния на фотоматрице. Интегральное действие субапертуры, в пределах множества зон Френеля, приводит, однако, к усреднению информации о форме волнового фронта по площадке субапертуры и препятствует более точной, мелкоструктурной, детализации контролируемого фронта. Кроме того, учитывая большой запас мощности в системах фемтосекундных лазеров, высокая световая эффективность указанного растра теряет свое принципиальное значение. В этой связи, в данной работе предлагается осуществить частичный возврат к исходному типу амплитудных масок, введенных Гартманом, с расположением отверстий в узлах прямоугольной сетки.

Показано, что при выборе оптимального размера отверстий на субапертурах порядка размера одной зоны Френеля, можно многократно снизить интегрирующее действие MP и получить детальный анализ формы волнового фронта, с минимальным усреднением по поперечному сечению небольшой лучевой трубки. Кроме того, для снижения взаимной интерференции пятен рассеяния смежных субапертур, предлагается осуществить амплитудное сглаживание краев их отверстий (аподизацию), с получением приближенно гауссовой формы профиля пропускания по площадкам субапертур. Поперечное (в пределах субапертуры) сканирование волнового фронта, например, внешним сканером, позволяет резко повысить пространственное разрешение анализа волнового фронта. В разработанном образце модифицированного датчика Шака-Гартмана (МД) применена маска в виде двухмерного массива отверстий (64х64) с гауссовым распределением оптического пропусканияи GigE1" видеокамера с разрешением 2048х2048. Полутоновая маска для МД изготовлена по лазерной термохимической технологии в пленке хрома. Представлены результаты численного моделирования, технологии изготовления и экспериментальной апробации МД с маской при гауссовой форме пропускания субапертури их сеточном расположении. Осуществлен контроль волновых фронтов в каскадах мощного фемтосекундного лазера. Работа выполнена в рамках междисциплинарного проекта № 112 СО РАН.

1. С.Н.Багаев, Е.В.Пестряков, В.И. Трунов. Оптикаатмосферьиокеана, **23**, 845-853 (2010).

2. B.C. Platt, R. Shack, Journal of Refractive Surgery, 17, S573-S577 (2001).

ГЕНЕРАЦИЯ СВЕРХКОРОТКИХ ИНФРАКРАСНЫХ ИМПУЛЬСОВ ПРИ ЧЕТЫРЕХВОЛНОВОМ СМЕШЕНИИ В ФЕМТОСЕКУНДНОМ ФИЛАМЕНТЕ Анапосре В А. Пенер II А. Коссерере О.Г.

Андреева В.А., Панов Н.А., Косарева О.Г.

Московский Государственный Университет им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия

Показана возможность генерации инфракрасных импульсов изнескольких периодов светового поля при четырехволновом смешении затравочного импульса и высокоинтенсивного поля фемтосекундного филамента.

Филаментация фемтосекундного лазерного излучения, исследуемая с конца 20ого века¹, вызывает значительный интерес и в настоящее время^{2, 3}. Высокая интенсивность в филаменте⁴ обеспечивает эффективное протекание различных нелинейных процессов: генерацию терагерцового излучения^{5,6} и 3й гармоники^{7,8}, вращение эллипса поляризации на основной частоте^{9,10} и на частоте 2й гармоники^{11,12}, четырехволновое смешение (ЧВС)¹³ и т.д.

ЧВС происходит при совместном распространении высокоинтенсивного филамента, формируемого мощным фемтосекундным лазерным импульсом с несущей частотой ω_0 , и фемтосекундного излучения с несущей частотой ω_1 и приводит к генерации сигнального импульса¹⁴. Экспериментально наблюдалась генерация импульсов в видимом, инфракрасном¹³(ИК), дальнем ИК¹⁵, а также в ультрафиолетовом^{16, 17} диапазонах. В стационарном приближении невырожденного ЧВС¹⁴ частота сигнального импульса ω_2 выражается как

 $\omega_2 = \omega_0 + \omega_0 - \omega_1.$

(1)

Сжатые в филаменте импульсы на основной частоте имеют длительность 2 — 3 колебания светового поля^{18, 19}. При длине волны затравочного излучения (λ_1) 420 — 490 нм, сигнальное излучение, согласно (1), будет генерироваться в ИКобласти с периодом 7 — 28 фс. Так как длительность сигнальных импульсов определяется длительностью самосжатого импульса в филаменте, то возможна генерация ИК импульсов длительностью около 1 колебания поля. Формирование таких импульсов интересно с точки зрения генерации высших оптических гармоник, аттосекундных импульсов, исследования сверхбыстрых процессов.

Цель данной работы состоит в исследовании возможности генерации ИК сигнального импульса длительностью около одного колебания поля при ЧВС в филаменте.

Модели филаментации мощного фемтосекундного излучения, основанные на представлении об огибающей поля^{20, 21}, для исследования предельно коротких импульсов некорректны. Поэтому для моделирования ЧВСпри филаментации в аргоне применена полевая модель²², не налагающая условий на длительности импульсов и ширины их спектров.Для лазерного излучения, распространяющегося вдоль оси z можно получить скалярное уравнение для однонаправленного распространения импульса в Фурье-представлении²²

$$2ik_{z}\frac{\partial}{\partial z}\hat{E}(\omega,z) = 2k_{z}^{2}\hat{E}(\omega,z) + \frac{\omega^{2}}{c^{3}}\hat{P}(\omega,z) + \frac{4\pi i\omega}{c^{3}}\hat{j}(\omega,z)$$
(2)

где E — электрическое поле, P — нелинейная часть поляризации, j — плотность тока, ε — диэлектрическая проницаемость среды, c — скорость света, ω — частота излучения, k_z — продольное волновое число. Величины с "^" — Фурье-образы, без зависят от времени.

Рассмотрена генерация ИК сигнального излучения при ЧВС импульса накачки (с индексом "0") и затравочного излучения (с индексом "1").

$$E(r, z=0, \tau) = \exp\left(-\frac{r^2}{2a^2}\right) \times \left(E_0 \exp\left(-\frac{\tau^2}{2\tau_0^2}\right) \cos(\omega_0 \tau) + E_1 \exp\left(-\frac{\tau^2}{2\tau_1^2}\right) \cos(\omega_1 \tau)\right)$$
(3)

Энергия импульса накачки $W_0 = 3.2 \text{ мДж}$, длительность $2\tau_0 = 54 \text{ фc}$, несущая частота ω_0 соответствует центральной длине волны $\lambda_0 = 800 \text{ нм}$; затравочного — $W_1 = 10 \text{ мкДж}$, $2\tau_1 = 100 \text{ фc}$, $\lambda_1 = 420 - 490 \text{ нм}$; 2a = 1 мм — диаметр пучка, $r = \sqrt{x^2 + y^2}$.

Рассмотрим эволюцию сигнального излучения в поле филамента с расстоянием *z*при λ_1 =450 нм. На рис. 1(а) представлена зависимость пиковой интенсивности в филаменте от расстояния распространения *z* в начале филаментации, на вставке — во
всем диапазоне расстояний существования филамента. На расстояниях z = 2.3, 2.7, 3.0 м построены временные распределения поля (рис. 1(б, г, е)) и спектры (рис. 1(в, д, ж)) ИК импульса. На рис. 1(б, г, е) серыми кривыми представлены временные распределения полного поля импульса E, а черными — его ИК сигнальной части (более 1500 нм). Черные кривые на спектрах импульса (в, д, ж) соответствуют спектру на расстоянии z, серые — при z = 0.



Рис. 1. (а) — зависимость пиковой интенсивности от расстояния распространения. (б, г, е) — временные формы импульса в филаменте (сумма накачки, затравки и сигнального — серая кривая) и инфракрасного сигнального (черная кривая). (в, д, ж) — спектр импульса на расстоянии *z* (черная кривая) и начальный спектр при *z* = 0 (серая кривая). На (д) показан соответствующий спектр в отсутствие затравочного импульса. (б, в) соответствует расстоянию *z* = 2.3 м, (г, д) — *z* = 2.7 м, (е, ж) — *z* = 3.0 м

Рис. 1(б, в) (z = 2.3 м) соответствует случаю формирования филамента, когда роль самонаведенной лазерной плазмы пренебрежимо мала. Генерируется слабый ИК импульс с периодом около 8 фс и длительностью менее 20 фс. Развитый филамент на расстоянии z = 2.7 м (рис. 1(г, д)) генерирует широкое ИК крыло с центральной длиной волны 2.2 мкм. Период осцилляции поля ИК излучения составляет 6.5 фс. Длительность импульса ИК излучения составляет менее двух его периодов. Таким образом, в начале филаментации возможно формированние импульсов из нескольких колебаний поля за счет генерации разностной частоты при ЧВС.Отметим принципиальную роль излучения затравки с точки зрения генерации ИК импульса. На вставке рис. 1(д) изображен спектр импульса z = 2.7 м при филаментации без затравочного импульса на входе в нелинейную среду (в (6) $E_1 = 0$).

С увеличениемz до 3.0 м (рис. 1(е, ж)) структура импульса усложняется, возникает яркая модуляция. Его ИК и видимая части «сливаются». Длительность импульса возрастает.

Формула (1) для газов может быть переписана для длин волн в виде

$$\frac{1}{\lambda_2} = \frac{2}{\lambda_0} - \frac{1}{\lambda_1}.$$
(4)

Согласно (4), случаю $\lambda_1 = 450$ нм должен соответствовать сигнальный импульс с $\lambda_2 = 3.6$ мкм, но из рис. 1(д) следует значение 2.2 мкм, т.е. выражения (1, 4), найденные в стационарном приближении, несправедливы.

Проверим его справедливость для различных длин волн накачки. На рис. 2 показаны временные распределения поля (а, в, д) и спектра импульса (б, г, е) на расстоянии z = 2.7 м; (a, б) соответствуют $\lambda_1 = 420$ нм, (в, г) — 450 нм, (д, е) — 480 нм. стационарной теории (1, 4) λ_2 равна соответственно Согласно 8.4 мкм $(\lambda_1 = 420 \text{ нм}), 3.6 \text{ мкм} (\lambda_1 = 450 \text{ нм})$ и 2.4 мкм $(\lambda_1 = 480 \text{ нм})$. Результаты моделирования показывают, что на расстоянии z = 2.7 м при длине волны затравки $\lambda_1 = 420$ нм максимум в ИК области лежит в окрестности 3 мкм, при $\lambda_1 = 450$ нм — около 2.2 мкм, λ₁ = 480 нм — около 1.8 мкм. Значит стационарная теория плохо применима для исследования генерации ИК сигнального импульса приЧВС.



Рис. 2. Временные распределения электрического поля (а, в, д) и его спектры (б, г, е) на расстоянии z = 2.7 м при различных длинах волны затравочного импульса. На (а, в, д) серой кривой показано полное поле импульса, черной — низкочастотного сигнального импульса. На (б, г, е) черные кривые соответствуют спектрам на расстоянии z = 2.7 м, серые — при z = 0. (а, б) получены при длине волны затравки λ₁ = 420 нм, (в, г) — λ₁ = 450 нм, (д, е) — λ₁ = 480 нм. Вставка к (б) иллюстрирует видимую часть спектра для всех начальных длин волн накачки. На вставке к (е) показан спектр излучения в диапазоне 1 — 6 мкм.

Но(1, 4) выражаютзакон сохранения энергии, и результаты моделирования не должны ему противоречить. Видимая часть спектра представляют собой двугорбую структуру (вставка к рис. 2(б)) в следствие кроссвзаимодействия с излучением накачки. Пусть длинноволновые «горбы» имеют центральные длины волн λ'_1 , а максимумы спектральной интенсивности в ИК — λ'_2 . При замене λ_1 и λ_2 на них в (4), оно справедливо с точностью не хуже 4%. Аналогично излучение «коротковолнового» горба с максимумом на длине волны λ''_1 участвует в генерации сигнального излучения с максимумом на длине волны λ''_2 , лежащей дальше в ИК области по сравнению с λ'_2 ,

согласно (4). Это говорит о согласии результатов моделирования с законом сохранения энергии.

Таким образом, показана возможность формирования импульсов из нескольких колебания поля за счет генерации разностной частоты за счетЧВСпри филаментации фемтосекундного лазерного излучения в аргоне.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (гранты 12-02-01368a, 11-02-12061-офи-м-2011), гранта Президента РФ для молодых кандидатов наук МК-5996.2012.2, гранта поддержки ведущих научных школ 6897.2012.2, фонда "Династия" и программы "УМНИК".

- 1. A. Braun, G. Korn, X. Liuet al., Opt. Lett., 20, 73 (1995).
- 2. L. Bergé, S. Skupin, R. Nuter et al., Reports on Progress in Physics70, 1633 (2007).
- 3. В.П. Кандидов, С.А. Шлёнов, О.Г. Косарева, Квант. электрон. 39, 205 (2009).
- 4. O.G. Kosareva, W. Liu, N.A. Panov et al., Las. Phys. 19, 1776 (2009).
- 5. X. Xie, J. Dai, X.-C. Zhang, Phys. Rev. Lett. 96, 075005 (2006).
- 6. C. D'Amico, A. Houard, S. Akturk et al., New Journ. Phys. 10, 013015 (2008).
- 7. N. Akozbek, A. Iwasaki, A. Becker et al., Phys. Rev. Lett. 89, 143901 (2002).
- 8. N. Akozbek, S.A. Trushin, A. Baltuska et al., New Journ. Phys. 8, 177 (2006).
- 9. M. Kolesik, J.V. Moloney, E.M. Wright, Phys. Rev. E, 64, 046607 (2001).
- 10. Н.А. Панов, О.Г. Косарева, А.Б. Савельев и др., *Квант. электрон.* **41**, 160 (2011).
- 11. P. Béjot, Y. Petit., L. Bonacina et al., Opt. Express 16, 7564 (2008).
- 12. O. Kosareva, N. Panov, V. Makarov, et al., Opt. Lett. 35, 2904 (2010).
- 13. F. Theberge, N. Akozbek, W.W. Liu et al., Phys. Rev. Lett. 97, 023904 (2006).
- 14. S. Yuan, T.-J. Wang, O. Kosareva et al., Physical Review A84, 013838 (2011).
- 15. И.Р. Шен «Принципынелинейнойоптики» (Издательство «Наука», Москва, 1989).
- 16. T. Fuji, T. Suzuki, Optics Letters 32, 3330 (2007).
- 17. T. Fuji, T. Horio, T. Suzuki, Optics Letters 32, 2481 (2007).
- 18. P. Zuo, T. Fuji., T. Suzuki, Optics Express18, 16183 (2010).
- 19. C.P. Hauri, W. Kornelis, F.W. Helbing et al., Appl. Phys. B79, 673 (2004).
- 20. T. Brabec, F. Krausz, *Physical Review Letters*78, 3282 (1997).
- 21. N. Akozbek, M. Scalora, M.C. Bowden, S.L. Chin, *Optics Communications*191, 353, (2001)
- 22. M. Kolesik, J.V. Moloney, *Physical Review E70*, 036604 (2004).

НЕЛИНЕЙНО-ОПТИЧЕСКИЙ ОТКЛИК АТОМА: СПОСОБЫ УПРАВЛЕНИЯ ПАРАМЕТРАМИ СПЕКТРА ВЫСОКИХ ГАРМОНИК

А.В. Андреев, С.Ю. Стремоухов, О.А. Шутова*

*Физический факультет МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия

В работе рассмотрены два способа управления спектром атомного отклика за счет его асимметрии:(1) при варьировании поляризации падающего импульса; (2) при варьировании асимметрии фазы несущей частоты импульса и огибающей в импульсах длительностипорядка периода колебаний.

В настоящей работе развивается теория отклика атома, находящегося в состоянии с произвольным значением и направлением углового момента по отношению к направлению вектора поляризации линейно поляризованной волны. Показано, что развиваемый аппарат позволяет описывать взаимодействие атома с суперпозицией лазерных импульсов, имеющих произвольное состояние поляризации, различные временные профили и несущие частоты. Помимо чисто теоретического интереса указанная задача представляет большой практический интерес, поскольку позволяет принципиально новые методы управления спектром нелинейно предложить оптического отклика атома (НООА) при воздействии интенсивных лазерных импульсов. Исследования в области изучения явления НООА до сих пор привлекают значительный интерес (см., например, обзор [1]), который обусловлен тем, что спектр отклика простирается от длинноволнового (ТГц и радиочастоты) до коротковолнового (ВУФ и рентгеновское излучение) диапазонов, а, следовательно, появляется возможность получения источников когерентного излучения в широком спектральном диапазоне.

Подавляющее большинство работ по исследованию НООА выполнено при использовании линейно поляризованного монохроматического лазерного излучения. Однако уже в ряде ранних работ было показано, что спектр генерации высоких оптических гармоник существенно зависит как от спектрального состава падающего поля, так и от состояния его поляризации. Например, в работах [2-3] был предложен метод двухимпульсного двухчастотного управления спектром генерации высоких оптических гармоник (ГВГ), а в работе [4], по-видимому, впервые была рассмотрена возможность поляризационного управления.

Суть предлагаемой теории нерезонансного отклика атома состоит в применении для расчета матричных элементов квантово-механических операторов не базиса собственных волновых функций свободного атома $u_n(\vec{r})$, а базиса собственных функций краевой задачи для «атома в поле» $\varphi_n(\vec{r},t)$. Как показано в наших предыдущих работах [5-7 и др.], в нерелятивистском случае эта задача имеет точное аналитическое решение: $\varphi_n(\vec{r},t) = u_n(\vec{r}) \exp\left[i(q/\hbar c)\vec{A}(t)\vec{r}\right]$. Специфика собственных волновых функций краевой задачи об «атоме в поле» состоит в том, что пространственная симметрия собственных волновых функций указанной задачи определяется цилиндрической симметрией внешнего поля. Действительно, в сферически симметричном поле сила, действующая на электрон, зависит лишь от расстояния между электроном и ядром и не зависит от ориентации углового момента атомного электрона, следовательно, угловое распределение собственных волновых функций в системе координат, связанной с направлением углового момента атома, остается неизменным. Напротив, при движении электрона в суперпозиции сферически симметричного внутриатомного поля и цилиндрически симметричного внешнего поля пространственное распределение волновой функции не может не зависеть от взаимной ориентации углового момента атома и направления вектора поляризации внешней волны. В рамках классической физики это означает, что изменение траектории движения атомного электрона при появлении внешнего поля не может не зависеть от направления вектора поляризации внешнего поля и его временной структуры. Возникающая асимметрия пространственного распределения волновой функции зависит от времени, что и приводит к отклику атома. Таким образом, отклик атома связан со светоиндуцированной анизотропией формы волновой функции электрона и обусловлен работой, совершаемой внешним полем по перемещению электрона во внутриатомном потенциале.

Такой подход имеет два важных следствия. Во-первых, поскольку атомный потенциал является негармоническим, в отклике атома возникают гармоники несущей

частоты поля, амплитуда которых растет с ростом напряженности поля. Во-вторых, рассеяние является упругим в том смысле, что атом не совершает переходов между различными стационарными состояниями свободного атома, а обусловлен лишь изменением формы волновой функции основного состояния атома, поэтому отклик возможен в «одноуровневом» приближении.

Базисы краевой задачи свободного атома и задачи об «атоме в поле» являются полными и ортонормированными, поэтому любую собственную волновую функцию одного базиса можно разложить по собственным функциям другого базиса. Например,

$$u_n(\vec{r}) = \sum_m V_{nm} \varphi_m(\vec{r},t)$$
, где $V = \exp\left(-i\frac{q}{\hbar c}\vec{A}(t)\vec{r}\right)$. Для вектора электрической

поляризации для одиночного атома получаем

$$\vec{P}(t) = \sum_{n,m,p,q} a_n^*(t) a_m(t) V_{np}^{-1}(t) \vec{d}_{pq} V_{qm}(t).$$

В частности, если атом в процессе рассеяния всегда находится в основном состоянии n = 0, то $a_n(t) = \delta_{n0}$, и мы получаем

$$\vec{P}_{0}(t) = \sum_{p,q} V_{0p}^{-1}(t) \vec{d}_{pq} V_{q0}(t).$$

Таким образом, в рамках развиваемого подхода основную роль начинают играть матричные элементы оператора преобразования V_{nm} . Эти матричные элементы сводятся к матричным элементам дипольного момента лишь в приближении слабых полей. В общем случае они представляют собой ряд матричных элементов всех степеней $(\vec{A}(t)\vec{r})^n$.

В качестве безразмерного управляющего параметра в нашей задаче выступает параметр

$$\mu(t)=\frac{qA(t)a_{B}}{\hbar c},$$

где a_B - боровский радиус. Вводя амплитуду векторного потенциала A_0 , в определим параметр μ_0 следующим равенством

$$\mu_0 = \frac{qA_0a_B}{\hbar c} = \frac{eE_0a_B}{\hbar\omega} = \frac{2U_0}{\hbar\omega}\frac{E_0}{E_{at}},$$

где $U_0 = Ry$ - энергия ионизации атома водорода, называемая Ридбергом, а E_{at} - напряженность внутриатомного поля, определяемая выражением $E_{at} = e/a_B^2$. Проводя преобразования, мы использовали соотношение $E_0 = \omega A_0/c$.

В рамках данного подхода был произведен численный расчет уравнения Шредингера для задачи об «атоме в поле» для случая атома аргона, облучаемого последовательностью двух импульсов с частотами кратными 2. Результаты, полученные, например, в области ТГц излучения, представлены на рис.1. Они демонстрируют выраженную зависимость от состояния поляризации полевой системы и возможность оптимизации выхода излучения.

Исследования по зависимости HOOA от асимметрии фазы несущей частоты импульса и огибающей в импульсах длительности порядка периода колебаний, т.н. CEP (carrier-envelopephase) эффекты рассмотрены в рамках полуаналитических расчетов в одноуровневом приближении и также демонстрируют зависимость отклика от этого фактора, широко наблюдаемую экспериментально в настоящее время (напр., [8]).



Рис.1. Зависимость выхода терагерцового излучения от угла между поляризациями компонент двухцветного поля, рассчитанная при $\mu_{01} = \mu_{02} = 0.1$, $\tau_1 = \tau_2 = 4.25$ фс и $t_{02} - t_{01} = 0$ (a)), $t_{02} - t_{01} = 13.32$ фс (б))

1. Р. А. Ганеев, УФН, 179 (1), 65 (2009).

2. Y.Y.Yin, etal. PRL, 69, 2353 (1992).

3. S.Watanabe, etal. PRL, 73, 2692 (1994).

4. P.B.Corkum, N.H.Burnett, and M.Y.Ivanov, Opt.Lett, 19, 1870 (1994).

5.A.V Andreev, S.Yu. Stremoukhov, O.A. Shoutova, Eur. PhysJournD, 66 (2012).

6. А.В. Андреев, С.Ю. Стремоухов, О.А. Шутова, Письма в ЖЭТФ, **93**, 8, 522 (2011).

7. А.В. Андреев, С.Ю. Стремоухов, О.А. Шутова, ЖЭТФ, **138**, 6(12), 1060 (2010).

8. T. Rathje et al. J. Phys. B: Mol. Opt. Phys. 45, 074003 (2012).

ГЕНЕРАЦИЯ СТАТИЧЕСКОЙ КОМПОНЕНТЫ ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ ИМПУЛЬСА С КВАДРАТИЧНО НЕЛИНЕЙНОЙ СРЕДОЙ: ОПТИЧЕСКОЕ ВЫПРЯМЛЕНИЕ КолесниченкоП.В., Козлов В.В.

Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург, Россия

Продемонстрирована возможность генерации статической компоненты при взаимодействии фемтосекундного импульса с арсенидом галлия.Рассматриваются две модели – взаимодействие с монослоем вещества и со слоистой структурой. Показано, что во втором случае эффективность генерации статической компоненты на порядок выше.

Электромагнитный импульс, в спектре которого содержится не равная нулю статическая компонента, называется униполярным импульсом ¹. Одним из возможных приложений униполярных электромагнитных импульсов могло бы стать, например, ускорение электронов в плазме, что в конечном итоге, вероятно, привело бы к созданию источника рентгеновского излучения, подобного лазеру ². Однако, в научной литературе (см., например, работы ³⁻⁴) имели место дебаты по поводу самой возможности создания какого-либо источника униполярных импульсов несмотря на то, что они формально являются решениями уравнений Максвелла. Тем не менее, в работе ¹ демонстрируется возможность генерации униполярного импульса с помощью обычного неуниполярного лазерного импульса, падающего нормально на слой нелинейной среды.

В данной работе с помощью численного метода FDTD (Метод Конечных Разностей во Временной Области) промоделирован процесс распространения фемтосекундного лазерного импульса сквозь квадратично нелинейную среду общей толщиной 7.224 мкм(рис.1). Импульс представляет собой волновой пакет гауссовой формы сцентральной длиной волны 1498 нм и шириной на полувысоте равной 7.57 фс. На данной длине волны арсенид галия характеризуется линейным показателем преломления (3.34) и при используемых уровнях интенсивности значительной квадратичной нелинейностью.



Рис. 1. Геометрия численного эксперимента (используется GaAs-монослой). Вертикальные линии изображают границы монослоя.

На Рис. 1 показан конечный фрейм анимации, полученной в результате моделирования задачи распространения импульса через исследуемый монослой арсенида галия. Падающий импульс, проходя через слой GaAsuспытывает удлинение во времени и приобретает положительный чирп. На Рис. 2 показаны спектры падающего, прошедшего и отраженного излучений для случая, когда линейный показатель преломления монослоя равен единице. При этом можно явно наблюдать гребенку четных гармоник, характерную для квадратичного отклика среды. Наиболее важным в контексте рассматриваемой проблемы является то, что в спектрах прошедшего и отраженного излучений наблюдается отличная от нуля статическая компонента, которая сильно возрастает по величине, когда линейный показатель преломления среды увеличивается от единицы до значения 3.34, характерного для Как показано в работе¹, генерация статической компоненты происходит в GaAs. результате отражения импульса на индуцированной импульсом неоднородности показателя преломления (то есть, в результате нелинейного отражения). Тот факт, что увеличение линейного показателя преломления приводит к более эффективной генерации статической компоненты при переходе от n=1 к n=3.34 объясняется тем, что импульс более эффективно локализуется внутри нелинейного слоя GaAs. Многократные отражения увеличивают время взаимодействия импульса с нелинейной средой, и тем самым повышают эффективность нелинейного (а не только линейного) импульса на наведенной импульсом неоднородности отражения показателя преломления, что и проявляется в более эффективной генерации статической компоненты.



Рис. 2. Спектры падающего, прошедшего и отраженного излучений

Повышение эффективности линейного отражения с целью увеличения эффективности нелинейного отражения в свою очередь привело нас к идее перехода от монослоя к геометрии мультислоя. Здесь мультислой понимается как слоистая структура, состоящая из чередующихся слоев линейного диэлектрика (в нашем численном примере, имеющего показатель преломления равный единице), и квадратично-нелинейной среды (в нашем примере GaAs), причем толщина мультислоя

остается равной толщине монослоя (Рис. 3). Такая геометрия означает, что толщина слоя GaAs в монослое превышает общую толщину слоев GaAs в мультислое в два раза. Казалось бы, что уменьшение длины нелинейного взаимодействия в мультислое должно привести к значительному падению эффективности генерации статической компоненты по сравнению с монослоем. Однако, ΜЫ наблюдаем прямо противоположный эффект, а именно повышение эффективности генерации статической компоненты в мультислое в 20 раз по сравнению с монослоем. Этот гигантский рост эффективности приводит нас к заключению о преимуществе слоистой структуры по сравнению с однородным монослоем нелинейной среды.

Предлагаемая нами новая геометрия эксперимента может оказаться полезной в экспериментах по нелинейно-оптической генерации статической компоненты.



Рис. 3. Геометрия численного эксперимента (слоистая структура «GaAs-линейный диэлектрик»)

- 1. V.V. Kozlov, N.N.Rosanov, C. DeAngelis, S. Wabnitz, *Phys. Rev.*, A **84**, 023818, (2011).
- 2. B. Rau, T. Tajima, H. Hojo, Phys. Rev. Lett., 78, №17, 3310-3313, (1997).
- 3. K.-J. Kim, K.T. McDonald, G.V. Stupakov, M.S. Zolotarev, *Phys. Rev. Lett*, **84**, №14, 3210, (2000).
- 4. B. Rau, T. Tajima, H. Hojo, Phys. Rev. Lett, 84, No14, 3211, (2000).

ГЕНЕРАЦИЯ АТТО-ИМПУЛЬСОВ ПРИ ОТРАЖЕНИИ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ РЕЛЯТИВИСТСКОЙ ИНТЕНСИВНОСТИ ОТ МИШЕНИ ОГРАНИЧЕННОГО РАЗМЕРА Андреев А.А., Платонов К.Ю.

НИИ Лазерной Физики ВНЦ "ГОИ им. С.И. Вавилова", Санкт Петербург, Россия

Исследована схема эффективной генерации коротких плотных электронных сгустков и рентгеновских импульсов при падении под большим углом релятивистски интенсивного лазерного импульса на тонкую полуограниченную в поперечном направлении лазерную мишень. Получены зависимости параметров электронных сгустков (числа частиц, энергии, толщины, угла вылета сгустка) от угла падения и лазерной интенсивности. Также показано, что при отражении от мишени лазерная волна релятивистской интенсивности помимо генерации сгустков эффективно (коэффициент преобразования по энергии достигает ~20%) конвертируется в последовательность аттоимпульсов длиной в десятки нанометров, следующих друг за другом через период исходной лазерной волны. Наиболее коротковолновые аттоимпульсы эффективно генерируются только при больших ($\geq 50^{\circ}$) углах падения лазерного импульса на мишень. Совместное движение электронных сгустков и аттоимпульсов зеркального направления приводит к отсутствию расплывания сгустков на макроскопических длинах (вплоть до единиц миллиметров). Полученные сверхкороткие импульсы излучения и электронов могут быть использованы для

диагностики сверхбыстрых процессов и вторичной генерации коротких рентгеновских импульсов другого энергетического диапазона.

ДАЛЬНЕЙШИЕ ОБОБЩЕНИЯ БЕЙТМАНОВСКОГО РЕШЕНИЯ. НОВЫЕ СИЛЬНО ЛОКАЛИЗОВАННЫЕ ПУЧКИ И ПАКЕТЫ Киселев А.П., Плаченов А.Б.*, Чаморро-Посада П.**

Санкт-Петербургское отделение математического института им. В.А.Стеклова РАН, Санкт-Петербург, Россия *МГТУ МИРЭА, Москва, Россия **Университет Вальядолида, Вальядолид, Испания

Рассматриваются точные решения волнового уравнения, содержащие произвольную функцию – форму волны. Специальный выбор формы волны позволяет получить решения, имеющие вид нестационарных пучков и пакетов, гауссовски локализованных в пространстве и времени.

В параксиальной теории построен ряд важных приближённых решений, в том числе астигматические пучки [1] и наклонные пучки (tiltedbeams) [2]. Отталкиваясь от классического точного решения Бейтмена [3,4], мы строим новые решения с произвольной формой волны, у которых фаза которой обладает свойствами, аналогичными фазам упомянутых параксиальных решений. Выбор формы волны позволяет получить как точные волновые пучки, так и точные волновые пакеты, в том числе сильно локализованные [5-7].

- 1. J.A. Arnaud, H. Kogelnik, Appl. Opt., 8, 1687-1693 (1969).
- 2. Y. Hadad, T. Melamed, Progr. Electromagnet. Res., 102, 65-80 (2010).
- 3. H. Bateman, Proc. London Math. Soc., 7, 70-89 (1909).
- 4. А.П. Киселев, Опт. и спектр., 102, №4, 661-681 (2007).
- 5. A.P. Kiselev, A.B. Plachenov, P. Chamorro-Posada, *Phys. Rev. A*,**85**, 043835, 1-11 (2012).
- 6. А.Б. Плаченов, Зап. научн. сем. ПОМИ, **393**, 224-233 (2011).
- 7. Y. Hadad, T. Melamed, IEEE Trans. Ant. Prop., 59,3855-3862 (2011).

ОСОБЕННОСТИ САМОВОЗДЕЙСТВИЯ ОДНОПЕРИОДНЫХ ВОЛН В НЕЛИНЕЙНЫХ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ СРЕДАХ Дроздов А.А., Козлов С.А., Сухоруков А.А.*, Кившарь Ю.С.*

Санкт-Петербургский национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики, Санкт-Петербург, Россия *Australian National University, Canberra ACT 0200, Australia

Показано, что основным эффектом самовоздействия световых волн из малого числа колебаний в изотропных диэлектрических средах с кубической по полю нелинейностью является генерация высокочастотного излучения, верхняя граница спектра которого увеличивается при сокращении числа колебаний исходной волны.

Самовоздействие сверхкоротких световых импульсов в прозрачных оптических средах теоретически изучалось ранее в большом числе работ (смотри, например, монографию ¹ и ссылки в ней).По-видимому, одной из привлекших наибольший интерес исследователей реализаций самовоздействия сверхкоротких импульсов стало наблюдение в ряде материалов сверхуширения спектра излучения, когда ширина спектра становится соизмеримой с его центральной частотой². В последнее десятилетие особо большой интерес вызывали исследования особенностей самовоздействия импульсов, содержащих лишь около десятка и менее колебаний светового поля³. В работе ⁴самовоздействие света в виде его фазовой самомодуляциивпервые экспериментально наблюдалось уже для предельно коротких по числу колебаний однопериодных терагерцовых импульсов. В настоящей работе особенности самовоздействия однопериодных световых волн в изотропных диэлектрических средах с дисперсией и безынерционной кубической по полю нелинейностью рассмотрены теоретически.

Уравнение, описывающее однонаправленную динамику линейно поляризованного излучения, спектр которого находится в области прозрачности диэлектрической среды с дисперсией и безынерционной кубической по полю нелинейностью, может быть представлено в виде³:

$$\frac{\partial E}{\partial z} + \frac{N_0}{c} \frac{\partial E}{\partial t} - a \frac{\partial^3 E}{\partial t^3} + b \int_{-\infty}^t E dt' + g E^2 \frac{\partial E}{\partial t} = 0, \qquad (1)$$

где E(z,t) – напряженность электрического поля световой волны; z - направление, вдоль которой она распространяется; t – время; c - скорость света в вакууме; N_0 , a, b - параметры, характеризующие зависимость линейного показателя преломления n_0 среды от частоты ω излучения:

$$n_0(\omega) = N_0 + ac\omega^2 - bc\omega^{-2}, \qquad (2)$$

параметр g характеризует безынерционную кубическую по полю нелинейность поляризационного отклика среды и связан с коэффициентом её нелинейного показателя преломления n_2 соотношением $g = 2n_2/c$. Особенности самовоздействия однопериодных световых волн, генерируемых, например, в терагерцовом спектральном диапазоне⁴, рассматривали для сред с нормальной групповой дисперсией (b=0). Самовоздействие оптических волн при большем числе колебаний изучали также для сред с аномальной групповой дисперсией ($b \neq 0$).

На рис. 1 (а, б) иллюстрированынормированное начальное полегауссовой волны

вида $E(0,\tau) = \exp\left(-\left(\frac{T_0\tau}{4\tau_p}\right)^2\right)\sin\left(\frac{\pi}{2}\tau\right)$ и его спектр, а на рис. 1 (в, г) представлены эти же

зависимостина выходе из нелинейной средысо слабой дисперсией при различныхначальных отношениях τ_p/T_0 .Из рис. 1(г) видно, что при уменьшении соотношения τ_p/T_0 (т.е. числа колебаний в импульсе) наблюдается уширение выходного спектра, а также смещение его нуля в высокочастотную область, положение которого показано белой линией. Видно также, что основным эффектом самовоздействия однопериодной ($\tau_p/T_0 = 0.3$) световой волны в нелинейной среде со слабой дисперсией является обращение в ноль на утроенной центральной частоте спектральной плотности генерируемого излучения из-за интерференции уширений спектра вследствие фазовой самомодуляции и генерации излучения утроенных частот.



изменения в нелинейной среде со слабой дисперсией (в, г) в зависимости от отношения τ_p/T_0 . Белая линия (г) соответствует нулю спектральной добавки. τ, Ω - нормированные время и частота

На рис. 2 (а, б) приведены изменения временной (а) и спектральной (б) структуры световых импульсов из малого числа колебаний на выходе из нелинейной среды с сильной дисперсией в зависимости от соотношения τ_p/T_0 . Видно, что и в среде с сильной дисперсией также происходит обращение в ноль выходного спектра, положение частот которого показано белой линией на рис. 2 (б). Однако в этом случае в спектрах появляются серии минимумов. Из рис. 2 (б) видно, что отсутствие третьей гармоники может происходить для нескольких значений нормированных входных длительностей импульсов, например, для $\tau_p/T_0 = 0.4$ и $\tau_p/T_0 = 0.7$.



колебаний в нелинейной среде с сильной дисперсией в зависимости от соотношения τ_p/T_0

На рис. 3 представлены результаты численного моделирования по полевому уравнению (1) изменения модуля спектра при распространении одного и того же гауссового светового импульса в кварцевом волокне одинаковой длины при разных соотношениях $N = \tau_p / T_0$. Наблюдаемая осциллирующая структура уширенных спектров возникает из-за фазовой самомодуляции излучения ¹. Спектральный пик в низкочастотной области наиболее интенсивный. Во вставке сверху на рис. 3 приведен спектр на выходе из волновода, наблюдаемый в эксперименте ⁵ для входного излучения $(N \approx 52478)$ аргонового лазера. Видно хорошее соответствие приведенных численных результатов с экспериментальными. Как видно из рисунка, при сокращении числа колебаний в импульсе происходит уменьшение числа пиков, а также сглаживание спектрального контура. На рис. 4 приведены дополнительные численные результаты изменения спектров от числа колебаний N в нелинейной среде, дисперсия которой меньше, чем у кварцевого волокна. Видно, что происходит увеличение глубины модуляции при сокращении числа колебаний, а также ширины спектров. Из рисунка также видно, что при уменьшении N крайний максимум в области низких частот остается наиболее интенсивным.



Рис. 3. Модуль спектра, нормированный на максимальную входную спектральную плотность G_0 , на выходе из кварцевого волокна при разном числе колебаний N входного светового поля. Во вставке сверху приведено экспериментально наблюдаемое уширение спектра гауссового импульса ⁵



Рис. 4. Модуль спектра, нормированный на максимальную входную спектральную плотность G_0 , на выходе из нелинейной среды при разном числе колебаний N входного светового поля

- 1. Г. Агравал, М.: Мир, 324, (1996).
- 2. A. Hartung, A.M. Heidt, H. Bartelt, Optics Express., 20, № 13,13777-13788, (2012).
- 3. С.А.Козлов, В.В.Самарцев, *М.: Физматлит*, 292, (2009).
- 4. J. Hebling, Y. Ka-Lo, M.C. Hoffmann, K.A. Nelson, J. Sel. Top. Quant. Electron., 14, № 2, 345-353, (2008).
- 5. R.H. Stolen, C. Lin, Phys. Rev. A., 17, № 4, 1448-1454, (1978).

ПОГЛОЩЕНИЕФЕМТОСЕКУНДНЫХ СВЕТОВЫХ ИМПУЛЬСОВ ПРИ МНОГОФОТОННЫХ РЕЗОНАНСАХ В КРИСТАЛЛАХ И НАНОСТРУКТУРАХ Перлин Е.Ю.*'**, Елисеев К.А.*, Идрисов Э.Г.**, Халилов Я.Т.**

*Национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики, Санкт-Петербург, Россия **Санкт-Петербургский государственный политехнический университет, Санкт-Петербург, Россия

Развита теория нелинейного поглощения фемтосекундных световых импульсов.Получены выражения для поглощенной энергии при многофотонных резонансах на переходах между электронными состояниями в объемных кристаллах и наноструктурах. Дан анализ зависимости поглощения от расстроек резонансов и длительностей импульсов.

В работе выполнен теоретический анализ нелинейного отклика объемных материалов и гетероструктур с квантовыми ямами, проводами и точками на сверхкороткие световые импульсы с длительностями, меньшими времен внутризонной (внутриподзонной) релаксации импульса электрона или дырки. В этих условиях полученные ранее результаты для скоростей многофотонных переходов в случае квазистационарного излучения^{1,2}, строго говоря, неприменимы, и требуется иной подход (см., например^{3,4}). Фактически указанная проблема возникает при $\tau_i \delta 50$ фс.В возмущений по взаимодействию электронной теории системы co рамках сверхкороткими световыми импульсами в работе получены аналитические выражения для динамических нелинейных поляризуемостей.С помощью этих выражений была определена энергия, поглощенная из сверхкороткого светового импульса структурами различной размерности в условиях *n*-фотонных резонансов (n = 2-5) на переходах между дискретными состояниями либо между подуровнями (подзонами) размерного квантования. Были получены зависимости поглощенной энергии от расстроек многофотонных резонансов для объемных кристаллов наноструктур различной размерности (квантовые ямы, квантовые повода и квантовые точки). Аналогичным образом, для структур различной размерности получены зависимости поглощенной световой энергии от длительности сверхкороткого импульса при фиксированной энергии в импульсе. Показано, что в случае нульмерных объектов (квантовые точки, примесные центры) эти зависимости существенно отличаются от тех, которые имеют место в случае относительно длинных импульсов. Это обстоятельство следует иметь в виду при интерпретации экспериментальных данных по нелинейному отклику конденсированных сред на сверхкороткие световые импульсы.

- 1. Л.В. Келдыш, *ЖЭТФ*, **47**, 1945-1957 (1964).
- 2. V.A. Kovarskii, E.Yu. Perlin, *Phys.Stat.Sol.*(b), 45, 47-56 (1971).
- 3. Р. Шумейкер. В кн. *Лазерная и когерентная спектроскопия*. Под. ред. Дж. Стейнфелда. М. Мир. 1982. 631 С.
- 4. Е.Ю. Перлин, ЖЭТФ, 105, 1994. Т. 105. № 1. С. 186-197.
- 5. Е.Ю. Перлин, К.А. Елисеев, Э.Г. Идрисов, Я.Т.Халилов, *Опт. журн.*, **78**, 3-12 (2011).
- 6. Е.Ю. Перлин, К.А. Елисеев, Э.Г. Идрисов, Я.Т.Халилов, *Опт. и спектр.*, 112, 920-927 (2012).

СТЕНДОВЫЕ ДОКЛАДЫ

СТРЕТЧЕР-КОМПРЕССОР ДЛЯ МОЩНОЙ ЛАЗЕРНОЙ СИСТЕМЫ НА СРЕДАХ АКТИВИРОВАННЫХ ИОНАМИ Yb³⁺ ПРИ ДИОДНОЙ НАКАЧКЕ Лаптев А.В., Петров В.В.,Кирпичников А.В., Пестряков Е.В., Трунов В.И., Лещенко В.Е.

Институт лазерной физики СОРАН, Новосибирск, Россия

В работе представлены теоретические и экспериментальные исследования системы стретчер-компрессор. Проведена компенсация дисперсии групповой скорости для второго и третьего порядка, определены параметры оптических элементов. Данная система используется при усилении чирпованных импульсов в мощной фемтосекундной лазерной системе.

Появление фемтосекундных лазерных систем с синхронизацией мод совместно с техникой усиления чирпованных импульсов позволили создать высокомощные лазерные системы. Одними из перспективных лазерных сред для таких систем, являются кристаллы и керамики, активированные ионами Yb³⁺. Преимуществом данных сред является квазитрехуровневая схема уровней, отсутствие переходов на другие уровни, поглощения из возбужденного состояния и концентрационного тушения. За счет низкого квантового дефекта (~10%) данные среды испытывают низкие тепловые нагрузки

При усилении лазерных импульсов с длительностью порядка 100 фс до тераватного уровня в импульсе с применением техники усиления чирпованных импульсов, необходимо минимизировать нелинейные эффекты и исключить пробой усиливающей среды. Цель методики усиления чирпованных импульсов является усиление импульсов до требуемой энергии с сохранением начальной длительности и контраста излучения. Для этого необходимо скомпенсировать остаточный чирп, который появляется за счет растяжения импульса и прохода его через усиливающую среду, с помощью согласующего компрессора¹.

В создаваемой лазерной системе² в качестве активных и усиливающих сред используются керамика Yb:Y₂O₃, кристалл Yb:YVO₄и Yb:KYW. Система состоит из канала усиления и канала накачки, которые оптически синхронизованы. Излучение задающего генератора на керамике Yb:Y₂O₃ при диодной накачке, частота следования импульсов 100 МГц, длительность импульса 200 фс, поступает в канал усиления и канал накачки. В состав канала накачки входит стретчер (две дифракционные решётки и сферическое зеркало), регенеративный усилитель, криогенный многопроходный усилитель, компрессор (две дифракционные решётки), нелинейный кристалла LBO для удвоения частоты излучения накачки, после которого излучение поступает на параметрический усилитель канала усиления. Канал усиления состоит из фотонного кристалла, расширяющего полосу задающего генератора до 400 нм, что соответствует длительности импульса 7 фс, стретчера, параметрического усилителя на кристалле LBO и компрессора (система чирпованных зеркал, плавленный кварц, стекло).

На рисунке 1 представлена схема выбранного нами стретчера канала накачки, который состоит из двух дифракционных решёток, сферического зеркала и двух плоских зеркал, которые обеспечивают двойной проход между решётками со сносом луча по вертикали. Преимуществом данной схемы является то, что в нем используются только отражательные оптические элементы, благодаря этому отсутствуют

хроматические аберрации, однако, присутствуют другие оптические аберрации: сферические аберрации, кома, астигматизм.

Рассмотрим эффект изменения длительности импульса при проходе через дисперсионную линию задержки, на примере прохождения его через дисперсионную среду.



Рис.1. Схема стретчера накала накачки

При распространении лазерного импульса через дисперсионную среду фаза импульса изменяется. Разложим фазу импульса в ряд Тейлора³, относительно центральной частоты импульса, как представлено в выражении (1),

$$\varphi(\omega - \omega_0) = \varphi_0 + \varphi_1 \cdot (\omega - \omega_0) + \varphi_2 \cdot \frac{(\omega - \omega_0)^2}{2} + \varphi_3 \cdot \frac{(\omega - \omega_0)^3}{6} + \dots$$
(1).

Принимая во внимание, что фаза импульса $\varphi(\omega) = k(\omega) \cdot L$, где k-волновой вектор,

а L-длина среды, и записав групповую скорость импульса $V_G = \frac{d\omega}{dk}$. Видно, что первое слагаемое в выражении (1) является константой, а второе слагаемое, пропорциональное $1/V_G$ добавляет задержку импульса и следовательно они не влияют на изменение

длительности импульса. Третье слагаемое, пропорциональное $\frac{d}{d\omega} \left(\frac{1}{V_G} \right)$ приводит к

различной задержки фазовой скорости для различных спектральных компонент импульса (дисперсия групповой скорости), когда изменение мгновенной частоты линейно по времени, вследствие этого изменяется длительность импульса. Четвертое слагаемое соответствует квадратичной зависимости частоты от времени или третьему порядку дисперсии групповой скорости.

В работе представлены теоретические и экспериментальные исследования системы стретчер-компрессор для канала накачки и канала усиления создаваемой мощной фемтосекундной лазерной системе. Определены параметры дифракционных решёток и расстояния между ними. Учтены искажения формы и длительности импульса, вызванные высшими порядками дисперсии групповой задержки и пространственной неоднородностью по сечению луча, вызванною изменением групповой задержки по сечению.

РаботавыполненаприподдержкегрантаРФФИ 11-02-12164-офи-м.

- 1. G. Cheriaux, P. Rousseau, F. Salin, J.P. Chambaret, *Optics Letters*, 6, 414-416, (1996).
- 2. В.В. Петров, Е.В. Пестряков, В.И. трунов, А.В. Кирпичников, М.А. Мерзляков, А.В. Лаптев, *Оптикаатмосферьиокеана*, **3**, 285-291, (2012).
- 3. C. Fiorini, C. Sauteret, C. Rouyer, IEEE J. Q. Electronics, 7, 1662-1670, (1994).

ОБ ОПРЕДЕЛЕНИИ ЧАСТОТ ЭЛЕКТРОН-ЭЛЕКТРОННЫХ СТОЛКНОВЕНИЙ ВАЛЮМИНИИ НАГРЕВАЕМОМ ФЕМТОСЕКУНДНЫМ ЛАЗЕРНЫМ ИМПУЛЬСОМ С.Г. Бежанов, А.П. Канавин, С.А. Урюпин

Физический институт им. П. Н. Лебедева Российской академии наук, Москва, Россия

На примере алюминия продемонстрирован простой способ определения частот электрон-электронных столкновений в металлах из анализа экспериментальных данных по отражению фемтосекундных импульсов.

работе¹экспериментально изучен коэффициент отражения алюминия, В взаимодействующего с лазерными импульсами s- и p-поляризованных волн. Длительность импульсов τ составляла 400фс, угол падения θ =45°, плотность потока энергии изменялась в интервале от 5·10¹¹ до 10¹⁵ Вт/см², а частота излучения $\omega = 6.12 \cdot 10^{15} c^{-1}$. При поглощении таких импульсов формируется неравновесное состояние, в котором температура электронов Т_е существенно выше температуры решетки T_{lat} и неоднородна по скин-слою. Тогда, когда T_e меньше энергии Ферми ε_F , T_{e}^{2} .Из-занагрева электрон-электронных столкновенийпропорциональна частота электронов ужепри T_eв несколько тысяч градусов их частоты столкновений с фононами оказываются меньшими частотэлектрон-электронных столкновений. При этом в достаточно чистом алюминии именно последние определяют высокочастотную Неоднородность T_e по скин-слою неоднородности проводимость. ведет к диэлектрической проницаемости и необходимости учета выноса тепла из скин-слоя. Учитывающая эти обстоятельства теория поглощения и отражения фемтосекундных лазерных импульсов металлами развитав последнее время (см. например^{2,3}). Теория содержит два свободных параметра а и b, которые входят в частоты электронэлектронных столкновений определяющих высокочастотную проводимость $v_{ee,opt} = ak^2 T_e^2/\hbar \varepsilon_F$ и теплопроводность $v_{ee,\lambda} = bk^2 T_e^2/\hbar \varepsilon_F$, где k – постоянная Больцмана, \hbar – постоянная Планка. Учитывающий реальную зонную структуру металла теоретический расчет *а* и *b* трудоемок. Возможен более простой способ определения *а* и *b*, который основан на обработке экспериментальных данных по отражению фемтосекундных импульсов. Реализация такого способа применительно к обработке экспериментальных данных¹ для алюминия представлена в настоящем докладе.

На рис.1 квадратами представлена зависимость коэффициента поглощения алюминия от I – плотности потока в лазерном импульсе, которая получена по данным для коэффициента отражения, приведенным в¹. Коэффициент поглощения нормирован на его величину приI \approx 5 \cdot 10¹¹Bt/cm², когда влияние нагрева электронов на поглощение пренебрежимо мало. Данные эксперимента сравнивались с теорией в предположении, что увеличение коэффициента поглощения обусловлено нагревом электронов и решетки. Коэффициент поглощения усреднялся по длительности импульса

$$A = \int_{-\infty}^{+\infty} I_p(t) A_p(t) dt / \int_{-\infty}^{+\infty} I_p(t) dt , \qquad (1)$$

где $I_p(t) = Ie^{-t^2/t_p^2}$ — плотность потока излучения в импульсе длительностью $\tau = 2\sqrt{\ln 2t_p}$.



Рис.1 Зависимость относительного коэффициента поглощения от интенсивности импульса. Квадратные точки соответствуют эксперименту [1], круглые точки – вычислениям.

Значение для мгновенного коэффициента поглощения р-поляризованного импульса A_p(t) вычислялись по полученной в^{2,3} формуле

$$A_{p}(t) = \frac{2\cos\theta}{\sqrt{\sin^{2}\theta - \varepsilon'}} \frac{2\sin^{2}\theta - \varepsilon'}{\varepsilon'^{2}\cos^{2}\theta - \varepsilon' + \sin^{2}\theta} \left\langle \varepsilon''(t) \right\rangle, \tag{2}$$

где ε – действительная часть диэлектрической проницаемости, $<\varepsilon$ (t)>– усредненная по глубине скин-слоя мнимая часть диэлектрической проницаемости. Диэлектрическая проницаемость алюминия использовалась в виде $\varepsilon(t) = \varepsilon_0 - \omega_p^2 / \omega^2 + iv(t) \omega_p^2 / \omega^3$, где $\omega_p - \omega_p^2 / \omega^2 + iv(t) \omega_p^2 / \omega^3$, где $\omega_p - \omega_p^2 / \omega^2 + iv(t) \omega_p^2 / \omega^3$, где $\omega_p - \omega_p^2 / \omega^2 + iv(t) \omega_p^2 / \omega^3$, где $\omega_p - \omega_p^2 / \omega^2 + iv(t) \omega_p^2 / \omega^3$, где $\omega_p - \omega_p^2 / \omega^2 + iv(t) \omega_p^2 / \omega^3$, где $\omega_p - \omega_p^2 / \omega^2 + iv(t) \omega_p^2 / \omega^3$, где $\omega_p - \omega_p^2 / \omega^2 + iv(t) \omega_p^2 / \omega^3$, где $\omega_p - \omega_p^2 / \omega^2 + iv(t) \omega_p^2 / \omega^3$, где $\omega_p - \omega_p^2 / \omega^2 + iv(t) \omega_p^2 / \omega^3$, где $\omega_p - \omega_p^2 / \omega^2 + iv(t) \omega_p^2 / \omega^3$, где $\omega_p - \omega_p^2 / \omega^2 + iv(t) \omega_p^2 / \omega^3$, где $\omega_p - \omega_p^2 / \omega^2 + iv(t) \omega_p^2 / \omega^3$, где $\omega_p - \omega_p^2 / \omega^2 + iv(t) \omega_p^2 / \omega^3$, где $\omega_p - \omega_p^2 / \omega^2 + iv(t) \omega_p^2 / \omega^3$, где $\omega_p - \omega_p^2 / \omega^2 + iv(t) \omega_p^2 / \omega^3$, где $\omega_p - \omega_p^2 / \omega^2 + iv(t) \omega_p^2 / \omega^3$, где $\omega_p - \omega_p^2 / \omega^2 + iv(t) \omega_p^2 / \omega^3$, где $\omega_p - \omega_p^2 / \omega^2 + iv(t) \omega_p^2 / \omega^3$, где $\omega_p - \omega_p^2 / \omega^2 + iv(t) \omega_p^2 / \omega^3$, где $\omega_p - \omega_p^2 / \omega^2 + iv(t) \omega_p^2 / \omega^2$ плазменная частота, ε_0 – вклад в диэлектрическую проницаемость от решетки и связанных электронов. Суммарная частота столкновений v(t) равна сумме частот столкновений электронов с решеткой и между собой. Она зависит от времени через температуры электронов и решетки, изменяющиеся вследствие нагрева алюминия. Для определения эволюции температур решались ЭТИХ численно уравнения двухтемпературной модели. В вычислениях использована зависимость теплоемкости и параметра, определяющего обмен энергией между электронами и решеткой, следующая из точных расчетов, учитывающих реальную плотность состояний электронов. Параметры *b*, входящие В выражения для частот a И электронных столкновений, определяющих проводимость и теплопроводность, варьировались в интервале от 0 до 5 с шагом 0.1. Полученные в такой серии вычислений значения относительного коэффициента поглощения сравнивались с экспериментальными. Наилучшее согласие теории и эксперимента возникло при a=2.6±0.1 и b=3.4±0.2. Полученная при таких значениях а и b в численном расчете зависимость коэффициента поглощения от интенсивности падающего излучения представлена на рис.1 круглыми точками.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект № 10-02-01050) и программы Президиума РАН№24.

- 1. Milchberg H.M., Freeman R.M., Davey S.C., More R.M., *Phys.Rev.Lett.*, **61**, p. 2364 (1988)
- 2. Bezhanov S.G., Kanavin A.P., Uryupin S.A., J.Rus.Laser Res., 31, p.554 (2010)
- 3. Бежанов С.Г., Канавин А.П., Урюпин С.А., Квантовая Электроника, **41**, с.447 (2011)

ОТРАЖЕНИЕ КОРОТКОГО ИМПУЛЬСА НЕРАВНОВЕСНОЙ ПЛАЗМОЙ, В КОТОРОЙ РАЗВИВАЕТСЯ ВЕЙБЕЛЕВСКАЯ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ Вагин К.Ю., Урюпин С.А.

Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва, Россия

Изучено отражение короткого импульса электромагнитного излучения анизотропной плазмой, в которой развивается вейбелевская неустойчивость. Выявлена возможность экспоненциально сильного усиления отраженного сигнала на стадии развития неустойчивости. Показано, что и после выключения падающего импульса неравновесная плазма является генератором излучения.

При ионизации атомов вещества в поле мощного фемтосекундного импульса образуется неравновесная плазма с анизотропным распределением электронов по скоростям^{1,2}. Такая плазма обладает необычными оптическими свойствами. В частности, новые закономерности поглощения и отражения высокочастотного излучения такой плазмой возникают из-за влияния переменного магнитного поля на кинетику электронов в скин-слое. В анизотропной плазме возможно развитие вейбелевской неустойчивости. Поэтому установленные ранее особенности оптических свойств реализуются во временном интервале, длительность которого меньше обратного инкремента вейбелевской неустойчивости. В докладе представлены результаты рассмотрения отражения короткого импульса электромагнитного излучения неустойчивой плазмой (см., также, ³). Установлено, что в интервале времени, когда происходит развитие вейбелевской неустойчивости, напряженность поля отраженного излучения аномально возрастает. Усиление отраженного поля продолжается и по окончании действия внешнего импульса до тех пор, пока не произойдет стабилизация неустойчивости.

Примем, что область z > 0 занимает однородная бесстолкновительная анизотропная плазма, в которой эффективная температура электронов вдоль оси 0z много меньше температуры T_{\perp} поперек нее. Такая плазма неустойчива относительно развития вейбелевской неустойчивости. Пусть в момент времени t = 0 на поверхность плазмы нормально падает импульс конечной длительности T вида

$$\mathbf{E}_{L}(z,t) = \{E_{L}(t-z/c),0,0\}, \mathbf{B}_{L}(z,t) = \{0, E_{L}(t-z/c),0\},\\ E_{L}(t-z/c) = E_{L}[\eta(t-z/c) - \eta(t-z/c-T)]\sin[\omega_{0}(t-z/c)], (1)$$

где $\omega_0 < \omega_L$, ω_L - электронная ленгмюровская частота, *c* - скорость света, $\eta(t-z/c)$ - функция Хевисайда. Воздействие поля (1) на плазму считается слабым и описывается с помощью связанной системы уравнений для средней скорости электронов, тензора плотности потока импульса и электромагнитного поля.

Удовлетворяющее уравнениям Максвелла при z < 0 и условиям непрерывности тангенциальных компонент электрического и магнитного полей на границе плазмы отраженное поле имеет вид

$$\mathbf{E}_{R}(z,t) = \{E_{R}(t+z/c),0,0\}, \ \mathbf{B}_{R}(z,t) = \{0, E_{R}(t+z/c),0\}, \\ E_{R}(\tau) = -E_{L}(\tau) + \int_{-\infty+i\Delta}^{+\infty+i\Delta} \frac{d\omega}{2\pi} \frac{2\omega}{\omega+ik(\omega)} E_{L}(\omega) \exp(-i\omega t), \quad \tau = t + \frac{z}{c}, \ (2)$$

где $k^2(\omega) = (\omega^2/c^2)(\omega_L^2 - \omega^2)/(\gamma^2 + \omega^2)$, $E_L(\omega)$ - образ Лапласа электрического поля падающего импульса (1), $\gamma = \omega_L \sqrt{\kappa_B T_{\perp}/mc^2}$ - характерный инкремент вейбелевской неустойчивости, κ_B - постоянная Больцмана, *m* - масса электрона, $\Delta > \gamma > 0$.

Отраженное поле (2) сосредоточено в области пространства -ct < z < 0. В точке z < 0 поле (2) определяется величиной поля на поверхности плазмы в более ранний момент времени $\tau = t + z/c$ и состоит их двух частей

$$E_R(\tau) = E_T(\tau) + E_{\gamma}(\tau). \qquad (3)$$

Первое слагаемое в (3) $E_T(\tau)$ описывает ненарастающую во времени периодическую часть отраженного от плазмы поля, отличную от нуля в области пространства длиной порядка *cT* непосредственно позади фронта уходящего излучения. По форме эта часть отраженного сигнала близка к форме падающего импульса и сходна с полем излучения, отраженного от равновесной плазмы. Из-за того, что плазма находится в неравновесном состоянии, возникает дополнительный нарастающий вклад в отраженное поле, описываемый функцией $E_{\gamma}(\tau)$ и связанный с развитием вейбелевской неустойчивости.



Рис.1. Пространственное распределение отраженного поля $E_R(t + z/c)/E_L$ (сплошная кривая) при падении на плазму короткого импульса с частотой $\omega_0 = 5\gamma$ и длительностью $T = 5 \cdot 2\pi/\omega_0$ в момент времени $t = 10\gamma^{-1} > T$. Точечная кривая отвечает приближенной функции $E_{\gamma}(t + z/c)/E_L$ в тот же момент времени. Кривые построены при $\gamma = 0.05\omega_L$

Как видно из рис.1 позади фронта отраженного поля, на расстояниях превышающих длину падающего импульса cT, описываемая функцией $E_{\gamma}(\tau)$ часть уходящего поля увеличивается по абсолютной величине по мере удалении от фронта и приближении к поверхности плазмы. Последнее означает, что и после окончания воздействия падающего импульса, неравновесная плазма является источником излучения, обусловленного развитием вейбелевской неустойчивости.

Вдали от фронта уходящего излучения, когда $\tau > (\omega_0^{-1}, \gamma^{-1}, T)$ отраженное поле быстро нарастает во времени

$$E_{R}(\tau) \cong E_{\gamma}(\tau) \approx -\frac{E_{S}}{\sqrt{2\pi}} \frac{\sqrt{\gamma}}{\gamma^{2} + \omega_{0}^{2}} \tau^{-\frac{3}{2}} \exp(\gamma\tau), \quad (4)$$

где $E_s = (2 \omega_0 / \omega_L) E_L$ - амплитуда электрического поля в плазме около ее поверхности в условиях высокочастотного скин-эффекта. Согласно (4), при $\gamma \tau >> 1$ отраженное поле весьма велико. Максимальное усиление достигается при $\omega_0 \sim \gamma$.

Полученные результаты справедливы в ограниченном интервале времени. С одной стороны, чтобы отраженное поле успело усилиться время должно быть больше обратного инкремента вейбелевской неустойчивости. С другой стороны, время должно быть меньше времени нелинейного насыщения вейбелевской неустойчивости. Время должно быть меньше и обратной частоты столкновений фотоэлектронов, приводящих к изотропизации их функции распределения.

Резюме: Анизотропная плазма может быть усилителем коротких электромагнитных импульсов. Отраженное поле продолжает усиливаться и после окончания действия внешнего импульса. Эффект усиления реализуется в ограниченном интервале времени, до тех пор, пока не разрушится неравновесное распределение электронов или не произойдет нелинейное насыщение вейбелевской неустойчивости. Характерные значения коэффициента усиления могут достигать десяти порядков. Спектр отраженного излучения широкий и имеет максимум на частотах порядка обратного инкремента неустойчивости.

N.B. Delone, V.P. Krainov, *J. Opt. Soc. Am*, 1991, B**8**, 1207, (1991). S.J. McNaught, J.P. Knauer, D.D. Meyerhofer, *Phys. Rev. Lett.*, **78**, 626, (1997). К.Ю. Вагин, С.А. Урюпин, ЖЭТФ, **138**, 757, (2010).

МОДЕЛИРОВАНИЕ СУБВОЛНОВОЙ ФОКУСИРОВКИ КОРОТКОГО ИМПУЛЬСА Козлова Е.С., Котляр В.В.*

Самарский государственный аэрокосмический университет, Самара, Россия

*Институт систем обработки изображений РАН, Самара, Россия

В работе моделируется процесс распространения ультракороткого импульса через два микрооптических элемента: кварцевую цилиндрическую ступеньку и круглую апертуру в металлической пластинке.

В первой части работы было проведено моделирование процесса распространения поляризованного света через тонкую серебряную пластину с расположенным в центре круглом отверстии, диаметром 100 нм. Длина и ширина пластины составляют 1000 нм, высота 50 нм. Наблюдение производилось на расстоянии 10 нм от плоскости апертуры. На вход подавался модулированный гауссов импульс длиной порядка 4 фс и непрерывная волна. Для учета зависимости диэлектрической проницаемости от частоты излучения применялась модель Дебая:

$$\varepsilon(\omega) = \varepsilon_{\infty} + \frac{\varepsilon_s - \varepsilon_{\infty}}{1 + i\omega\tau_r} + \frac{\sigma}{i\omega\varepsilon_0}, \qquad (1)$$

где \mathcal{E}_{∞} , \mathcal{E}_{s} и \mathcal{E}_{0} - диэлектрическая проницаемость на высоких частотах, на низких частотах и в вакууме соответственно, τ_{r} - время релаксации, σ - удельная проводимость, ω - несущая частота.

Параметры модели были взяты из таблицы 1 представленной в работе¹: $\varepsilon_{\infty} = -9530,5 \, \Phi/M, \, \varepsilon_s = 3.8344 \, \Phi/M, \, \varepsilon_0 = 1 \, \Phi/M, \, \tau_r = 7,35 \cdot 10^{-15} \, c, \, \sigma = 1,1486 \cdot 10^7 \, C/M.$ Моделирование производилось с помощью пакета FullWave, реализующего FDTDметод решения уравнений Максвелла, при следующих значениях параметров сетки: $h_x = h_y = h_z = 5 \, \text{нм}, \, h_\tau = 0.5 \, \text{нм}$ (время τ измеряется в величинах cT, где c – скорость света, м/с; T – время, с). На рисунке 1 представлен график прошедшей через апертуру энергии в зависимости от длины волны.



Рис. 1. Энергия прошедшего излучения: кривая 1 – непрерывная волна, кривая 2 – импульс

Из графика видно, что вне зависимости от типа падающего излучения величина энергии, прошедшие через апертуру достаточно близки. В случае длины волны равной 400 нм энергия прошедшего излучения для импульса больше чем для непрерывной волны в 1,3 раза. Так же стоит отметить, что полученные результаты хорошо согласуются с предыдущими исседованиями¹.

Во второй части работы было проведено моделирование цилиндрической ступени из кварцевого стекла. Радиус ступеньки составляет 0,3 мкм, высота 0,57825 мкм. На вход также подавался модулированный гауссов импульс длиной 4 фс и постоянная волна. Длина волны излучения составляет 0,532 мкм. Для учета зависимости диэлектрической проницаемости от частоты излучения применялась модель Селлмейера:

$$\varepsilon(\omega) = \varepsilon_{\infty} + \sum_{m} \frac{A_{m}\lambda^{2}}{\lambda^{2} - \lambda_{m}^{2} + i\lambda\delta_{Sm}},$$
(2)

где ε_{∞} - диэлектрическая проницаемость на высоких частотах, λ_m - резонансная длина волны, A_m - величина резонанса, δ_{Sm} - коэффициент демпфирования. Параметры модели представлены в Таблице 1:

т	A_m	$\lambda_{_{m}}$	$\delta_{\scriptscriptstyle Sm}$
1	0,69616630	0,068404300	0
2	0,40794260	0,11624140	0
3	0,89747940	9,8961610	0

Таблица 1. Параметры модели Селлмейера для кварцевого стекла²

Моделирование производилось с помощью пакета FullWave при следующих значениях параметров: $h_x = h_y = 0,05$ мкм, $h_z = 0,02$ мкм, $h_\tau = 0.005$ мкм, T = 10 мкм. На рисунке 2 представлена усредненная картина интенсивности электромагнитного излучения.



Рис. 2. Усредненная интенсивность постоянной волны: a) поле интенсивности; б) сечение интенсивности непрерывной волны в фокусе (сплошная линия) и интенсивности падающей волны (пунктир)



Диаметр пятна по полуспаду интенсивности составляет 0,26 мкм, а интенсивность в фокусе превышает входную интенсивность в 3,6 раз.

Рис. 3. Мгновенная картина интенсивности импульса



Рис. 4. Сечение мгновенной интенсивности импульса в фокусе (непрерывная линия) и падающего импульса (пунктир)

Диаметр пятна по полуспаду интенсивности составляет 0,2623 мкм, а интенсивность в фокусе превышает входную интенсивность в 5,9 раз.

Из полученных графиков можно сделать вывод, что короткие импульсы лучше фокусируются элементами, при этом диаметры фокусных пятен для импульса и непрерывной волны достаточно близки по значению.

- 1. H. Gai, J. Wang, Q. Tian, Applied Optics, 46, № 12, 2229-2232, (2007).
- 2. http://ru.wikipedia.org/wiki/Кварцевое_стекло.
- 3. С.А. Асманов, В.А. Выслоух, А.С. Чиркин, Оптика фемтосекундных лазерных импульсов (1988).

ОСОБЕННОСТИ ДИНАМИКИ СРЕДНИХ ПАРАМЕТРОВ ОДНОПЕРИОДНЫХ ИМПУЛЬСОВ ИСХОДНО ГАУССОВОЙ ФОРМЫ В ПРОЗРАЧНЫХ ЛИНЕЙНЫХ СРЕДАХ Капойко Ю. А.

СПбНИУ ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

Получены выражения для скоростей движения центра тяжести и дисперсионного расплывания импульсов без ограничения на их начальную длительность и ширину спектра. Показано, что для исходных однопериодных и гауссовых импульсов эти выражения приобретают вид элементарных функций. При увеличении числа колебаний в импульсе эти выражения переходят в известные, а при уменьшении их до одного показано отличие от применяемых на практике выражений. Полученные результаты подтверждены численным моделированием.

Дисперсия эффективного показателя преломления волноведущей среды может быть описана выражением

$$n(\omega) = \sum_{k=0}^{N} a_k c \omega^{2k} , \qquad (1)$$

где ω — угловая частота, c — скорость света в вакууме, a_k — константы, характеризующие дисперсию среды, N задаёт количество слагаемых в модели. Выражение (1) при небольшом числе слагаемых (N = 1,2) с высокой точностью описывает показатель преломления многихоптических материалов, например, кварцевого стекла в оптическом диапазоне нормальной или аномальной групповой дисперсии или кристаллов ZnTe, Mg:LiNbO₃в терагерцовом спектральном диапазоне. Модели дисперсии (1) соответствует уравнение динамики электрического поля E

$$\frac{\partial E}{\partial z} + \sum_{k=0}^{N} (-1)^k a_k \frac{\partial^{2k+1} E}{\partial t^{2k+1}} = 0.$$
(2)

Анализ проводится для входных импульсов гауссовой формы

$$E = E_0 e^{-t^2/t_0^2} \sin(\omega_0 t),$$
(3)

где ω_0 – центральная частота, t_0 определяет длительность импульса.

Показано, что величина, обратная скорости движения центра тяжести импульса, определяется не зависящим от координаты z выражением

$$\frac{d < t >}{dz} = \frac{2}{W} \sum_{k=0}^{N} a_k \frac{2k+1}{2} \int_{-\infty}^{+\infty} (\partial_t^k E)^2 dt , \qquad (4)$$

гдеW – энергия импульса, $< t >= \frac{1}{W} \int_{-\infty}^{+\infty} tE^2 dt$ - момент распределения поля первого

порядка. Для гауссова на входе импульса (3) при N=2 это выражение приобретает вид элементарной функции, которая при замене экспонент начальными слагаемыми ряда переходит в

$$\frac{d < t >}{dz} = a_0 + 3a_1\omega_0^2 \left(1 + \frac{3}{\pi^2 N_E^2}\right) + 5a_2\omega_0^4 \left(1 + \frac{8}{\pi^2 N_E^2} + \frac{15}{\pi^4 N_E^4}\right).$$
(5)

Выражение (5) при большом числе колебаний в импульсе переходит в известное выражение для квазимонохроматических импульсов, а при уменьшении этого числа до одного начинает описывать особенности распространения однопериодных импульсов, которые не описываются применяемыми на практике выражениями.

Длительность импульса определяется как

$$\tau = \langle \Delta t^2 \rangle^{1/2} = \left(\langle t^2 \rangle - \langle t \rangle^2 \right)^{1/2},$$
(6)
где $\langle t^2 \rangle = \frac{1}{W} \int_{-\infty}^{+\infty} t^2 E^2 dt$ - момент распределения поля второго порядка. Скорость

дисперсионного расплывания импульса может быть представлена не зависящим от *z* выражением

$$\frac{d^2 < t^2 >}{dz^2} = \frac{2}{W} \sum_{k=0}^N \sum_{m=0}^N a_k a_m (2k+1) (2m+1) \iint_{-\infty}^{+\infty} (\partial_t^{k+m} E)^2 dt .$$
⁽⁷⁾

Для гауссова на входе импульса (3) при N=2 это выражение приобретает вид элементарной функции, которая при замене экспонент несколькими слагаемыми ряда переходит в

$$D = \frac{36a_1^2\omega_0^2}{t_0^2} \left(1 + \frac{13}{2\pi^2 N_E^2} + \frac{20}{\pi^4 N_E^4} + \frac{24}{\pi^6 N_E^6} \right) \left/ \left(1 + \frac{1}{\pi^2 N_E^2} \right) + \frac{240a_1a_2\omega_0^4}{t_0^4} \left(1 + \frac{23}{2\pi^2 N_E^2} + \frac{103}{2\pi^4 N_E^4} + \frac{120}{\pi^6 N_E^6} + \frac{120}{\pi^8 N_E^8} \right) \right/ \left(1 + \frac{1}{\pi^2 N_E^2} \right) + \frac{400a_2^2\omega_0^6}{t_0^6} \left(1 + \frac{18}{\pi^2 N_E^2} + \frac{124}{\pi^4 N_E^4} + \frac{436}{\pi^6 N_E^6} + \frac{840}{\pi^8 N_E^8} + \frac{720}{\pi^{10} N_E^{10}} \right) \right/ \left(1 + \frac{1}{\pi^2 N_E^2} \right)$$
(8)

Выражение (8), как и (5), при увеличении числа колебаний в импульсе совпадает с известным, а при уменьшении описывает особенности распространения однопериодных импульсов в среде.

САМООТРАЖЕНИЕИНТЕНСИВНЫХИМПУЛЬСОВСО СВЕРХШИРОКИМ СПЕКТРОМ ВОПТИЧЕСКОМ ВОЛОКНЕ Л.С. Конев, Ю.А. Шполянский

Санкт-Петербургский Национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики, Санкт-Петербург, Россия

Рассмотрена эволюция импульсов со сверхшироким спектром в оптическом волокне с учетом волн, распространяющихся в прямом и обратном направлениях. Выведена аналитическая оценка амплитуды самоотраженной волны.

Мы рассматриваем распространение интенсивных импульсов, состоящих из нескольких колебаний, в оптическом волноводе[1]. Будучи предельно коротким (10-20 фемтосекунд), импульс имеет широкий спектр, который можно расширить еще более благодаря нелинейным эффектам, что приводит к генерации спектрального суперконтинуума.

Стандартный теоретический подход связан сприменением приближения однонаправленного распространения в волноводе [1,2]. Это означает, что рассматривается только часть электромагнитной волны, распространяющаяся в прямом направлении. Однако из-за нелинейного отклика среды возникает часть волны, распространяющаяся в обратном направлении, даже если изначально её не было (в таком случае будем говорить о нелинейном самоотражении) [3,4]. В работе промоделировано распространение импульса с учетом самоотраженной волны и проанализирована её интенсивность.

Система уравнений, выведенная в [3] для спектров прямой (G_+) и обратной (G_-) волн линейно поляризованного излучения в немагнитном оптическом волноводе, имеет вид:

$$\partial_z G_{\pm} = \pm i k(\omega) G_{\pm} \pm \frac{1}{2} i k(\omega) N(G_{+} + G_{-}), \qquad (1)$$

где z – координата, вдоль которой происходит распространение, ω – частота, k – волновое число, N – оператор нелинейного отклика среды. При проведении расчетов мы полагали, что изначально обратная волна отсутствует ($G_{-}=0$), и использовали простейший случай электронной кубической нелинейности:

$$P_{NL}(E) = \chi_3 E^3, \tag{2}$$

$$N(G) = \frac{1}{n^{2}(\omega)} 4\pi F(P_{NL}(E)),$$
(3)

где E – электрическое поле во временной области, F – преобразование Фурье, P_{NL} – нелинейный поляризационный отклик, n – линейный показатель преломления, $k(\omega)=\omega n(\omega)/c$, c – скорость света, χ_3 – кубическая нелинейная восприимчивость.

На рис. 1 показаны результаты численного решения (1), полученного методом расщепления по физическим процессам с применением преобразования Фурье.Входной импульс с центральной длиной волны $\lambda_0 = 780 \, \text{нм}$ (лазер на сапфире с титаном) и интенсивностью $I = 1.7 \cdot 10^{13} \, Bm / cm^2$ центрирован по времени на t = 0.К расстоянию $z = 5\lambda_0$ в кварцевом оптическом волокнеон смещается по времени на $20 \, \phi c$ (справа на рис. 1). Под воздействием нелинейных эффектов возникает самотраженная волна (слева). Её амплитуда составляет порядка $2.2 \cdot 10^{-3}$ амплитуды прямой волны (E_0) и больше не увеличивается при дальнейшем распространении. Из рис. 2 видно, что спектры как прямой, так и обратной волнприобретаютутроенные частоты, связанные с кубической нелинейностью среды. На большей дистанции $z = 150 \, \lambda_0$ спектр прямой волны уже трансформируется в суперконтинуум (пунктирная линия на рис. 2).

Пренебрегая дисперсией групповых скоростей и нелинейным самовоздействием прямой волны при распространении на расстояния порядка нескольких длин волн, получаем упрощенную систему уравнений для электрических полей прямой и обратной волн:

$$\begin{cases} \frac{\partial E_{+}}{\partial z} = -\frac{n(\omega_{0})}{c} \frac{\partial E_{+}}{\partial t} \\ \frac{\partial E_{-}}{\partial z} = +\frac{n(\omega_{0})}{c} \frac{\partial E_{-}}{\partial t} + \frac{2\pi}{cn(\omega_{0})} \frac{\partial P_{NL}(E_{+})}{\partial t}. \end{cases}$$
(4)

где $\omega_0 = 2\pi c / \lambda_0$ – центральная частота. Несложно получить аналитическое решение системы (4), которое объясняетформирование обратной волны:

$$\begin{cases} E_{+}(z,t) = E_{+}(0,t-z/V_{0}) \\ E_{-}(z,t) = \frac{\pi}{n(\omega_{0})^{2}} \left\{ P_{NL} \left[E_{+}(0,t+z/V_{0}) \right] - P_{NL} \left[E_{+}(0,t-z/V_{0}) \right] \right\}, \end{cases}$$
(5)

где $V_0 = c/n(\omega_0)$ - фазовая скорость волны на центральной частоте. Отношение Г амплитуды обратной волны к амплитуде входного импульса E_0 следует из решения (5):

$$\Gamma = \frac{2n_2 I}{3n(\omega_0)},\tag{6}$$

где n_2 – нелинейный показатель преломления, а I – интенсивность прямой волны. Отметим, что n_2I – добавка к показателю преломления, наведеннаякубической

нелинейностью. Из рис. 3 видно, что в кварцевом волокне амплитуда обратной волны мала даже при высоких интенсивностях входного импульса.



Рис. 1. Электрические поля прямой (E_+) и самоотраженной (E_-) волн



Рис. 2. Нормированные спектральные плотности прямой (G_+) и обратной (G_-) волн; max(G_-)/max(G_+)=2.2·10⁻³



Рис. 3. Отношение амплитуды самоотраженной волны к амплитуде входного импульса

Аналитическая оценка (6) дает значения, почти идеально совпадающие с результатами наших численных расчетов, что подтверждает ееадекватность и ценность.

- 1. Brabec T., Krausz F., Review of modern physics 72, 545, 2000
- Bespalov V.G., Kozlov S.A., Shpolyanskiy Yu.A., Walmsley I.A., Phys. Rev. A 66, 013811, 2002
- 3. Kinsler P., Radnor S.B.P., New G.H.C., Phys. Rev. A 72, 063807, 2005
- 4. Розанов Н.Н., Опт. и Спектр., 104, 287, 2008.

ВЫЯВЛЕНИЕ ОПТИМАЛЬНЫХ УСЛОВИЙ ГЕНЕРАЦИИ ВЫСОКОКОГЕРЕНТНОГО СПЕКТРАЛЬНОГО СУПЕРКОНТИНУУМА В ОБЛАСТЯХ НОРМАЛЬНОЙ, НУЛЕВОЙ И АНОМАЛЬНОЙ ДИСПЕРСИИ ГРУППОВЫХ СКОРОСТЕЙ Мельник М.В., Цыпкин А.Н.

Санкт-Петербургский национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики, Санкт-Петербург, Россия

В работе были оптимальные условия генерации выявлены высококогерентного спектрального суперконтинуума. На основе уравнений динамики непосредственно поля световых волн, были теоретически изучены особенности генерации спектрального суперконтинуума для световых импульсов интенсивностью $I = 2 \times 10^{13} \text{ Вт/см}^2$, длительностью 20 фс и с разными центральными длинами волн ($\lambda_0 = 760$ нм, $\lambda_0 = 1270$ нм, $\lambda_0 = 1560$ нм) в кварцевом стекле. Было показано, что для излучения с исходными центральными длинами волн $\lambda_0 = 760$ нм и $\lambda_0 = 1270$ нм во временной структуре импульса формируется квазилинейная фазовая модуляция, а при исходной $\lambda_0 = 1560$ нм – его фазовая структура оказывается нерегулярной.

В настоящее время вопрос когерентности считается полностью проработанным. Но в связи с тем, что сейчас активно изучаются возможности применения излучения спектрального суперконтинуума в оптических системах сверхбыстрой передачи информации, стал актуальным вопрос об изучении временной когерентности фемтосекундных спектральных суперконтинуумов [1, 2]. Для повышения эффективности такого способа важен вопрос о когерентности такого излучения. Исследование времени когерентности спектрального суперконтинуума также может быть использовано для расчета разрешения оптической когерентной томографии [3].

В данной работе рассматривается 3 области дисперсии групповых скоростей: нормальная, нулевая и аномальная. В области нормальной групповой дисперсии модель рассматриваемой нами оптической среды учитывает только безынерционную кубическую по полю нелинейность поляризационного отклика среды. В таких условиях динамика электрического поля светового импульса может быть описана следующим уравнением [4]:

$$\frac{\partial E}{\partial z} + \frac{N_0}{c} \frac{\partial E}{\partial t} - a \frac{\partial^3 E}{\partial t^3} + g E^2 \frac{\partial E}{\partial t} = 0 , \qquad (1)$$

где z – расстояние вдоль направления распространения, t – время, с – скорость света в вакууме. Параметры N₀, а – параметры, описывающие линейный показатель преломления диэлектрической среды и его дисперсию. Коэффициент g характеризует кубическую по полю нелинейность среды.

В отличие от области нормальной дисперсии, в области нулевой дисперсии динамика линейно поляризованного светового импульса в гомогенной и изотропной прозрачной среде с дисперсией и нерезонансной электрической нелинейностью описывается следующим образом:

$$\frac{\partial E}{\partial z} + \frac{N_0}{c} \frac{\partial E}{\partial t} - a \frac{\partial^3 E}{\partial t^3} + b \int_{-\infty}^{t} E dt' + g E^2 \frac{\partial E}{\partial t} = 0$$
(2)

где Е - амплитуда электрического поля световой волны; N₀, a, b - параметры, описывающие линейный показатель преломления диэлектрической среды и его дисперсию, g – характеризует кубическую по полю нелинейность среды.

По результатам моделирования видно, что в области нормальной (нулевой) дисперсии при временной задержке 200 фс (100 фс) еще наблюдается корреляция между электрическим полем и спектром импульса. Временной последовательности импульсов соответствует квазидискретный спектральный суперконтинуум. Минимальная ширина спектральной линии при таком соответствии составляет 23,8 нм (90,7 нм). В области аномальной дисперсии, в отличие от областей нормальной и нулевой дисперсии в результате генерации спектрального суперконтинуума на выходе излучения из нелинейной среды спектру соответствуют 3 разных временных структуры. Показано, что при интерференции такого излучения, каждая временная структура интерферирует только сама с собой. В результате в квазидискретном спектральном суперконтинууме выделяются 3 области с различной шириной спектральных линий независимых друг от друга. Это указывает на то, что излучение является некогерентным, то есть не происходит согласованности временной структуры всего излучения при их интерференции.

Исходя из результатов проделанной работы, мы можем сделать такие выводы:

- Области нормальной и нулевой дисперсии групповых скоростей являются оптимальными для генерации квазидискретного спектрального суперконтинуума, используемого в системе передачи информации последовательностью сверхкоротких импульсов со скоростями свыше 10 Тб/с.
- Область аномальной дисперсии групповых скоростей не рентабельно использовать для генерации квазидискретного спектрального суперконтинуума из-за соответствия спектру 3 разных временных структур, из чего следует, что излучение в данной области является некогерентным.

1. Козлов С.А., Дроздов А.А., Цыпкин А.Н. Устройство для формирования последовательности фемтосекундных световых импульсов. Патент 87058. 2009.

2. Bakhtin M.A., Kozlov S.A. Optical Memory and Neural Network.15, 1-10 (2006).

3. Humbert G., Wadsworth W., Leon-Saval S., Knight J., Birks T., Russell P.St.J., Lederer M., Kopf D., Wiesauer K., Breuer E., Stifter D. *Optics Express.* 14, 1596-1603 (2006).

4. V. G. Bespalov, S. A. Kozlov, A. N. Sutyagin, Yu. A. Shpolyanski, Opt. Zh.65, 85-88,(1998).

СЕМИНАР «ТЕРАГЕРЦОВАЯОПТИКАИСПЕКТРОСКОПИЯ»

УСТНЫЕ ДОКЛАДЫ

ПОВЫШЕНИЕ ЭФФЕКТИВНОСТИ ГЕНЕРАЦИИ ИНТЕНСИВНОГОШИРОКОПОЛОСНОГО ТЕРАГЕРЦОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В LiNbO₃ ПРИ ОХЛАЖДЕНИИ БодровС.Б.^{*,**}, <u>СергеевЮ.А.^{*}</u>, МурзаневА.А.^{*}, МальковЮ.А.^{*}, СтепановА.Н.^{*}

^{*}Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород, Россия **Нижегородский госуниверситет им. Н.И. Лобачевского, Нижний Новгород, Россия

Проведены экспериментальные исследования генерации интенсивного терагерцового излучения фемтосекундными лазерными импульсами с наклонным фронтом интенсивности в охлажденном до криогенной температуре кристалле LiNbO₃. Продемонстрировано увеличение выхода терагерцовой энергии при охлаждении от 300 до 77 К в 3-4 раза.

В последнее время все больший интерес проявляется к терагерцовому диапазону электромагнитного спектра частот. В связи с этим актуальной задачей становится эффективная генерация терагерцового поля с высокой пиковой интенсивностью. Один из способов такой генерации основан на оптическом выпрямлении фемтосекундных лазерных импульсов с наклонным фронтом интенсивности в кристалле LiNbO₃.

В работе ¹было продемонстрировано, что при охлаждении кристалла LiNbO₃ до криогенных температур возможно увеличение эффективности оптико-терагерцовой конверсии в 4 раза, однако эти измерения были проведены при небольшой энергии лазерной накачки. В данной работе исследуется генерация ТГц излучения в большом диапазоне энергий накачки (до 6 мДж), а также при большой (~ 1 см) длине взаимодействия накачки с кристаллом.

Для исследования была использована титан-сапфировая лазерная система (795 нм,10 Гц). Длительность лазерного импульса т изменялась в диапазоне от 100 до 200 фс путем обрезания спектра лазерного излучения в стретчере усилительного каскада с помощью металлических пластин. Энергия лазерного излучения изменялась до 6 мДж. Для формирования лазерного импульса с наклонным фронтом интенсивности использовалась классическая схема с дифракционной решеткой (1/2000 мм) и сферическим зеркалом (F=306 мм, D=50 мм). КристаллLiNbO₃ имел форму призмы с размерами 7.6x7.6x15 мм и располагался внутри криостата.. Генерируемое лазерными импульсом терагерцовое излучение выводилось через боковое окно криостата на измеряющую систему, которая была реализована двумя способами: энергия излучения измерялась с помощью ячейки Голея, терагерцовое поле измерялось методом электрооптического стробирования.

Рис. 1 (а) демонстрирует увеличение эффективности оптико-терагерцовой конверсии с изменением энергии. Видно, что эффективность при криогенном охлаждении в 3-4 раза больше по сравнению с комнатной температурой во всем диапазоне энергии накачки. Небольшое уменьшение энергии при 10 К по сравнению с 77 К связано с неточностью настройки.

На рис. 1(б)приведена зависимость эффективности от энергии лазерного импульса при различных длительностях лазерного импульса т и длины взаимодействиялазерного

излучения с кристалломL(равной расстоянию, пройденному центральной частью пучка импульса накачки). Видно, что эффективность резко насыщается при определенной энергии оптической накачки, при этом энергия насыщения зависит от Lи τ . Максимальное эффективность наблюдается при L = 0.5 см и $\tau = 100-200$ фс и составляет около 0.2 %. При большей величинеL=1 смэффективностьменьше. Этот эффект, а также эффект насыщения можно объяснить искажением лазерного пучка накачки вследствие самовоздействия, когда нелинейная добавка к фазе лазерного излучения становится порядка π .



Рис. 1. (а) Зависимость эффективности от энергии лазерного излучения при *L*= 0.5 см, τ = 100 фс и разных значений температуры кристалла. (б) Зависимость эффективности от энергии лазерного излучения при 77 К и разных *L* и τ: квадратики - *L*= 0.5 см, τ = 100 фс; треугольники - *L*= 1 см, τ = 100 фс, кружочки - *L*= 0.5 см, τ = 200 фс; крестики - *L*= 1 см, τ = 200 фс. Во вставке – увеличенная часть графика.

При энергии лазерного импульса меньше насыщения наблюдается линейная зависимость эффективности оптико-терагерцовой конверсии от энергии накачки. Максимальный угол наклона этой зависимости достигается при большой длине L = 1 см и $\tau = 200$ фс(см. вставку на рис. 1(а)). Действительно, большую эффективность при таких параметрах можно объяснить большей длиной взаимодействия лазерной накачки с терагерцовым излучением, а также меньшим расплыванием более длинного лазерного импульса в кристалле из-за влияния угловой дисперсии дифракционной решетки. Данный результат согласуется с теоретическими результатами работы ². Отметим, что прикомнатной температуре наблюдалось аналогичная зависимость эффективности от энергии накачки, но с более существенным спадом в режиме насыщения.

Также в эксперименте были проведены измерения поперечного профиля интенсивности ТГц поля в области расположения кристалла ZnTe и спектр генерируемого терагерцового излучения. Результаты измерения показали, что максимум спектра наблюдается около 0.5 ТГц, ширина спектра при этом составляет 1.5 ТГц.

1. J.H. Hebling, A.G. Stepanov, G. Almasi, B. Bartal, J. Kuhl, *Appl. Phys.* B,78, 593-599, (2004).

2. M.I. Bakunov, S.B. Bodrov, E.A. Mashkovich, J. Opt. Soc. Am. B., 28, 1724-1734, (2011).

ИССЛЕДОВАНИЕ ОПТИЧЕСКИХ СВОЙСТВ КРИСТАЛЛОВ СЕМЕЙСТВА БОРАТОВ В ТЕРАГЕРЦОВОЙ ОБЛАСТИ СПЕКТРА Анцыгин В. Д.^{*}, Астраханцева А. В.^{**}, Мамрашев А. А.^{*,**}, Николаев Н. А.^{*}, Потатуркин О. И.^{*,**}, Солнцев В. П.^{***}

*Институт автоматики и электрометрии СО РАН, Новосибирск, Россия **Новосибирский государственный университет, Новосибирск, Россия ***Институт геологии и минералогии им. В.С. Соболева СО РАН, Новосибирск, Россия

В работе исследованы показатели преломления и коэффициенты поглощения кристаллов семейства боратов: альфа- и бета-бората бария, трии тетрабората лития и кристалла Ba₂Na₃(B₃O₆)₂F в терагерцовой области спектра.

Кристаллы семейства боратов широко используются в качестве преобразователей ближнего ИК лазерного излучения в высокие гармоники. Их линейные и нелинейные свойства в видимой и ИК областях спектра достаточно хорошо изучены, однако вопрос об их свойствах в терагерцовом (ТГц) диапазоне остается открытым. В данной работе проведены исследования оптических свойств ряда кристаллов семейства боратов в терагерцовой области спектра при помощи широкополосного терагерцового спектрометра.



Рис. 1. Схема широкополосного терагерцового спектрометра

Схема широкополосного терагерцового спектрометра на базе фемтосекундного волоконного лазера представлена на рис. 1 [1]. Излучение второй гармоники лазера (частота следования импульсов 77 МГц, центральная длина волны 775 HM, длительность импульса 100 фс, средняя мощность 100 мВт) используется для накачки кристаллов генерации и для детектирования ТГц излучения. Терагерцовая генерация осуществляется в поверхностном слое кристалла InAs, помещенного в магнитное поле [2]. ТГц излучение, проходя через исследуемый образец, регистрируется поляризационно-оптическим методом [3] в кристаллах ZnTe ориентации (110). осуществляет сканирование формы Спектрометр временной ТГп импульса. авычисление его спектра производится путем цифрового преобразования Фурье. Основные характеристики спектрометра: спектральный диапазон 0,2-1,6 ТГц, спектральное разрешение 10 ГГц, динамический диапазон по амплитуде ТГц поля до 600.

Все исследуемые кристаллы [4], в том числе новый материал Ba₂Na₃(B₃O₆)₂F [5], выращены в Институте геологии и минералогии СО РАН. Образцы для исследований представляли собой полированные с двух сторон плоскопараллельные пластинки кристаллов толщиной ~500 мкм с осями в плоскости образца.

Полученные экспериментальные результаты по кристаллам боратов бария хорошо согласуются с данными других авторов [6,7]. Результаты по терагерцовым свойствам других боратов представляются впервые. Например, на рис. 2 приведены показатели преломления и коэффициенты поглощения кристаллов трибората лития, у которых наблюдаются значительные двулучепреломление и дихроизм в широкой области ТГц спектра.



Рис. 2. Оптические свойства кристаллов трибората лития

В работе обсуждаются возможности использования двулучепреломления и дихроизма кристаллов боратов для создания элементов поляризационной оптики в терагерцовом диапазоне, элементов управления интенсивностью и поляризацией терагерцового излучения.

- 1. В.Д. Анцыгин, А.А. Мамрашев, Н.А. Николаев, О.И. Потатуркин, *Автометрия*, **46**, №3, 110–117 (2010).
- 2. В.Д. Анцыгин, Н.А. Николаев, Автометрия, 47, №4, 23–30 (2011).
- 3. А.А. Мамрашев, О.И. Потатуркин, Автометрия, 47, №4, 16–22 (2011).
- 4. V.P. Solntsev, E.G. Tsvetkov, V.A. Gets, V.D. Antsygin, *Journal of Crystal Growth*, **236**, 290–296 (2002).
- 5. T.B. Bekker, A.E. Kokh, N.G. Kononova, P.P. Fedorov, S.V. Kuznetsov, *Crystal Growth & Design*, 9, 4060–4063 (2009).
- 6. J. Liu, X. Guo, J. Dai, X.-C. Zhang, Applied Physics Letters, 93, 171103 (2008).
- 7. J. Liu, X.-C. Zhang, Journal of Applied Physics, 106, 023107 (2009).

ПРИМЕНЕНИЕ ТЕРАГЕРЦОВОЙ НЕСТАЦИОНАРНОЙ ГАЗОВОЙ СПЕКТРОСКОПИИ ДЛЯ КОНТРОЛЯ ПРОЦЕССА ОСАЖДЕНИЯ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ПЛЕНОК Вакс В.Л.

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород, Россия

Рассматриваются возможности использования методов ТГц нестационарной газовой спектроскопии для контроля процессов осаждения полупроводниковых пленок. Приведены результаты газофазного анализа состава СН- плазмы при осаждении алмазных пленок.

Потребности hi-tech становятся все более и более зависимыми от методов диагностики, то есть, от способности неразрушительного количественного *insitu* измерения физических и химических параметров компонентов, участвующих в технологических процессах, их электронных и молекулярных температур, пространственных распределений концентраций. Исследованияростаполупроводниковогопокрытиявпроцессахэпитаксиинеобходимы для изучения влияния условий осаждения на свойства получаемых пленок.

современных методов газового Среди анализа. таких как. например, электрохимические сенсоры, оптическая и ИК-спектроскопия, газовая хроматография, УΦ хемилюминесценция, терагерцовая спектроскопия на нестационарных эффектах обладает наилучшим приближением к теоретическому пределу чувствительности при доплеровской разрешающей способности и может регистрировать быстропротекающие процессы, что дает уникальные возможности для определения состава многокомпонентных газовых смесей в реальном времени^{1,2}. Аналитические методы ТГц спектроскопии основаны на нестационарных эффектах (свободно затухающая поляризация, быстрое прохождение по частоте). Периодическое переключение фазы (или частоты) излучения, резонансно взаимодействующего со средой, создает процессы переходного излучения и поглощения, что приводит к периодическому возникновению и распаду индуцированной макроскопической поляризации. Методы ТГц газовой спектроскопии на нестационарных эффектах позволяют исследовать содержание осаждающегося напыления в газовой фазе и плазме непосредственно В реакторе insitu. а такжедаютвозможностьанализавеществ, участвующих в процессеосаждения,сиспользованиемихвращательныхспектров, изучения динамики и реакций.Полученная позволяет кинетики информация оптимизировать технологические процессы, дает возможность разрабатывать более совершенные молели процессов.

Было проведено экспериментальное исследование состава СН-плазмы с использованием субТГцгазового спектрометра, имеющего частотное разрешение, ограниченное только эффектом Доплера, а также высокую чувствительность, близкую к теоретическому пределу, и высокую точность установки частоты.Излучение спектрометра локализуется на площади силиконовой подложки и подается в реактор через боковое окно, выполненное в виде длиннофокусной тефлоновой линзы (фокусное расстояние примерно 15 см). Была проведена калибровка чувствительности спектрометра по известным линиям этанола. Его чувствительность по коэффициенту поглощения 2*10⁻⁹ см⁻¹ при времени усреднения 3 с и длине оптического пути 39 см.

На первом этапе исследований было определено содержание воды в реакторе при откачке до $7,5*10^{-7}$ торр, которое. составило5%.

Алмазоподобные пленки осаждались из этанола методом тлеющего разряда. Плазма формировалась в ионном источнике и осаждалась на графитный анод. Продукты разряда осаждались на монокристаллической кремниевой подложке при нормальной температуре. Алмазоподобные пленки, полученные по описанной технологии, прозрачны в видимом и ИК диапазоне. Компоненты СН – плазмы наблюдались перед и в процессе осажденияс использованием методов нестационарной газовой спектроскопии субТГц частотного диапазона.

Схема экспериментальной установки приведена на рисунке 1.

Экспериментальное исследование состава СН-плазмы проводилось при значении рабочего давления в камере $p = 2,2*10^{-3}$ торр(при предварительной откачке до 7,5*10⁻⁷ торр) и анодном напряжении U= 1,5 кВ. В качестве вещества в разряде использовался этанол. Также были проведены эксперименты со смесью этанола и водорода в соотношении 5:1 при общем давлении $p = 2,2*10^{-3}$ торр.



Рис. 1. Схема экспериментальной установки для исследования компонент СН-плазмы

Вещество	Частота(МГц)	Вещество	Частота(МГц)	Вещество	Частота(МГц)
CH ₂	68380,9	C ₂ H ₂ O	60615,9	CH ₃ OH	76509,7
	69007,8		60617,3	CHOOCH ₃	72684,1
	70678,6		60625,7	CH ₃ OCH ₃	73465,5
	70679,5	CH ₃ CHO	76866,4		73468,7
	70680,7		76878,9		73472,6
CH ₂ O	72409,3		79099,2	C ₃ H	76199,2
	72838,1		79150,1		

Сравнение экспериментальных данных этанола и смеси этанола и водорода показывает, что состав СН-плазмы в целом не меняется при изменении вещества в разряде. Наблюдается незначительное увеличение коэффициента поглощения линий CH₂O и CH₃OH и небольшое уменьшение коэффициента поглощения линий CH₃CHO, CH₃OCH₃ и CHOOCH₃.³Установлено, что 95% этанола разрушается в процессе разряда. Вещества и частоты их наблюдаемых линий поглощения в CH-плазме представлены в таблице.

Использование субТГц нестационарного газового спектрометра дало хорошие результаты для дальнейшего изучения химических реакций в процессе полупроводникового осаждения.

Работа выполнена при поддержке: проекта РФФИ 10-08-01124-а, а также Программы ОФН РАН «Современные проблемы радиофизики».

- 1. Brailovsky A.B., Khodos V.V., Vaks V.L. *Infrared & Millimeter Waves*, **20**, №5, 883-896. (1999).
- 2. Вакс В. Л., Домрачева Е.Г., Никифоров С.Д., Собакинская Е.А., Черняева М.Б.*Изв. Вузов. Радиофизика*, **51**, №6, 490-498, (2008).
- 3. V.L.Vaks. International Conference on Semiconductor Mid-IR Materials and Optics SMMO 2010, October 21-23, 2010, Warsaw, Poland: Book of abstracts, Warsaw, 23-24, (2010).

ДОКАЗАТЕЛЬНОСТЬ БИОЛОГИЧЕСКИХ ЭФФЕКТОВТЕРАГЕРЦОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ЭКСПЕРИМЕНТАМИ СДРОЗОФИЛАМИ Федоров В.И., Вайсман Н.Я.*, Немова Е.Ф.

Институт лазерной физики СО РАН, Новосибирск, Россия *Институт цитологии и генетики СО РАН, Новосибирск, Россия

Показано, что терагерцовое облучение стрессированных самок повлияло на общую численность потомства, а также на созревание и динамику вылета имаго, проявление которых оказалось разнонаправленным в зависимости от пола потомства. Утверждается, что такой результат нельзя трактовать как следствие нагрева биологического объекта.

При трактовке результатов экспериментов с терагерцовым облучением биологических объектов доминирует представление о нагреве объекта как непосредственном физическом механизме наблюдаемого эффекта. Такая трактовка обусловлена тем, что нагрев представляется наиболее очевидным механизмом воздействия излучения терагерцового диапазона. Однако наиболее очевидное далеко не всегда оказывается единственно верным¹. Поскольку в экспериментах *invitro* с биомолекулами или с клетками вклад нагрева в биоэффект исключить трудно, то при проведении экспериментов с дрозофилами, когда облучают взрослых мух или личинок и регистрируют отдалённые результаты облучения по различным морфологическим, биохимическим или генетическим параметрам потомства в случае облучения родительских особей или развившихся до взрослого состояния облучённых личинок, свести объяснение результата эксперимента к нагреву крайне некорректно, и потому такие эксперименты являются доказательством специфического влияния терагерцового облучения на сложные живые системы, не связанного напрямую с нагревом объекта, тем более, что облучение происходит в открытой системе без препятствия теплоотдаче. Различными авторами показано, что терагерцовое облучениевызывает при одних дозах увеличение плодовитости дрозофил и повышение выживаемости их первого поколения², при других – прямо противоположные эффекты: стерильность и индукцию рецессивных летальных мутаций в первом поколении³.Показано, что терагерцовое излучение инициирует уменьшение числа соматических мутаций у взрослых мух, вызванных гамма-облучением в личиночном периоде. При этом частоты соседних диапазонов облучения (ИК и КВЧ) только усугубляют эффект гамма-облучения⁴.

В данной работе исследовали влияние терагерцового излучения на численность и динамику развития потомства дрозофил. Поскольку облучение является стрессом, а стресс оказывает неспецифическое влияние на состояние яйцеклеток, отражающееся на плодовитости и оогенезе⁵, самок дрозофил (n = 200) предварительно стрессировали помещением в ограниченное пространство без пищи на 2,5 ч, чтобы вычленить вклад терагерцового излучения. Часть стрессированных самок (n = 100) облучали в течение 30 мин с помощью системы генерации терагерцового излучения, созданной в Институте автоматики и электрометрии СО РАН⁶.Система генерирует широкополосное импульсное терагерцовое излучение в диапазоне 0,1 – 2,2 ТГц с длительностью импульса 1 пс, мощностью в импульсе 0,5 мВт. Частота повторения импульсов 76 МГц. Излучение модулируется с частотой 10 кГц. Затем облученных и необлученных мух помещали в стандартные лабораторные условия и подсаживали самцов. Через 2 дня взрослых мух отсаживали. Оценивали влияние стресса и терагерцового излучения на численность и динамику развития потомства. Результаты сравнивали с лабораторным контролем.

Динамика созревания самцов и самок в первом поколении стрессированных облученных и необлученных мух была неодинаковой и отличалась от лабораторного контроля, не подвергнутого действию стресса. Первый вылет во всех группах наблюдался на 11-й день после спаривания. При этом во всех группах число вылетевших самцов в этот день было в 3 раза больше, чем самок. Но абсолютное число вылетевших особей в потомстве стрессированных облученных самок было наибольшим, а у необлученных - наименьшим.

12-й день после спаривания характеризуется во все группах наибольшим числом вылетевших особей. При этом соотношение самцов и самок в потомстве лабораторного потомстве стрессированных контроля было равным, В необлученных MVX доминировали самцы, в потомстве облученных мух – самки. Общее число вылетевших в этот день мух в потомстве стрессированных облученных и необлученных самок было ниже, чем в потомстве лабораторного контроля. Кроме 12-го дня отмечено еще два максимума вылета самок в потомстве стрессированных необлученных мух - на 15-й и 19-й дни от начала спаривания и один максимум вылета самцов на 15-й день с последующим монотонным уменьшением общего числа вылетевших особей, тогда как в потомстве лабораторного контроля второй максимум вылета наблюдался на 16-й день после спаривания. В потомстве облученных мух второй максимум вылета самцов наступает раньше, чем в потомстве необлученных стрессированных мух и лабораторного контроля. Второй максимум вылета самок наблюдается на один день позже, чем в потомстве стрессированных необлученных мух, но совпадает с максимумом лабораторного контроля. Таким образом, динамика созревания самок приближается к динамике, характерной для самок в потомстве лабораторного контроля, тогда как динамика вылета самцов в потомстве облученных стрессированных мух отличается от динамики, характерной для вышеописанных групп.

Соотношение полов созревших мух у потомков лабораторного контроля и стрессированных необлученых мух было 1:1, общее число созревших мух в обеих группах достоверно не отличалось. В потомстве облученных мух число самок превышало число самцов на 6 %. Общее число созревших самок было сходным с другими группами, общее число самцов было на 8 % меньше, чем в потомстве необлученных стрессированных мух. Таким образом, терагерцовое излучение оказало разнонаправленное действие: динамика вылета имаго самок приблизилась к лабораторному контролю, численность имаго самцов уменьшилась. Следовательно, терагерцовое излучение смягчает влияние стрессового фактора на последующее развитие самок, но не самцов. Смягчающее влияние терагерцового облучения показано и при других состояниях на других объектах⁷.

Реакция дрозофил на стресс инициируется биогенными аминами и опосредуется эндокринной системой, обладая направленным воздействием на репродуктивную функцию⁸. Таким образом, полученные результаты позволяют предположить, что терагерцовое излучение оказывает прямое или опосредованное нервной и эндокринной системами воздействие на ооциты, приводя к разным условиям для последующего развития потомства самцов и самок. При этом, если тепловое действие имело место, то оно было одинаковым для всех облученных мух.

- 1. С.С. Попова, Миллиметровые волны в биологии и медицине, № 3, 18-26, (2011).
- 2. Н.П. Залюбовская, Л.М. Чепель, В.Г. Шахбазов, *Вестн. Харьк. госун-та*, № 39, *сер. биол., вып.* 2, 42-44, (1970).
- 3. Mi Zhengyu, Infrared Phys., 29, 631-636, (1989).
- 4. В.И. Федоров, А.С. Погодин, Т.Д. Дубатолова, А.В. Варламов, К.В. Леонтьев, А.Г.Хамоян, *Биофизика*, **46**, № 2, 298-302, (2001).
- 5. Н.Е. Грунтенко, Евраз. энтомол. журн., 7, прил. 1, 3-46, (2008).
- 6. В.Д. Анцыгин, А.А. Мамрашев, Н.А. Николаев, О.И.Потатуркин, Автометрия,
46, № 3, 110-117, (2010).

7. В.И.Федоров, Миллиметровые волны в биологии и медицине, № 2, 25-35, (2010).

8. И.Ю. Раушенбах, Генетика, **33**, № 8, 1110-1118, (1997).

ПРИМЕНЕНИЕ ТЕРАГЕРЦОВОЙ СПЕКТРОСКОПИИ ДЛЯ РАННЕЙ ДИАГНОСТИКИ ПАТОЛОГИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ В БИОТКАНЯХ

Смолянская О.А., Езерская А.А., Цуркан М.В.

Санкт-Петербургский государственный университет информационных технологий, механики и оптики, Санкт-Петербург, Россия

Разработаны следующие методики терагерцовой диагностики патологий биотканей человека: всех стадий восстановления структуры кожи при дерматитах на различных стадиях; холестериновых бляшек в кровеносных сосудах; раннего кариеса в слоях эмали человеческих зубов, а также ряда заболеваний, ассоциированных с изменением содержания воды в тканях зуба; мембран разных типов клеток, здоровых и патологически измененных.

Показано, что особенности различных типов заболеваний кожи человека invivo проявляются во всем диапазоне часто $0,05 \div 2,0$ ТГц, особенно в колебательной области частот: $1,5 \div 2,0$ ТГц. Обусловлены они обратным рассеянием на новообразованиях кожи в ее верхних слоях. Существует корреляция отражательной способности и степени заживления ожога. Также продемонстрировано, что неповрежденная кожа, кожа с только что полученным термическим ожогом и зажившая после ожога кожа обладают явными спектральными различиями в терагерцовом диапазоне. Кроме того, методика терагерцовой диагностики позволяет отслеживать процесс заживления дерматитов и ожогов invivo. При этом она не требует снятия перевязочных средств, которые необходимо использовать для восстановления кожи.

В основе методики терагерцовой диагностики атеросклеротической бляшки в кровеносных сосудах лежит механизм сильного отражения излучения диапазона 0,05 ÷ 2,0 ТГц от бляшки на фоне поглощения регистрирующего сигнала кровеносным сосудом. Так, отражение атеросклеротической бляшки в области 1,80 ТГц на 55 % превышает отражение от кровеносного сосуда. Данный характер взаимодействия терагерцового излучения с атеросклеротической бляшкой наблюдается для частот 0,9, 1,1, 1,25, 1,39 и 1,56 ТГц.

Терагерцовые спектры отражения нормальной и кариозной областей зуба человека отличаются в диапазоне 0,6 ÷ 1,1 ТГц. Амплитуда спектра отражения непораженного зуба выше на ~10 %, чем амплитуда спектра отражения кариозного зуба. В терагерцовом спектре отражения нормального зуба выделяется пик 1,25 ТГц, который отсутствует у обезвоженного зуба. Различие в амплитуде составляет около 450 у.е. Данный пик может служить диагностическим признаком при мониторинге обезвоживания зуба. Отличительной особенностью зуба, пораженного кариесом, являются три характерных пика пропускания со значениями: 0,3; 0,43 и 0,56 ТГц. Вызванные кариесом изменения в спектрах могут быть связаны с бактериальными веществами кариозных участков, уменьшением минеральных компонентов, содержащихся в матрице непораженной эмали, а также с появлением воды в кариозной области.

Отсутствие в течение продолжительного количества времени питательной среды и изменение температуры с 36,8°С до температуры окружающей среды 24°С вызывают

нарушения вязкости и плотности липидного слоя мембран. Отличия спектров отражения, снимаемых в течение первых 20 минут заметны в области 0,9, 1,15 и 1,43 ТГц, где происходит снижение интенсивности отражения. Данное изменение связано с уменьшением количества воды, что приводит к значительному увеличению вязкости и плотности мембран клеток и межклеточной жидкости. Более интенсивное воздействие повреждающих факторов (открытая кювета, отсутствие питательной среды) приводит к снижению интенсивности в спектре отражения образцов в диапазоне от 0,01 до 1 ТГц. Данный эффект вызван изменением размера клеток и последующим их «слипанием», что уменьшает обратное рассеяние ТГц сигнала.

ОСОБЕННОСТИ ДИФРАКЦИИ ТЕРАГЕРЦОВЫХ ВОЛН С ГАУССОВЫМ ПОПЕРЕЧНЫМ РАСПРЕДЕЛЕНИЕМ Трухин В.Н. *'**, Самойлов Л.Л. *'**, Хорьков Д.П. *'**

*Санкт-Петербургский государственный университет информационных технологий, механики и оптики, Санкт-Петербург, Россия *ФТИ им. А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург, Россия

В данной работе приводятся результаты исследований процесса рассеяния терагерцового электромагнитного излучения на конусообразных зондах и тонких металлических цилиндрах. Экспериментальные и теоретические результаты свидетельствуют о возникновении дифракционных краевых волн на границе перехода между областью возбуждения и областью тени.

Терагерцовый (ТГц) ближнепольный микроскоп является одним ИЗ диагностических инструментов в нанотехнологии, при помощи которого можно исследовать спектральные характеристики объектов, размеры которых существенно меньше его рабочей длины волны. В основе его работы лежат процессы взаимодействия ТГц электрического поля с исследуемым объектом, расположенным в непосредственной близости от острия зонда сканирующего зондового микроскопа (СЗМ). Эти процессы, в свою очередь, определяются взаимодействием наноразмерных исследуемого объекта ближнепольными деталей с компонентами ТГп электромагнитного поля вблизи острия СЗМ, возникающим при освещении этой системы широкополосными когерентными ТГц импульсами. При освещениии острия зонда, находящегося вблизи границы раздела между свободным пространством и объектом, у поверхности зонда возникает эванесцентное поле, которое рассеивается объектом, после чего вновь взаимодействует с зондом, что приводит к генерации волны, солержашей в себе информацию о характере распространяюшейся произошедших взаимодействий излучения с микро- и нанорельефом объекта. Таким образом, ТГц поле в дальней зоне, где происходит его регистрация, содержит в себе компоненты, появившиеся как в результате его дифракции на зонде и неоднородностях объекта, так и в ходе процесса ближнепольного взаимодействия. Понимание особенностей дифракции ТГц излучения на зондах, имеющих форму конуса либо тонкого цилиндра, исключительно важно при обработке ТГц сигнала, обусловленного ближнепольным взаимодействием, и его дальнейшей интерпретации.

Рассеяние ТГц излучения на металлическом зонде исследовалось на экспериментальной установке, описанной нами ранее в работе¹. В качестве зондов использовались стандартные вольфрамовые зонды с различными профилями конусов, электрохимически заточенные из проволоки диаметром 100 и 150 мкм, а также изготовленные из нее же цилиндры. В ходе эксперимента исследовались изменения волновых форм и соответствующих им спектров терагерцового излучения, рассеянного

на зонде либо на металлическом цилиндре в отсутствие либо в присутствии отражающей золотой поверхности, находящейся на расстоянии ~1 мкм под ним.

Обнаружено, что при изменении высоты зонда, под которым нет отражающей подложки, положения экстремумов амплитуды терагерцового поля смещаются, однако данный эффект не наблюдается при наличии отражающей подложки под зондом. При внесении отражающей поверхности изменяется геометрия возбуждения рассеивающего элемента (зонда) за счет добавления дополнительных направлений возбуждения: к обычному углу возбуждения θ_0 добавляется возбуждение после отражения от подложки $\pi - \theta_0$, а регистрация теперь также включает и отражение от подложки $\pi - \theta$. Обнаружено, что амплитуда рассеянного излучения в присутствии подложки на порядок больше, чем в ее отсутствие. Данный результат свидетельствует о том, что рассеяние при геометрии возбуждения-регистрации ($\theta_0, \pi - \theta$) и ($\pi - \theta_0, \theta$) вносит основной вклад в регистрируемый сигнал. Для свободного зонда зависимости значений максимума и минимума волновых форм от высоты положения зонда повторяют пространственное распределение терагерцового поля в вертикальном направлении (с поправкой на угол падения), а их относительное смещение происходит по линейному закону. Последний факт позволяет считать, что рассеянное электромагнитное поле в дальней зоне представляет собой сферическую электромагнитную волну, расходящуюся от конца зонда, и ее амплитуда определяется локальным полем, в котором находится конец зонда. Смещение конца зонда в пространстве приводит как к временному сдвигу экстремумов в волновых формах вследствие изменения временной задержки, так и изменению их величин в силу изменения локального поля. Временная задержка определяется изменением оптического пути терагерцового излучения до взаимодействия с зондом и изменением длины распространения рассеянного терагерцового излучения. При наличии отражающей поверхности под зондом зависимости амплитуды экстремумов волновых форм от высоты имеют другой вид.



Рис. 1. Спектральные амплитуды рассеянного ТГц поля. 1 – падающее излучение E(ω). 2 – E(ω) / ω. 3 – рассеянное излучение в отсутствие отражающей поверхности под зондом. 4 – Рассеянное излучение в присутствии отражающей поверхности под зондом

В то же самое время спектр терагерцового сигнала не меняется при изменении высоты зонда. В присутствии отражающей подложки спектр рассеянного излучения практически полностью повторяет спектральное распределение падающего излучения, в то время как в ее отсутствие он претерпевает существенные изменения, приобретая форму проинтегрированного падающего терагерцового поля с характерным спадом в высокочастотной области (Рис. 1). Указанная зависимость спектров от наличия отражающей подложки характерна исключительно для конических зондов с малым углом раствора конуса и тонких металлических цилиндров, однако для металлических цилиндров с радиусом порядка длины волны спектральное распределение в обоих случаях изменяется незначительно относительно падающего излучения.

В работах^{2,3,4} было показано, что рассеяние плоской электромагнитной волны на полубесконечном тонком металлическом цилиндре либо конусе приводит к возбуждению сферической электромагнитной волны, распространяющейся от конца

рассеивающего элемента. Спектральная амплитуда этой волны обратно пропорциональна частоте падающего излучения в различных геометриях возбуждениядетектирования, в том числе и при углах падения возбуждающего излучения θ_0 и $\pi - \theta_0$. Эта частотная зависимость не изменится и при возбуждении тонкого цилиндра гауссовым пучком, поскольку он может быть представлен в виде набора плоских волн с различными пространственными частотами и соответствующими амплитудами. В силу линейности уравнений Максвелла общее рассеянное поле будет иметь ту же спектральную зависимость, что и при возбуждении тонкого цилиндра плоской волной. Следовательно, экспериментально обнаруженные нами спектральные особенности рассеянного электромагнитного поля, включающие в себя различия в спектре рассеяния в зависимости от геометрии возбуждения-детектирования, не могут быть объяснены на основе подобных моделей, подразумевающих формирование одного центра локализации источника генерации электромагнитного излучения в виде сферической волны, распространяющейся от конца зонда.

В реальных экспериментах гауссов ТГц пучок фокусируется на рассеивающем элементе-зонде, формируя на его поверхности область неоднородного возбуждения с границей перехода от возбужденной области к области тени с размерами порядка длины волны падающего излучения. Нами было показано, что при таком возбуждении возникают краевые токи, текущие от переходной границы. Эти токи являются источником генерации краевой дифракционной волны, которая в дальнем поле представляет собой сферическую волну, распространяющуюся от границы перехода от области возбуждения к области тени. Т.е. данная граница перехода является вторым центром локализации источника генерации ТГц излучения. Было получено аналитическое выражение для электрического поля рассеянной ТГц волны, которую можно представить в виде суммы двух сферических волн, расходящихся из двух точек: конца зонда и границы перехода от области возбуждения к тени. При угле регистрации $\pi - \theta_0$ полученное выражение преобразуется в соотношение:

$$E_{sc} = E_{in} \frac{e^{ikz}}{r} \frac{\Delta z}{2\ln\frac{2i}{\gamma ka\sin\theta_0}},$$
(1)

где E_{in} – электрическое поле падающей волны; Δz – длина области возбуждения; k – волновой вектор ТГц волны; r – расстояние до точки наблюдения; $\gamma = 1,781...; a$ – радиус цилиндра.

Из формулы (1) следует, что регистрируемая в дальней зоне рассеянная ТГц волна представляет собой расходящуюся сферическую волну со спектром, аналогичным спектру падающей волны, т.е. смена геометрии возбуждения-детектирования от (θ_0, θ) к $(\theta_0, \pi - \theta_0)$ и $(\pi - \theta_0, \theta_0)$ приводит к значительным изменениям в спектре, что и наблюдается в эксперименте. Таким образом, теоретические и экспериментальные результаты свидетельствуют о том что неоднородное возбуждение приводит к

результаты свидетельствуют о том, что неоднородное возбуждение приводит к процессу генерации краевых дифракционных волн подобному тому, что происходит при рассеянии электромагнитной волны на неоднородности в виде острия.

- 1. В.Н. Трухин, А.В. Андрианов, В.А. Быков, А.О. Голубок, Н.Н. Зиновьев, Л.Л. Самойлов, И.Д. Сапожников, А.В. Трухин, М.Л. Фельштын, *Письма в* ЖЭТФ, **93**, 134-138, (2011).
- 2. Л.А.Вайнштейн, *ЖТФ*, **XXIX**, 689-699, (1959).
- 3. П.Я. Уфимцев, *Теория дифракционных краевых волн в электродинамике*, М. : БИНОМ. Лаборатория знаний, (2007).
- 4. J. R. Mentzer, Scatteringanddiffractionofradiowaves, PergamonPress, (1955).

СТЕНДОВЫЕ ДОКЛАДЫ

ЗАВИСИМОСТЬ МОЩНОСТИ СПЕКТРАЛЬНЫХ КОМПОНЕНТ ТГц ИЗЛУЧЕНИЯ ОТ ИНТЕНСИВНОСТИ ФЕМТОСЕКУНДНОГО ВОЗБУЖДАЮЩЕГО ИЗЛУЧЕНИЯ ПРИ ГЕНЕРАЦИИ НА КРИСТАЛЛЕ InAs, ПОМЕЩЕННОМ В МАГНИТНОЕ ПОЛЕ Осипова М.О., Кузьмина А.В., Грачёв Я.В., Беспалов В.Г.

Санкт-Петербургский национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики, Санкт-Петербург, Россия

Аннотация: В работе исследуются мощности спектральных компонент ТГц излученияпри различных интенсивностях фемтосекундного возбуждающего излучения. Представлены зависимости амплитуды спектральных компонент, ширины и глубины линий поглощения воды от интенсивности возбуждающего фемтосекундного излучения.

В работе были исследованы зависимости мощности спектральных компонент широкополосного ТГц излучения от интенсивности фемтосекундного возбуждающего излучения. Генерация ТГц сигнала происходила при облучении фемтосекундным излучением кристалла InAs(арсенида индия), который был помещен в магнитное поле[1]. Исследования проводились при мощности возбуждающего излученияв диапазоне от 0 до 330 мВт. В результате были получены спектры амплитуд широкополосного ТГц излучения для различных значений мощности (см. Рис. 1).



Рис. 1. Экспериментальные спектры плотности мощности ТГц излучения для различных значений мощностей возбуждающего излучения

Рассмотрены зависимости амплитуды спектральных компонент от мощности возбуждающего излучения в областях без выраженных линий поглощения воды. Также представлены зависимости амплитудных спектральных компонент от мощности возбуждающего излучения на частотах, на которых присутствует линии поглощенияводы.

Представлены отношения ширины линии поглощения воды в спектре ТГц излучения при различных мощностях возбуждающего излучения. Например, ширина спектральной линии (FWHM)при мощностивозбуждающего излучения 331 мВт составила 32 ГГц (см. Рис. 2).



Рис. 2. Экспериментальный график ширины спектральной линии поглощения воды для мощности возбуждающего излучения равной 331 мВт

Приведены зависимости глубины линии поглощения воды для спектров ТГц излучения, сгенерированных при различной мощности фемтосекундного возбуждающего излучения. Например, на Рис. 3 показана глубина линии поглощения h при мощности возбуждающего излучения 331 воды мВт. При изменении мощности возбуждающего излучения от 50 до 331 мВт отношение глубины линии поглощения (h)к мощности спектра для данной частоты (H)изменилась от 0,45 до 0,7.



Рис. 3. Экспериментальный график глубины линии поглощения воды при 331 мВт

1. В.Г. Беспалов, В.Н. Крылов, С.Э. Путилин, Д.И. Стаселько, Генерация излучения в дальнем ИК диапазоне спектра при фемтосекундном оптическом возбуждении полупроводника InAs в магнитном поле, *Onm. и спектр.*, **93**, №1, 158-162, (2002)

ДИФРАКЦИОННЫЕ ОПТИЧЕСКИЕ ЭЛЕМЕНТЫ ТЕРАГЕРЦОВОГО ДИАПАЗОНА Князев Б.А.^{1,2}, Чопорова Ю.Ю^{1,2}, Герасимов В.В.^{1,2}, Власенко М.Г.^{1,2}, Павельев В.С.^{3,4}, Володкин Б.О.⁴, Агафонов А.Н.⁴, Тукмаков К.Н.⁴, Кавеев А.К.⁵, Кропотов Г.И.⁵, Цыганкова Е.В.⁵

 ¹Институт ядерной физики им. Г.И.Будкера СО РАН, Новосибирск, Россия
 ²Новосибирский государственный университет, Новосибирск, Россия
 ³Институт систем обработки изображений РАН, Самара, Россия
 ⁴Самарский государственный аэрокосмический университет им. академика С.П. Королева, Самара, Россия
 ⁵ЗАО «Тидекс», Санкт-Петербург, Россия

Созданы и исследованы кремниевые элементы дифракционной оптики терагерцового диапазона - бинарные линзы Френеля и дифракционные делители пучка. Проведены экспериментальные исследования энергетической эффективности и лучевой стойкости элементов при работе с высокоэнергетическими пучками Новосибирского лазера на свободных электронах (NovoFEL). Исследовано влияние полимерного антиотражающего покрытия, нанесенного на поверхность кремниевого элемента, на энергетическую эффективность элементов.

Использование дифракционных оптических элементов (ДОЭ) на основе кремния является одним из наиболее перспективных методов управления излучением терагерцового диапазона. Важным преимуществом кремниевых элементов является их высокая лучевая стойкость (в отличие от элементов на основе полимеров, например, полипропилена), что дает возможность работать с высокоэнергетическими пучками излучения. В настоящее время существует ряд приложений, требующих управления пучками терагерцового излучения. К ним можно отнести голографию, интерферометрию, абляцию поверхности, задачи материаловедения, и некоторые более специфичные для терагерцового диапазона приложения, например, ионизацию отдельных атомов. В данной работе описаны два типа элементов: кремниевая бинарная (двухуровневая) дифракционная линза и кремниевый делитель пучка. Данные элементы были рассчитаны и изготовлены в СГАУ (г. Самара), ЗАО «ТИДЕКС» (г. Санкт-Петербург) и ИСОИ РАН (г. Самара). Экспериментальное исследование оптических характеристик полученных элементов проводилось с использованием Новосибирского лазера на свободных электронах (NovoFEL) в НИИЯФ имени Г.И. Будкера (г. Новосибирск).Параметры лазерного излучения приведены в таблице 1.

Таблица 1.		
Параметр	Значение	Ед. изм.
Длительность импульса	100	пс
Частота повторения импульсов	5,6	МГц
Радиус пучка	9	MM
Мощность излучения	50-100	Вт
Длина волны	141	МКМ
Распределение интенсивности	гауссово	

Для получения информации о распределении интенсивности в пучке, прошедшем через исследуемый элемент, была использована матрица микроболометров размерами 320х240 элементов, перемещающаяся вдоль оптической оси.

В первом эксперименте была исследована бинарная (двухуровневая) дифракционная линза с диаметром апертуры 30 мм со следующими расчетными параметрами - фокусное расстояние f=120 мм, расчетная длина волны $\lambda=130$ мкм. Зоны Френеля были получены плазмохимическим травлением поверхности высокоомной кремниевой пластины толщиной 1 мм. Были обнаружены два фокуса на расстояниях 121 и 42 мм, что находится в очень хорошем согласии с расчетными значениями. После нанесения антиотражающего покрытия (Parilene C, показатель преломления n=1,63) измеренная энергетическая эффективность составила 40% для главного фокуса и 3,6% для второго фокуса. Фотография линзы представлена на рис. 1.



Рис. 1. Фотография бинарной линзы Френеля

Во втором эксперименте были исследованы оптические характеристики делителя пучка (рис. 2.)с диаметром апертуры 30 мм, который представлял из себя дифракционную решетку с прямоугольным профилем, выполненную на пластине высокоомного кремния методом плазмохимического травления. Излучение, прошедшее через делитель пучка фокусировалось на микроболометрической матрице с помощью линзы из полиметилпентена (TPX) с фокусным расстоянием 50 мм. Как и в случае с линзой Френеля, на обе стороны делителя пучка наносилось антиотражающее покрытие. Результаты экспериментального исследования делителя пучка находятся в хорошем соответствии с результатами численного моделирования.



Рис 2. Фотография делителя пучка

Проведенные эксперименты показали возможность использования кремниевых дифракционных элементов в различных приложениях, требующих управления излучением терагерцового диапазона высокой мощности.

ДИСПЕРСИЯ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ПРОНИЦАЕМОСТИ МОНОКРИСТАЛЛОВ НИОБАТА ЛИТИЯ В ТЕРАГЕРЦОВОЙ ОБЛАСТИ СПЕКТРА Ковалев С.П., КузнецовК.А., Китаева Г.Х., Пенин А.Н.

Московский Государственный Университет им.М.В.Ломоносова Физический факультет, Москва, Россия

Исследованы спектры малоуглового КР на А-поляритонах терагерцового диапазона как в стандартной схеме, так и в схеме нелинейной трехволновой интерференции типа Юнга, в кристаллах LiNbO₃:Mg. Измерена дисперсия диэлектрической проницаемости ниобата лития в диапазоне 0.5-6 THz.

Легированные "анти-фоторефрактивными" примесямикристаллы ниобата лития очень перспективны для генерации излучения в терагерцовом диапазоне спектра. Разработка устройств, генерирующих в этом диапазоне, очень важна для различных приложений спектроскопии, техники связи, томографии и биомедицины.

В этой работе мы исследовали оптические свойства легированных магнием кристаллов LiNbO₃:Мg в терагерцовом диапазоне[1]. Кристаллы были выращены Чохральского из начального состава, близкого к конгруэнтому с методом [Li]/[Nb]=0.942. характеристики соотношением Дисперсионные монодоменных кристалловLiNbO₃:Mg в диапазоне 0.5-6 THz (20-220 см⁻¹) были получены из спектров рассеяния на нижней поляритонной ветви вблизи А-фонона с частотой 253 см⁻¹ (Рис.1).Дисперсия мнимой части диэлектрической проницаемости была измерена из видности интерференционной картины при трехчастотной интерференции с участием поляритоновв схемеЮнга[2]. Обнаружено существенное изменение диэлектрической проницаемости, объясняемое исчезновением дефектов NbLi вследствие легирования примесью магния.



- 1. K.A. Kuznetsov, S.P. Kovalev, G.Kh. Kitaeva, T.D. Wang, Y.Y. Lin, Y.C. Huang, I.I. Naumova, A.N. Penin, *AppliedPhysicsBLasersandOptics*, **101**, 811-815 (2010).
- 2. А.В. Бурлаков и др., *ЖЭТФ*, **120**, 67-75 (2001).

ИДЕНТИФИКАЦИЯ ОСНОВНЫХ МОЛЕКУЛ, ВХОДЯЩИХ В СОСТАВ КОЖИ И СОЕДИНИТЕЛЬНОЙ ТКАНИ, ПО СПЕКТРАМ ОТРАЖЕНИЯ И.В. Прожеев, А.А. Езерская

Санкт-Петербургский национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики, Санкт-Петербург, Россия

Получены спектры отражения кожи и соединительной ткани из препаратов фасций. Идентифицированы основные биомолекулы, выявлены характеристические линии отражения в рабочем диапазоне частот терагерцового спектрографа.

Терагерцовым излучением называется электромагнитное излучение в интервале частот от 0,3 до 10 ТГц, (длина волны 1 мм – 30 мкм). Этот частотный интервал занимает часть электромагнитного спектра между инфракрасным (ИК) и микроволновым диапазонами, поэтому его часто также называют дальним ИК или субмиллиметровым диапазоном. За последние два десятилетия появление новых высокоэффективных систем генерации и детектирования такого излучения позволило создать базы спектров пропускания и отражения различных веществ.

Одной из наиболее актуальных областей применения терагерцового излучения является медицина. Особенно, диагностика заболеваний и повреждений биотканей методами спектроскопии¹.

Применение терагерцового излучения обосновано тем, что в этом диапазоне частот находятся уровни многих сложных органических молекул (таких как молекулы белков, ДНК) и спектры их колебательных и вращательных переходов², что позволяет идентифицировать молекулы по их спектральным «отпечаткам пальцев». Оперируя современными базами, интересно идентифицировать основные биомолекулы, входящие в состав кожи и соединительных тканей.

Первая часть исследований проходила при помощи оригинального ТГц рефлектометра. Проводилось измерение отражения слоя куриной кожи и препарата соединительной ткани фасции внутреннего изгиба крыла. Толщина кожи 110-115 мкм, толщина первого образца ткани 32-37 мкм, второго – 50-55 мкм.



Рис. 1. Исследуемые образцы. 1 – кожа, 2,3 – препарат фасции.

Был составлен список веществ, входящих в соединительную ткань, эпидермис и дерму кожи. По данным имеющихся баз терагерцовых спектров были найдены соответствия со следующими веществами:



Рис. 2. Спектр отражения ТГц импульса от а) кожи, б) соединительной ткани фасции.

На рисунках видны линии основных биомолекул (триптофан, Д-глюкоза, аденозин дифосфат), входящих в состав дермы и эпидермиса. Полученные результаты можно использовать в диагностике кожных покровов.

Работа поддержана Министерством Образования и Науки России ГК № 16.513.11.3070

- 1. М.М. Назаров, А.П. Шкуринов, Е.А. Кулешов, В.В. Тучин, Терагерцовая импульсная спектроскопия биологических тканей, *«Квантовая* электроника», **38**, №7, 2008.
- 2. X.-C. Zhang, JingzhouXu. Introduction to THz wave photonics. N.Y.: Springer Science+BusinessMedia, 2009.

ИСПОЛЬЗОВАНИЕТЕРАГЕРЦОВОГОИЗЛУЧЕНИЯДЛЯДЕФЕКТО СКОПИИБУМАГ, АТАКЖЕОТБОРПОГЛОЩАЮЩИХФИЛЬТРОВВДИАПАЗОНЕ 0,1-1,5 ТГЦ

Балбекин Н.С.,Смолянская О.А., Грачев Я.В., Беспалов В.Г.

Санкт-Петербургский государственный университет информационных технологий, механики и оптики, Санкт-Петербург, Россия

Показана возможность дефектоскопии бумаг с помощью терагерцовой области частот, а также произведен выбор поглощающих фильтров терагерцового излучения на основе клеевых композиций. Получен ряд новых научных результатов: 1) нанесение клея на поверхность бумаги сильно меняет вид ТГц спектра; 2) нагревание может служить увеличению прозрачности бумаги; 3) интегральное ТГц пропускание увлажненных образцов бумаги ниже пропускания сухих и нагретых образцов; 4) резина является наилучшим поглощающим фильтром ТГц излучения.

Освоение терагерцовой (ТГц) спектроскопии бумаги и клеевых композиций позволит с большей скоростью и точностью решать проблемы подлинности фотодокументов, датировки и атрибутики исторической фотографии, а также историкодокументальной и криминалистической экспертиз. В свою очередь, создание поглощающих фильтров и окон пропускания для терагерцового излучения будут чрезвычайно полезны для будущих исследований и работы с терагерцовым излучением.

Методика проведения измерений заключалась в приготовлении образцов, затем измерении референсного сигнала. Образцы покрывались чернилами (шариковой ручки и лазерного принтера), клеем либо подвергались обработке высокой температурой или паром. Образцы клеевых композиций не нуждались в предварительной подготовке. В качестве последних использовались резина, вакуумная резина и ПММА с жидким стеклом. Регистрация спектра для каждого образца проводилась 3-5 раз.

В работе использовались три установки: ТГц спектрофотометр, ТГц рефлектометр и ТГц фотометр.

Пучок накачки от фемтосекундного Yb:KYW лазера Solar FL-1($\lambda = 800$ нм, tимп = 45 фс, f = 80 МГц, P = 50 мВт), попадая на полупроводниковый кристалл арсенида индия, помещенный в постоянное магнитное поле, генерирует ТГц излучение. Полученное излучение обладает следующими параметрами: спектральный диапазон 0,02÷1,5ТГц, средняямощность ТГц излучения как минимум 30 мкВт, частота следования импульсов 75 МГц, мощность импульса как минимум 120 мВт, длительность импульса 3 пс.

Сигнал ТГц излучения на фотометре регистрировался на основной частоте модулятора – 10 Гц. Мощность ТГц излучения составляла 962 ± 88 нВт. Получаемое с использованием InAs излучение имело полосу частот от 0,02 до 1,5 ТГц. Эффективность преобразования фемтосекундного лазерного излучения в ТГц составляла 10⁻⁷.

Экспериментально показано (см. рис 1.), что спектральное пропускание образцов с нанесением чернил шариковой ручки и чернил принтера одинаково в пределах погрешности. Отличается спектр образца с нанесением клея, – обладает значительно лучшим пропусканием в диапазонах 0,1-0,35 и 0,57-1 ТГц.

Экспериментально показано (см. рис 2.а, 2.б, 2.в.), что нагретые образцы бумаги пропускают на 5-6% больше ТГц излучения, обработанные паром – на 8-11%

меньше. Нагревание может способствовать увеличению прозрачности бумаги в ТГц диапазоне, что может использоваться для распознавания скрытых под бумагой объектов.



Рис. 1. Спектры пропускания нанесённых на бумагу клея, чернил принтера и чернил ручки.



влажной атмосферы и после.







Рис. 2. в. Спектры пропускания бумаги до обработки паром и после.

Экспериментально показано, что образец вакуумной резины обладает пропусканием близким к 50%, образец ПММА с жидким стеклом ~10%. Наименьшим пропусканием обладает образец резинаы ~2.5%

Среди исследованных образцов, - резина является наилучшим поглощающим фильтром ТГц излучения, особенно для частоты 0,35 ТГц. Коэффициент поглощения ТГц излучения резиной $\alpha_{\lambda} = 1,14 \text{ мm}^{-1}$.

ОПТИКА ДЛЯ БИОЛОГИИ И МЕДИЦИНЫ

УСТНЫЕ ДОКЛАДЫ

ОПТИЧЕСКАЯ КОГЕРЕНТНАЯ ТОМОГРАФИЯ С УЛУЧШЕННЫМ ПРОСТРАНСТВЕННЫМ РАЗРЕШЕНИЕМ Моисеев А.А., Геликонов Г.В., Терпелов Д.А., Шилягин П.А., Геликонов В.М.

Институт Прикладной Физики РАН

Оптическая когерентная томография (ОКТ) в настоящее время интенсивно развивается как метод неинвазивной диагностики, в том числе онкологических заболеваний. В настоящее время разрешение приборов ОКТ составляет единицы микрометров в направлении вдоль сканирующего пучка и десятки микрометров поперек. Данное различие обусловлено различной физической природой разрешения вдоль и поперек сканирующего пучка в ОКТ. Разрешение вдоль определяется шириной спектра используемого источника излучения, в то время как разрешение поперек определяется дифракционными свойствами сканирующего пучка и является компромиссом между разрешением и глубиной исследования. Существующие методы увеличения поперечного разрешения не позволяют создать устройство ОКТ с компактным гибким зондом, необходимым для эндоскопических исследований. В то же время, в ряде случаев ОКТ с успехом заменил традиционную биопсию (например при диагностике новообразований мочевого пузыря, а также при определении границ злокачественных новообразований при оперативном вмешательстве. Количество удаленной ткани является компромиссом между качеством дальнейшей жизни пациента и возможностью рецидива заболевания, именно поэтому точное определение границ опухоли чрезвычайно важно). Увеличение поперечного разрешения метода позволит увеличить его информативность, расширить область его применения и уменьшить количество как ложноположительных так и ложноотрицательных результатов при его использовании.

В работе данные, полученные с использованием установки спектральной ОКТ рассматриваются как поточечно снятая голограмма. К распределению поля на каждой длине волны применяется метод распространения пространственного спектра [1], который позволяет получить распределение поля во всем объеме на каждой длине волны. Последующие суммирование по длинам волн дает итоговое изображение ОКТ с улучшенным пространственным разрешением во всем исследуемом объеме.

Данный метод выдвигает жесткие условия на стабильность фазы (т.е. на постоянство относительного положения объекта и плоскости сканирования, что не может быть достигнуто в реальных условиях). Поэтому в работе предложен также алгоритм эквализации (выравнивания) фазы, позволяющий компенсировать относительные движения сканера и объекта в процессе сканирования.

1. L. Yu and M. K. Kim, "Wavelength-scanning digital interference holography for tomographic 3D imaging using the angular spectrum method," Opt. Lett. **30**, 2092-2094 (2005).

ГОЛОГРАФИЧЕСКИЕ СЕНСОРЫ ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ КОМПОНЕНТОВ ВОДНЫХ РАСТВОРОВ А.В.Крайский¹, В.А.Постников², Т.Т.Султанов¹, Т.В.Миронова¹, А.А.Крайский¹, М.А.Шевченко¹

¹ Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, Москва ² ФГУ«НИИ физико-химической медицины», ФМБА России, Москва.

Голографические сенсоры(ГС) применяются для определения специфических компонентов растворов и смесей [1-7]. К достоинствам их относится то, что они позволяют достаточно просто определять концентрации и визуально и аппаратно. В последнем случае они позволяют определять концентрации с достаточно высокой точностью. К достоинствам их относится, в частности, и то, что они стабильны при хранении, как и обычные голограммы, которые сохраняются десятилетиями, они пригодны для многократных применений, при массовом производстве не дороги. Показаны возможности их использования для определения кислотности растворов, концентрации ионов тяжелых металлов, в том числе и в концентрациях, допускаемых для водопроводной воды, определения глюкозы в крови и других биологических жидкостях, лактатов, влажности воздуха, содержания воды в авиационном топливе, горючих углеводородов в воздухе[1-4].

ГС представляют собой толстослойную голограмму (голограмму Денисюка), как правило, на основе нанозерен металлического серебра. Такая голограмма при освещении белым светомотражает монохроматическое излучение. Под действием тестируемого компонента в результате его взаимодействием со специально подобранными веществами, входящими в состав полимерной матрицы, содержащей нанозерна серебра, изменяется набухание голографического слоя. Это приводит к изменению периода слоев серебра, и, следовательно, цвета голограммы.

Нами были исследованы разные составы полимерных матриц для ГС и свойства ГС при изменении кислотности раствора, содержания ионов различных металлов, глюкозы в модельных растворах и в плазме крови. Чувствительность к глюкозе в модельном растворе доходила до 40 нм/моль при записи голограммы в свете He-Ne лазера. Это при записи в голограммы в синем свете позволяет перекрыть весь видимый диапазон от синего до красного при изменении содержания глюкозы в физиологической области концентраций. Нами был обнаружен эффект изменения почти на порядок дифракционной эффективности при изменении кислотности раствора. В связи с этим обсуждаются вопросы контроля режима работы голограммы для оптимизации точности определения длины волны. Обсуждаются вопросы динамики отклика ГС при переходных процессах. Важным свойством ГС является их многоканальность, связанная с локальностью отклика. На основе этого свойства предложены методы одновременного проведения анализов для разных проб. К настоящему времени разработана конструкция многоячеистой структуры с 24 независимыми ячейками объемом 50 мкл, располагающимися на одном ГСплощадью 4 см². Для одновременной регистрации длин волн в ячейках нами разработан колориметрический метод определения длины волны распределения по площади изображения узкополосного изучения помощью бытового цифрового с фотоаппарата[7]. Показана возможность определения длины волны в диапазоне 455 -625 нм. Среднеквадратичный разброс длин волн составляет от 0.15 нм до 3 нм в зависимости от длины волны и параметров регистрации изображения.

Работа поддержана грантом в рамках программы фундаментальных исследований Президиума РАН "Фундаментальные науки - медицине".

1. Marshall A.J., Lowe Ch.R.. et al, *J.Phys.Condens.Matter.*, <u>18</u>, 619-626; .,(2006),ипатентСША №5989923 от 23.11.1999, Lowe Ch.R., Millington R.B., Bluth J., Mayes J.E.

2. Millington R.B., Mayes A.G., Blyth J., Lowe Ch.R. *Digest of technical papers. transducers* '95-Eurosensors IX, Stockholm, Sweden, 126-PC1, 509-612, (1995).

3. Millington R.B., Mayes A.G., Blyth J., Lowe Ch.R. Analytical chemistry, v.67 (1995), 4229-4233.

4. Martinez –Hurtado J.L., Davidson C.A.B., Blyth J., Lowe Ch.R. *Langmuir*, v.26,15694-15699 (2009).

5. Postnikov V.A., Kraiskii A.V., Sultanov T.T., Tikhonov V.E... *XVIII International scool-seminar "Spectroscopy of molecules and crystals"* 20.09-28.09.2007, Beregove, Crimea, Ukraine, Abstracts p.261.

6. Крайский А.В., Постников В.А., Султанов Т.Т., Тихонов В.Е..*Тезисы доклада в* Сб. Конференции «Фундаментальные науки - медицине», Москва, 3-4 декабря, 2007 г., 79-80.

7. А.В.Крайский, В.А.Постников, Т.Т.Султанов, А.В.Хамидулин. Голографические сенсоры для диагностики компонентов растворов. Квантовая электроника, **40**, №2 (2010), с.178-182.

8. А.В.Крайский, Т.В.Миронова, Т.Т.Султанов. Измерение поверхностного распределения длины волны узкополосного излучения колориметрическим методом. Квантовая электроника, 40, №7 (2010), с.652 - 658.

ЭНДОСКОПИЧЕСКИЙ АКУСТООПТИЧЕСКИЙ СПЕКТРОМЕТР Для регистрации изображений Мачихин А.С.,Пожар В.Э.*

Научно-технологический центр уникального приборостроения РАН, *МГТУ им. Н.Э.Баумана, Москва, Россия

Описан эндоскопический акустооптический спектрометр изображений для медицинских применений. Обсуждаются особенности спектрометра и потенциальные области применения, в частности фотолюминесцентная диагностика биологических тканей*invivo*.

Фотолюминесцентные методы исследований все чаще применяются при диагностике и терапии раковых опухолей¹. При этом особое место отводится системам для анализа не только спектральных, но также и пространственных свойств объектов. Приборы, реализующие данный подход, выгодно отличает высокая информативность, чувствительность и способность работать во внелабораторных условиях.

Спектрометрына основе перестраиваемых акустооптических (AO) фильтров не только в полной мере обладают данными свойствами, но также предоставляют такие уникальные возможности, как произвольная спектральная адресация и возможность передачи изображений практически без искажений. АО фильтр является не только основой для создания новых медицинских приборов, но также и может встраиваться в оптические схемы уже существующих устройств. Например, известны АО системы для флуоресцентного анализа тканей ² подопытных мышей на наличие опухоли путем введения в организм фотолюминесцирующего вещества³.

В докладе описан разрабатываемый эндоскопический AO спектрометр изображений, предназначенный для диагностики внутренних тканей и органов. В его состав в настоящее время входит жесткий зонд, содержащий оптическую систему для

передачи изображения и оптоволокно для передачи света (широкополосного, в частности ультрафиолетового) от внешнего источника. Объектив, установленный на дистальном конце зонда, формирует изображение, которое, передаваясь через ряд оборачивающих систем, проходит через АО фильтр в виде параллельного пучка и фокусируется на ПЗС-матрице видеокамеры. Переключая АО фильтр, можно получить спектральное изображение внутреннего органа на заданных длинах волн, где контраст изображения максимален. С помощью переключаемого светоделителя можно осуществлять регистрацию участка поверхности как в спектрально контрастном виде, так и в виде обычного цветного изображения.

Как показывают теоретический анализ и первые экспериментальные исследования, разрабатываемый спектрометр может обеспечить достаточно высокое качество изображения (до 1000 точек по каждой из координат) в видимом диапазоне (0,44-0,76 мкм).

Эндоскопические АО спектрометры изображений могут решать задачи неинвазивной люминисцентной диагностики в колоноскопии, а при использовании гибкого оптоволоконного эндоскопа - в бронхоскопи, гастроскопии и других методах обследований.

Работа выполнена в рамках федеральной целевой программы «Кадры» (Государственный контракт 16.740.11.0723 от 08.06.2011).

- 1. В.В.Тучин, Оптическая биомедицинская диагностика, М.: Физматлит, (2007).
- 2. I. Kutuza, V. Pozhar, V. Pustovoit, Proc. SPIE, 5143, 165-169, (2003).
- 3. V.Pozhar, V.Pustovoit, I.Shilov, Med. Las. Appl., 25, 200, (2010).

СОВРЕМЕННЫЕ ВОЗМОЖНОСТИ ЦИТОФОТОМЕТРИИ Пальчикова И.Г., Смирнов Е.С.

ФГБУН Конструкторско-технологический институт научного приборостроения СО РАН, г. Новосибирск, Россия

Проведен анализ ограничений современных цитофотометрических устройств, выявлены их особенности, которые необходимо учитывать для корректного выполнения измерений аналоговых величин, представленных в формате цифрового изображения. Представлен разработанный метод цитофотометрии, процедура калибровки камеры и тестовые объекты, в том числе фотолитографические и биологические тестовые препараты.

Цитофотометрическое определение количества ДНК в клетке, окрашенной по Фельгену, является одним из фундаментальных методов цитохимии и широко используется в биологии и медицине. В основе этого метода лежит стехиометрическое связывание фуксинсернистой кислоты с альдегидными группами, возникающими в результате кислотного гидролиза оснований ДНК. Дальнейшая оценка света, поглощенного окрашенными структурами, позволяет судить о содержании в них ДНК. Очевидным достоинством этого метода является возможность анализа малых групп клеток, детектируемых на препаратах in situ. Мы модифицировали [1] известный денситометрический метод [2], заменив фотоэмульсионное детектирование света (или фотокатодное в интегральном методе) регистрацией изображения с помощью цифровой фотоматрицы с повышенной дигитализацией. Разработана компьютеризованная цитофотометрическаяустановка на основе микроскопа.

Цитофотометрия ядер клеток осуществляется по следующему алгоритму [1]. Регистрируются два изображения с одинаковыми параметрами камеры, соответствующем линейному участку передаточной характеристики устройства. Для устранения «блика оптики» в микроскопе разработан контрольный объект, состоящий из микрокусочков китайской туши, заключенной в канадский бальзам. На рис. 1 показаны микроизображения.



Рис. 1. Изображения: 1 – китайская тушь (а), 2 – клеток (б) и 3 – результат их совмещения (в)

Обработку изображений осуществляли последовательно следующим образом. Этап 1: уровни серого в изображении 1 попиксельно вычитали из уровней серого в изображении 2 фотометрируемого ядра, получая изображение 3. Этап 2: на цифровых изображениях 3 ядер с вычтенным бликом выделяли суб`имидж собственно ядра и суб`имидж прозрачного участка (изображение 4), расположенного рядом с ним. Изображение 4 использовали для определения усредненной интенсивности 10 света, прошедшего через образец без поглощения в красителе. Интенсивность каждого пикселя суб`имиджа собственно ядра нормировали на интенсивность I0 прошедшего непоглощенного света. Полученная таким образом цифровая матрица состоит из чисел, пропорциональных коэффициенту пропускания света участками ядра. Этап 3: оптическую плотность для каждого пикселя вычисляли согласно закону Бугера-Ламберта-Бэра. Этап 4: в качестве меры содержания ДНК в ядре использовали сумму логарифмов матрицы коэффициентов пропускания, взятую с обратным знаком.

Регистрация высококачественных изображений для последующего количественного обсчёта изображений с высокой точностью возможна лишь с применением соответствующих цифровых камер. Точность цитофотометрических измерений зависит, в частности, от линейности передаточной характеристики установки в целом. Мы разработали и провели многоступенчатую процедуру калибровки устройства. В качестве первого тестового объекта использовался аттестованный 9-ти ступенчатый ослабитель к спектрографу ИСП-51. Вторым тестовым объектом служил фотометрический клин, изготовленный из ахроматического нейтрально-серого в массе стекла.

Производилось тестирование трех камер различных производителей. На рис. 2 представлена зависимость пропускания ступеней ослабителя T1, найденная в результате эксперимента, от величины значений пропускания T2, указанных в паспорте ослабителя. Точками различной формы обозначено среднее значение пропускания тестовой полоски; вертикальные отрезки отмечают среднеквадратичное отклонение. Проведенная гамма-коррекция позволила линеаризовать зависимость.

При изготовлении биологических тестовых препаратов использовались неделящиеся ядра клеток крови нескольких видов (Gallus domesticus, Danio rerio, Homo sapiens, Rana arvalis), что позволило избежать естественного разброса содержания ДНК, связанного с фазой синтеза ДНК [3]. Калибровочные зависимости даны на рис.3.

Проанализирован вклад различных эффектов в ошибку денситометрического метода измерений, предложен способ учета бликов оптики, найдены оптимальные параметры настройки микроскопа и камеры для денситометрических измерений. К новым результатам относится анализ влияния дифракции света в микроскопе,

ограничивающей разрешающую способность оптического изображения, на точность цитометрических измерений.



Рис. 2. Передаточные характеристики установки с тестируемыми камерами

Для целей тестирования разработаны специальные микрообъекты, фотография которых дана на рис.4.Изготовленные дифракционные микроструктуры позволяют выполнить фотограмметрическую и дифракционную калибровки цитофотометрической установки, экспериментально определить функцию рассеянии точки и учесть блики оптики в разработанном нами интегральном методе цитофотометрии, измерить передаточную характеристику (по оптической плотности) устройства и выбрать оптимальные параметры для работы камеры и настройки измерительного стенда.



Рис. 3. Калибровочные зависимости для биологических тестовых препаратов, полученные для различных камер. Усл.ед. для камер CanonEOS и LeicaDFC, уменьшены в 10 раз

Тестовый объект представляет собой стеклянную пластинку, покрытую пленкой хрома. В пленке хрома нанесены шкалы и тестовые фигуры в виде кружков и квадратов. Характерные размеры кружков (квадратов) составляют следующий ряд: 3, 5, 7, 9, 11, 22 мкм. Требуемая точность исполнения размеров – не хуже, чем 0,3 мкм. Пропускание подложек варьируется в пределах 0,1 – 0,9.

Результаты, полученные с помощью разработанной цитофотометрическойустановки по измерению содержания ДНК в ядрах, показали, что коэффициенты вариации данных составляют от 2,5% до 7%, что находится на том же уровне, что и лучшие образцы, известные из зарубежных публикаций [4].



Рис. 4. Изображение тестовых объектов

Авторы благодарят д.б.н. Л.В. Омельянчука, д.б.н. В.Ф. Семешина(ФГБУН ИМКБ СО РАН) за плодотворные обсуждения и биологические препараты.

- 1. Л.В. Омельянчук, И.Г.Пальчикова, В.Ф. Семешин., А.Л. Алексеева, И.Ф.Жимулев, *Цитология*.**52**, № 4. 349 353,(2010).
- 2. Л.С. Агроскин, Г.В. Папаян, *Цитофотометрия. Аппаратура и методы анализа* клеток по светопоглощению. Л.: Наука, 295, (1977).
- 3. http://www.genomesize.com
- 4. M. Puech, F. Giroud, Cytometry, 36, 11-17,(1999).

ИЗУЧЕНИЕ СИЛОВЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ЛАЗЕРНОГО ПУЧКА С РАСПРЕДЕЛЕНИЕМ ИНТЕНСИВНОСТИ В ВИДЕ ПОЛУМЕСЯЦА Рыков М. А.

Учреждение Российской академии наук Институт систем обработки изображений РАН, Самара, Россия Самарский государственный аэрокосмический университет им. С.П. Королёва, Самара, Россия

Работа посвящена теоретическому и экспериментальному исследованию силовых характеристик лазерного луча, имеющего особое распределение интенсивности: в виде полумесяца. Цель предложенной модификации – добиться большей силы захвата при меньшем количестве энергии, рассеиваемом на захватываемом объекте.

Оптический пинцет — весьма тонкий и точный инструмент, действие которого основано на использовании светового давления. Он применяется для широкого спектра исследований, но особое распространение получил в области цитологии и микробиологии, где его способность манипулировать отдельными клетками нашла наиболее широкое применение. Первые исследования на эту тему были выполнены Ашкиным в 1986 году ([1], [2]). Особыми преимуществами оптического пинцета является отсутствие контакта при манипулировании, большая точность приложения сил порядка, отличная совместимость с жидкими средами.

Настоящая работа посвящена модификации используемого для захвата оптического пучка таким образом, чтобы снизить входную мощностью пучка и одновременно обеспечить такое распределение интенсивности в фокальной плоскости, чтобы большая часть излучения пришлась на периферию захватываемого биологического объекта.



Рис. 1. Поле х-составляющей силы, действующей на сферический объект радиусом 5мкм со стороны гауссова пучка

Промоделируем поле сил, действующих на сферический объект радиусом 5мкм, помещённый в гауссов пучок. Теоретические основы такого расчёта были изложены в работах^{3,4}, и там же подтверждены экспериментом. Для моделирования использовался программный комплекс, описанный ранее⁵.

Результаты моделирования показывают, что силы оптического захвата достигают максимума, если объект несколько смещён относительно центра пучка (точки (0,0) на рис. 1).

Очевидно, что можно найти такую форму светового пучка, которая при той же мощности излучения будет обеспечивать большее значение силы в направлении одной из осей в плоскости сечения пучка (например, вдоль оси x), чем гауссов пучок.

Для этого будем деформировать пучок специальным образом.

Пусть исходный гауссов пучок имеет радиус a=5 мкм. Модифицируем пучок таким образом, чтобы эквиосвещёнными кривыми пучка стали замкнутые кривые, образованные из дуг двух окружностей разного радиуса, расположенных с небольшим смещением (см. рис. 2a).



Рис. 2. Модификация гауссова пучка. а) – построение пучка-полумесяца, б) – ДОЭ, создающий распределение интенсивности в виде полумесяца в фокусе пучка

В качестве параметра, определяющего величину изгиба, можно выбрать $d = t_1 \times a$ — координату пересечения дуги с осью *y*. Саму дугу вспомогательной окружности можно задать уравнением y = c(x). Такое распределение амплитуды будет иметь форму полумесяца и может быть описано формулами:

$$A(x, y) = \exp\left(\frac{-x^{2}}{a^{2}}\right) \times \exp\left(-\frac{(y - c(x) - t_{3} \times a)^{2}}{(t_{2} \times a)^{2}}\right);$$

$$c(x) = \sqrt{r^{2} - x^{2}} - r + d;$$

$$r = \frac{a}{2} \times \left(\frac{1 + t_{1}^{2}}{t_{1}}\right).$$

(1)

Полученное распределение теперь используем для расчёта силы, действующей на объект, освещённый пучком такой формы. Используя метод наискорейшего градиентного спуска для оптимизации формы пучка по параметрам t_1 , t_2 и t_3 , получим, что максимум силы достигается при $t_1 \rightarrow 1$, $t_2, t_3 \rightarrow 0$. В этом случае распределение интенсивности схлопывается в точку, т. е., становится дельта-функцией.

Для удовлетворения дифракционных ограничений наложим ограничение снизу на параметр $t_2 \ge 0.04$, что будет соответствовать расстоянию d - a = 2 мкм (характерная ширина полумесяца). Для оптимизированных параметров распределения в этом случае получим следующие значения: $t_1 = 0.94$, $t_2 = 0.04$, $t_3 = 0.0$.

Моделирование процесса захвата пучком с такими параметрами показывает, что оптимизированное распределение в виде полумесяца обеспечивает 0,88 теоретически достижимого максимума (когда частица освещается пучком с распределением интенсивности в виде дельта-функции), а гауссово — только 0,31.

Для захвата эллипсоидальных частиц пучок-полумесяц был несколько видоизменён: путём простой подстановки $x \to x_{mod} = kx$ внешняя дуга из круговой превращалась в эллиптическую, где k — отношение большой и малой полуосей эллипса. Для*Saccharomycescerevisiae* $k \sim 1,5$. ДОЭ, создающий распределение интенсивности в виде полумесяца, изображен на рисунке 26.



Рис. 3. Захват клеток дрожжей пучком-полумесяцем. Чёрная точка отмечает положение неподвижной относительно предметного столика клетки

Попытки захвата клеток дрожжей пучками-полумесяцами оказались весьма успешными. Первоначальное предположение полностью оправдалось: при захвате и перемещении основная доля облучения приходится на периферию клетки, как это видно на рис 3.Для сравнения аналогичные эксперименты были произведены с гауссовым пучком.

Результаты эксперимента показывают, что при сравнимой мощности излучения, попадающей в фокус пучка, сила захвата пучка-полумесяца в несколько раз больше силы, которую можно получить, используя гауссов пучок.

если принять за метрику отношение

$$\kappa = \frac{F}{I},\tag{2}$$

где *F* – сила захвата, а *I* — мощность излучения в фокусе пучка, то для теоретических выкладок имеем

$$\frac{\kappa_{cresc}}{\kappa_{gauss}} = \frac{0.88}{0.31} = 2.8,$$
(3)

тогда как эксперимент даёт следующие значения:

$$\frac{\kappa_{cresc}}{\kappa_{gauss}} = \frac{3.18}{1.6} \approx 2.$$
⁽⁴⁾

Разработанный тип лазерного пучка-полумесяца способен устойчиво захватывать биологические объекты. Больше того, при захвате и манипуляциях в области наибольшей интенсивности оказывается периферия объекта, что позволяет минимизировать повреждения от поглощения лазерного излучения биологическим клеткой и её особенно чувствительными органеллами.

1. A. Ashkin, J.M. Dziedzic, J.E. Bjorkholm, S. Chu, *OpticsLetters*, **11**, №5, 288–290, (1986).

2. A. Ashkin, J.M. Dziedzic, Science, 235,1517-1520, (1987).

3. Р.В. Скиданов, *Компьютерная оптика*, **28**, 18–21,(2005).

4. S.H. Simpson, S. Hanna, *Phys. Rev. A*, **84**, №5, 053808, (2011).

5. Р.В. Скиданов, М.А. Рыков, Компьютерная оптика, 34, №3, 308-314,(2010).

КАПНОМЕТР НА ОСНОВЕ ВЫСОКОДОБРОТНОГО АКУСТИЧЕСКОГО РЕЗОНАТОРА Дворецкая Л.Н., Карапузиков А.И.*

НГТУ, Новосибирск, Россия, *ИЛФ СОРАН, Новосибирск, Россия

Рассмотрены методы измерения концентрации выдыхаемого углекислого газа для капнометра. Выбран наилучший метод, основанный на определении резонансной частоты звукового сигнала. При создании капнометра, необходимо учитывать влияние температуры и влажности, для достижения требуемой точности измерения.

Из-за ухудшения экологии и в частности, аэротехногенного загрязнения воздуха, увеличивается количество бронхо-легочных заболеваний, что требует наличия средств диагностики дыхания. Для этих целей используются, в том числе, капнометр — медицинский прибор определяющий концентрацию углекислого газа в газовой смеси, в основе которого используется в основном ИК-оптический датчик. Однако, стоимость современных приборов высока, поэтому актуальным является разработка недорогих капнометров, удовлетворяющих медицинским условиям.

Капнометры применяются в анестезиологии, реанимационных отделениях, палатах интенсивной терапии, где нужно следить за быстро изменяющимся состоянием больного. Индивидуальная диагностика дыхания с помощью капнометра, позволит человеку своевременно обнаруживать признаки хронической лёгочной недостаточности, что, как правило, является следствием нарушения в дыхательных путях, при таких заболеваниях как астма, различные формы дыхательной недостаточности, гипервентиляционный синдром и гиповентиляция. Своевременная диагностика дыхания позволит во время обратиться к специалистам.

На сегодняшний день существуют капнометры с достаточной точностью 0.2% и диапазоном измерения в газовых смесях с содержанием CO₂ 0-10%.

Большинство известных капнометров основаны на методе ИК-оптического анализа газовой смеси. Принцип действия этого метода заключается в том, что молекулы углекислого газа, имеют высокий коэффициент поглощения на длине волны 4.25 мкм.

У здоровых людей при спокойном дыхании альвеолярная вентиляция концентрации CO₂ в конце выдоха составляет 4.5-6.0%. При больших концентрациях CO₂ в воздухе, меняется скорость звука и частота резонанса, что может быть использовано для измерения концентрации.

В настоящей работе предложено решение задачи по разработке метода капнометрии, более простого и дешёвого, основанного на определении резонансной частоты звукового сигнала.

За основу нового метода был взят резонансный акустический детектор. Принцип работы метода, заключается в определении резонансной частоты акустической волны, возбуждаемой в резонаторе. В результате, учитывая все погрешности измерений, получения достаточной точности и скорости, можно будет сделать более дешёвый капнометр и использовать его для индивидуального применения. Сравниваются ИК-оптические и ультразвуковые датчики концентрации углекислого газа в воздухе.

1. А.Миклош, П. Хесс, З.Бозоки, Применение акустических резонаторов в оптикоакустическом анализе малых концентраций газовых примесей и метрологии. Обзорнаучных инструментов, **72**, № 4, 1937-1955, (2001).

2. И.А. Шурыгин, Мониторинг дыхания: пульсоксиметрия, капнография, оксиметрия. - СПб.: Невский Диалект; М.: Издательство БИНОМ, (2000).

ИСТОЧНИК КОГЕРЕНТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В ИК - ОБЛАСТИ НА ОСНОВЕ

ПАРАМЕТРИЧЕСКОГО ГЕНЕРАТОРА СВЕТА А. А. Бойко^{*,***}, Д.Б. Колкер^{*,**,***}, М. К. Старикова^{*,***}, Н.Ю.Духовникова^{*}, А. С. Осокин^{*****}

^{*}Новосибирский Государственный Технический Университет, Новосибирск, Россия ^{**}Институт лазерной физики СО РАН,Новосибирск, Россия *** ООО Специальные технологии,Новосибирск, Россия

**Новосибирский Государственный Университет, Новосибирск, Россия

Создан параметрический генератор света (ПГС) на основе AgGaS₂ (AGS) с двухпроходной накачкой. В качестве источника накачки был использован малогабаритный наносекундный Nd:YLF лазер в области 1.053 мкм. Порог генерации составил 91 мкДж в области 3,5 мкм.

В выдохе человека содержится огромное количестворазличных химических соединений, таких как изотопы CO_2 , этилен (C_2H_4), ацетон (CH_3 -C(O)- CH_3) и другие¹⁻ ³.Некоторые молекулы, имеющие специфичность образования в организме, могут служить естественными газообразными биомаркерами. Регистрация и определение концентраций таких соединений могли бы дать ценную информацию для диагностики биохимических и физиологических процессов, протекающих в организме, как в норме, так и при заболеваниях. Регистрация и определение концентраций искомых соединений является очень сложной задачей, так как концентрация соединений, мешающих газоанализу, высокая, а содержание детектируемых соединение, наоборот, низкое.

В обзоре по газоанализу¹ описываются различные методы высокочувствительного газового анализа, в том числе газовая хроматография (ГХ), электрохимические сенсоры (ЭХ), оптоакустическую спектроскопию (ОАС) и лазерную спектроскопию (ЛС).

Для решения данной задачи предложен резонансный метод оптико-акустической спектроскопии, на основе которого разработан оптико-акустический лазерный газоанализатор⁴.

Интенсивные линии поглощения многих химических соединений лежат в ИКобласти спектра 2-20мкм. В этой области спектра не хватает широко перестраиваемых лазеров, таких как лазеры на красителях в видимой области, или титан-сапфировый лазер в ближней ИК-области спектра.

Преобразование частоты, используемое в параметрических генераторах света (ПГС), является эффективным способом для создания источника когерентного излучения в недоступной для лазеров области спектра. Управляемость и высокая выходная мощность делают ПГС привлекательным источником для многих применений, включая спектроскопию высокого разрешения, мониторинг окружающей среды, медицинские исследования.

Поэтому в качестве источника когерентного излучения в ИК-области спектра был выбран широко перестраиваемый ПГС.

В качестве нелинейно – оптического кристалла может быть использован кристалл тиогаллата серебра AgGaS₂(AGS), что и было продемонстрированно в работах⁶⁻⁹.

ПГС состоит из трех основных элементов, а именно: источника накачки, активной среды и резонатора (Рис. 1). Главным элементом ПГС является нелинейно-оптический (НЛО) кристалл, который характеризуется нелинейно - оптическим коэффициентом *d*_{eff}.



Рис. 1. Параметрический генератор света

В кристалле, фотон накачки распадается на два менее энергичных фотона (сигнальный и холостой), так что их суммарная энергия равна энергии фотона накачки (1).

 $\omega_p = \omega_s + \omega_i$

(1)

Еще одно важное ограничивающие условие заключается в том, что сумма сигнального и холостого волновых векторов (К-векторы) должна быть равна К-вектору накачки – закон сохранения импульса или "фазовый синхронизм" (ФС) состояния(2). $k_p = k_s + k_i$ (2)

В качестве источника накачки был выбран одномодовый Nd:YLF лазер с длиной волны излучения λ =1053 нм и энергией в импульсе 540 мкДж. Лазер работает в наносекундном режиме с длиной импульса 5-10 нс и частотой повторения импульсов *f*= 100-5000 Гц. В кристалл тиогаллата серебраAGS (AgGaS₂: длина = 15 мм,ширина = 5 мм, высота = 5 мм), расположенный на вращающейся подвижке, вводилось излучение накачки. Кристалл ориентирован под углами θ =67°, φ =0°. На гранях кристалла нанесеныантиотражающиепокрытия для обеспечения максимального пропускания в области 1053 мкм и в диапазоне 1.15-1.5 мкм (на сигнальной волне), тип синхронизма: II тип (*eoe*). Нами был получен спектр пропускания этого кристалла(Рис.2).



Рис. 2.Спектр пропускания кристалла AGS

Резонатор ПГС был образован двумя зеркалами М4 и М5. Расстояние между входным зеркалом М4 и кристаллом составило Змм, а между зеркалом М5 и кристаллом - 4мм. Эти расстояния между кристаллом и оптическими зеркалами М4 и М5, соответственно, были определены из минимального расстояния цилиндрических держателей во фланцах оптических зеркал до кристалла AGS. После полуволновой пластинки был установлен телескопический коллиматор пучка, состоящий из двух линз (первая f=100 мм, вторая f= 50 мм). Линзы были установлены на расстоянии 150 мм друг от друга.

Схема экспериментальной установки представлена на Рис.3.

Из таблицы (Табл. I) видно, что минимальная энергия накачки, при которой наблюдалась генерация, была 91 мкДж при использовании ZnSe зеркала фирмы Laseroptics. Плотность энергии порога генерации составила 11.59 мДж/см².

Получена генерация на кристалле тиагаллата серебра в области 3.5 мкм. В настоящее время проводятся эксперименты по исследованию перестроечных характеристик на разных кристаллах AGSc различной ориентацией.





В данной работе были продемонстрированы 3 варианта схем ПГС с различными зеркалами.

Таблица 1

Зеркало М4 резонатора ПГС	<i>J_{t,}</i> мДж/см ²	<i>Е</i> _{<i>t</i>} , мкДж
Плоское(Layertech)	13	103
сферическоеZnS (Laseroptics), R=2000 мм	18,72	147
ПлоскоеZnSe (Laseroptics)	11,59	91

Создан источник когерентного инфракрасного излучения на базе параметрического генератора света (AGS)с двухпроходной накачкой наносекундным Nd:YLF лазером в области 1.053 мкм. Плотность энергии порога генерации составила J_t =11.59 мДж/см² при диаметре пучка ω_0 =1 мм.

Разработка когерентного широкоперестраевомого ПГС в ИК-области спектра позволит создать на его базе диагностическое оборудование для применения в медицинской диагностики различных заболеваний по выдыхаемому пациентом воздуху.

Работы проводятся в рамках государственного контракта ФЦП 16.522.11.2001

- 1. [Степанов Е.В Методы высокочувствительного газового анализа молекул биомаркеров в исследованиях выдыхаемого воздуха // ТРУДЫ ИНСТИТУТА ОБЩЕЙ ФИЗИКИ им. А.М. ПРОХОРОВА Том 61 (2005)
- 2. Физиология человека / Под ред. Р. Шмидта, Г. Тевса. В 3-х томах. М.: Мир, 1996.
- 3. Скрупский В.А. Эндогенные летучие соединения биологические маркеры в физиологии и патологии человека и методы их определения // Научнотехнический отчет. Институт океанологии РАН. 1994. 75 с.
- 4. Карапузиков А.И., Шерстов И.В., Агеев Б.Г. и др. //Оптика атмосферы и океана. 2007. Т. 20. № 5.С. 453.
- 5. J.A. Giordmaine, R.C. Miller: Tunable coherent parametric oscillation in LiNbO3 at optical frequencies, Phys. Rev. Lett. 14, 973–976 (1965)
- 6. [Fan, Y. X., Eckardt, R. C., and Byer, R. L., "AgGaS2 infrared parametric oscillator," Appl. Phys. Lett. 45, 313-315 (1984).
- 7. Phua, P. B., Wu, R. F., Chong, T. C., and Xu, B. X., "Nanosecond AgGaS2 optical parametric oscillator with more than 4 micron output," Jpn. J. Appl. Phys. **36**, L1661-L1664 (1997).
- [Vodopyanov, K. L., Maffetone, J. P., Zwieback, I., and Rudermann, W., "AgGaS2 optical parametric oscillator continuously tunable from 3.9 to 11.3 μm," Appl. Phys. Lett. 75, 1204-1206 (1999).
- 9. Wang, T.-J., Kang, Z.-H., Zhang, H.-Z., He, Q.-Y., Qu, Y., Feng, Z.-S., Jiang, Y., Gao, J.-Y., Andreev, Y. M., andLanskii, G. V., "Wide-tunable, high energy AgGaS2 optical parametric oscillator," Opt. Express14, 13001-13006 (2006).

МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССА ДИФФУЗНОГО ОТРАЖЕНИЯ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В БИОЛОГИЧЕСКОЙ СРЕДЕ СОДЕРЖАЩЕЙ МИКРО-РЕТРОРЕФЛЕКТОРЫ Красников И.В., Сетейкин А.Ю., Ларин К.*

Амурский государственный университет, Благовещенск, Россия *Университет Хьюстона, Хьюстон, США

Представлена математическая модель распространения лазерного излучения в рассеивающих биологических тканях на основе метода Монте-Карло. Моделируемая среда содержит оптические сенсоры – микроретрорефлекторы. Получено изображение микро-ретрорефлекторов и распределение поглощенного излучения в ткани, рассчитаны диффузное отражение и пропускание ткани.

В настоящее время получили широкое распространение оптические методы в медицине для диагностики и терапии ^{1,2}. Для мониторинга, например,глюкозы в крови,желательны частые или даженепрерывные измерения. Такой контрольможет быть затруднительным и неудобным для пациента, так как большинствометодовдля контроля уровняглюкозы в кровитребуютпрокалывания кожи для получения анализа

крови. Платформыимплантируемыхбиосенсоров субмиллиметровыхразмеровмогут быть размещеныв гиподерме (подкожных слоях кожи), что позволит свести к минимумудискомфорт, связанный сежедневнымианализами.Для достижения этойцели, была разработана подложка, на основе микро-ретрорефлекторов с высокой отражающей способностью, в качестве платформы длябиосенсоров³.

Для моделирования было выбрано следующие среды: молоко и свиная кожа. Микро-ретрорефлекторы на основе золота, размерами 5x10x50мкм, были размещены на кремниевой подложке таким образом, чтобыотражатьсвет, падающийпод любым угломк источнику анти-параллельнымобразом. Подложка размещена на нижнем крае кюветы. Лазерное излучение (λ =1325 нм) мощностью 12 мВт падет на поверхность ткани или молока площадью 1 мм², под углом 65⁰ к поверхности, что обеспечивает максимальную отражательную способность ретрорефлекторов.

Проведенные модельные расчеты выполнены с целью изучения распространения лазерного излучения в сильно рассеивающей и поглощающей свет среде. Разработанная программа, основанная на методе Монте-Карло, позволяет рассчитать распределение лазерного излучения в среде, получить изображение на детекторе. Программа позволяет рассчитать долю излучения прошедшего через среду, поглотившегося в среде и прошедшего через среду вследствие диффузного отражения и отражения ретрорефлекторами. Модель позволяет использовать различные параметры излучения, такие как длина волны, мощность, диаметр и профиль пучка. Алгоритм программы не зависит от геометрии среды, следовательно, она может быть произвольной, максимально приближенной к эксперименту. Результаты моделирования хорошо согласуются с экспериментальными данными, а так же другими работами в этой области²⁻³.

- 1. В.В. Тучин, Лазеры и волоконная оптика в биомедицинских исследованиях. 2-е изд., испр. и доп., 2010.
- 2. A. Doronin, I. Meglinski, Biomed. Opt. Express, 2, 2461-2469 (2011).
- 3. S. N. Ivers, S. A. Baranov, T. Sherlock, K. Kourentzi, P. Ruchhoeft, R. Willson, K. V. Larin, *Biomed. Opt. Express*, 1, 367-377 (2010).

СТЕНДОВЫЕ ДОКЛАДЫ

АЛГОРИТМ ПОДАВЛЕНИЯ ШУМОВ НА ОКТ-ИЗОБРАЖЕНИЯХ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ЭМПИРИЧЕСКОЙ МОДОВОЙ ДЕКОМПОЗИЦИИ (EMD)

Мякинин О.О., Захаров В.П., Братченко И.А., Храмов А.Г.*

Самарский государственный аэрокосмический университет имени академика С.П.Королева (НИУ), Самара, Россия *Институт систем обработки изображений РАН, Самара, Россия

В данной работе предлагается алгоритм фильтрации шумов на ОКТизображениях с использованием Эмпирической модовой декомпозиции (EMD). Представлено описание алгоритма, пример результата обработки Сскана ткани и ее 3D-визуализация до и после обработки.

Оптическая когерентная томография (ОКТ) является одним из лучших способов наблюдения *invivo* за биотканью. Регулярный мониторинг тканей после хирургического вмешательства позволяет оперативно наблюдать за процессом ее срастания и выявлять на ранней стадии возможные осложнения: некрозы, излишнюю жировую ткань и т.д. Такой мониторинг требует качественного программного обеспечения для автоматической диагностики. Процесс автоматической обработки затруднен из-за низкого уровня сигнал/шум ОКТ-систем.

В данной работе мы предлагаем использовать Эмпирическую модовую декомпозицию (EMD) для частотно-временного анализа. ЕMD лишена недостатков БПФ, позволяет строить адаптивный нелинейный базис и проводить локализацию частот в пространстве.

EMD (Empirical Mode Decomposition) – метод разложения сигналов на функции, которые получили название внутренних или «эмпирических мод». Метод представляет собой адаптивную итерационную вычислительную процедуру разложения исходных данных (непрерывных или дискретных сигналов) на эмпирические моды или внутренние колебания.

Эмпирическая мода (IMF, Intrinsic ModeFunction) – это функция, которая обладает следующими свойствами:

1) количество экстремумов функции (максимумов и минимумов) и количество пересечений нуля не должны отличаться более чем на единицу;

2) в любой точке функции среднее значение огибающих, определенных локальными максимумами и локальными минимумами, должно быть нулевым.

Рассмотрим подробнее процесс EMD¹ применительно к *i*-ой строке (длины*N*) *k*-ого C-скана $I_{ik}(j)$.

На первом шаге декомпозиции происходит разделение сигнала на высокочастотную IMF $c_1(j)$ и низкочастотный остаток $r_1(j)$. Взяв за начальное (нулевое) приближение к $c_1(j)$ сигнал $h_0^{(1)}(j) = I_{ik}(j)$, первое приближение можно получить, если вычесть из нулевого приближения его «сглаженную версию»:

$$h_1^{(1)}(j) = h_0^{(1)}(j) - \frac{1}{2} \left(u_0^{(1)}(j) + l_0^{(1)}(j) \right), \tag{1}$$

где $u_0^{(1)}(j)$ и $l_0^{(1)}(j)$ – верхняя и нижняя огибающие $h_0^{(1)}(j)$.

Процесс (1) следует повторять для $h_1^{(1)}(j)$, $h_2^{(1)}(j)$ и т.д. до тех пор, пока не выполнится критерий останова с наперед заданным параметром δ (впервые описано в работе²):

$$\frac{\sum_{j=1}^{N} \left(h_{p}^{(1)}(j) - h_{p-1}^{(1)}(j)\right)^{2}}{\sum_{j=1}^{N} \left(h_{p-1}^{(1)}(j)\right)^{2}} < \delta .$$
⁽²⁾

Как правило, для выполнения качественного отсеивания модовых функций и выполнения условия (2) достаточно 6-8 итераций. Слишком строгий критерий останова может завышать количество IMF и создавать компоненты, не несущие какой-либо полезной информации. С другой стороны, при слабом критерии возможно отсеивание IMF, не полностью удовлетворяющих свойствам модовых функций, что может приводить к появлению в этих IMF отрицательных мгновенных частот.

Если критерий выполняется, то высокочастотная IMF $c_1(j) = h_p^{(1)}(j)$, а низкочастотный остаток $r_1(j) = I_{ik}(j) - c_1(j)$. Аналогично на втором шаге получим из декомпозиции $r_1(j)$ IMF $c_2(j)$ и остаток $r(j) = r_2(j)$.

Выполнив декомпозицию для каждой *i*-ой строки *k*-ого C-скана получим разложение(дальнейшее отсеивание мод не требуется, т.к. шумы находятся преимущественно в первых модах):

$$I_{ik}(j) = c_1(j) + c_2(j) + r(j),$$
(3)

где $c_1(j)$ и $c_2(j)$ – первая и вторая моды $I_{ik}(j)$, а r(j) – остаток.

Таким образом, входной сигнал раскладывается по базису (3), который, не определен аналитически, но удовлетворяет всем традиционным требованиям базиса.

Предлагается следующий алгоритм фильтрации:

1) каждая строка (и/или каждый столбец) изображения (С-скан) $I_k(i, j)$ подвергается ЕМD;

2) над первыми несколькими (обычно двумя) модами выполняется пороговая обработка.

Классическое определение «жесткой» пороговой обработки звучит следующим образом: «Нулевое значение принимают те отсчеты исходного дискретного сигнала, значение которых меньше некоторого наперед заданного порога Т».



Рис. 1. Иллюстрация предлагаемой пороговой обработки: исходные моды (сверху), после пороговой обработки с параметром *T* = *10* (снизу)

Применение такого правила приведет к нежелательным биениям яркости в обработанном сигнале, поэтому предлагается следующая формулировка: «Нулевое

значение принимают все пиксели тех полупериодов, амплитуда которых меньше некоторого наперед заданного порога Т» (рис. 1).

На рис. 2 приведена схема используемой установки сканирования типа SD-OCT.



Рис. 2. Схема ОКТ-установки в спектральной области (SD-OCT): 1 – широкополосный источник, 2 – 50/50 делитель, 3 – предметное плечо, 4 – опорное плечо, 5- спектрометр с ДОЭ 6 и ССD-камерой 7, 8 – ЭВМ с ІМАQ

Иллюстрация метода показана на рис. 3. Шумы практически полностью удалены с минимальными потерями в пространственном разрешении.

На рис. 4 приведена 3D-визуализация ткани до и после обработки с использованием программы Vaa3D³.



Рис. 3. С-скан сеточного импланта под слоем ткани уха мыши и его центральное горизонтальное сечение: (а) исходное; (b) сглаженное линейным фильтром; (c) ЕМД-фильтрация (*T* = 10)



Рис. 4. 3D-визуализация сеточного импланта под слоем (вид снизу) ткани уха мыши до (слева) и после (справа) обработки

- 1. N.E. Huang, Z. Shen, S.R. Long, M.C. Wu, H.H. Shih, Q. Zheng, N.-C. Yen, C.C. Tung, H.H. Liu, *Proc. R. Soc. Lond. A.*, **454**, 903-995, (1998).
- 2. S. Quek, P. Tua, Q. Wang, Smart Materials and Structures, 12, 447-460, (2003).

3. H. Peng, Z. Ruan, F. Long, J.H. Simpson, E.W. Myers, *Nature Biotechnology*, 28, №4,348-353, (2010).

ТЕРМОИНДУЦИРОВАННАЯ ЛИНЗА В ДВУХКОМПОНЕНТНОЙ ЖИДКОФАЗНОЙ СРЕДЕ В.И. Иванов, Г.Д. Иванова, В.К. Хе

Дальневосточный государственный университет путей сообщения, Хабаровск,Россия

Проведен анализ метода термолинзовой спектрометрии в дисперсной жидкофазной среде с полглощающими частицами, выявлена роль эффекта термодиффузии.

перспективным Термооптическая спектроскопия является И интенсивно развивающимся разделом прикладной оптики [1]. Одним из первых термооптических методов стал метод термолинзовой спектрометрии. Из-за появления градиента показателя преломления в среде возникает оптический элемент, аналогичный по своему действию рассеивающей линзе и получившей название термолинзы [1]. В жидких двухкомпонентных средах, кроме обычного теплового отклика, связанного с тепловым расширением среды, могут возникать концентрационные потоки, обусловленные явлением термодиффузии (эффекта Cope)². Термодиффузионное самовоздействие излучения исследовалось в ряде работ^{3,4}, посвященных в основном изучению стационарных режимов тепловой линзы. Детальное исследование динамики светоиндуцированного тепломассопереноса в дисперсной среде позволит решить важную прикладную задачу термолинзовой спектроскопии дисперсных сред.

Целью данной работы является анализ процессов тепломассопереноса, определяющих параметры светоиндуцированной тепловой линзы, в двухкомпонентной среде с поглощающими частицами.

Проведенный анализ показал, что, кроме обычного термолинзового отклика, в двухкомпонентной среде появляется дополнительный, обусловленный термодиффузионным изменением концентрации поглощающей компоненты. Величина этого вклада может быть сравнима с таковым для однокомпонентной среды и имеет разный знак для разных сред, в зависимости от знака коэффициента термодиффузии. Во-вторых, на величину термолинзового отклика будет влиять и изменение пропускания слоя среды.

Таким образом, самоиндуцированную модуляцию коэффициента поглощения необходимо учитывать при анализе данных в термолинзовой спектроскопии многокомпонентных сред. Полученные выражения могут быть использованы при экспериментальном определении величин коэффициентов тепломассопереноса в многокомпонентных жидкофазных средах¹.

1. В.И. Гришко, В.П. Гришко, И.Г. Юделевич, Лазерная аналитическая термооптическая спектрометрии, Новосибирск: ИНХ СО РАН, (1992).

2. M. Giglio, A. Vendramini // Appl. Phys. Lett., 25, № 10, 555-557, (1974).

3. В.И. Иванов, К.Н. Окишев, Ю.М. Карпец, А.И. Ливашвили, Известия Томского политехнического университета., **308**, N5, 23-24, (2005).

4. В.И. Иванов, Г.Д. Иванова, В.К. Хе, Вестник ТОГУ, № 4, 43-46, (2011).

ФЛУОРЕСЦЕНТНЫЙ АНАЛИЗ В ОПРЕДЕЛЕНИИ КОНСТАНТ СВЯЗЫВАНИЯ НАНОМАРКЕРОВ СЕМЕЙСТВА ФЛУОРЕСЦЕИНА С СЫВОРОТОЧНЫМ АЛЬБУМИНОМ ЧЕЛОВЕКА Кулешова А.А., Полянский Д.В., Власова И.М.

МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия

По тушению флуоресценции наномаркеров семейства флуоресцеина в растворах сывороточного альбумина человека определены константы связывания данных наномаркеров с альбумином при различных значениях рН. Обнаружены зависимости констант тушения флуоресценции наномаркеров (связывания их с белком) от рН.

Для исследования сывороточного альбумина человека(САЧ) непосредственно в плазме крови часто используют анионные при физиологическом значении рНнаномаркеры семейства флуоресцеина (рис. 1) – исходное соединение флуоресцеин и его галоген – производные (тетра-хлор-тетра-йод-производная – бенгальский розовый, тетра-бром-производная – эозин, тетра-йод-производная – эритрозин). САЧ (66,4 кДа, изоэлектрическая точка pI 4,7) представляет собой глобулярный белок плазмы крови, ответственный за транспорт в кровотоке физиологических метаболитов и некоторых лекарственных препаратов.



Рис. 1. Структурные формулы наномаркеров семейства флуоресцеина и значения pK их ионизируемых групп: а – флуоресцеин, б – эритрозин, в – эозин, г – бенгальский розовый

Для различных значений pH построены зависимости $(F_0/F) - 1$ от [Q], где F_0 – интенсивность флуоресценции наномаркера (флуоресцеин, эритрозин, эозин, бенгальский розовый) в отсутствие САЧ, F – интенсивность флуоресценции наномаркера в присутствии САЧ, [Q] – концентрация САЧ (приближенно это общая концентрация белка в растворе). Полученные зависимости $(F_0/F) - 1$ от [Q] имеют нелинейный характер. В растворах флуоресцентных маркеров с белком в условиях, описываемых в данной работе, определяющую роль в тушении флуоресценции маркеров при взаимодействии с белком играет образование комплексов. Определенные из тушения флуоресценции наномаркеров добавлением различных концентраций САЧ константы тушения флуоресценции фактически ассоциируются с константами связывания наномаркеров с белком. В работе рассмотрено три различных модели определения констант тушения флуоресценции наномаркеров при их взаимодействии с САЧ.

1. Модель Штерна – Фольмера.

Данная модель описывает линейную зависимость $(F_0/F) - 1$ от [Q], поэтому для сложных нелинейных случаев можно говорить только о линии тренда данных зависимостей и, соответственно, о неких эффективных константах тушения флуоресценции (константах тренда, K_{eff}) наномаркеров в растворах САЧ, отражающих связывание наномаркеров с белком, при различных значениях pH.

Максимально эффективное связывание флуоресцеина с САЧ имеет место при рН 5.0 – 6,0. Максимально эффективное связывание эритрозина, эозина и бенгальского розового с САЧ имеет место при рН, меньших 5,0.

Для флуоресцеина характерна нелинейная зависимость эффективной константы связывания его с белком от pH с максимумом примерно при pH 6,0. Галоген – производные флуоресцеина характеризуются монотонно убывающей зависимостью эффективной константы связывания их с САЧ от pH.

Наличие в молекуле наномаркера более электроотрицательного атома приводит к уменьшению значений эффективных констант связывания наномаркера с САЧ в области от pI САЧ (4,7) до физиологического значения pH (7,4).

2. Разбивание зависимостей $(F_0/F) - 1$ от [Q] на два линейных случая.

Для более точного описания полученных зависимостей $(F_0/F) - 1$ от [Q] их можно разложить на две составляющие – в области концентраций САЧ до 20 мкМ и в области концентраций САЧ больше 20 мкМ – каждую из которых можно линейно аппроксимировать и получить, соответственно, две константы тушения флуоресценции наномаркеров, отражающие различные виды взаимодействий маркеров с САЧ.

Обе константы тушения флуоресценции (K_1 и K_2) галоген-производных флуоресцеина имеют монотонно убывающий с ростом pH характер.

Обе константы тушения флуоресценции (K_1 и K_2) флуоресцеина имеют нелинейный характер - K_1 с максимумом при pH 5,0 и K_2 с максимумом при pH 6,0.

3. Описание зависимостей (*F*₀/*F*) – 1 сигмоидальной функцией.

При нелинейном характере зависимости $(F_0/F) - 1$ от [Q] тушение флуоресценции наномаркеров в растворах добавлением различных концентраций белка можно записать следующим образом $(F_0/F) - 1 = K \cdot [Q]^n$, где n - коэффициент кооперативности, K_{sigm} – константа тушения флуоресценции наномаркеров, фактически константа связывания наномаркеров с белком (M^{-1}) , $K_{sigm} = \sqrt[n]{K}$.

Как и в предыдущих моделях, константы тушения флуоресценции галогенпроизводных флуоресцеина имеют монотонно убывающий характер с ростом pH. Зависимость константы тушения флуоресценции флуоресцеина от pH имеет нелинейный характер с максимумом при pH 5,0.

В связываниинаномаркеров семейства флуоресцеина с САЧ имеет место явление антикооперативности, которое связано с конкуренцией двух механизмов взаимодействия (предположительно ионного и ковалентного) наномаркеров с белком.

Таким образом, с помощью различных трех моделей определены константы тушения флуоресценции наномаркеров семейства флуоресцеина, являющиеся фактически константами их связывания с САЧ при различных значениях pH.

Показано наличие двух конкурентных механизмов связывания наномаркеров семейства флуоресцеина с САЧ – предположительно ионного и ковалентного.

Показано, что электроотрицательность атомов в структурных формулах наномаркеров семейства флуоресцеина оказывает влияние на значения констант тушения флуоресценции наномаркеров или констант связывания наномаркеров с САЧ.

ПОЛЯРИЗОВАННАЯ ФЛУОРЕСЦЕНЦИЯ В ИССЛЕДОВАНИИ ВРАЩАТЕЛЬНОЙ ДИФФУЗИИ НАНОМАРКЕРА БЕНГАЛЬСКОГО РОЗОВОГО В РАСТВОРАХ АЛЬБУМИНА ЧЕЛОВЕКА Полянский Д.В., Власова И.М., Власов А.А.

МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия

Обнаружено увеличение поляризации флуоресценции бенгальского розового в растворах сывороточного альбумина человека (САЧ), что объясняется связыванием наномаркера с САЧ. В растворах САЧдля бенгальского розового установлено уменьшение коэффициента вращательной диффузии и увеличение времени вращательной релаксации.

Бенгальский розовый представляет собой 4-хлор-4-йод-производную флуоресцеина и относится к наномаркерам семейства флуоресцеина, которые в настоящее время широко используются для исследования связывающих центов (Центра I) сывороточного альбумина человека (САЧ), их физико-химических и структурных свойств с целью моделирования с помощью этих наномаркеров связывания с САЧ ряда лекарственных препаратов для анализа их фармакинетики, поэтому представляет интерес исследовать вращательную диффузию бенгальского розового в растворах САЧ.

Проведены исследования поляризованной флуоресценции бенгальского розового. В работе степень поляризации флуоресценции бенгальского розового рассчитывалась по значениям $I_{||}$ и I_{\perp} в максимуме спектра испускания его флуоресценции. Зависимость от значения pH степени поляризации флуоресценции бенгальского розового в растворах представлена на рис. 1. Степень поляризации флуоресценции бенгальского розового розового в растворах САЧ больше, чем в растворах, не содержащих белка.



Рис. 1. Зависимость степени поляризации флуоресценции бенгальского розового (3 мкМ) в растворах без белка (1) и в растворах 150 мкМ САЧ (2)

По теории вращательной деполяризации Левшина – Перрена рассчитаны коэффициенты вращательной диффузии бенгальского розового при различных значениях pH, как в растворах без белка, так и в растворах САЧ (рис. 2). В случае связывания бенгальского розового с молекулами САЧ коэффициент вращательной диффузии бенгальского розового уменьшается по сравнению с аналогичным коэффициентом вращательной диффузии свободного бенгальского розового в растворах без белка.

Как видно, поляризация флуоресценции бенгальского розового, а также коэффициент вращательной диффузии бенгальского розового не зависят от значения рН (в диапазоне $3.5 \le pH \le 8.0$), как в растворах с САЧ, так и в растворах без белка, что объясняется наличием молекулах бенгальского розового в сильно электроотрицательных атомов хлора и йода, затрудняющих изменения вращательной диффузии молекул бенгальского розового при вариации значений рН в связи с сильным взаимодействием молекул бенгальского розового с полярной окружающей средой. Наличие сильно электроотрицательных атомов хлора и йода в структурной формуле бенгальского розового приводит к тому, что на фоне сильного взаимодействия молекул бенгальского розового с окружающей полярной средой вклады в изменение коэффициента вращательной диффузии бенгальского розового от его молекулярной ассоциации, зависящей от рН, не существенны, что и приводит независимости поляризации флуоресценции бенгальского розового от рН.


Рис. 2. Зависимости от значения pH коэффициента вращательной диффузии (1, 2) и времени вращательной релаксации (3, 4) бенгальского розового (3 мкМ) в растворах без белка (1, 3) и в растворах 150 мкМ САЧ (2, 4)

Также в работе определено при различных значениях pH время вращательной релаксации бенгальского розового (рис. 2). Видно, что в растворах без белка время релаксации бенгальского розового существенно меньше, чем в растворах САЧ.

В работе рассчитан эффективный радиус молекул бенгальского розового при различных значениях pH. В растворах без белка эффективный радиус молекул бенгальского розового практически соответствует реальному размеру молекулы этого наномаркера, а в растворах с САЧ их эффективный радиус является не реальным размером, а представляет собой эффективный размер, связанный с процентным содержанием связанного с белком бенгальского розового от его общего количества в растворе. В растворах без белка эффективный радиус бенгальского розового в среднем равен 1,27 нм, а в растворах с САЧ возрастает примерно до 2,87 нм, что отражает его связывание с САЧ, а также указывает на то, что не весь бенгальский розовый связывается с белком.

ТРИПТОФАНОВАЯ ФЛУОРЕСЦЕНЦИЯ В АНАЛИЗЕ ДЕНАТУРАЦИИ БЫЧЬЕГО СЫВОРОТОЧНОГО АЛЬБУМИНА ПОД ДЕЙСТВИЕМ КАТИОННОГО ДЕТЕРГЕНТА ЦТАБ Журавлёва В.В., Власова И.М.

МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия

По анализу триптофановой флуоресценции бычьего сывороточного альбумина (БСА) получена информация о денатурации БСА под действием ЦТАБ. Денатурация БСА под действием ЦТАБ носит одностадийный характер. ЦТАБ эффективнее денатурирует БСА при pH, больших pI БСА.

Бычий сывороточный альбумин (БСА) представляет собой транспортный глобулярный белок плазмы крови. Исследование денатурации БСА важно

в связи с физиологическими функциями БСА в крови, т.к. позволяет делать выводы об уровне сохранения нативной конформации белка и, следовательно, о сохранности его физиологических свойств в различных условиях.

Эффективными денатурирующими агентами являются ионные детергенты. Детергенты представляют собой органические амфифильные соединения, молекулы которых имеют гидрофильные и гидрофобные участки. По типу гидрофильных групп различают несколько типов детергентов – ионные и неионные. Основную долю в фармацевтических, медицинских и биохимических исследованиях составляют ионные детергенты, обладающие денатурирующими свойствами, такие как катионный детергент цетилтриметиламмонийбромид ЦТАБ (ККМ 0,9 мМ), проявляющий бактерицидные свойства и при щелочных значениях pH активный против грамположительных и грамотрицательных бактерий.

Исследование триптофановой собственной флуоресценции белков широко применяется для оценки конформационного состояния белковых молекул. Флуоресцентные свойства триптофанов (Trp 135 и Trp 214) в молекуле БСА весьма чувствительны к перестройкам белковой глобулы.

На основе анализа спектров неполяризованной триптофановой флуоресценции (возбуждение 295 нм) БСА в растворах с различными концентрациями ЦТАБ обнаружено, что в растворах с ЦТАБ наблюдается тушение триптофановой флуоресценции БСА. Более сильное тушение флуоресценции БСА под действием ЦТАБ происходит при высоких значениях pH, больших pI БСА (4,9).

При pH>pI БСА (4,9) молекулы белка в целом отрицательно заряжены, и или цетилтриметиламмоний-катионы (при концентрациях, меньших ККМ 0,9 мМ) или положительно заряженные мицеллы ЦТАБ (при концентрациях, больших ККМ 0,9 мМ) интенсивно связываются с белком, что и приводит к существенной денатурации БСА под действием ЦТАБ. При pH<меньших pI БСА (4,9) или цетилтриметиламмоний-катионы (при концентрациях, меньших ККМ 0,9 мМ) или положительно заряженные мицеллы ЦТАБ (при концентрациях, меньших ККМ 0,9 мМ) или положительно заряженные мицеллы ЦТАБ (при концентрациях, больших ККМ 0,9 мМ) слабо взаимодействуют с положительно заряженными молекулами БСА, что и приводит к слабой денатурации этого белка под действием ЦТАБ.

Тушение флуоресценции БСА в присутствии ЦТАБ в растворах объясняется денатурацией белка под действием ЦТАБ – разрыхлением глобул БСА, открытием гидрофобных карманов с триптофанами и увеличением доступности триптофанов (Trp 135 и Trp 214) для тушащих их молекул воды.Зарегистрировано, что денатурация БСА под действием ЦТАБ при всех исследованных значениях рН (3,5 – 8,0) носит одностадийный характер – белковые глобулы постепенно разрыхляются под действием ЦТАБ примерно до 4 мМ ЦТАБ.

В работе также проведены исследования поляризованной триптофановой флуоресценции БСА.Обнаружено увеличение степени поляризации триптофановой флуоресценции БСА в растворах с ЦТАБ.



Рис. 1. Зависимость коэффициента вращательной диффузии молекул БСА от концентрации ЦТАБ в растворах с различными значениями pH: 3,5 (1), 4,0 (2), 4,5 (3), 5,0 (4), 5,5 (5), 6,0 (6), 6,5 (7), 7,0 (8), 7,5 (9), 8,0 (10)

Метод поляризованной флуоресценции позволяет оценивать параметры вращательной диффузии флуорофоров.Путем варьирования вязкости растворов добавлением различных концентраций сахарозы определены время вращательной релаксации, коэффициент вращательной диффузии и эффективный радиус Эйнштейна молекул БСА в растворах с различными концентрациями ЦТАБ при различных значениях pH.

В растворах с ЦТАБ происходит уменьшение значений коэффициента вращательной диффузии $D_{вращ}$ молекул БСА (рис. 1), что объясняется соответствующими денатурационными разрыхлениями глобул БСА. Более сильное уменьшение $D_{вращ}$ молекул БСА в растворах с ЦТАБ происходит при рН, больших рІ этого белка (4,9).

С увеличением концентрации ЦТАБ в растворах (до 4 мМ) происходит увеличение времени вращательной релаксации ξ молекул БСА, причем при значениях рН, больших рІ БСА (4,9), происходит более существенное увеличение ξ .

Радиус $R_{3\phi\phi}$ молекул БСА, определенный таким образом в сферическом гидродинамическом приближении (по уравнению Стокса – Эйнштейна), отражает не реальный геометрический размер молекул БСА, которые при прохождении денатурации под действием ЦТАБ приобретают все более вытянутую, не сферическую геометрическую форму, а показывает эффективный размер молекул БСА, меняющийся под действием ЦТАБ и удобный для оценки степени глубины денатурации белка под действием ЦТАБ. Более сильное увеличение размеров молекул БСА имеет место при значениях pH, больших pI этого белка (4,9).

Таким образом, по анализу триптофановой флуоресценции БСАполучена информация о денатурации БСА под действием ЦТАБ при различных значениях рН. Обнаружено, что денатурация БСА под действием ЦТАБ при всех исследованных значениях рН (3,5 – 8,0) носит одностадийный характер – глобулы белка разрыхляются под действием ЦТАБ до концентрации 4 мМ ЦТАБ. Показано, что ЦТАБ эффективнее денатурирует БСА при значениях рН, больших рІ БСА (4,9).

ОСОБЕННОСТИ ЗАДАЧИ РАСПОЗНАВАНИЯ ПЛАНКТОННЫХ ЧАСТИЦ ПО ИХ ГОЛОГРАФИЧЕСКИМ ИЗОБРАЖЕНИЯМ Дёмин В.В., Каменев Д.В.

Национальный исследовательский Томский государственный университет, Томск, Россия

В работе обсуждаются основные подходы к распознаванию частиц по их голографическим изображениям. На примере голографических изображений планктонных частиц вида EpishuraBaicalensis предложен и программно реализован метод, позволяющий идентифицировать период и стадию развития особи.

Одной из актуальных задач цифровой голографии частиц является распознавание планктонных частиц по их голографическим изображениям.

Существующие методы распознавания преимущественно ориентированы на идентификацию лица человека, сетчатки глаза, отпечатков пальцев, автомобильных номеров, рукописного и печатного текста и т.д. Перечисленные классы изображения двумерны, как правило, достаточно контрастны и имеют низкий уровень шума. Изображения, восстанавливаемые с цифровых голограмм планктонных частиц, объёмны, в изображениях присутствуют спеклы и шумы, а распознаваемые частицы имеют сложную форму. Кроме этого, из-за огромного многообразия планктонных частиц и их движения, при котором наблюдаются различные ракурсы частиц, проблематично формализовать задачу и разработать метод, позволяющий одинаково успешно работать со всеми их видами.

В связи с вышесказанным распознавание частиц предлагается производить по их бинарным изображениям, поскольку с информативной точки зрения полутоновые изображения являются избыточными. В процессе бинаризации теряется часть информации и может происходить искажение изображения, но у таких изображений проще выделить границу (например, методом жука), обнаружить информативные признаки, и гарантировать максимальную точность их расчёта. Для эффективной бинаризации в настоящей работе выполняется предварительная обработка голографического изображения, включающая операции линейного контрастирования, гамма коррекции и медианной фильтрации. Кроме этого, используется предложенный нами в работах ^{1,2} метод оптимизации порога бинаризации по максимальному значению граничного перепада, при котором минимизируются искажения формы частицы.

Обычно, для распознавания изображений выделяют информативные признаки распознаваемого объекта, инвариантные к аффинным преобразованиям, после чего строят решающее правило, согласно которому распознаваемый объект относится к одному из классов. Для успешного распознавания частиц зачастую необходима априорная информация о каждом распознаваемом виде.

В качестве распознаваемого вида планктонных частиц в настоящей работе выбрана Байкальская эпишура (лат. EpishuraBaicalensis) (рис. 1а), популяция которой в озере Байкал составляет более 80% от всего количества планктона³, поэтому разрабатываемый программный комплекс ориентирован на распознавание таких частиц. Байкальская эпишура – это вид планктонных ракообразных из подкласса веслоногих (Сорероda). Эпишура, как и все веслоногие рачки, в процессе своего развития проходит 2 периода — науплиальный (личиночный) и копеподитный. Каждый из них состоит из 6 стадий. Одним из основных отличий эпишуры науплиального и копеподитного периода развития являются характерные размеры тела особи (без учета мелких деталей - усиков, лапок и т.п.).

Следует отметить, что процедура распознавания существенно осложняется тем, что из-за поступательного и вращательного движения частиц размер их проекций может существенно меняться от голограммы к голограмме, а также отличаться от истинных размеров.



Рис. 1. Голографическое изображение (а) планктонной частицы вида Epischurabaicalensis и пример проекции эквивалентного эллипсоида (б)

В связи с этим, для повышения устойчивости и достоверности идентификации тело особи предлагается представлять в виде эллипсоида, проекцией которого на любую из координатных плоскостей в общем случае является эллипс (рис. 1б). Размером проекции тела особи будем считать размер большей оси эллипса (R), который рассчитывается как наибольшее расстояние между точками, лежащими на границе голографического изображения тела особи. Под вытянутостью частицы понимается эксцентриситет эллипса (E), определяемый как отношение размеров большей (R) и меньшей (r) его осей. Наиболее вероятным размером тела особи будем считать такой размер проекции частицы, при котором большая ось эллипсоида ориентирована параллельно плоскости восстановления голографического изображения.

Из таблицы 1 видно, что по этим размерам можно распознать эпишуру с точностью до стадии, поэтому они являются главными признаками, используемыми для распознавания. Таблица построена на основе данных, приведенных в³.

Науплиальный период развития				Копеподитный период развития			
Стадия	R, мм	r, mm	Е	Стадия	R, мм	r, mm	E
1	0,14-0,15	0,06		1	0,57	0,17	
2	0,18-0,19	0,08		2	0,60	0,18	
3	0,21-0,22	0,10	2,25±0,15	3	0,76	0,22	3,41±0,20
4	0,25-0,26	0,11		4 (м)	0,96	0,28	
				4 (ж)	0,85	0,25	
5	0 31 0 32	0.14		5 (м)	1,21	0,35	
5	0,51-0,52	0,14		5 (ж)	1,00	0,29	
6	0,37-0,38	0,17		6 (м)	0,99-1,66	0,29-0,49	

Таблица 1. Априорные данные о планктонных частицах вида Epischura baicalensis.

Процесс идентификации построен на основе дерева решений. Программное обеспечение рассчитывает параметры R, r. B зависимости от значения r задаётся априорно известное значение вытянутости частицы, соответствующее её периоду развития, и происходит расчёт истинного значения размера тела особи. Далее рассчитывается отклонение полученного истинного размера тела особи от эталонных значений. Распознаваемая частица относится к тому классу (периоду развития и стадии), для которого величина отклонения является минимальной.

Поскольку распознавание частиц выполняется по размеру тела особи, то до начала процесса идентификации, то есть после процедуры бинаризации изображения необходимо исключить из рассмотрения её мелкие детали, например «усики» и «лапки». Устранение таких деталей в работе выполнено с помощью морфологического метода «размыкание», которое представляет собой последовательное использование операции эрозии и дилатации.

Если рассчитанное значения r=0.17±б (мм), где б задано равным 0.08 мм, возникает неопределённость в установлении периода развития эпишуры (таблица 1). Возникшую неопределённость может устранить только эксперт. В случае если частица на этапе регистрации голограммы ориентирована перпендикулярно плоскости регистратора, форма её проекции становится близка к кругу, а её идентификация также регистрации планктонных затруднительна. Поскольки при особей обычно голограмм последующим формированием регистрируется поток с T.H. голографического видео², возможные неопределённости распознавания можно устранить за счёт использования других изображений (ракурсов) этой же частицы, восстановленных с других голограмм видеопоследовательности. Кроме этого, разработанные критерии качества ^{1,2} помогают предварительно устранить из рассмотрения частицы неудовлетворительного качества

Разработанный алгоритм протестирован на двух видеопоследовательностях восстановленных голографических изображений. В первой видеопоследовательности изображений) зарегистрирована частица копеподитного периода развития (35 ориентировочно 2-3 стадии, во второй видеопоследовательности (62 изображения) частица копеподитного периода 4 стадии или выше. Тестирование программного обеспечения на первой видеопоследовательности показало, что из 27 из 35 изображений классифицировано как эпишура копеподитного периода развития 3 стадии, 7 изображений – 2 стадии, а по 1 изображению невозможно распознать частицу. идентифицирована видеопоследовательности Частица второй как частица копеподитного периода развития 4 стадии или выше в 62 случаев из 62, при этом в одном случае форма проекции частицы была близка к кругу, тем не менее, классификатор выдвинул правильную гипотезу.

Заключение

В работе рассмотрены основные подходы идентификации планктонных частиц по их голографическим изображениям. Разработан программный комплекс, позволяющий идентифицировать планктонные частицы вида EpishuraBaicalensis по периодам и стадиям развития.

1. В.В.Дёмин, Д.В.Каменев, Оптический журнал, 79, №4, 17-21, (2012)

2. V.V. Dyomin, A.S. Olshukov, D.V. Kamenev, *Proceedings of the "Oceans'11"*, No. 110131-015, (2011)

3. О.А. Тимошкин, Г.Ф. Мазепова, Н.Г. Мельник и д.р. Атлас и определитель пелагобионтов Байкала (с картами очерками по их экологии), Новосибирск: Наука. Сиб. Изд. Фирма РАН, (1995).

4. Д.В. Каменев, Материалы 50-й юбилейной международной научной студенческой конференции «Студент и научно-технический прогресс», Новосибирск, 153, (2012).

ЭЛЕКТРОЛЮМИНЕСЦЕНТНЫЕ СВОЙСТВА СВЕТОДИОДОВ СРЕДНЕГО ИК-ДИАПАЗОНА ДЛЯ ПРИБОРОВ МЕДИЦИНСКОЙ ДИАГНОСТИКИ ПРИ ВЫСОКИХ РАБОЧИХ ТЕМПЕРАТУРАХ Петухов А.А., Журтанов Б.Е., Яковлев Ю.П.

ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, Россия

Сообщается о результатах исследования температурных зависимостей электролюминесцентных свойств высокоэффективных светодиодов, излучающих в средней инфракрасной области спектра, перспективных в качестве источников излучения при создании приборов для неинвазивной медицинской диагностики.

В последнее десятилетие активно разрабатываются оптические сенсоры, необходимые для создания анализаторов различных неорганических и органических веществ. Новым перспективным направлением использования оптических сенсоров является создание приборов неинвазивной медицинской диагностики: например, для контроля содержания сахара в крови. Недостатки существующих оптических сенсоров, как правило, связаны с использованием дисперсионных ИК-источников излучения, что накладывает ограничения на размеры, энергопотребление и срок службы подобных анализаторов. Оптимальный способ устранения всех этих недостатков - замена тепловых источников излучения на ИК-светодиоды, излучающие в узком спектральном лиапазоне¹. Некоторые практические задачи предполагают использование оптоэлектронных приборов при высоких температурах². В связи с этим, представляет интерес изучения электролюминесцентных свойств светодиодов, излучающих в средней инфракрасной области спектра при высоких рабочих температурах.

В качестве объекта исследования была выбрана светодиодная гетероструктура InGaAsSb/GaSb/GaAlAsSb, выращенная методом жидкофазной эпитаксии на подложке *n*-GaSb (100) (см. вставку на рис.1). Структура содержала активную область толщиной 2.0 мкм из четверного раствора Ga_{0.945}In_{0.055}AsSb, легированного теллуром до n $\approx 2.10^{17}$ см⁻³. Активная область и слой *p*-GaSb (p=7·10¹⁷ см⁻³) образовывали гетеропереход II типа. Слой *p*-Al_{0.34}Ga_{0.66}AsSb использовался в качестве широкозонного барьера для электронов.



от температуры

высокоэнергетическую (HEC) и низкоэнергетическую (LEC)

На рисунке 1 представлено распределение спектральной плотности мощности излучения светодиода в зависимости от температуры. С ростом температуры мощность излучения уменьшается, а максимум излучения смещается в длинноволновую область спектра. При этом длинноволновое крыло спектра имеет уширение, которое в большей степени выражено при комнатной температуре.



исходного спектра $h v_{\max}^{\Sigma}$ (×), и его составляющих: $h v_{\max}^{HEC}$ (•), $h v_{\max}^{LEC}$ (•)



Спектры излучения можно разложить на две гауссовы составляющие: НЕС (High-Energy Component) и LEC (Low-Energy Component) (рис.2). На рисунке 3 представлены графики зависимостей энергии фотонов в максимуме излучения от температуры для исходного спектра и его составляющих. Из рисунка видно, что суммарный максимум $h v_{\text{max}}^{\Sigma}$ спектра излучения определяется высокоэнергетической составляющей, поскольку, при сравнимой интегральной мощности излучения компонент спектра (рис.5), для НЕС характерна меньшая полуширина, чем для LEC. Ранее, из фотоэлектрических измерений было установлено существование глубоких акцепторных уровней с энергиями активации 0.030-0.035 эВ, которые связаны с природными структурными дефектами: вакансиями галлия и замещением сурьмы галлием³. Таким образом, уширение спектра излучения связано с излучательной рекомбинацией через глубокие акцепторные уровни. На рисунке 4 представлена зависимость энергии активации акцепторных уровней ΔE от температуры, равная разности между максимумами составляющих спектра ($\Delta E = h v_{max}^{HEC} - h v_{max}^{LEC}$). Из рисунка видно, что при нагреве ΔE линейно уменьшается пропорционально ≈ 75.5 мэВ/К.

При оптических переходах с сохранением волнового вектора ширина запрещенной зоны определяется выражением $E_g = h v_{\text{max}} - \frac{1}{2} k T^4$. Откуда из линейной аппроксимации экспериментальной зависимости $h v_{\text{max}}^{\Sigma} = f(T)$ (рис.3), получим выражение для ширины запрещенной зоны активной области Ga_{0.945}In_{0.055}AsSb:

 $E_{\sigma} \cong 0.817 - 4.951 \cdot 10^{-4} \cdot T(9B)$ при 290K < T < 495K.

На рисунке 5 представлен график зависимости интегральной оптической мощности P^{Σ} от температуры, а также вклады составляющих в суммарную мощность излучения. Из рисунка видно, что при T < 45 °C доминирует НЕС, а при более высоких температурах -LEC. Следовательно, с ростом температуры вклад излучательной рекомбинации через акцепторные уровни в суммарную оптическую мощность увеличивается.

В соответствии с ¹, уравнение для полной рекомбинации в узкозонных полупроводниковых материалах имеет вид:

 $R_{tot} = q \cdot \left(A_{SRH} \cdot n_{ac} + B_{rad} \cdot n_{ac}^2 + C_{Auger} \cdot n_{ac}^3 \right) \cdot h,$

где R_{tot} – общая скорость рекомбинации, n_{ac} – концентрация носителей в активной области, q – заряд электрона, h – толщина активной области, A_{SRH} , B_{rad} и C_{Auger} – коэффициенты, характеризующие скорость различных видов рекомбинации. Член

 $A_{SRH} \cdot n_{ac}$ связан с безизлучательной рекомбинацией Шокли-Рид-Холла через уровни в запрещенной зоне, $B_{rad} \cdot n_{ac}^2$ – с излучательной рекомбинацией, а $C_{Auger} \cdot n_{ac}^3$ – с безизлучательной оже-рекомбинацией.

Согласно ¹, при токе светодиода свыше 100 мА членом $A_{SRH} \cdot n_{ac}$ можно пренебречь. Температурная зависимость излучательной рекомбинации имеет вид $B(T) = B_0 \cdot T_{\gamma} / T^5$, а вклад оже-рекомбинации можно представить в виде $C_{Auger}(T) = C_0 \cdot \exp(-E_a / kT)$, где E_a - характеристическая энергия оже-процесса (B_0 , T_{γ} и C_0 – константы)².

Поскольку B(T)с ростом температуры уменьшается по гиперболическому закону, а $C_{Auger}(T)$ экспоненциально увеличивается, то уменьшение интегральной оптической мощности излучения с температурой должно определяться именно ростом скорости оже-рекомбинации, следовательно, носить экспоненциальный характер. Стоит отметить, что в полупроводниках n-типа наиболее вероятным является оже-процесс, при котором неосновная дырка рекомбинирует с электроном, передавая выделившуюся энергию другому электрону зоны проводимости (СНСС-процесс)¹.



 $\begin{array}{c}
1000/T, K^{-1} \\
2 & 2.4 & 2.8 & 3.2 \\
 -1 \\
 \hline
 -1 \\
 -2 \\
 -1 \\
 -2 \\
 -3 \\
 -4 \\
 \end{array}$

Рис.5. Зависимость суммарной оптической мощности излучения $P^{\Sigma}(\bullet)$ от температуры и вкладов составляющих спектра: НЕС (\diamond) и LEC (\blacksquare)

Рис.6. Зависимость логарифма суммарной интегральной оптической мощности излучения от обратной температуры

На рисунке 6 представлен график зависимости мощности излучения от температуры в координатах $ln(P^{\Sigma})$ и 1/Т. Из рисунка видно, что с ростом температуры мощность излучения экспоненциально уменьшается, что подтверждает предположение о доминирующей роли оже-рекомбинации в уменьшении мощности излучения с ростом температуры. В случае легированных полупроводников существует область температур, при которой концентрация носителей заряда n_{ac} постоянна и равна концентрации примеси (участок истощения примесей). При более высоких температурах полупроводник можно считать собственным, поэтому $n_{ac} \propto \exp(-E_o/2kT)$. Увеличение температуры n_{ac} с ростом приводит К перераспределению доли излучательной и оже-рекомбинации в R_{tot} и, как следствие, к отклонению зависимости P = f(T) от экспоненциальной при T > 470 К.

1. Н.Д. Стоянов, Б.Е. Журтанов, А.П. Астахова, А.Н. Именков, Ю.П. Яковлев, ФТП, **37**, №8, 996-1009, (2003).

2. М. Айдаралиев, Н.В. Зотова, С.А. Карандащев, Б.А. Матвеев, М.А. Ременный, Н.М. Стусь, Г.Н. Талалакин, ФТП, **35**, №5, 619-625, (2001).

3. Т.И. Воронина, Б.Е. Журтанов, Т.С. Лагунова, М.А. Сиповская, В.В. Шерстнев, Ю.П. Яковлев, ФТП, **32**, №3, 278-284, (1998).

4. С.С. Кижаев, С.С. Молчанов, Н.В. Зотова, Е.А. Гребенщикова, Ю.П. Яковлев,
Е. Hulicius, Т. Simicek, К. Melichar, J. Pangrac, *Письма в ЖТФ*, 27, №22, 66-72, (2001).
5. A. Krier, *Final report EPSRC*, (2004).

ИССЛЕДОВАНИЕ ХАРАКТЕРНЫХ ОСОБЕННОСТЕЙ ТГЦ СПЕКТРОВ ОТРАЖЕНИЯ ИЗМЕНЁННЫХ ТКАНЕЙ ЧЕЛОВЕКА А.А. Езерская, И.В. Прожеев, Е.А. Стрепитов, И.В. Романов*, О.А. Смолянская

Санкт-Петербургский национальный исследовательский университет информационных технологий, механик и оптически, Санкт-Петербург, Россия *Национальный исследовательский томский государственный университет, Томск, Россия.

Были исследованы ТГц спектры отражения человеческих тканей (кожи с различными патологиями и морфологическими изменениями, сосуды с атеросклеротическими бляшками). Установлены характерные линии поглощения. Показана возможность неинвазивной диагностики *in-vivo*.

Одной из наиболее интересных областей применений ТГц излученияявляется медицина [1], и, в частности, направление оптических методов диагностики заболеваний в дерматологии, особенно, мониторинг заживления дерматитов, не нарушая целостности перевязочных средств.



Рис.1. Спектры отражения ТГц импульсов от разных участков кожи.

Обратите внимание, что эта линия в 1,87 ТГц отражение характерные для кожи, но его амплитуда варьируется в зависимости от типа и стадии дерматита. Результат также зависит от отражения от структуры сосудов и капилляров (особенно гематомы), размеры которых сравнимы с длиной волны терагерцового излучения. Расстояние между капиллярами в среднем около 700 мкм (250 - 1500 мкм), размер кровеносных сосудов, варьируется от 25 мм (диаметр аорты) до 8 микрон (диаметр капилляров) на длине волны используемого излучения 150 - 3000 микрон.

Особый интерес представляет неинвазивного мониторинга заживления дерматитов, не разрушая перевязочных средств. Было исследовано заживления термических ожогов кожи 2-й степени, покрыты штукатуркой бактерицидное.



Рис. 2. Спектры отраженного терагерцового излучения от бактерицидного штукатурки (1), здоровый участок кожи (2), термические ожоги кожи человека (5 минут после ожога) (3), термические ожоги кожи (22 часов после ожога) (4).

Кожа с незажившим термическим ожогом обладает высокой отражательной способностью в диапазоне 1,6 - 2 ТГц, очень четко прослеживается на таких линиях отражения, как 1,67, 1,74, 1,87, 1,89 ТГц. Линии отражения на этих частотах присутствуют и в спектре здоровой кожи, но в меньшее выраженной степени. Модуль спектральных компонент в 4-5 раза меньшедля здоровой кожи, чем для кожи незаживающим термическим ожогом. Спектрзажившего термического ожога имеет особенности в диапазоне частот 0,52 и 1,23 ТГц, которые отсутствуют в образцах здоровой кожи и кожи со свежим термическим ожогом.

Здоровая кожа, термические ожоги, зажившие и нет, имеют четкие спектральные различия в терагерцового диапазоне. Это позволяет в режиме реального времени отслеживать процесс заживления дерматитов, в данном случае, термического ожога, не снимая перевязочные средства.

Используя метод терагерцовой диагностики можноотслеживать процесс заживления дерматитов, ожогов *in-vivo*.

1. Valery V. Tuchin, Handbook of photonics for biomedical science/ editor, Taylor & Francis Group, LLC, 2010. – 809 p.

ВОЗДЕЙСТВИЕ ТГЦ ИЗЛУЧЕНИЯ НА КЛЕТОЧНЫЕ СИСТЕМЫ Сулацкий М.И., Цуркан М.В., Смолянская О.А.

Санкт-Петербургский государственный университет информационных технологий, механики и оптики, Санкт-Петербург, Россия

B работе проведен обзор литературы, посвященный воздействию терагерцового излучения на клеточные системы живых организмов. Также в работу включены результаты первого этапа исследований, выполненных совместно с Институтом физиологии ИМ. И.П.Павлова PAH. свидетельствующие 0 стимулирующем воздействии терагерцового излучения на рост нервных клеток.

Применение источников терагерцевого (ТГц) излучения в различных областях, в том числе биологии и медицине, с каждым годом увеличивается. Вместе с этим увеличивается и потребность в более глубоком понимании о возможных последствиях излучения, как положительного, так и отрицательного характера. Об этом свидетельствует увеличивающееся в последние годы количество работ, связанных с исследованием возможных эффектов, вызванных поглощением ТГц излучения различными биологическими объектами на различных уровнях биологической организации.

В работе (1) авторы сообщают, что облучение ТГц излучением на частоте 0,136 ТГц в течение продолжительного времени приводит к дозозависимому ингибированию роста клеток. Интересно, что при попытке повторения результатов этой работы другие исследователи, используя ту же методику воздействия, не отмечают данных эффектов (2).

О морфологических изменениях и некрозе 7% эпителиальных клеток почек кенгуровых крыс было сообщено в работе (3). Эффект достигался при облучении с частотой 1.5 ТГц и плотностью мощности 0.1 мВт/см² при длительности облучения 1-10 минут. В работе (4) тот же результат был статистически подтвержден значительным увеличением в торможении синтеза ДНК облученных клеток.

Используя непрерывный источник ТГц излучения с частотами 0,2-0,35 ТГц и плотностью мощности 5,8 мВт/см² в течение t= 150 мин, в работе (5) было описано увеличение и уменьшение роста дрожжевых клеток.

Появление липидных капель, выглядящих как вкрапления в цитоплазме стволовых клеток мышей было отмечено в работе (6) при длительном (540 мин) воздействии широкополосного ТГц излучения (с центром в 10 ТГц и 1мВт\см²).

ТГц-индуцированное изменение клеточной проницаемости изучалось на модели липидного бислоя в работе (7). В ней так же была выявлена разница влияния излучения от двух типов ТГц источников,- непрерывного и импульсного.

В работе (8) отмечается нарушение морфологии мембран и внутриклеточных структур и падение мембранного потенциала нейронов при высокой плотности мощности (30 мВт/см² и выше). В другой работе этих авторов этот же объект подвергался облучению на частоте порядка 2 и 2.31 ТГц при средней мощности от 0,5 до 20 мВт/см² и экспозиции 10 с (9). С помощью красителей было показано, что излучение на частоте 2,31 ТГц может вызвать обратимые нарушения барьерных свойств мембран нейронов. Увеличение плотности мощности более 10 мВт/см² с той же частотой привело к резкому снижению жизнеспособности клеток (около 80%). Излучение с частотой 2 ТГц не показывало таких результатов.

С помощью использования метода цельноклеточной фиксации напряжения были изучены изменения К + токов и Ca2 + токов во время облучения с частотой 0,6 и 0,75 ТГц (10). Использование этанола, уменьшающего тепловой эффект облучения, показало, что изменения амплитуды и кинетики данных токов были следствием повышения температуры.

Сильная реакция нейронов в корковой доле 13-ти и 16-ти дневных крыс была результатом воздействия излучения частотой 0.06 ТГц в течение 1 минуты при низкой плотности мощности (0.07, 0.28, 0.56 и 0.74 мкВт)(11). Исследователи наблюдали ослабление и увеличение нейронной активности с помощью методики фиксирования потенциала.

Кроме того, было показано влияние низкоинтенсивных миллиметровых волн на изменение потенциала клеточной мембраны с помощью флуоресцентного белка (12). Было показано, что в пористых мембранах в момент облучения появляется открытие ионных каналов, которые увеличивают проницаемость мембраны.

В нашей работе исследовалась воздействие широкополосного импульсного ТГц излучения диапазона 0,05-2 ТГц на рост нейритов сенсорных ганглиев 10-12 дневных куриных эмбрионов (13). При плотности мощности облучения порядка 5 и 50 мкВт/см2 изменение индекса площади относительно контрольного образца составило приблизительно 103 и 107 процентов соответственно. Эти результаты были приняты за изменения на уровне контроля. Увеличение индекса площади на уровне 124 процентов было получено при плотности мощности порядка 0.5 мкВт/см2, что позволяет нам говорить об эффекте стимуляции клеточного роста.

Таким образом, экспериментальные данные свидетельствуют о разнонаправленном влиянии ТГц излучения на клеточные системы, эффект от которого сильно отличается в зависимости от параметров облучения.

1) Webb, S. J. and Dodds, D.D., "Inhibition of bacterial cell growth by 136 gc microwaves," Nature 218(5139), 374–375 (1968).

2) Blackman, C. F., Benane, S.G., Weil, C.M., Ali, J.C., "Effects of nonionizing electromagnetic radiation on single cell biologic systems," Annals of the New York Academy of Sciences, 247(1), 352–366 (1975).

3) Berns, M. W. and Bewley, W., "Inhibition of nucleic acid synthesis in cells exposed to 200 micrometer radiation from the Free electron laser," Photochemistry and Photobiology, 46(2), 165–167 (1987).

4) Berns, M. W., Bewley, W., Sun, C.H., Templin, P., "Free electron laser irradiation at 200 microns affects DNA synthesis in living cells," Proc. Natl. Acad. Sci. 87(7), 2810–2812 (1990).

5) Hadjiloucas, S., Chahal, M. and Bowen, J., "Preliminary results on the non-thermal effects of 200–350 GHz radiation on the growth rate of S. cerevisiae cells in microcolonies," Phys. in Med. and Biol., 47(21), 3831 (2002).

6) Bock, J., Fukuyo, Y., Kang, S., Phipps, M. L., Alexandrov, L. B., Rasmussen, K. III., Bishop, A. R., Rosen, E. D., Martinez, J.S., Chen, H.-T., Rodriguez, G., Alexandrov, B. S. and Usheva, A., "Mammalian stem cells reprogramming in response to terahertz radiation," PLoS ONE 5(12), e15806 (2010).

7) Ramundo-Orlando, A., Gallerano, G. P., Stano, P., Doria, A., Giovenale, E., Messina, G., Cappelli, M., Arienzo, M. D. and Spassovsky, I., "Permeability changes induced by 130 GHz pulsed radiation on cationic liposomes loaded with carbonic anhydrase," Bioelectromagnetics, 28(8), 587-598 (2007).

8) Olshevskaya, J. S., Ratushnyak, A. S., Petrov, A. K., Kozlov, A.S., Zapara, T. A., "Effect of terahertz electromagnetic waves on neurons systems," Computational Technologies in Electrical and Electronics Engineering, 2008. SIBIRCON 2008. IEEE Region 8 International Conference on, 210–211 (2008).

9) Olshevskaya, J. S., Kozlov, A. S., Petrov, A. K., T. A. Zapara, Ratushnyak A. S., "Cell membrane permeability under the influence of terahertz (submillimeter) laser radiation," Vestnik Novosibirsk State University 5(4), 177-181 (2010).

10) Alekseev S. I., Ziskin M.C., "Effects of millimeter waves on ionic currents of Lymnaea neurons," Bioelectromagnetics 20(1), 24-33 (1999).

11) Siegel, P. H. Pikov, V., "Can neurons sense millimeter waves?," SPIE Photonics West, BiOS, 7562-17 (2010).

12) Siegel, P. H.; Pikov, V., "Impact of low intensity millimeter-waves on cell membrane permeability," Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves, (2009), IRMMW-THz (2009), 34th International Conference on 1(1), 21-25 (2009).

13) Tsurkan M.V. et all., "Changing growth of neurites of sensory ganglions by terahertz radiation," in Proc. of SPIE, 2012, vol. 8261, 82610S-1.

ДИАГНОСТИКА МЕМБРАН КЛЕТОК С ПОМОЩЬЮ МАКЕТАТГЦ СПЕКТРОМЕТРА Цуркан М.В., Балбекин Н.С., Смолянская О.А.

Санкт-Петербургский национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики, Санкт-Петербург, Россия

В работе представлена методика тестирования мембран разных типов клеток, здоровых и патологически измененных с использованием лабораторного макета ТГц спектрометра, а также первые результаты тестирования мембран нервных клеток.

Терагерцовый рефлектометрический анализ может служить приемлемым диагностическим тестом для досимптомного периода нарушений основных процессов жизнедеятельности клетки. Созданная методика позволяет определять изменения в нормальном функционировании мембран, вызванных воздействием ряда повреждающих факторов.

В качестве объекта воздействия применяются нервные клетки - сенсорные ганглии 10-12 дневных куриных эмбрионов. Измерения проводятся in vitro. Спинальные ганглии помещаются в стерильную пластиковую чашку Петри с коллагеновой подложкой.

Исследование осуществляется с помощью спектроскопической установки, работающей по системе «на отражение» (рефлектометрической). Полученные профили полей проходят обработку в программе Origin 8.5. Далее, при помощи программы для Фурье-обработки, рассчитываются искомые спектры отражения эксплантатов. В качестве референсного сигнала используется отражение ТГц излучения от зеркала. В качестве сигнала образца используются данные полученные разностью двух спектров от образца и от коллагеновой подложки.

В первой серии экспериментов для оценки изменений нормального функционировании мембран, через одинаковые промежутки времени снимаются спектры отражения с образцов в закрытой чашке Петри после их размещения в установленном порядке в экспериментальной схеме. Во второй серии экспериментов образцы подвергаются интенсивному воздействию повреждающих факторов, вызывающих их смерть. Характер изменений, происходящих в мембране клетки, оценивается по амплитуде и характерным частотам полученного ТГц спектра отражения.

Отсутствие в течение продолжительного количества времени питательной среды и изменение температуры с 36,80С до температуры окружающей среды 240С вызывают нарушения вязкости и плотности липидного слоя мембран. Отличия спектров отражения, снимаемых в течение первых 20 минут заметны в области 0,9, 1,15 и 1,43 ТГц, где происходит снижение интенсивности отражения. Данное изменение связано с уменьшением количества воды, что приводит к значительному увеличению вязкости и плотности мембран клеток и межклеточной жидкости. Более интенсивное воздействие повреждающих факторов (открытая кювета, отсутствие питательной среды) приводит к снижению интенсивности в спектре отражения образцов в диапазоне от 0,01 до 1 ТГц. Данный эффект вызван изменением размера клеток и последующим их «слипанием», что уменьшает обратное рассеяние ТГц сигнала.

ИССЛЕДОВАНИЕ ЭРИТРОЦИТОВ НОВОРОЖДЕННЫХ С ПОМОЩЬЮ АТОМНО-СИЛОВОЙ МИКРОСКОПИИ Черепко А.Ф., Кундикова Н.Д., Серебрякова Е.Н.*

Южно-Уральский государственный университет, Челябинск, Россия *Челябинская государственная медицинская академия, Челябинск, Россия

С помощью атомно-силовой микроскопииисследована морфология эритроцитов новорожденных с синдромом полиорганной недостаточности и проведена оценка коэффициента сферичности эритроцитов.

Эритроциты являются высокоспециализированными клетками, основная функция которых – осуществление транспорта кислорода из легких в ткани и углекислого газа в легкие. Эритроциты имеют двояковогнутую форму, оптимальную для осуществления газообмена, которая позволяет им претерпевать значительную деформацию и проходить через капилляры диаметром 2,5 мкм, при среднем диаметре эритроцита 8 мкм.

Синдром полиорганной недостаточности (СПОН) представляет собой тяжелую неспецифическую стресс-реакцию организма (оксидативный стресс), недостаточность двух и более функциональных систем. Патофизиология СПОН у новорожденных изучена недостаточно¹, поэтому СПОН является актуальной проблемой в неонатологии. Атомно-силовая микроскопия широко используется для исследования биологических объектов, в частности, эритроцитов²⁻⁴.

Коэффициент сферичности эритроцитов (K) является параметром, который количественно характеризует интегральную способность эритроцитов к выполнению ими транспортной функции⁵.

Цель настоящего исследования — определить коэффициент сферичности эритроцитов новорожденных со СПОН и изучить архитектонику эритроцитов с помощью атомно-силовой микроскопии (ACM).

В исследование включено 40 новорожденных соСПОН (гестационный возраст от 32 до 37 недель),поступивших в раннем неонатальномпериоде в отделения реанимации и интенсивной терапии (ОРиИТ) Челябинской детской областной клинической больницы с января по май 2010 года.

Для изучения архитектоники были получены трехмерные изображения эритроцитов с помощью контактного метода атомно-силовой микроскопии (Solver-PRO, Зеленоград, Россия). На рисунке 1 представлено трехмерное изображение эритроцитов новорожденного со СПОН, наряду с эритроцитами двояковогнутой формы имеют место различные аномалии формы эритроцитов (эхиноциты, кодоциты, пресфероциты).

С помощью модуля обработки ACM изображений были получены профили отдельных эритроцитов и вычислен коэффициент сферичности. На рисунке 2а представлено 2-х мерное изображение эритроцитов, график на рисунке 2б показывает профиль эритроцита вдоль линии, изображенной на рис.2a.



Рис. 1. 3-х мерное изображение эритроцитов новорожденного А. Область сканирования 50 х 50 мкм. Цифрами обозначены аномалии формы эритроцитов: 1 - эхиноциты 2 – кодоциты



Рис.2. 2-х мерное АСМ изображение эритроцитов новорожденного А (а) и профиль одного эритроцита (б). Область сканирования 50 х 50 мкм

Коэффициент K определяется как среднее значение коэффициентов сферичности отдельных клеток, рассчитывается как отношение толщины эритроцита в их центре к толщине на половине радиуса. Этот параметр изменяется в диапазоне от 0,1 до 1,155. Увеличение K свидетельствует о приобретении эритроцитами сферической формы, что приводит к нарушению функциональной активности эритроцитов. Получено среднее значение K для 30 эритроцитов в каждом образце. Коэффициент K для обследованных новорожденных со СПОН составил 0,92 (0,87- 0,96), что свидетельствует о преобладании у новорожденных со СПОН эритроцитов, по форме близких к сфероцитарной.

Таким образом, результаты, полученные с помощью атомно-силовой микроскопии, наглядно показывают, что архитектоника эритроцитов новорожденных со СПОН нарушена, что является патогенетическим фактором нарастания тяжести СПОН у новорожденных. Среднее значение коэффициента K (0,92) свидетельствует о нарушении функциональной активности эритроцитов. Включение в схемы лечения СПОН у новорожденных методов лечения, улучшающих функцию эритроцитов,

позволит снизить длительность пребывания новорожденных в отделениях реанимации и интенсивной терапии.

- 1. Ю.С. Александрович, Б.К. Нурмагамбетова, К.В. Пшенисов, *Анестезиология и реаниматология* **1**, 11-13 (2008).
- 2. M. O'Reilly, L. McDonnell J. O'Mullane, Ultramicroscopy, 86, 107-112, (2001).
- 3. I. Dulinska, M. Targosz, W. Strojny, M. Lekka, P. Czuba, W. Balwierz, M. Szymonski, *J. Biochem. Biophys. Methods*, **66**, 1 11, (2006).
- 4. R. Nowakowski, P. Luckham, P. Winlove, *Biochimica et Biophysica Acta*, **1514**, 170-176, (2001).
- **5.** В.В. Новицкий, Н.В. Рязанцева, Е.А. Степовая, *Томск: Печатная мануфактура*, 152 (2008).

МЕЖДУНАРОДНАЯ НАУЧНАЯ МОЛОДЕЖНАЯ ШКОЛА «ГОЛОГРАФИЯ В ФОТОНИКЕ И ОПТОИНФОРМАТИКЕ»

ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОДОЛЬНЫХ ДИФРАКЦИОННЫХ КАРТИН ДЛЯ ВИДИМОГО И ТЕРАГЕРЦОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ Николаева Т.Ю., Петров Н.В.

Санкт-Петербургский национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики, Санкт-Петербург, Россия

В работе были смоделированы продольные распределения интенсивностей, образованных при дифракции на различных объектах видимого и терагерцового излучения и выявлен ряд присущих им свойств.

Традиционно, при рассмотрении явления дифракции в рамках скалярной теории используют два приближения: приближение Френеля, подразумевая дифракцию в ближней зоне, и приближение Фраунгофера для дальней зоны дифракции. Особенности дифракционной картины, образованной произвольным плоским объектом довольно точно описываются соответствующими уравнениями: преобразованиями Френеля и Фурье. Кроме того, существует множество альтернативных способов расчета поля на некотором расстоянии от объекта. Большое количество литературы посвящено анализу поперечной структуры дифрагировавшего поля, хорошо известны решения типовых задач дифракции на различных апертурах. При этом, анализу продольной структуры дифрагировавшего электромагнитного поля уделяется очень мало внимания. Подробное рассмотрение полезно при решении обратной задачи дифракции в видимом¹ и терагерцовом диапазонах² частот, так как позволяет судить о целесообразности поперечных распределений использования конкретных интенсивности лля восстановления волнового фронта.

Целью данной работы являлось систематическое изучение продольных распределений интенсивности, возникающих в результате дифракции на различных объектах, и выявление присущих им характерных особенностей. Для этого проводилось численное моделирование процесса дифракции на различных транспарантах, таких как: круглое отверстие, квадратное отверстие, щель, кольцевая диафрагма, зонная пластинка (амплитудные объекты), и собирающая и рассеивающая линзы, цилиндрическая линза, случайный рассеивающий экран (фазовые объекты).

Известно, что вид картины дифракции можно охарактеризовать с помощью числа Френеля:

$$F^{\#} = \frac{D^2}{\lambda l} \tag{1}$$

где D – апертура, λ – длина волны, l – расстояние от плоскости объекта до плоскости регистрации. При $F^{\#} \ge 1$ используется приближение Френеля, при $F^{\#} << 1$ – приближение Фраунгофера. Интересным фактом является инвариантность числа Френеля относительно произведения λl . Это позволяет получать одинаковые идентичные распределения интенсивностей, уменьшив в определенное число раз длину волны, и увеличив в это же число раз расстояние l^3 .

В ходе работы, посредствомчисленного моделирования, внутри всей области дифракции Френеля с небольшим шагом строились и изучались дифракционные картины (перпендикулярные оптической оси распределения интенсивности). Из каждого распределения интенсивности впоследствии вырезался центральный столбец значений интенсивностии склеивался с центральным столбцом следующего рассчитанного распределения. Для расчета использовался метод расчета распространения углового спектра плоских волн, и преобразование Френеля⁴. Таким образом, получалась структура, которая на практике могла быть получена при регистрации распределений интенсивности при передвижении линейки фотоприемников вдоль оптической оси.

На рис. 1 представлены примеры продольных распределений интенсивности за щелью, круглым и квадратным отверстиями. Дифракция на резких границах отверстия приводит к образованию минимумов и максимумов в продольном распределении интенсивности электромагнитного поля, которые по мере удаления от объекта достигают оптической оси, где начинают пересекаться, если границы расположены симметрично. В месте пересечения дифрагировавшие на краях волны начинают интерферировать, образуя при этом продолговатые пятна, аналогичные продольным спеклам. В случае фазовых неоднородностей на объекте, к ним примешивается еще и спекл-структура, которая начинает доминировать при разбросе фазовых величин более 2π . Однако, изначально их появление вызвано только дифракцией на резких границах отверстия.



дифрагировавшего на них излучения (справа)

Исследование продольных распределений интенсивности, возникающих в результате дифракции на различных объектах, позволило выявить ряд присущих им характерных особенностей. Было определено, что количество максимумов в продольном распределении интенсивности электромагнитного поля на оптической оси зависит от числа длин волн, приходящихся на линейный размер объекта. На рис. 2 показано продольное распределение интенсивности за круглой диафрагмой, диаметр которой 9,6 мм, что в 4 раза меньше чем нижняя диафрагма на рис.1, $\lambda = 300$ мкм, $\Delta x = 0,3$ мм. При этом $F^{\#} = 1$ достигается при l= 307,2 мм.



Рис.2. Продольное распределение интенсивности за круглой диафрагмой, диаметр которой меньше в 4 раза исходной на рис.1

Кроме того, удалось проследить плавное изменение поперечной структуры волнового поля: по мере распространения излучения вдоль оптической оси происходит его постепенная фокусировка, сопровождаемая уменьшением числа поперечных максимумов. В итоге остается лишь один, главный максимум, обладающий максимальной интенсивностью, в районе $F^{\#} \approx 4$ для круглой апертуры, и чуть меньше квадратной. Ha ЭТОМ расстоянии пинхол-камера обладает наилучшим лля разрешением^{5.}На рис. 3 представлены распределения интенсивности вдоль оси у в трех максимумах продольного распределения интенсивности, изображенного на рис. 2. Можно заметить, что максимумы интенсивности продольных спеклов убывают по мере удаления от главного максимума.



Размер объекта, мм

Рис. 3. Распределение интенсивности в трех максимумах: 1- главный максимум, на границе зоны Френеля и Фраунгофера, 2-стоящий перед ним, 3 – и т.д.

распределений интенсивности обеспечивает Изучение продольных более глубокое понимание явления дифракции, и его свойств, и найдет применение при развитии новых методов голографии И голографической интерферометрии. дифрагировавшего Рассмотрение продольной структуры, на объекте электромагнитного поля, позволяет определить наилучшие условия для регистрации распределений интенсивности, используемых для восстановления оптических характеристик объекта с максимальной точностью.

1. Петров Н.В., Беспалов В.Г., сб. Трудов 8ой международной конференции «Holoexpo-2011», секция 9, 304-307, (2011).

2. Petrov. N.V., BespalovV.G., VolkovM.V., Proc. SPIE, 8281, P. 82810J, (2012).

3. Петров Н.В., Беспалов В.Г., Волков М.В., *Наносистемы: физика, химия, математика*, **2**, № 1, 82-90, (2011).

4. Гудмен Дж, Введение в Фурье-оптику, 364, (1970).

5. Alonso, MiguelA, AdvancesinOpticsandPhotonics, Vol. 3 Issue 4, pp.272-365 (2011)

ПРИМЕНИЕ ЦИФРОВЫХ ВНЕОСЕВЫХ ГОЛОГРАММ ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ ИЗМЕНЕНИЙ СОСТОЯНИЯ МИКРООБЪЕКТОВ Рыбников А.И.*, , Дуденкова В.В.*, Муравьева М.С.*, Гусев М.Е**Захаров Ю.Н.*

*Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, Нижний Новгород, Россия ** ООО "Алгоритм-Опто", Калининград, Россия

Разработан алгоритм восстановления цифровых внеосевых голограмм. На основе восстановленных комплексных амплитуд получены интерферограммы. Созданы приложения, позволяющие осуществлять синтез голограмм с заданными параметрами, а также проводить их численное восстановление.

В работе рассмотрен и реализован алгоритм восстановления внеосевых цифровых голограмм с использованием прямого и обратного преобразований Фурье и фильтрацией в спектральной области. Данный алгоритм позволяет осуществить восстановление голограмм сфокусированного изображения. Реализован метод цифровой голографической интерферометрии.

Для проверки возможностей алгоритма восстановления голограмм, использованного в работе, было создано приложение для синтеза цифровых внеосевых голограмм с различными параметрами. Рассмотрено влияние угла схождения опорного и объектного световых пучков, а также отношение интенсивностей опорного и объектного пучков при записи голограммы на результаты ее восстановления.

Реализованный алгоритм восстановления голограмм позволяет получать распределение комплексной амплитуды в плоскости регистрации, что дает возможность изучения изменений объекта путем интерференции голографических изображений двух состояний. Данный метод исследования пригоден для изучения широкого круга явлений – от измерения параметров механических вибраций до исследования живых биологических микрообъектов. Например, на Рис.1 представлены голограмма, восстановленное изображение и интерферограмма, визуализирующая разность набега фаз между двумя восстановленными комплексными амплитудами изображения металлической пластины при возбуждении вибраций.



Рис. 1. Результаты исследования вибраций металлической пластины.

По таким интерферограммам можно определить модовый состав колебаний, их амплитуду и частоту. Возможность восстановления малых фазовых набегов позволяет проводить измерение оптической разности хода с нанометровой точностью.

ИССЛЕДОВАНИЕ МАТЕРИАЛОВ ФОТОНИКИ МЕТОДАМИ ЦИФРОВОЙ ГОЛОГРАФИЧЕСКОЙ ИНТЕРФЕРОМЕТРИИ Акбарова Н.А.*, Рыбников А.И.**

*Научно-исследовательский институт прикладной физики при Национальном Университете Узбекистана, Ташкент, Узбекистан **Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, Нижний Новгород, Россия.

Рассмотрены основные принципы цифровой голографической интерферометрии. Представлен алгоритм синтеза интерферограмм зеркальных и диффузных объектов. Сравниваются интерферограммы, синтезированные из цифровых голограмм записанных на монохромные и цветные ПЗС и КМОП сенсоры.

Представлены расчетные и экспериментальные результаты применения методов цифровой голографической интерферометрии(ЦГИ) для исследования оптических материалов фотоники (параметров высокочастотной деформации поверхности¹, параметров фазовых нелинейностей индуцированных в нелинейных материалах за счет Керровской нелинейности, фоторефрактивного эффекта², неоднородного нагрева), а также биологических, в том числе – живых – объектов (клеточных культур).

Для проверки методов восстановления было создано приложение, позволяющее проводить синтезирование голограмм. Программа моделирует запись внеосевых цифровых голограмм. качестве опорного пучка используется В плоская монохроматическая волна. Программа позволяет синтезировать голограммы с различными параметрами – варьировать ширину полос голограммной структуры и их наклон, а также их видность. Основной целью создания этой программы являлось синтезирование голограмм известных объектов для последующего их восстановления и сравнения получаемых результатов. Поэтому имеется возможность синтеза голограмм с объектным пучком, промодулированным по амплитуде и фазе заранее известным образом (например, Рис. 1). Таким образом, создавая голограмму известного объекта, моделируя искажения и шумы, возникающие в голограмме, и проводя ее восстановление, можно оптимизировать процесс восстановления.



Интенсивность объектного пучка

Голограмма

Интенсивность восстановленного изображения

Рис. 1. Цифровой синтез и восстановление голограммы.

Измерения проводились методом двухэкспозиционной цифровой голографической интерферометриипо схеме сфокусированных изображений. Алгоритм

синтеза цифровых интерферограмм из первичных цифровых голограмм включал в себя двойное Фурье преобразование, пространственную фильтрацию в Фурье плоскости и построение разностного фазового портрета. Первичные голограммы снимались в излучении непрерывного He:Ne лазера (633 нм) и YAG:Nd лазера с синхронизацией мод при длительности импульса 40 пс и длине волны излучения 1,063 мкм, а также голограммреальных 0,53 мкм И 0.35 мкм. Анализ объектов:высокочастотных деформаций поверхности, нелинейнойиндуцированной фазовой неоднородности, тепловой линзы возникающей при поглощении импульсной диодной накачки в элементе из фосфатного неодимового стекла, живых биотканей – и процесса их восстановления показал необходимость учета шумовой составляющей для оптимального выбора условий записи.

Рассмотрена обработка результатов измерений **VСЛОВИЯХ** В высоких шумов.Первичные цифровые голограммы, снятые по схеме сфокусированных изображений. содержат интерференционные полосы голограммной структуры, несущую пространственную определяющие частоту, следовательно, область локализации объектной информации в Фурье плоскости. Подбором частоты и наклона полос область локализации объектной информации может быть вынесена за область локализации в Фурье плоскости основных шумов голограммы.

Пример цифрового образа Фурье плоскости и выделения объектной информации представлен на Рис. 2. Центральную область занимает нулевой порядок восстановленной волны. Информационный порядок, находящийся в области минимума шумов, выделен прямоугольником.



Рис. 2. Фурье-образ голограммы клеточной культуры.

В докладе также представлены цифровые голограммы, снятые на ПЗС и КМОП матрицы с различным числом пикселей, голограммы снятые на сенсор Web-камеры, а также интерферограммы. Обсуждается запись ЦГ быстропротекающих процессов в импульсах пикосекундной и фемтосекундной длительности.

Представленные результаты показывают перспективу использования методов ЦГИ в исследованиях материалов фотоники, контроля оптических элементов, диагностики биологических объектов.

1. В.С.Гуревич, А.М.Исаев, В.Е.Гапонов, В.И.Редкоречев, М.Е Гусев. Инженернотехнический журнал "Контрольно-измерительные приборы и автоматика в Казахстане", №1,13-14,(2009).

2. Азаматов З.Т., Гуревич В.С., Гусев М.Е., Кулагин И.А., Редкоречев В.И. Сборник трудов I Международной конференции «Инновационные технологии. Реальность и перспектива». г. Курчатов, Республика Казахстан (2010), с. 61-67.

ВЛИЯНИЕ ЧАСТОТЫ ДИСКРЕТИЗАЦИИ НА ВОЗМОЖНОСТЬ ВОССТАНОВЛЕНИЯ ЦИФРОВЫХ ВНЕОСЕВЫХ ГОЛОГРАММ Гребенюк К.А., Гребенюк А.А., Рябухо В.П.*

Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского, Саратов, Россия

*Институт проблем точной механики и управления РАН, Саратов, Россия

С помощью компьютерного моделирования исследована возможность восстановления изображения с цифровых безлинзовых голограмм, записанных с нарушением критерия Найквиста. Проведено сравнение результатов компьютерного моделирования с экспериментальными данными.

Согласно теореме выборки, для полного восстановления информации, содержащейся в непрерывном сигнале, по набору его отсчетов необходимо, чтобы частота дискретизации как минимум в два раза превышала наивысшую частоту, содержащуюся в спектре непрерывного сигнала. Применительно к цифровой голографии это означает, что пространственная частота пиксельной структуры матричного фотодетектора (МФД), используемого для записи голограммы, должна как минимум в два раза превышать наивысшую пространственную частоту полос регистрируемой голограммной структуры¹.

Если частота пиксельной структуры МФД задана, то для выполнения требований теоремы выборки необходимо, чтобы при записи цифровой голограммы наивысшая пространственная частота регистрируемой голограммной структуры удовлетворяла критерию Найквиста:

$$f_{\max} < \frac{f_s}{2} = f_N,$$

где f_{max} — максимальная пространственная частота регистрируемой голограммной структуры, f_{s} —частота дискретизации (пространственная частота пиксельной структуры МФД), f_{N} — частота Найквиста.

В данной работе исследована возможность восстановления изображения с цифровой внеосевой безлинзовой голограммы Фурье, записанной с нарушением критерия Найквиста, а также влияние параметров МФД на качество восстановленного изображения. Для этого нами была построена компьютерная модель записи и восстановления цифровой голограммы, учитывающая параметры используемого для записи МФД.

Пошаговая схема вычислений в построенной компьютерной модели представлена на рис. 1. На первом и втором шагах (см. рис. 1) рассчитывается распределение комплексной амплитуды светового поля в плоскости рассеивающего объекта. На третьем шаге во френелевском приближении рассчитывается распространение объектного поля от плоскости объекта до плоскостиМФД. Параллельно вычисляется распределение комплексной амплитуды опорного поля в плоскости детектора.

На четвертом шаге вычисляются распределение интенсивности объектного поля в плоскости МФД и распределение интенсивности, описывающее картину интерференции объектной и опорной волн.

На пятом шаге моделируется процесс записи детектором цифровой голограммы и спеклограммы. При этом учитывается дискретизация, осуществляемая пиксельной структурой детектора, квантование по уровню интенсивности, происходящее в каждом из пикселей, а также конечный размер светочувствительной части пикселя детектора.

На шестом шаге путем вычитания из полученной цифровой голограммы соответствующей цифровой спеклограммы выделяется голограммная структура, зарегистрированная детектором. Затем, на седьмом шаге осуществляется вычисление спектра мощности полученной голограммной структуры и численное восстановление изображения.



Рис. 1. Схема компьютерного моделирования записи и восстановления цифровой голограммы.

С помощью построенной компьютерной модели показано, что восстановление изображения с голограмм, записанных с нарушением критерия Найквиста, возможно, но с потерей качества, так как с увеличением пространственных частот записываемой голограммной структуры падает интенсивность восстанавливаемого изображения. Наблюдаемое падение интенсивности обусловливается конечной величиной филл-фактора² МФД. При высоких значениях пространственных частот голограммной структуры наблюдается полное исчезновение изображения, что объясняется наличием шумов в голографической системе.

Достоверность полученных результатов подтверждается совпадением результатов, полученных с помощью построенной компьютерной модели, с результатами эксперимента³ (в частных случаях, где такое сравнение было возможно).

1. U. Schnars, W. Jueptner, Digital holography, Springer, Berlin & Heidelberg (2005).

2. G. Holst, Optical Engineering, 50(5), 052601-1 – 052601-10 (2011).

3. K. Grebenyuk, A. Grebenyuk, V. Ryabukho, *Proc. SPIE*, 8337, 833708-1 – 833708-5 (2012).

ИЗМЕРЕНИЕДИНАМИЧЕСКОГОДИАПАЗОНА, ШУМОВЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ФОТО- И ВИДЕОКАМЕР И ИХ ВЛИЯНИЯ НА КАЧЕСТВО ЦИФРОВЫХ ГОЛОГРАММ Черёмхин П.А.

Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», Москва, Россия

Измерены шумовые и радиометрические характеристики фото- и видеокамер четырёх различных типов. По результатам измерений проведены предварительные эксперименты по записи цифровых голограмм данными камерами и оценке качества численного восстановления изображений.

Знание шумовых и радиометрических характеристик камерыи их влияния на качество цифровых голограмм, регистрируемых данной камерой, позволит обоснованно определить область научных и практических задач, решаемых с её помощью, а также оптимальные режимы записи цифровых голограмм.

Для этого были измерены шумовые и радиометрические характеристики матричных фотоприёмников различного ценового диапазона и назначения: бытовой цифровой камеры Canon EOS 400D, научной измерительной камеры MegaPlus II ES11000, камеры технического зрения PixeLink PL-B781F и камеры видеонаблюдения с аналоговым выходом Watec LCL-902C. В результате проведенных экспериментов найдены световые и темновые шумы, как пространственные, так и временные, а также радиометрические характеристики.

Измерены временные шумы перечисленных камер. Для примера на рис. 1а показана зависимость временного шума (как светового, так и темнового) от уровня сигнала для камеры Watec. Также показана расчётная зависимость, полученная исходя из того, что фотоны падают на поверхность фотоприёмника по распределению Пуассона. Используя полученные зависимости можно получить константу пересчёта числа электронов в цифровой сигнал, а по ней – число электронов в ячейке фотоприёмника при максимальном сигнале: 31800 ± 600 эл. (Canon), 48600 ± 600 эл. (MegaPlus), 11200 ± 100 эл. (PixeLink) и 7600 ± 400 эл. (Watec). Значения темнового временного шума составили: $1,6\pm0,2$ цифр.ед. (Canon), $2,3\pm0,4$ цифр.ед. (MegaPlus) и $1,5\pm0,5$ цифр.ед. (PixeLink), $0,67 \pm 0,03$ цифр.ед. (Watec).

пространственный Световой характеризующийпространственную шум, неоднородность фоточувствительности, ПО результатам измерений составил: 0,0042±0,0002 (Canon), 0,0053±0,0008 (MegaPlus) и 0,0067±0,0003 (PixeLink), 0,0053±0,0002 (Watec). Для темнового пространственного шума, характеризующего неоднородность темнового сигнала, получены следующие значения: (MegaPlus), 0,81±0,03 цифр.ед. 0,377±0,007 цифр.ед. 0,56±0,04 цифр.ед. (Canon), (PixeLink),0,13±0,06 цифр.ед. (Watec).

Были измерены и радиометрические функции (зависимости уровня сигнала от величины экспозиции) указанных камер: например, на рис. 16 приведена радиометрическая функция камеры Watec. Как видно, она линейна на большей части диапазона значений уровней сигнала.

Используя радиометрические функции и величины временного шума, получены значения линейного динамического диапазонов камер: $65,5 \pm 1,1$ дБ (Canon), 65 ± 2 дБ (MegaPlus), 56 ± 5 дБ (PixeLink) и 49 ± 3 дБ (Watec). Величины полного динамического диапазона составили $67,2 \pm 1,1$ дБ (Canon), 66 ± 2 дБ (MegaPlus), 59 ± 5 дБ (PixeLink) и 51 ± 3 дБ (Watec).

По результатам анализа шумовых характеристик были получены значения максимальных полных отношений сигнал/шум для исследовавшихся камер, составившие: 90 (Canon), 50 (Watec), 60 (PixeLink) и 100 (MegaPlus).



Рис. 1. Характеристики камеры Watec LCL-902C: экспериментальная и расчётная зависимости временных шумов от уровня сигнала (а), радиометрическая функция (б)

Полученные характеристики камер дают возможность проводить численное моделирование процессов записи и восстановления голограмм с целью оценки качества восстановления, получать расчётные и экспериментальные зависимости качества восстановления от шумовых и радиометрических характеристик камер.

Проведены эксперименты по записи цифровых голограмм с использованием камер из числа исследовавшихсяв различных режимах. На рис. 2 приведены результаты восстановления изображений объектов с цифровых голограмм размером 512×512 отсчётов камерамиMegaPlus (рис. 2а) и Watec (рис. 2б). Разрядность АЦП камер при съёмке составляла 8 бит. Размеры пикселей камер почти идентичны: 9×9 мкм² (MegaPlus), 8,6×8,3 мкм² (Watec). Видно, что качество восстановления изображения объекта с голограммы, записанной камеройMegaPlus, превосходит результат восстановления голограммы, зарегистрированной камерой Watec.

По результатам численного восстановления зарегистрированных голограмм получены предварительные оценки значений отношения сигнал/шум в восстановленных изображениях для различных камер при различных режимах съёмки. Проведено сравнение полученных оценок с результатами численного моделирования.



a

Рис. 2. Восстановление записанных цифровых голограмм размером 512×512 отсчётов на фоторегистраторы: MegaPlus II ES11000 (a), Watec LCL-902C (б)

Таким образом, по итогам экспериментов была получен набор радиометрических и шумовых характеристик для четырёх исследуемых камер. Проведена запись цифровых голограмм и получены предварительные оценки зависимости качества восстановленных с голограмм изображений от измеренных характеристик камер.

ПРИМЕНЕНИЕ ДИФРАКЦИОННЫХ ЖК ЭЛЕМЕНТОВ ДЛЯ ЗАПИСИ СКРЫТЫХ ИЗОБРАЖЕНИЙ Казак А.А. Мельникова Е.А. Толстик А.Л.

Белорусский государственный университет, Минск, Беларусь

Предложен новый способ защиты голографической продукции методом записи дифракционными ЖК элементамискрытого изображения, являющегося результатом интерференции плоского пучка и пучка с винтовой фазовой дислокацией волнового фронта. Предложен способ идентификации разработанного скрытого изображения.

Одним из эффективных способов борьбы с подделкой голографических защитных элементов является разработка новых способов записи голографических изображений и технологий их производства. Для эффективного контроля используемой на внутреннем рынке голографической продукции необходимо решить две задачи. Первая задача состоит в разработке различных схем голографического кодирования защитных элементов, вторая – в создании компактных устройств декодирования этой информации. Целью настоящей работы являлась разработка нового вида скрытого изображения и отработка способа его голографической записи для оптимизации процесса внесения скрытого изображения в отражательную голограмму.

В качестве нового способа защиты голографической продукции нами предложен метод записи в определенные участки голограммы особой дифракционной решетки. которая по своей сути является результатом интерференции опорного плоского пучка и предметного пучка с винтовой фазовой дислокацией волнового фронта (так называемого, сингулярного пучка или «оптического вихря»).Картины интерференции сингулярного светового пучка с плоской волной характеризуются образованием характерной вилки. количество разветвлений которой определяет величину Запись скрытого изображения топологического заряда. представляет собой фиксирование этой интерференционной картины в общем массиве голограммы. При дифракции плоского лазерного пучка на записанной решетке происходит восстановление предметного пучка. Картина дифракции напоминает беселев пучок, но в отличие от последнего при вторичной интерференции с когерентной плоской волной он образует картину интерференционных полос, повторяющую записанную в массиве голограммы дифракционную решетку скрытого изображения. Вид этой картины позволяет определить порядок сингулярного пучка, что может быть использовано, в свою очередь, для кодирования голографического элемента. Запись скрытого изображения производится на этапе создания радужной голограммы на фоторезисте.



Рис. 1. Вид сингулярного оптического пучка и экспериментально полученной картины интерференции плоской волны и оптического вихря

В результате проведенных исследований разработаны и созданы электрически управляемые жидкокристаллические дифракционные элементы, позволяющие формировать поле с требуемыми свойствами. Необходимость поиска элементов с

хорошей дифракционной эффективностью может быть объяснена тем, что для формирования предметной волны, являющейся сингулярным пучком, необходимо использование транспаранта с определенной структурой, формирующей световое поле с фазовой сингулярностью. При использовании простого амплитудного транспаранта максимальная дифракционная эффективность не превышает 10%, поэтому одной из задач работы являлся поиск способа увеличения дифракционной эффективности.

Начальная модуляция показателя преломления разработанных элементов осуществляется пространственной ориентации посредством молекул ЖК фотополимерным ориентирующим покрытием на одной из подложек ЖК ячейки в соответствии с пространственной структурой предварительно засвечивающего его светового поля. Засветка производилась через рассчитанную никелевую маскутранспарант на кварцевом стекле. Вторая подложка для лучшей ориентации молекул ЖК была засвечена пространственно однородным излучением ортогонально (Тдеформация). Толщина ЖК-слоя составляла 20 мкм и обеспечивала формирование тонких фазовых решеток с периодом в десятки микрон.

зависимости дифракционной эффективности Анализ ЖК-элемента (дифракционная решетка) от приложенного электрического напряжения показал, что существует оптимальное значения напряжения, при которых дифракция в первый порядок максимальна ($U \approx 1,3$ В). При напряжениях свыше 5В происходит практически полная переориентация директора ЖК (молекулы жидкого кристалла располагаются ортогонально электродам) И световой пучок распространяется вдоль оси двулучепреломляющего кристалла, практически не дифрагируя.

Таким образом, в работе предложен метод дополнительной зашиты голографической продукции путем внедрения в массив голограммы особой дифракционной решетки, формирующей при попадании плоского пучка сингулярный пучок с определенным топологическим зарядом. Решетки такого рода могут быть как средствами компьютерной голографии на проекционных записаны голографических принтерах, так и при создании классической радужной голограммы. Для формирования необходимого при записи скрытого изображения предметного сингулярного пучка предложено использование фазового дифракционного ЖК фотополимерного элемента на основе ориентанта. Продемонстрирована работоспособность схемы электрического управления ЖК-ячейкой, позволяющей достигать эффективной записи скрытого изображения с максимальной дифракционной эффективностью.

Для идентификации разработанного скрытого изображения предложен способ, основанный на интерференции плоской волны и пучка, продифрагированного на сингулярной голограмме, а так же базовая схема идентификатора сингулярных световых пучков.Проанализирована возможность модернизации уже имеющихся на рынке идентификаторов скрытых изображений для восстановления предложенного защитного элемента.

1. J.F.Nye, M.V.Berry, Proc. R. Soc. Lond. A., 336, 165 – 190, (1974)

2. Н.Б. Баранова, Б.Я. Зельдович, ЖЭТФ, **80**, 1789-1797, (1981)

3. V.G. Volostnikov, J. Sov. LaserResearch, 11, №6, 601-626, (1990)

4. V.Yu. Bazhenov, M.S. Soskin, M.V. Vasnetsov, J. Mod. Optics, 39,985-990, (1992)

5. А.А. Казак, Е.А. Мельникова, А.Л. Толстик, В.В. Могильный, А.И. Станкевич, *Письма в ЖТФ*,**34**, №20, 1 – 7, (2008)

ДЕМОНСТРАЦИЯ ЦИФРОВОГО ГОЛОГРАФИЧЕСКОГО ДИСПЛЕЯ, ОПТИМИЗИРОВАННОГО ДЛЯ НАБЛЮДЕНИЯ ЧЕЛОВЕЧЕСКИМ ГЛАЗОМ Венедиктов В.*,**; Лях М.***; Севрюгин А.*; Соловьев М.**; Пасечник И.*

 * Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет «ЛЭТИ» (СПбГЭТУ), Санкт-Петербург, Россия.
 ** Санкт-Петербургский национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики (НИУ ИТМО), Санкт-Петербург, Россия.
 ***IntelLabs, Санкт-Петербург, Россия.

В работе представлены результаты исследования лабораторного прототипа динамического голографического дисплея, основанного на жидкокристаллическом пространственном модуляторе света, оптимизированного для размера зрачка человеческого глаза.

Проблема создания голографических дисплеев, воспроизводящих реальные или мнимые объекты в настоящем 3D с помощью голографических методов исследуется и обсуждается уже давно. В последнее время развитию этой технологии сильно поспособствовало коммерческая доступность управляемых компьютером фазовых жидкокристаллических матриц. Такие модули, в частности, произведенные компанией HOLOEYE Photonics AG (http://www.holoeye.com/), обеспечивают возможность записи эффективных тонких фазовых голограмм.



Рис.1. Схема установки.

Простой прототип такой системы был построен для испытаний (рис.1). Мы использовали пропускающий модуль Holoeye LC-2002 с разрешением 800х600 пикселей и апертурой 21х26 мм. Он был подключен VGA кабелем к персональному компьютеру с двумя независимыми видеовыходами. Один из видеовыходов находится под управлением Holoeye SLM Application Software. Пространственный модулятор света (SLM) освещался коллимированной плоской волной гелий-неонового лазера (633 нм). Интенсивность пучка регулировалась нейтральными фильтрами. Компьютерные голограммы реконструировали виртуальное (мнимое) изображение, которое наблюдалось глазом экспериментатора, расположенного на расстоянии ~ 1500 мм от этого изображения. Для фиксации изображения мы использовали высококачественную

профессиональную цифровую камеру, размер диафрагмы объектива которой устанавливался вручную, а также стандартную ПЗС-камеру, подключенную к тому же персональному компьютеру.

Структура голограммы была рассчитана с использованием проприетарного кода, с учетом диаметра зрачка реального человека (или фотографического объектива) 3-4 мм. С оптической точки зрения, зрачок играл роль полевой диафрагмы, извлекая из общего дифрагированного поля правильное изображение, заранее определенное для наблюдения глазом в этом положении.

Для первоначального тестирования экспериментальной установки мы использовали прилагаемые к программному обеспечению голографические структуры. Изображения были зафиксированы ПЗС-камерой. Некоторые из этих изображений с соответствующими прототипами показаны на рисунке 2.



Рис.2.Встроенные тестовые изображения.



Рис.3. Влияние размера зрачка и точки фокусировки. Буквы были "расположены" на различном расстоянии от голограммы (некоторые буквы четче на левой фотографии, некоторые – на средней). Увеличение размера диафрагмы снижает качество изображения (правая фотография).

На рисунке 3 показаны изображения, которые мы записали во время тестирования эффекта размера зрачка. Голографическая структура была рассчитана с использованием проприетарного кода, с учетом зрачка диаметром 3-4 мм. Корреляция между уровнем шума изображения и размером зрачка отчетливо видна. Эксперименты подтвердили ожидаемое поведение системы. Фокусное расстояние объектива камеры составляло 170 мм. Другие достигнутые результаты: все изображения наблюдались рядом зрителей. При наблюдении человеческим глазом было отмечено более высокое качество изображения (по сравнению с цифровыми снимками) большинством наблюдателей.

Использование человеческого зрачка как полевой диафрагмы позволяет оптимизировать производительность прототипа голографического дисплея, основанного на фазовом модуляторе с цифровым управлением.

1. Slinger, C; Cameron, C; Stanley, M.; IEEE Computer, 38, 8, 46-53, 2005.

2. D. P. Kelly, B. M. Hennelly, N. Pandey, T. J. Naughton and W. T. Rhodes, *Opt. Eng.*, **48**, 095801, 2009.

3. H. Zhang, N. Codings, J. Chen, B. Crossland, D. Chu and J. Xie, , *Opt. Eng.* 50, 074003, 2011.

4. HOLOEYE Official Website <u>http://www.holoeye.com/spatial_light_modulators-</u> technology.html

5. D. P. Kelly, D. S. Monaghan et al., "International Journal of Digital Multimedia Broadcasting", **2010**, Article ID 759323, 2010.

ТРЕХМЕРНОЕ СВЕРХРАЗРЕШЕНИЕ ПРИ СОВМЕЩЕНИИ ГОЛОГРАФИЧЕСКОЙ И ЗВ МИКРОСКОПИИ Дуденкова В.В., Муравьева М. С., Рыбников А.И., Захаров Ю. Н.

Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского, Нижний Новгород, Россия.

В данной работе представлена идея совмещения голографической и 3В микроскопии. Преимущество данной схемы состоит в возможности исследования динамики внутренней структуры клеток с наноразмерным разрешением, отслеживая пространственное строение с поперечным и продольным сверхразрешением.

В области современных микроскопических исследований биологических объектов постоянно растут требования к разрешению. Появляются все новые практические методы получения высокоразрешающих изображений. Но большинство современных методов добиваются улучшения либо продольного, либо поперечного разрешения. Например конфокальный микроскоп в несколько раз улучшает продольное разрешение лишь незначительно повышая поперечное. STED-микроскопия¹, давая нанометровое поперечное разрешение оставляет продольное на уровне обычных микроскопов. STORM-микроскопия^{2,3} успешно справляется с задачей 3D-наноскопии, но применим этот метод только для фиксированных образцов, так как требует очень долгого сбора данных.

Перспективным представляется использование методов голографической микроскопии^{4,5}, поскольку они позволяют получать теоретически большую, бесконечную, глубину поля зрения. При этом, при применении таких методов сохраняются классическое поперечное и продольное разрешения. Существует так же возможность интерферометрического сравнения восстановленных изображений, которое обеспечивает чувствительность изменений оптической разности хода до единиц нанометров. Для реализации преимуществ голографической микроскопии в широкопольном режиме на оптическом столе Standa нами собрана схема, в которой в качестве осветителя используется гелий-неоновый лазер. Использование когерентного излучения делает возможным запись голограммы объекта. С помощью светоделителя мы получаем два луча, один из которых освещает объект исследования, а другой идет на регистрирующую среду в качестве опорного. Цифровая голограмма регистрируется с помощью КМОП-камеры VEI-535. Изображение объекта восстанавливается численно алгоритмом двойного Фурье-преобразования с фильтрацией в частотной плоскости. В

настоящее время мы работаем над реализацией методов достижения максимального и продольного и поперечного разрешения в одном приборе. С этой целью совмещение голографической микроскопии проводится с новым методом так называемой ЗВ микроскопии⁶. Основной принцип этого метода основан на возбуждении флуоресценции белковых структур в живых нейрональных тканях и записи на цифровую матрицу последовательности кадров с фиксацией мерцания флуорофора. Затем программным методом кадры последовательно вычитаются друг из друга и сравниваются для определения фактов мигания в результате возникновения свечения и отбеливания флуоресцирующих молекул, что дает возможность однозначно определить локализацию отдельных молекул флуорофора. Данный метод в отдельности позволяет построить изображение с разрешением, превосходящим дифракционный предел (сверхразрешением), а его сравнительное быстродействие - исследовать динамику наноразмерных образований в живых культурах. Поэтому в совмещении этих преимуществ с методом голографической микроскопии можно получить значительные результаты по достижению сверхразрешения по всем трем координатам. Совмещая необходимые методов, оптические элементы, для этих нами реализована распределенная оптическая схема такого микроскопа (Рис.1).



Рис.1 Принципиальная схема хода лучей в схеме с совмещением голографической и 3В микроскопии

Теперь светоделитель, необходимый нам для разделения лазерного пучка на опорный и предметные лучи, можно использовать и для заведения в плоскость изучаемого объекта света для возбуждения флуоресценции. На рисунке схематично показано один из возможных путей реализации совмещенной схемы. С левой стороны реализована схема ЗВмикроскопии, а с правой стороны выполнено условие для получения голограммы в схеме голографической микроскопии Для этих целей можно использовать излучение лазеров, ксеноновой или ртутной ламп. Спектральная характеристика светочувствительной матрицы камеры VEI-535, позволяет разделить голограммы сигнал от «красных» элементов триад пикселей, а для флуоресцентного изображения – от «синих». Преимущество такой совмещенной схемы состоит в том, что можно будет изучать весьма актуальную на сегодняшний день для нейробиологов задачу исследования динамики внутренней структуры клеток с наноразмерным

разрешением, отслеживая пространственное строение со сверхразрешением как в латеральной плоскости, так и вдоль оптической оси, чего невозможно добиться даже при работе на специальных промышленно-выпускаемых микроскопах.

1.T.A. Klar, S. Jakobs, M. Dyba, A. Egner, S.W. Hell, *Proc. Natl. Acad. Sci.*, **97**, 8206–8210, (2000).

2.M. Bates, B. Huang, G. T. Dempsey, X. Zhuang, Science, 317, 1749, (2007).

3.M.J. Rust, M. Bates, M. Zhuang, Nature Methods, 3, 793-796, (2006).

4.Yu.N. Zakharov, V.V. Lobyntseva, Speckle2010, (2010).

5.V.V. Lobyntseva, Yu. N. Zakharov, *Physics of Wave Phenomena*, **19**,№1, 10-12, (2011).

6.Susan Cox, Edward Rosten, James Monypenny, Tijana Jovanovic-Talisman, Dylan T Burnette, Jennifer Lippincott-Schwartz, Gareth E Jones1, Rainer Heintzmann, *Nature Methods*, **9**, № 2, 195-200, (2012).

ГОЛОГРАФИЧЕСКАЯИНТЕРФЕРОМЕТРИЯ В НАНОМЕТРОЛОГИИ И СПЕКТРОСКОПИИ Венедиктов В.Ю.*, Коротков В.И.*, Пулькин С.А.*, Пасечник И.М.**, Соловьев М.А.***

* - Санкт-Петербургский государственный университетСПбГУ

** - Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет СПбГЭТУ

*** - Санкт-Петербургскийнациональный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики НИУ ИТМО

Применениеметодовголографическойинтерферометриисувеличениемчувств ительностидляизмерениявысотынаноступеней (от 10 нм и более) со неопределенностью стандартной 0,5 около нм.Получениеувеличениячувствительностизасчетинтерференции волн сопряженных порядков. Демонстрациявозможностиполучения метола крюков Рождественского с увеличенной чувствительностью для измерения сил осцилляторов (вероятностей перехода) для слабых атомных переходов. Применение фазового матричного модулятора и ПЗС-камеры для получения цифровых интерферограмм

ФОРМИРОВАНИЕ ДИСКРЕТНЫХ ГОЛОГРАММ В СКАНИРУЮЩЕМ РЕЖИМЕ ЗАПИСИ Муравьева М.С., Дуденкова В.В., Захаров Ю.Н.

Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, Нижний Новгород, Россия

Рассмотрены особенности формирования голограммы полученной с помощью лазерного сканирующего конфокального микроскопа LSM-510.

В настоящее время для исследования клеточных культур широко используются оптические микроскопы. В нашей лаборатории используется один из таких

микроскопов – сканирующий конфокальный микроскоп LSM-510. Без серьезных конструктивных изменений нами была выполнена его модернизация, и мы получили возможность записи цифровых голограмм [1].

Целью нашей работы являлся теоретический расчет процесса формирования голограммы. Так как в схеме микроскопа присутствует сканирующий блок, то он может вносить дополнительные искажения. На рисунке 1 представлена принципиальная схема микроскопа, согласно которой и производился расчет. На начальном этапе луч выходит из лазера и проходит светоделительную пластинку, после чего одна его часть отклоняется и попадает на идеальное зеркало – это опорный луч. Вторая часть пучка попадает в сканирующий блок, где, как мы считаем, получает паразитные фазовые искажения. Затем пучок проходит объектив и фокусируется им на какой-либо точке После этого его путь повторяется в обратном направлении до объекта. светоделительной пластинки. В результате он отклоняется на регистрирующую среду (фотоэлектронный умножитель), где интерферирует с опорным лучом. Нами был произведен расчет прохождения пучка по указанному выше пути методом Фурьеоптики. Выполнен анализ получившейся функции (регистрируемой фотоэлектронным умножителем). Произведено сравнение с голограммной структурой, которая получена в результате дискретизации поля голограммы при его регистрации цифровой матрицей. Были выработаны рекомендации по программной обработке голограмм в сканирующем режиме записи.



Рис. 1. Схема микроскопа, согласно которой производился расчет процесса формирования голографического изображения

1. Ю.Н. Захаров, В.В. Лобынцева, М.С. Муравьева, *Вестник ННГУ*, 5, №3, 142-145, (2011).

ГОЛОГРАФИЧЕСКОЕ ДЕТЕКТИРОВАНИЕ ОБРАЗОВАНИЯ СИНГЛЕТНОГО КИСЛОРОДА В ВОДЕ ПРИ ВОЗБУЖДЕНИИ ИЗЛУЧЕНИЕМ С ДЛИНОЙ ВОЛНЫ 1,06 МКМ МосковцеваА.Д, Семенова И.В., Васютинский О.С.

Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе РАН, Санкт-Петербург, Россия

В работе рассматривается возможность непосредственной генерации синглетного кислорода в воде излучением с длиной волны 1,06 мкм. Детектирование распределения возбужденных молекул осуществляется методом голографической интерферометрии.

Одной из важнейших проблем современной биохимии и медицины является возбуждение и детектирование так называемого синглетного кислорода – кислорода в возбужденных синглетных состояниях $a^{1}\Delta_{g}$ или $b^{1}\Sigma_{g}^{+}([1,2])$.

Наиболее часто реализуемый в природе и в научных исследованиях процесс фотодинамического возбуждения синглетных состояний молекулы кислорода возбужденного предполагает передачу энергии ОТ состояния молекулысенсибилизатора основному состоянию молекулы кислорода ($X^{3}\Sigma_{g}^{-1}$). Однако во многих случаях предпочтительно прямое возбуждение синглетного кислорода резонансным излучением из основного состояния с целью избавиться от веществ-«посредников». Это особенно относится к методу фотодинамической терапии.В связи с этим возможность непосредственной генерации синглетного кислорода в биологических образцах без применения сенсибилизаторов приобретает особое значение.

Методы детектирования синглетного кислорода обычно основываются на процессах, связанных с радиационной дезактивацией возбужденных состояний. Эта дезактивация происходит на переходе: $(a^1\Delta_g) \rightarrow (X^3\Sigma_g)$ (длина волны 1270 нм). Однако этот переход запрещен вследствие одинаковой (g) четности электронных состояний, а также вследствие ограничений, существующих для переходов между синглетными и триплетными уровнями и уровнями Sigma и Delta. В связи с этим вероятность радиационной дезактивации данного синглетного состояния, и, следовательно, интенсивность соответствующего сигнала фосфоресценции крайне мала. Как известно ([1,2]), в отсутствие химических акцепторов состояние $a^1\Delta_g$ распадается в основном за счет безызлучательной передачи энергии электронного возбуждения в колебательное возбуждение молекул растворителя.Поэтому наряду с регистрацией излучения и временной эволюции образующейся тепловой линзы.

В настоящей работесинглетный кислород генерировался в воде излучением диодного лазера на длине волны 1,06 мкм, мощностью 2 Вт. Детектирование распределения возбужденных молекул проводилось методом голографической интерферометрии.Запись голограмм осуществлялась излучением импульсного рубинового лазера (длительность импульса 20 нс). В отличие от стандартного метода исследования тепловой линзы за счет изменения интенсивности просвечивающего лазера [3], голографическая регистрация позволяет визуализировать пространственное распределение изменений показателя преломления по всей области возбуждения, что позволило получить двумерные распределения тепловых возмущений в среде.

1. C. Schweitzer and R. Schmidt, Chem. Rev., 103, 1685-1757(2003).

2. A. A. Krasnovsky, Jr., Biochemistry (Moscow), 72, 1065-1080(2007).

3. S.E. Braslavsky, G.E. Heibel, Chem. Rev., 92, 6, 1381-1410(1992).

ФОРМИРОВАНИЕ ОБОБЩЁННОГО ПРОСТРАНСТВЕННОГО ОБРАЗА ОБЪЕКТАПРИ СИНТЕЗЕ ГОЛОГРАФИЧЕСКИХ ФИЛЬТРОВ ДЛЯ ДИСПЕРСИОННЫХ КОРРЕЛЯТОРОВ Молодцов Д.Ю.

Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», Москва, Россия

Разработана программа для формирования обобщённого образа опорного объекта при синтезе голографических фильтров для различных схем дисперсионных корреляторов. Используя разработанную программу проведены синтез и изготовление голографических фильтров.
При синтезе голографических фурье-фильтров для дисперсионных корреляторов, на фильтр записывается обобщённый пространственный образ опорного объекта, содержащий информацию как о пространственной структуре объекта, так и о спектре излучения объекта. Этот образ представляет собой несколько разномасштабных копий изображения опорного объекта, при этом количество копий определяется числом компонент в опорном спектре излучения, а их масштабы и расположения зависят от длин волн опорного спектра. Поэтому, при формировании пространственного образа опорного объекта возникает необходимость в установлении зависимости между размером опорного объекта, спектром излучения, а также параметрами синтезируемой голограммы и геометрическими параметрами установки дисперсионного коррелятора.

Для схемы дисперсионного коррелятора с одним объективом получено соотношение, связывающее число отсчетовК, отводящихся на опорный объект на расчётном поле голограммы, с продольным размером объекта во входной плоскости коррелятора Х,длиной волны восстанавливающего излучения λ , параметрами голограммы (числом отсчетов на расчетном поле голограммыN, шагом голограммы Δh)и геометрическими параметрами применяемой схемы дисперсионного коррелятора

$$\mathbf{K} = \mathbf{N} \mathbf{X} \Delta \mathbf{h} \mathbf{f} / [\lambda \cdot \mathbf{L} (\mathbf{L}_1 - \mathbf{f})], \tag{1}$$

где f-фокусное расстояние объектива, L₁ -расстояние от входной плоскости коррелятора до объектива, L-расстояние от голограммы до выходной плоскости (см. рис. 1). Из выражения (1) видна обратная пропорциональность K и λ, задающая масштабы и расположения на расчётном поле копий изображения опорного объекта.

Используя полученное соотношение, была написана программа в среде программирования МАТLАВдля построения обобщённого пространственного образа опорного объекта.

Созданная программареализует следующие возможности:

- варьирование всех параметров, входящих в зависимость между размером и спектром опорного объекта, параметрами голограммы и геометрическими параметрами установки;
- 2) корректировка вида обобщённого образа опорного объекта, измением необходимых параметров в интерактивном режиме;
- отслеживание следующих ошибок: выход задаваемых значений за установленный диапазон, превышение размера рассчитанного обобщённого образа, максимально допустимого при заданном разрешении устройства вывода голограмм;
- 4) поддержка различных режимов задания размеровопорного объекта.

В программе возможно сохранение введённых параметров для последующей их загрузки в программу. Это оказывается полезным при многочисленных экспериментах на одной установке с фиксированными геометрическими параметрами: пользователю не приходится каждый раз при синтезе голограммы вводить множество значений. Имеются возможности выбора алгоритма масштабирования изображений объектов и заданияпорогов бинаризации голограмм. После того, как программа рассчитает обобщённый пространственный образ опорного объекта, пользователь может сохранить его в файле изображения для последующих этапов синтеза голограмм для дисперсионного коррелятора. Вид главного окна программы представлен на рис. 1.

Программа была протестирована при работе во всех режимах для различного набора данных, требуемых при изготовлении голографических фильтров. На рис. 2 представлен полученный с помощью написанной программы вид обобщённого образа опорного объекта, для спектра, состоящего из трёх длин волн, при этом предполагается, что опорный источник располагается в центре расчётного поля.

Последующие этапы синтеза голографических фильтров включают вычисление Фурье-образа от расчётного поля и бинаризация рассчитанной голограммы выбранным методом. Все операции также выполняются в среде MATLAB.

Размер поля (N × N, N - четное): Длины волн (через пробел, в нм):	645 526 472	512	Синтемрованная собранция и собранция с собрания с собра
f - Фокусное расстояние объектива (в мм):		210	Caascaermusika
- Расстояние от голограммы до экрана (в н	M):	300	
1 - Расстояние от предмета до объектива (в мм):	500	
dpi - Разрешение принтера (в точках на дюй	м):	2540	Проверка условий
Координата Хо левого края объекта (отчет	от центра поля) (1N/2):	200	
Значения по умолчанию Сохра	анить значения Загруз	ить значения	
Способ задания размера входного изображ	з?		
Алгоритм растяжения на расчетном поле	— Порог бинаризации Поля: 0.1		
Изображение объекта Размеры на на	ату		
1	5		MEDI
Размеры фай	68		angen
Загрузить файл Построит	ь поле		НИЯУ МИФИ, Москва 20 Кафедра 37, группа Т8- Автор программы: Молодцов Дмитр

Рис. 1. Главное окно программы

Используя разработанную программу был проведен синтез голографических фильтров с числом отсчётов 512 х 512.Осуществлен вывод синтезированных бинарных голограмм на физический носитель (прозрачную пленку) с помощью лазерного принтера с максимальным оптическим разрешением 600 точек/дюйм. Максимальный размер голограммы – 21,7 х 21,7 мм², минимальный размер отсчета голограммы – 42 мкм. Проведённое восстановление голограмм показало соответствие их импульсных откликов требуемым для задачи распознавания объектов по пространственным и спектральным параметрам в дисперсионных корреляторах.



Рис. 2. Вид расчитанного обобщённого образа опорного объекта для синтеза голограммы

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ УСЛОВИЙ ЗАПИСИ ГОЛОГРАММ С ПОМОЩЬЮ НИЗКОЧАСТОТНОЙ ИНТЕРФЕРЕНЦИОННОЙ КАРТИНЫ

Гомон Д.А., Кудрявцев П.В., научный руководитель: Андреева О.В.

Санкт-Петербургский национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики, кафедра Фотоники и Оптоинформатики, Санкт-Петербург, Россия

В данной статье приводятся результаты исследования влияний условий записи голограмм на их качество, при использовании низкочастотной интерференционной картины.

Каждая голографическая установка требует особого внимания к стабилизации определённого набора условий эксперимента, необходимых для получения голограммвысокого качества. Основная цель данной работы – получение, обработка и анализ экспериментальных данных, определяющих оптимальные условиязаписи голограмм с максимальным контрастом.

Цель работы. Для проведения работы необходимо было выбрать, разработать и применить адекватные методики изменения стабильности интерференционной картины, в зависимости от изменяющихся условий проведения эксперимента.

С этой целью была разработана и собрана соответствующая установка.

Изменения условий записи оценивались по стабильности интерференционной картины в процессе регистрации голограммы.

Нами была создана экспериментальная установка и разработана методика для работы на ней



Рис.1. Схема экспериментальной установки: 1 - лазер, 2 - затвор, П1 и П2 - поворотные призмы,
 3 - узел формирования рабочего пучка излучения, 4 - делитель лазерного излучения (призменный интерферометр);
 5 - голограмма, 6 - щель, 7 - приемник излучения, 8- низкочастотная интерференционная картина с периодом d_{тест}.

Методика исследования. Низкочастотная интерференционная картина, образована следующим образом: готовая голограмма зарегистрированная в данной схеме, установленная в положение при котором производилась запись (положение 5), и освещается двумя почками, идущими от интерферометра[4]. Каждый из падающих пучков дифрагирует на голографической решетке, и образует за голограммой два пучка: I_0 и $I_{ди\phi}$: первый пучок I_0^1 и $I_{ди\phi}^1$; второй пучок I_0^2 и $I_{ди\phi}^2$. Условия дифракции

излучения на голограмме определяется условиями Брега $2d\sin\theta = \lambda$, где 2θ – угол между интерфирирующими пучками.

При записи голограммы и при ее освещении в данном эксперименте угол между пучком и длинна волны излучения не изменялись. Поэтому пучки I_0^1 и $I_{ди\phi}^2$, так же как I_0^2 и $I_{ди\phi}^1$ совпадает в пространстве за голограммой. При небольшом повороте голограммы относительно ее положении при записи на угол, (угол должен быть меньше, чем угловая селективность голограмм)

При наличии угла между пучками () () в пространстве за голограммой, где они накладываются друг на друга, создается интерференционная картина с периодом $d_{\text{тест}}$, (в соответствии с условиями Брега $2d_{\text{тест}}\sin\theta = \lambda$), которая приведена на рис.1.(8)



Рис.2 Распределение интенсивности ИК

Проведённые исследования влияния отдельных факторов на стабильность интерференционной картины:

Измерение стабильности без кожуха, акустическое воздействие различных частот на луч, падение шарика с высоты 20см, падение шарика с высоты 25см, падение шарика с высоты 30см, падение шарика с высоты 35см, измерение стабильности с кожухом, акустическое воздействие различных частот на кожух, остывающий образец.

Промежуточные результаты

1. Освоена техника получения объёмных голограмм-решёток

2. Отработана методика измерения контрастности объёмных голограмм-решёток

3. Разработана форма предоставления экспериментальных данных, удобная для сравнительного анализа

4. Отработана методика исследования зависимости контрастности объёмных полимерных голограмм-решёток от отдельно изменяющихся условий записи

5. Намечен ход дальнейших исследований.

Выводы

– В начале каждого измерения нужно измерить минимум и максимум интенсивности излучения за щелью и проводить эксперимент при средней интенсивности излучения

- Кожух нейтрализует влияние воздушных потоков

– Акустическая волна частотой 250Гц, направленная на луч интерферометра, оказывает влияние на стабильность интерференционной картины

– При падении грузов на плиту с разной высоты время релаксации разнится, но величина смещения неизвестна

 Акустическая волна частотой 80Гц и 140Гц, направленная на кожух, оказывает влияние на стабильность интерференционной картины

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ НИЗКОЧАСТОТНОЙ ИНТЕРФЕРЕНЦИОННОЙ КАРТИНЫ ДЛЯ ИЗУЧЕНИЯ ВЛИЯНИЯ ТЕМПЕРАТУРЫ НА ПАРАМЕТРЫ ПОЛИМЕРНЫХ ГОЛОГРАММ Манухин Б.Г., Андреева О.В., Парамонов А.А.

В данной работе рассматривается актуальная проблема изменения параметров объемных голограмм решеток при изменении внешних условий. Для определения параметров применялась методика анализа низкочастотной интерференционной картины. Полученные результаты выполненной работы показывают изменение периода интерференционной картины с точностью до 30 мкм.

Цель работы. Изучить влияние изменения температуры на параметры пропускающих голограмм решеток, использующихся как голографические оптические элементы.

Объект исследования. В настоящей работе исследовались объёмные пропускающие голограммы, зарегистрированные на полимерной среде диффен толщиной от 1 до 3 мм. Образцы, записанные на полимерных материалах, считаются практически безусадочными,

Методика исследования. Производилось низкочастотной интерференционной картины, полученной на голографическом интерферометре, при изменении внешних условий (быстрого изменения температуры); в качестве приемника излучения использована СМОЅматрица. Образец жестко фиксировался в интерференционной схеме, изменения интерференционной картины могут быть связанны с изменениями, происходящими с образцом, а не с изменением положения образца в пространстве.



Рис. 1. Принципиальная схема эксперимента

Результаты.В ходе выполнения работы получены следующие результаты: — По данным измерений проведен анализ изменения параметров образцов при изменении температуры от 20 до 30 С°:



Рис. 2. Примеры зарегистрированных низкочастотных интерференционных картин на CMOS матрице и соответствующих им профилей распределения интенсивностей; а – при 22 С°; б – при 28 С°.



Рис. 3. Зависимость периода зарегистрированной интерференционной картины от температуры образца (толщина образца 1,2 мм)

ОЦЕНКА ВЛИЯНИЯ ВЛАЖНОСТИ ОКРУЖАЮЩЕЙ СРЕДЫ НА ПАРАМЕТРЫ ПОЛИМЕРНЫХ ГОЛОГРАММ РЕШЕТОК Манухин Б.Г., Власов С.М., Андреева О.В., Лесничий В.В., Зубарев В.В

В данной работе рассматривается актуальная проблема изменения параметров объемных голограмм решеток при изменении внешних условий. Для определения параметров применялась новая методика получения контура угловой селективности, которая показала хорошие результаты. Полученные результаты данной работы показывают изменение положения максимума контура угловой селективности с погрешностью до 0,04 мрад.

Краткое вступление, постановка проблемы, актуальность работы. Объемные пропускающие голограммы-решетки используются в качестве оптических элементов. Требования к стабильности параметров таких элементов очень высоки, именно из-за этого проблема измерения параметров с необходимой точностью стоит достаточно остро. Использование серийно производимых приборов не может дать необходимой точности.

Цель работы. Изучить влияние изменения влажности на параметры пропускающих голограмм решеток, использующихся как голографические оптические элементы.

Объект исследования. В настоящей работе исследовались объёмные пропускающие голограммы, зарегистрированные на полимерной среде диффен толщиной от 1 до 3 мм. Образцы, записанные на полимерных материалах, считаются практически безусадочными, однако они могут впитывать 1-2 % влаги, что приводит к изменению среднего показателя преломления и параметров считывания голограмм.

Методика исследования. Производилось исследование изменения контура угловой селективности пропускающих объёмных голограмм при изменении внешних условий (температуры и влажности); использовалась методика измерения контура угловой селективности расходящимся пучком монохроматического излучения, которая позволяет получить данные о форме и локализации в пространстве контуров угловой селективности. Произведены экспериментальные измерения и анализ полученных результатов.



Рис. 1. Схема проведения 3х этапного эксперимента для проведения измерений параметров объемных голограмм при изменении влажности окружающей среды: голограмма – исследуемый образец; СМОЅ – матрица фотоаппарата; отсчет N пикселей ведется по стрелке, 0<N<2000; І_д – дифрагированный на голограмме пучок; І₀ – прошедший через голограмму пучок; 2θ – угол между дифрагированным и прошедшим пучками; ±δθ – изменение угла между дифрагированны и прошедшим пучками.

Результаты.В ходе выполнения работы получены следующие результаты:

• По данным измерений проведен анализ изменения параметров образцов при изменении влажности от 40 до 90%:



Рис. 3. Положение максимума контура угловой селективности исследуемой голограммы в процессе проведения трех этапов эксперимента. (Толщина образца: 1,3 мм)

• параметры голограмм исследованы, как при симметричной, так и при несимметричной схеме записи,

• выработаны рекомендации для эксплуатации голограммного оптического элемента «малоуглового делителя лазерного излучения», изготовленного, на основе объемной пропускающей голограммы-решетки.

АМПЛИТУДНЫЕ ДИНАМИЧЕСКИЕ ГОЛОГРАММЫ В ЖИДКОФАЗНОЙ СРЕДЕ С НАНОЧАСТИЦАМИ Иванов В.И., Иванова Г.Д., Хе В.К.

Дальневосточный государственный университет путей сообщения, Хабаровск, Россия

Теоретически исследована эффективность и динамика образования амплитудной голограммы в двухкомпонентной жидкофазной среде на основе концентрационной термоиндуцированной нелинейности.

В жидких двухкомпонентных средах, кроме обычного теплового отклика, связанного с тепловым расширением среды, могут возникать концентрационные потоки, обусловленные явлением термодиффузии (эффекта Cope)¹. В этом случае появляется дополнительный механизм оптической нелинейности среды, обусловленный перераспределением концентрации компонент в неоднородном световом поле и соответствующем изменении оптических свойств среды. В двухфазной среде в случае различающихся коэффициентов поглощения компонент изменение их концентрации приводит к изменению коэффициента поглощения среды, что может быть использовано для записи амплитудных динамических голограмм²⁻³.

В данной работе проанализирован термодиффузионный механизм записи амплитудных динамических голограмм. Рассмотрена двухкомпонентная жидкофазная среда, коэффициент поглощения которой α целиком определяется одним компонентом с массовой концентрацией С ($\alpha = \beta C, \beta = (\partial \alpha / \partial C)$ - константа среды).Распределение интенсивности падающего излучения в плоскости слоя, определяющее эффективность динамической голограммы, имеет вид I = (I₀ + I₁ sin Kx), где I₁ = 2(I₀I_s)^{1/2}, I₀ и I_s - интенсивности записывающих голограмму опорной и сигнальной волн соответственно (I₀>>I_s), $\Lambda = 2\pi K^{-1}$ - период интерференционной картины.

Полагая оптическую толщину слоя среды d малой (αd << 1), температуру и концентрацию частиц считаем постоянной по глубине среды, что позволяет решать одномерное уравнение диффузии. В то же время тепловая задача для тонких окон кюветы тоже становится одномерной.

В результате точного аналитического решения обоих задач получено выражение для дифракционной эффективности η амплитудной голограммы, в частности при малой амплитуде пространственной модуляции коэффициента поглощения (α₁ << α₀):

$$\eta = (\alpha_0 \beta D_{21} d/4)^2 (K^2 D_d - \beta I_0 D_{21})^{-2},$$

где D₂₁, D_d - коэффициенты термодиффузии и диффузии соответственно. Видно, что в зависимости от знака коэффициента термодиффузии, эффективность записи динамической голограммы может как убывать так и возрастать с увеличением интенсивности опорной волны. Для больших интенсивностей излучения амплитуда голограммы существенно зависит от знака коэффициента термодиффузии (наблюдается ее насыщение или экспоненциальный рост).

1. S. Wiegand, W. Kohler, *Thermal Nonequilibrium Phenomena in Fluid Mixtures*, 189-210, (2002).

2.В.И. Иванов,К.Н. Окишев,*Письма в ЖТФ*,**32**, №22, 22-25, (2006).

3. В.И. Иванов, А.И. Ливашвили, Т.Н. Брюханова, *Научная сессия МИФИ-2009*, **2**, 197,(2009).

КОНЦЕНТРАТОР СОЛНЕЧНОЙ ЭНЕРГИИ Андрущак Е.А., Беркасов А.А., Овчинников Г., Рубан А.А.

Московский Институт Радиотехники, Электроники и Автоматики (Государственный Университет). Москва, Россия.

В работе представлены характеристикиразработанного в лаборатории кафедры ТООЭ концентратора энергии для кремниевых солнечных элементов. Достигнуто повышение эффективности до 30%. Определена экономическая целесообразность использования в серийных образцах солнечных батарей.

Одна из основных проблем использования солнечной энергии заключена в высокой стоимости кристаллического кремния, составляющего основу солнечных энергетических установок. Для уменьшения размеров полупроводниковых панелей в таких установках обычно применяются зеркальные концентраторы энергии и, как следствие, системы слежения за Солнцем, системы охлаждения панелей и т.п. Предлагаемая нами конструкция является модификацией голографического концентратора (ГК), разработанного фирмой Prism Solar Technologies. Общий вид ГК показан на рисунке 1.



Используемая схема позволяет добиться сокращения площади кремния при почти двукратном увеличении энергии света на элементах батареи. Голограмма также компенсирует уменьшение плотности мощности при значительных угловых изменениях падающего света. Оба фактора значительно удешевляют всё устройство.

В отличии от прототипа, используемая нами голограмма выполнена на термопластической плёнке с поверхностным рельефом, что значительно упрощает и удешевляет тиражирование голограммы.

Измерения, проведённые на опытных образцах, подтвердили правильность посылки и показали результаты, близкие к расчётным.

ИССЛЕДОВАНИЯ ОПТИЧЕСКИХ СВОЙСТВ ЧАСТИЦ СЕРЕБРА В НАНОПОРИСТЫХ МАТРИЦАХ

Саитов С.В., Андреева Н.В., Андреева О.В.

Санкт-Петербургский национальный исследовательский университетинформационных технологий, механики и оптики, Санкт-Петербург, Россия

В работе представлены результаты исследования коллоидных частиц серебра в нанопористых матрицах, а именно: серебросодержащей пористой регистрирующей среды со светочувствительной композицией галогенид серебра (AgHal) в желатине после процесса проявления, а такжеисследования оптических свойств коллоидных частиц серебра в нанопористых матрицах.

В работе используются образцы нанопористой матрицы, в которой заключена светочувствительная композиция AgHal в желатине. Такая матрица более подходит к комплексу требований, предъявляемых к средам для регистрации объёмных голограмм. Данные среды находятся в стадии исследования, но они являются перспективными, так как наряду с достоинствами других регистрирующих сред обладают: безусадочностью, применением обычной постэкспозиционной обработки и возможностью иммертирования.

Для исследования серебросодержащей пористой регистрирующей среды со светочувствительной композицией AgHal в желатине после процесса проявления необходимо было использовать спектрофотометр Evolution 300. Для выполнения поставленных задач, было необходимо проанализировать полученные зависимости оптического пропускания и оптической плотности исследуемого объекта от длины волны источника излучения. Измерения проводились в интервале длин волн 190-1100 нм. Образцы нанопористых проявленных регистрирующих сред исследовались в воздушно-сухом состоянии («иммерсия» - воздух с n = 1.0) и при заполнении свободного объека пор водой (иммерсия - вода с n =1.3). Для сравнения аналогичные измерения проводились на образцах нанопористых матриц с коллоидными частицами серебра, полученными химическим способом без присутствия желатины, и на проявленных фотопластинках ПФГ-03, в которых частицы серебра находятся в желатиновом слое.

Данная методика исследования позволила получить следующие результаты: оптические свойства серебросодержащей пористой регистрирующей среды определяются оптическими свойствами частиц серебра и зависят от показателя преломления среды, окружающей частицу (иммерсии). При изменении показателя преломления иммерсии от n = 1.0 (воздух) до n = 1.5 (желатина) максимум спектра ослабления сдвигается в длинноволновую область спектра.

В ходе исследований нанопористых проявленных регистрирующих сред с частицами серебра было обнаружено, что происходит смещение спектра поглощения образца в водной среде относительно воздушно-сухого состояния в длинноволновую область спектра, в то время как в фотопластинках смещение спектра поглощения образца происходит в коротковолновую область спектра.

МЕТОД ИЗМЕРЕНИЯ МПФ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ МАСКИ С ПОСТОЯННЫМ СПЕКТРОМ МОЩНОСТИ И ЕГО УСТОЙЧИВОСТЬ К СУБПИКСЕЛЬНЫМ СМЕЩЕНИЯМ В.В. Краснов

Национальный Исследовательский Ядерный Университет «МИФИ», Москва, Россия

Описывается метод измерения двумерных модуляционных передаточных функций с использованием маски с постоянным спектром мощности и оценка его устойчивостик субпиксельным смещениям.

Модуляционная передаточная функция (МПФ) оптической системы характеризует ее способность передавать пространственные частоты, т.е. способность системы разрешать детали изображения определенного размера.Знание МПФ позволяет объективно оценивать возможности и вырабатывать рекомендации по использованию различных фото- и видеокамер в оптико-цифровых системах отображения и для записи цифровых голограмм.

Классический способ измерения МПФ заключается в измерении видности зарегистрированных камерой полос определенного периода. При этом зарегистрированное изображение таких полос даёт одну точку графика МПФ, для получения всей зависимости требуется проведение большого количества измерений.

Среди методов измерения МПФ существует метод случайной маски, который позволяет измерение МПФ регистрацией всего одной тестовой сцены^{1,2}. Однако этот метод позволяет получить только два ортогональных сечения двумерной МПФ.

Описываемый метод³ измерения МПФ осуществляется регистраций также одной тестовой сцены, но позволяет получить все значения двумерной МПФ. Метод основан на методе случайной маски. В методе случайной маски используются амплитудные маски, представляющие собой двумерные массивы псевдослучайных чисел (рис. 1а). Нормированные среднеквадратические отклонения (СКО) спектров мощности таких масок от среднего уровня приблизительно равны единице (рис. 1в). Для достижения приемлемой точности измерений используется усреднение одномерных спектров мощности по строкам или столбцам. Это приводит к снижению СКО результирующего одномерного спектра мощности (для случайной маски размером 512×512 пикселей, СКО усредненного одномерного спектра мощности составляет приблизительно 0,04).

Для реализации описываемого метода был разработан итеративный алгоритм генерации амплитудных масок с постоянными спектрами мощности (МСПМ). С использованием разработанного алгоритма возможно получение МПСМ с СКО спектров мощности от 0,003 (рис. 1г). Применение таких амплитудных масок позволяет отказаться от усреднения одномерных спектров мощности по строкам или столбцам иизмерять все значения двумерной МПФ.



Рис. 1. Маски для измерения МПФ: случайная маска (а), маска с постоянным спектром мощности (б) и фрагменты их спектров мощности (в) и (г)

Описываемым методом было проведено измерение МПФ камерыРixeLink PL-B781F с объективом ВЕГА 2/20 при значении числовой апертуры 1:2. Созданная при помощи разработанного алгоритма МПСМ, использовавшаяся в экспериментах, имеет 512×512 пикселей и 32 градации яркости (рис. 16). Её СКО составляет 0,028. Отображавшаяся на ЖК мониторе с отключенной гамма-коррекцией МПСМ регистрировалась исследуемой камерой. Для измерения необходимо точное совмещение растров фотосенсора камеры и изображения МПСМ.

Изображение МПСМ на фотосенсоре занимало область 512×512 пикселей таким образом, что одному пикселю маски, отображенной на мониторе, соответствовал один пиксель фотосенсора. Настройка схемы измерения осуществлялась корреляционным методом. Маска, отображавшаяся на экране монитора, регистрировалась камерой, находящейся в режиме потоковой видеосъемки. Изображения с камеры захватывались программой в среде программирования МАТLAB, где осуществлялся расчет его корреляции (рис. 2) с оригинальной маской (рис. 1б) в режиме реального времени. По координатам корреляционного пика определялось положение изображения маски на фотосенсоре. По величине корреляционного пика определялась точность настройки схемы измерения. При оценке устойчивости метода высота корреляционного пика позволяет также судить о величине вносимых субпиксельных смещений.



Рис. 2. Используемая для настройки схемы взаимная корреляция регистрируемого камерой изображения маски и оригинальной маски

Зарегистрированное изображение МПСМ, зарегистрированное после настройки схемы, приведено на рис. За. Распределение амплитуд его Фурье-спектра соответствует реальной двумерной МПФ оптической системы (рис. 3б). Однако оно обладает многочисленными выбросами, обусловленными вносимыми при регистрации искажениями.Для получения гладкой МПФ было применено усреднение по областям размером 16×16 пикселей (рис. 3в).



Рис. 3. Измерение МПФ: зарегистрированное изображение МПСМ (а); распределение амплитуд его Фурье-спектра без усреднения (б) и после усреднения по 16×16 пикселям (в)

Результаты измерения МПФ описанным методом согласуются с результатами измерений, полученными классическим методом. Проведен анализ устойчивости описанного метода к субпиксельным смещениям при регистрации МПСМ.

1. J. Pospisil, P. Jakubik, L. Machala, *Optik*, **116**, 573–585, (2005).

2. Alicia Fernández-Oliveras, Antonio M. Pozo, Manuel Rubiño, *Optical Engineering*, **49(8)**, 083603,(2010).

3. N.N. Evtikhiev, S.N. Starikov, P.A. Cheryomhin, V.V. Krasnov, *Proceedings of SPIE*, **8301**, 830113, (2012).

МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЯ ЛИНЕЙНЫХ ПЕРЕМЕЩЕНИЙ НА ОСНОВЕ ОБЪЕМНОЙ ГОЛОГРАММЫ В КРИСТАЛЛЕ ФЛЮОРИТА Спирин А.М., Ангервакс А.Е., Щеулин А.С.

Национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики, Санкт-Петербург, Россия Молодежная Школа, устный

Рассматривается методика измерения линейных перемещений с помощью объемной голограммы, записанной в фотохромном кристалле флюорита. Изложены теоретические аспекты метода, приводится описание созданнойэкспериментальной установки. Анализ полученных экспериментальных результатов позволяет оценить точность метода на уровне 7.5 нм.

Высокоточное измерение линейных перемещений является одной из важнейших задач современной техники: такие измерения необходимы для создания и функционирования прецизионных устройств в различных ее областях, таких как машино- и станкостроение, металлообработка, электронная и полупроводниковая промышленность, изготовление научных приборов¹.

Одними из наиболее точных и чувствительных методов измерения линейных перемещений являются оптические интерференционные методы. Их чувствительность определяется малой длиной световой волны, формирующей интерференционное поле. В принципе, интерференционный метод позволяет сочетать в одном приборе возможность измерения макроскопических величин перемещений ~ 1 м с точностью до единиц нанометров². Высокая чувствительность интерференционных методов в настоящее время основывается делении пространственного периода на интерференционного поля и измерении, таким образом, малых долей от длины волны света. В данных фирмы Sony о серийном датчике линейных перемещений Laserscale приведена величина деления более 4000³.

Периодические структуры, используемые в интерферометрических методах могут иметь различную природу⁴. Одна из структур является образцовой и имеет точно определённую (другими методами) величину пространственного периода (линейкашкала). Вторая при совмещении с первой позволяет получить в поле наблюдения теневую картину, имеющую достаточно большие геометрические размеры. Эта структура в интерференционных методах может быть просто интерференционным полем, сформированным световыми пучками, измеряющими перемещение. В голографическом методе, представленном в настоящем докладе, в качестве линейкишкалы используется объемная голограмма.

Целью настоящей работы является описание свойств измерительной системы, голограмме 5 . Ha основанной объемной рис. 1 представлена на схема установки.Когерентные пучки 1 и 2 направлены к голограмме под углом Брэгга, каждый из них формирует на выходе из образца два пучка: прошедший и дифрагированный. Они направлены таким образом, чтобы дифрагированный пучок от пучка *l* совпадал по направлению с прошедшим пучком *2* и наоборот. На фотоприемниках регистрируется интенсивность света Ив поле интерференционной картины от прошедшего и дифрагированного пучков, совпадающих по направлению. При линейном перемещении голограммы относительно интерференционного поля изменяются фазы дифрагированных пучков, что проявляется в зависимости интенсивности света *V*от величины перемещения *x* на фотоприемниках (1):

$$V(x) = a\sin\left(\frac{x}{T} + \varphi_0\right) + V_0, \qquad (1)$$

где *а* – амплитуда, φ_0 – фаза осцилляций, V_0 – «пьедестал», *T* – период голограммы.



Рис. 1. Схема экспериментальной установки по измерению линейных перемещений.

Как видно из рис. 2, колебания интенсивности света, регистрируемые фотоприемниками, сдвинуты по фазе.



Рис. 2. Зависимости сигналов на фотоприемниках ФП1 и ФП2 от величины линейного перемещения *х*.

Величина перемещения голограммы вычисляется с помощью построения фигуры Лиссажу по значениям интенсивности пучков $l(V_1(x))$ и $2(V_2(x))$ (рис. 3). Эта фигура представляет собой эллипс, который может быть линейным преобразованием координат отображен в окружность с центром в точке $V_1 = V_2 = 0$.



Рис. 3. Полученная фигура Лиссажу (слева) и ее преобразование к окружности (справа).

Величина перемещения 🗫 тогда описывается уравнением:

$$\Delta x = T \left(n + \frac{\alpha}{2\pi} \right),\tag{2}$$

где α — угловая координата точки на окружности. Полный оборот соответствует смещению на период голограммы *T*. Измерение перемещения, таким образом, сводится к определению целого числа периодов голограммы *n*, содержащихся в перемещении, и дробной части периода голограммы.

Рассмотрим подробнее направление (ось x рис. 1), в котором измеряется перемещение. По способу юстировки оно находится в плоскости, заданной направлениями пучков l и 2, и параллельно нормали к плоскостям голограммы. Точность задания направления, в котором измеряется перемещение, определяется шириной контура угловой селективности голограммы. Малые сдвиги голограммы в направлениях, ортогональных x, не оказывают влияния на соотношение амплитуд сигналов $V_1(x)$ и $V_2(x)$. В экспериментальной установке использован кристалл CaF₂ с голограммой толщиной 7 мм. Контур угловой селективности такой голограммы имеет ширину 1.2', что обеспечивает точность задания направления оси x приблизительно 1'.

Для измерения пространственного периода голограммы может быть использована калибровочная процедура, основанная на сравнении измерения перемещения порядка 10 мм, проведенного с помощью голограммы и с помощью другого образцового средства. Поскольку измерение с помощью голограммы основано на вычислении дискретной величины – числа ее периодов *n*, то точность образцового средства измерения может быть передана оценке величины пространственного периода голограммы практически без потери точности. Второй метод измерения периода голограммы основан на измерении ее угла Брэгга.

Основным требованием к голограмме в предлагаемом методе является ее пространственная однородность: ее период и пространственная ориентация в объеме кристалла должны быть постоянны, что определяется параметрами схемы записи голограммы.

Создана лабораторная установка, размещенная на виброизолированном столе, позволяющая измерять линейные перемещения при наложении на кристалл интерференционного поля, сформированного излучением лазеров с длинами волн 532, 633 и 660 нм. Диапазон измерений линейных перемещений ограничен апертурой кристалла и составляет приблизительно 15 мм. Математическая обработка полученных гармонических сигналов с помощью фигур Лиссажу позволила оценить разрешающую способность и точность предложенного метода измерений линейных перемещений. В

случае использования для записи/считывания голограммы-шкалы лазерного излучения 532 нм, точность измерения перемещений предлагаемым методом составила 7.5 нм при разрешающей способности 2.5 нм.

Созданный экспериментальный макет датчика линейных перемещений на основе кристалла флюорита с центрами окраски целесообразно использовать в образовательных целях в качестве лабораторной работы для студентов, которые смогут ознакомиться с основами объемной голографии и оптическими методиками измерений малых линейных перемещений.

1. URL: http://www.renishaw.ru

2. Б.Г. Турухано, Н. Турухано, Е.А. Вилков, Комп. опт., 35, 145-150, (2011).

3. URL: http://www.mgscale.com/mgs/language/english/product/Laserscale.html

4. A. Hirai et al., *Handbook of Optical Metrology. Principles and Applications*. Ed. by T. Yoshizawa. Boca Raton, London, New York: CRC Press, 2009. P. 393-410.

5. А.С. Щеулин, А.Е. Ангервакс, А.И. Рыскин, *Опт. испектр.*, 111, № 6, С. 1046-1055, (2011).

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЙ ОБРАЗЕЦ АППАРАТНО-ПРОГРАММНОГО КОМПЛЕКСА ДЛЯ ИЗУЧЕНИЯ ПЛАНКТОНА МЕТОДАМИ ПОДВОДНОЙ ЦИФРОВОЙ ГОЛОГРАФИИ Демин В.В., Половцев И.Г., Ольшуков А.С.

Национальный исследовательский Томский государственный университет, Томск, Россия

В работе описан экспериментальный образец аппаратно-программного комплекса, предназначенный для отработки технологии цифровой голографии планктона в естественной среде обитания. Рассмотрены его конструкция, оптическая часть, система управления и передачи данных. Регистрация голограмм построена по двухпроходной осевой схеме.

В задачах рационального природопользования, океанологии, биологии океана, диагностики и охраны окружающей среды, экологии, лимнологии, оптики атмосферы, оптики аэрозолей, исследования технологических процессов необходимо изучать частицы разной природы, определять их концентрацию, распределение по видам и размерам, траектории движения, формы, ориентации. Наиболее эффективными для этого являются методы цифровой голографии, так как они не возмущают исследуемый объем и позволяют с одной голограммы этого объема определить вышеперечисленны параметры каждой частицы. При регистрации последовательности голограмм (в разные моменты времени) появляется возможность на основе голографических данных скомпоновать т.н. голографическое видео¹ и исследовать каждую частицу объема в динамике.

Разработке методов, программного обеспечения и аппаратуры для исследования планктона, в том числе в естественной среде посвящено довольно много публикаций¹⁻⁴. В настоящей работе представлен экспериментальный образец аппаратно-программного комплекса, который предназначен для отработки основных операций натурного голографирования планктона.



Рис. 1. Внешний вид погружаемого аппарата

В связи с такой «макетным» исполнением и технологическим предназначением, экспериментальный образец рассчитан и испытан при давлении. соответствующем небольшой глубине – до 20 метров. В то же время состав комплекса: погружаемая цифровая голографическая камера (далее погружаемый аппарат); компьютер, который находится на поверхности – на судне, на льду, на берегу и т.п. (далее внешний компьютер), линия связи для передачи данных от погружаемого аппарата к компьютеру, а также программное обеспечение для управления, передачи данных, восстановления и обработки цифровых голограмм, может обеспечить использование этого экспериментального образца как при отработке работы в режиме стационарного буя, так и в режиме буксировки.

аппарата Погружаемый аппарат представляет собой герметичный корпус с размерами 400×600×350 мм (рис. 1). Вес корпуса вместе с оснасткой равняется 50 кг. С боков расположена оснастка для крепления погружаемого аппарата на кабель-тросе. Для подачи электропитания и передачи данных на внешний компьютер на торцах корпуса расположены два герметичных разъёма.

В верхней части корпуса расположены две штанги, на которых закреплена поворачивающая призма AP-90 (рис. 1). Между штангами находится иллюминатор, из которого лазерное излучение выходит для зондирования объёма, а также входит в него после поворота указанной призмой. Таким способом реализована двухпроходная осевая схема голографирования, когда лазерный пучок просвечивает объем среды с планктоном дважды (6.1, 6.2, рис. 2).



Рис. 2. Оптическая схема цифровой погружаемой голографической камеры: 1 – лазер, 2 – микролинза, 3 – объектив, 4.1, 4.2, 7 – поворачивающие призмы АР-90, 5 – пентапризма, 6.1, 6.2 – первая и вторая части исследуемого объёма, 8 – ПЗС-камера, 9 – бортовой компьютер



Рис. 3. Восстановленное голографическое изображение планктонной частицы Daphniamagna(цифровая голограмма записана в лабораторных условиях)

Такая двухпроходная реализация осевой схемы голографирования с помощью поворачивающей призмы АР-90 (7, рис. 2) является отличительной особенностью разработанного погружаемого аппарата по сравнению с существующими аналогами³⁻⁴. Такая геометрия позволяет уменьшить длину выносных штанг и как следствие

повысить устойчивость к разъюстировке оптической системы под действием давления воды на глубине.

Опишем оптическую схему погружаемого аппарата, которая представлена на рис. 2. Луч лазера (1), проходит через коллиматор (2-3), отражается от поворотного элемента (4.1), попадает на пентапризму (5). После пентапризмы излучение проходит через первую часть исследуемого объема (6.1). Попадая на поворачивающую призму AP-90 (7), зондирующее излучение распространяется в обратном направлении и проходит через вторую часть исследуемого объёма (6.2) (рис. 2), пентапризму (5), поворачивающую призму (4.2) и регистрируется ПЗС-камерой (8). Зарегистированная цифровая голограмма передаётся во внешний компьютер, где происходит ее численная обработка и восстановление голографических изображений планктонных особей, содержащихся в объемах 6.1 и 6.2 (рис. 2). Пример голографического изображения планктонной частицы *Daphnia magna*, восстановленного с цифровой голограммы, зарегистрированной в лабораторных условиях, представлен на рис. 3.

Структурная схема управления и связи представлена на рис. 4. В состав погружаемого аппарата входят: ранее описанный оптический блок, ПЗС-камера «Видеоскан-415», система питания и подсистема коммуникаций Ethernet – контроллер (Ethernet Switch EDS-205), VDSL-модем (EtherWAN ED3101) и контроллер управления ioLogikE2242.

Управление внутренними системами погружаемого аппарата осуществляется бортовым компьютером, состоящим из материнской платы Motherboard (Intel ${
m I\!R}$ 910GMLE), на которой расположен центральный процессор и плата видеозахвата VS-2001, а также SSD-накопитель (Corsair CSSD-V128GB2) для хранения операционной зарегистрированных цифровых голограмм. Внешнее системы И управление погружаемым аппаратом происходит с внешнего компьютера через VDSL-модемы. Необходимость использования VDSL-модемов обусловлена использованием специализированного кабеля и герметичных разъёмов для подводных работ. Внутри погружаемого аппарата на выходе из VDSL-модема используется Ethernet –интерфейс. Поэтому после модема управляющий сигнал поступает в Ethernet –контроллер и далее в бортовой компьютер (рис. 4).



Рис. 4. Структурная схема управления и связи экспериментального образца аппаратно-программного комплекса

Программное обеспечение для восстановления голографических изображений планктонных частиц традиционно построено на численном расчете дифракционного интеграла. В качестве входных параметров необходимо задать длину волны, физический размер пикселя (или физический размер голограммы) и интервал расстояний на которых будет происходить восстановление голограмм. В результате формируется набор изображений сечений объема, соответствующих заданным расстояниям восстановления. Расстояние до плоскости, в которой изображение частицы наиболее сфокусировано (плоскости наилучшего изображения или плоскости наилучшей фокусировки), соответствует расстоянию, на котором находилась частица на этапе регистрации, так как в оптической схеме голографирования используется параллельный пучок и отсутствуют изображающие или увеличивающие оптические элементы. Это расстояние характеризует продольную координату расположения планктонной особи². Для определения ее поперечных координат в плоскости наилучшего изображения рассчитывается положение центра тяжести изображения частицы в этой плоскости².

Разработанный экспериментальный образец аппаратно-программного комплекса позволяет регистрировать цифровые голограммы с частотой 25 кадров в секунду, при этом каждый кадр является цифровой голограммой всего объема, в которой содержится информация обо всех частицах в регистрируемом объёме (в данной реализации регистрируемый объем составляет 15.7 см³). После восстановления цифровых голограмм определяется форма, размеры, пространственные координаты каждой частицы^{1,2}. По серии цифровых голограмм объёма можно построить траекторию движения и исследовать динамику каждой планктонной частицы².

1. В.В. Демин, А.С. Ольшуков, Е.В. Дзюба, Известия вузов. Физика, **53**, № 8, 81-89 (2010)

2. V.V. Dyomin, A.S. Olshukov, D.V. Kamenev, *Proceedings of the "Oceans'11"*, No. 110131-015, (2011)

3. H. Sun, D. C. Hendry, M. A. Player, J. Watson, *Proceedings of the "Oceans'07"*, 1789–1806 (2007)

4. D.W. Pfitsch, E. Malkiel, Y. Ronzhes, S.R. King, J. Sheng, J. Katz, *Proceedings of the "Oceans'05"*, 690-696 (2005)

СОДЕРЖАНИЕ

НДАМЕНТАЛЬНЫЕ ПРОБЛЕМЫ ОПТИКИ З
ГЕРЕНТНЫЕ ПРОЦЕССЫ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ СВЕТА С ВЕЩЕСТВОМ
УСТНЫЕ ДОКЛАДЫ
ЭКСИТОННЫЕ ОПТИЧЕСКИЕРЕШЕТКИ В СИСТЕМАХ КВАНТОВЫХ ЯМ GaAs/AlGaAs Чалдышев В.В., Кунделев Е. В., Никитина Е.В. *, Егоров А.Ю. *
ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНАЯ БОЗЕ-ЭЙНШТЕЙНОВСКАЯ КОНДЕНСАЦИЯ ПОЛЯРИТОНОВ ПРИ АТОМНО-ОПТИЧЕСКИХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ В УСЛОВИЯХ ОПТИЧЕСКИХ СТОЛКНОВЕНИЙ Алоджанц А.П., Честнов И.Ю., Аракелян С.М
С ТЕОРИИ СВЕРХИЗЛУЧАТЕЛЬНОГО РАССЕЯНИЯ И ОТРАЖЕНИЯЕ СВЕТА ОТ БОЗЕ- ЙНШТЕЙНОВСКОГО КОНДЕНСАТА РАЗРЕЖЕННОГО ГАЗА Аветисян Ю.А.*, Васильев I.A.**, Трифонов Е.Д.**
ЗАПИСЬ КОГЕРЕНТНОГО СОСТОЯНИЯ СВЕТА В ОПТИЧЕСКИ ПЛОТНЫЙ АТОМНЫЙ АНСАМБЛЬ ШереметА.С. ¹ , GinerL. ² , VeissierL. ² , KyприяновД.B. ¹ , GiacobinoE. ² , LauratJ. ²
ОДНОФОТОННЫЕ И МНОГОФОТОННЫЕ РЕЖИМЫ ДЕТЕКТИРОВАНИЯ СВЕРХПРОВОДНИКОВОГО ОДНОФОТОННОГО ДЕТЕКТОРА Кардакова А.И.*, Елезов М.С.*, Семенов А.В.*, Ан П.П.*, Казаков А.Ю.*, Тархов М.А.*·**, Гольцман Г.Н.*
УПРАВЛЕНИЕ СВЕТОВЫМИ ИМПУЛЬСАМИ ДЕЙСТВИЕМ РАДИОЧАСТОТНЫХ ИМПУЛЬСОВ НА СРЕДУ В УСЛОВИЯХ ЭЛЕКТРОМАГНИТНО-ИНДУЦИРОВАННОЙ ПРОЗРАЧНОСТИ Тимофеев А.С., Трошин А.С12
ГЕНЕРАЦИЯ НЕКЛАССИЧЕСКИХ ПОЛЯРИТОНОВ В ДОПИРОВАННЫХ СРЕДАХ Прохоров А.В., Баринов И.О., Алоджанц А.П., АракелянС.М15
ВЛИЯНИЕНАЧАЛЬНОЙИНВЕРСИИ РЕЗОНАНСНЫХ АТОМОВ НА ПАРАМЕТРЫ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ИМПУЛЬСА В НЕПРЕРЫВНОМ РЕЗОНАНСНОМ ФОТОННОМ КРИСТАЛЛЕ Л.В.Фролова, Б.И.Манцызов1{
ОБРАЩЕНИЕ ВОЛНОВОГО ФРОНТА ПРИ ЧЕТЫРЕХВОЛНОВОМ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ НА РЕЗОНАНСНОЙ И ТЕПЛОВОЙ НЕЛИНЕЙНОСТЯХ В ПРИБЛИЖЕНИИ БОЛЬШИХ КОЭФФИЦИЕНТОВ ОТРАЖЕНИЯ Акимов А.А., Ивахник В.Г., Никонов В.И
ИНДУЦИРОВАНИЕ НЕПЕРИОДИЧЕСКИХ ВОЛНОВОДНО-ОПТИЧЕСКИХ СТРУКТУР В НИОБАТЕ ЛИТИЯ В УСЛОВИЯХ ОДНОРОДНОГО НАГРЕВА Иванов М.С.,Кортушанов Д.А., Парханюк А.Н., Шандаров В.М
ПРЕОБРАЗОВАНИЕ ОПТИЧЕСКИХ ВИХРЕЙ ПОЛЯРИЗАЦИОННЫМИ ДИНАМИЧЕСКИМИ ГОЛОГРАМАМИ Горбач Д.В., Романов О.Г., Толстик А.Л.
ВЛИЯНИЕ ПОЛЯРИЗАЦИИ ИЗЛУЧЕНИЯ НА ЭФФЕКТ ДИФРАКЦИОННОГО ДЕЛЕНИЯ ИМПУЛЬСА В ФОТОННОМ КРИСТАЛЛЕ ИЗ ПОРИСТОГО КВАРЦА Скорынин А.А., Новиков В.Б., Свяховский С.Е., Майдыковский А.И., Мурзина Т.В., Бушуев В.А., Манцызов Б.И.
АНАЛИЗ ДИФРАКЦИОННОЙ ЭФФЕКТИВНОСТИ РЕШЕТОК КОЭФФИЦИЕНТА УСИЛЕНИЯ В МНОГОПЕТЛЕВОМ ГОЛОГРАФИЧЕСКОМ ND ³⁺ :YAG ЛАЗЕРЕ Погода А.П., Юсупов М.Р., Лебедев В.Ф., Сметанин С.Н.*
РАСПРОСТРАНЕНИЕ ПОЛЯРИЗАЦИОННЫХ ИМПУЛЬСОВ СВЕТА В СРЕДЕ ДВУХУРОВНЕВЫХ АТОМОВ С ВЫРОЖДЕННЫМИ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИМИ УРОВНЯМИ БасалаевМ.Ю. ^{*,***} , Бражников Д.В. ^{*,**} , Зибров А.С. [*] , Тайченачев А.В. ^{*,**} , Тумайкин А.М [*] , Юдин В.И. ^{*,**,***}
ИМПУЛЬСНЫЙ РЕЖИМ СВЕРХИЗЛУЧЕНИЯ ТРЁХУРОВНЕВОЙ СРЕДЫ В ВЫСОКОДОБРОТНОМ ЦИКЛИЧЕСКОМ РЕЗОНАТОРЕ РыжовИ.В., ВасильевН.А., ВолошинА.А., Васильев А.А.*

	ТРАНСФОРМАЦИЯ ОПТИЧЕСКИХ СВОЙСТВ КРИСТАЛЛИЧЕСКИХ СРЕД (KGW, YVO ₄) ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ НЕПРЕРЫВНЫМ ЛАЗЕРНЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ В ПОЛОСЕ ПРОЗРАЧНОСТИ СРЕДЫ Ходасевич И.А. Корниенко А.А.*, Дунина Е.Б.*, Грабчиков А.С36
	ГЕНЕРАЦИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ НА КОМБИНАЦИОННЫХ ЧАСТОТАХ ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ СИЛЬНОГО ПОЛЯ БИХРОМАТИЧЕСКОГО ИМПУЛЬСА ИЗ МАЛОГО ЧИСЛА КОЛЕБАНИЙ С ГАЗОМ В УСЛОВИЯХ ВОЗБУЖДЕНИЯ ПЛАЗМЫ С.А. Штумпф, А.А. Королев, С.А. Козлов
	МНОГОЧАСТИЧНАЯ ГЕНЕРАЦИЯ ВТОРОЙ ГАРМОНИКИ И СУПЕРКОНТИНУУМА В КРИСТАЛЛЕ КАЛЬЦИТА В.М. Мыхитарян, А.А. Аветисян, А.А. Киракосян*
	ОСОБЕННОСТИ ФОРМИРОВАНИЯ ФЕМТОСЕКУНДНЫХ СИГНАЛОВ ОПТИЧЕСКИХ ПЕРЕХОДНЫХ ПРОЦЕССОВ В НАНОРАЗМЕРНЫХ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ПЛЕНКАХ Попов И.И., Вашурин Н.С., Путилин С.Э.*, Сидорова В.Т., Степанов С.А., Сушенцов Н.И.**, Леухин А.В
	МЕХАНИЗМЫ ТЕРМОДИФФУЗИИ ПРИ НЕЛИНЕЙНОМ ПОГЛОЩЕНИ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ СУСПЕНЗИЕЙ НАНОЧАСТИЦ Клечиков А.Г., Окишев К.Н., Криштоп В.В., Красников И.В.*, Сетейкин А.Ю*
	ВКЛАД ОБРАТНОГО ФЛЕКСОЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ЭФФЕКТА ВО ВСТРЕЧНОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ СВЕТОВЫХ ПУЧКОВ В ФОТОРЕФРАКТИВНЫХ КРИСТАЛЛАХ Шандаров С.М., Шмаков С.С, Зуев П.В., Буримов Н.И., Каргин Ю.Ф.*, Шепелевич В.В.**, Ропот П.И.***, Гуделев В.Г.***
	ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ОПТИЧЕСКОЙ АНИЗОТРОПИИ В ДВИЖУЩЕЙСЯ СРЕДЕ ГладышевВ.О., Кауц В.Л., Подгузов Г.В., Тиунов П.С
	РЕЗОНАНСЫ ОРИЕНТАЦИИ И ВЫСТРАИВАНИЯ В ПОПЕРЕЧНОМ ПЕРЕМЕННОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ ПРИ ПРОИЗВОЛЬНОЙ ОРИЕНТАЦИИ СВЕТА НАКАЧКИ Окуневич А.И
	МЕТОДНАБЛЮДЕНИЯСВЕРХУЗКОГОРЕЗОНАНСА ЭЛЕКТРОМАГНИТНО- ИНДУЦИРОВАННОЙАБСОРБЦИИ ВПРИСУТСТВИИБУФЕРНОГОГАЗА БражниковД.В.***, ТайченачевА.В.*.**, ТумайкинА.М.*, ЮдинВ.И.*******, БасалаевМ.Ю.***, ГончаровА.Н.*.*****, ШиловА.М.*.**, ЗибровА.С.**
	ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ДИФРАКЦИОННОЙ КАРТИНЫ НА АМПЛИТУДНО- ФАЗОВЫХ РЕШЕТКАХ НАСЕЛЕННОСТЕЙ В ЧЕТЫРЕХУРОВНЕВЫХ СХЕМАХ Гордеев М.Ю.*, Ефремова Е.А.*, Рождественский Ю.В.**
	МЕЖЗОННЫЕ ПЕРЕХОДЫ НА ПОВЕРХНОСТИ ПРОЗРАЧНОГО ШИРОКОЗОННОГО КРИСТАЛЛА Иванов А.В
	ВЛИЯНИЕ ЛАЗЕРНОЙ ЗАПИСИ МЕТОДОМ ТЕРМОХИМИЧЕСКОГО ОКИСЛЕНИЯ НА СПЕКТРЫ ОТРАЖЕНИЯ ТОНКИХ ПЛЕНОК ХРОМА Агафонов А.Н61
Ċ	ГЕНДОВЫЕ ДОКЛАДЫ
	ИНТЕРФЕРЕНЦИЯ ОПТИЧЕСКИХ ВОЛН В КРИСТАЛЛИЧЕСКИХ КВАРЦЕВЫХ ЛИНЗАХ Пикуль О.Ю., Коваленко Л.Л., Куликова Г.В
	ВЫДЕЛЕНИЕ РЕАЛЬНЫХ НЕВОЗМУЩЕННЫХ ВОЛН ПРИ ДИФРАКЦИИ ПЛОСКОЙ ВОЛНЫ НА ЗЕРКАЛЬНОЙ ПОЛУПЛОСКОСТИ Седухин А.Г.
	ИССЛЕДОВАНИЕ ВОЗБУЖДЕНИЯ И РЕЛАКСАЦИИ ЭЛЕКТРОННОГО ГАЗА В МЕТАЛЛЕ ПРИ ОБЛУЧЕНИИ УЛЬТРАКОРОТКИМИ ЛАЗЕРНЫМИ ИМПУЛЬСАМИ Поляков Д.С., Яковлев Е.Б
	ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ПРОВЕРКА ВОЗМОЖНОСТИ ОБНАРУЖЕНИЯ ВЫНУЖДЕННОГО "ДИФФУЗИОННОГО"РАССЕЯНИЯ НА ЧАСТИЦАХ В ЖИДКОСТИ Бурханов И.С., Чайков Л.Л
	ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ СОЗДАНИЕ ПОЛОГО ЦЕПОЧНО-ОБРАЗНОГО ПУЧКА Черепко Д.Ю., Кундикова Н.Д.*, Попков И.И.*72
	ИССЛЕДОВАНИЕ ЛОКАЛЬНОГО ЛАЗЕРНОГО ОКИСЛЕНИЯ ТОНКИХ ПЛЁНОК ТИТАНА В.П.Вейко, Д.А. Синев, Е.А.Шахно, А.Г. Полещук*, А.Р.Саметов*, А.Г. Седухин*

СВЯЗЬ ОПТИЧЕСКОЙ И НЕЛИНЕЙНООПТИЧЕСКОЙ НЕОДНОРОДНОСТИ В КРИСТАЛЛАХ КТІОРО4 (КТР) Якобсон В.Э.,Калинцев А.Г.*
РАСПРОСТРАНЕНИЕ ГАУССОВЫХ И СИНГУЛЯРНЫХ СВЕТОВЫХ ПУЧКОВ В ФОТОРЕФРАКТИВНОМ КРИСТАЛЛЕ <i>Bi</i> ₁₂ <i>TiO</i> ₂₀ Корниенко Т.А., Толстик А.Л
ДИНАМИКА ТЕПЛОВОЙ ЛИНЗЫ В ОБЛАСТИ ДИОДНОЙ НАКАЧКИ ФОСФАТНОГО ЛАЗЕРНОГО СТЕКЛА Захаров Ю.Н., Азаматов З.Т.*, Кулагин И.А.**, Редкоречев В.И.* 80
ПЕРЕСТРАИВАЕМОЕ УСТРОЙСТВО ДЛЯ ПОЛУЧЕНИЯ ПОЛЯРИЗОВАННОГО СВЕТА ЗАДАННОЙ ЭЛЛИПТИЧНОСТИ В ШИРОКОМ ДИАПАЗОНЕ ДЛИН ВОЛН Куликова Г.В., Пикуль О.Ю
НЕЛИНЕЙНО-ОПТИЧЕСКИЙ МЕТОД ИССЛЕДОВАНИЯ ПОПЕРЕЧНОЙ СФЕРИЧЕСКОЙ АБЕРРАЦИИ ИНФРАКРАСНЫХ ЛИНЗ Илларионов А.И., Иванов М.С., [*] Горева О.В
ИЗМЕНЕНИЯ ОПТИЧЕСКОГО ПОГЛОЩЕНИЯ В КРИСТАЛЛАХ Ві ₁₂ SiO ₂₀ ПОСЛЕ ИК- ОБЛУЧЕНИЯ И ОТЖИГА В ВАКУУМЕ ШандаровС.М., КистеневаМ.Г., АкрестинаА.С., ХудяковаЕ.С., СеребренниковЛ.Я., АрестовС.И., СмирновС.В., КаргинЮ.Ф.*, ТолстикА.Л.** 85
ВЛИЯНИЕ СОСТАВА НА ПРЕОБРАЗОВАНИЕ ШИРОКОПОЛОСНОГО ИК-ИЗЛУЧЕНИЯ В КРИСТАЛЛАХ НИОБАТА ЛИТИЯ Литвинова В.А., Литвинова М.Н
ИЗМЕРЕНИЕ ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПОЛЕЙ ПО ПАРАМЕТРАМ ФОТИНДУЦИРОВАННОГО РАССЕЯНИЯ СВЕТА В КРИСТАЛЛАХ НИОБАТА ЛИТИЯ Панфилов В.И., Сюй А.В., Гапонов А.Ю., Сидоров Н.В.*, Палатников М.Н.*
ВРЕМЕННАЯ ФОРМА ОТКЛИКА СТИМУЛИРОВАННОГО ФОТОННОГО ЭХА ПРИ НАЛИЧИИ НЕРЕЗОНАНСНОГО ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ Гарнаева Г.И., Нефедьев Л.А92
ФОРМИРОВАНИЕ СИГНАЛОВ ДВУХУРОВНЕВОЙ СИСТЕМЫ ПРИ ЕЕ ВОЗБУЖДЕНИИ РЕЗОНАНСНЫМ И НЕРЕЗОНАНСНЫМ ЛАЗЕРНЫМИ ИМПУЛЬСАМИ Ахмедшина Е.Н., Нефедьев Л.А., Гарнаева Г.И
ФОРМИРОВАНИЕ СТИМУЛИРОВАННОГО ФОТОННОГО ЭХО В ВЫРОЖДЕННОЙ СИСТЕМЕ ПРИ НАЛИЧИИ ЛИНЕЙНОГО ШТАРКОВСКОГО ЭФФЕКТА Нефедьев Л.А., Низамова Э.И., Тактаева С.В
ЭФФЕКТ КОРРЕЛЯЦИИ ФОРМЫ ОТКЛИКОВ СТИМУЛИРОВАННОГО ФОТОННОГО ЭХА С ФОРМОЙ ОБЪЕКТНОГО ИМПУЛЬСА И ЕГО ОПИСАНИЕ ИНФОРМАЦИОННЫМИ МЕРАМИ Нефедьев Л.А., Сахбиева А.Р
СПЕКЛ-СТРУКТУРА СТЕПЕНИ КОГЕРЕНТНОСТИ ШИРОКОПОЛОСНЫХ ДИСПЕРГИРОВАННЫХ ЛАЗЕРНЫХ ПУЧКОВ Вохник О.М., Одинцов В.И
РАСПРОСТРАНЕНИЕ ПЛОСКОЙ <i>S</i> - ПОЛЯРИЗОВАННОЙЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ВОЛНЫ В СЛОИСТОЙСРЕДЕ ИЗЭЛЕКТРИЧЕСКИХ И МАГНИТНЫХ ДИПОЛЕЙ Авербух Б.Б., Авербух И.Б
МНОГОФОТОННОЕ ПОГЛОЩЕНИЕ В КРИСТАЛЛАХ И НАНОСТРУКТУРАХ. ЭФФЕКТЫ ПЕРЕСТРОЙКИ ЭЛЕКТРОННОГО ЗОННОГО СПЕКТРА Перлин Е.Ю., Иванов А.В., Бондарев М.А
ГЕНЕРАЦИЯ ПРОСТРАНСТВЕННЫХ ГАРМОНИК В ИЗЛУЧЕНИИ, РАСПРОСТРАНЯЮЩЕМСЯЧЕРЕЗ ДИЭЛЕКТРИК ИЗ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ДИПОЛЕЙ Авербух Б.Б., Авербух И.Б111
ВЛИЯНИЕ ПОЛЯРОНОВ НА СПЕКТРЫ РАССЕЯНИЯ СВЕТА НА ПОЛЯРИТОНАХ В КРИСТАЛЛАХ НИОБАТА ЛИТИЯ КузнецовК.А., Китаева Г.Х., Пенин А.Н
ПРОДОЛЬНО-ПОПЕРЕЧНАЯ ДИНАМИКА ИМПУЛЬСОВ В ОДНООСНЫХ КРИСТАЛЛАХ В.А. Халяпин
К ТЕОРИИ РЕЗОНАНСА НА ЗАПРЕЩЁННОМ МАГНИТОДИПОЛЬНОМ ПЕРЕХОДЕ В ЗЕЕМАНОВСКОЙ СТРУКТУРЕ ПОДУРОВНЕЙ АТОМОВ ЦЕЗИЯ, ВЗАИМОДЕЙСТВУЮЩИХ С ДВУХЧАСТОТНЫМ (СВЧ+РЧ) МАГНИТНЫМ ПОЛЕМ Доватор Н.А., Окуневич А.И
ЭФФЕКТИВНОСТЬ КАСКАДНОГО ПАРАМЕТРИЧЕСКОГО ПРЕОБРАЗОВАНИЯ Касумова Р.Дж117

НЕОБХОДИМОСТЬ ВОЗНИКНОВЕНИЯ, РАЗВИТИЯ И ПРИМЕНЕНИЯ РЕЛАКСАЦИОННОЙ ОПТИКИ Трохимчук П.П.
ОСОБЕННОСТИ ГЕНЕРАЦИИ ФЕМТОСЕКУНДНОГО СПЕКТРАЛЬНОГО СУПЕРКОНТИНУУМА В КРИСТАЛЛИЧЕСКИХ СРЕДАХ С КВАДРАТИЧНОЙ НЕЛИНЕЙНОСТЬЮ Налегаев С.С., Беспалов В.Г., Путилин С.Э.
КВАНТОВАЯ ОПТИКА И ФУНДАМЕНТАЛЬНАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ 123
УСТНЫЕ ДОКЛАДЫ
ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ И ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ОПТИЧЕСКОЙ ПОЛЯРИЗАЦИИ ПАРОВ ЦЕЗИЯ, ИНДУЦИРОВАННОЙ ПЕРЕСТРАИВАЕМЫМ D ₂ ИЗЛУЧЕНИЕМ ПОЛУПРОВОДНИКОВОГО ЛАЗЕРА С.П.Дмитриев, Н.А.Доватор, В.А.Картошкин, А.И.Окуневич123
ПРИРОДА СПЕКТРОВ ФОТОСТИМУЛЯЦИИВСПЫШКИ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ В КВАНТОВЫХ ТОЧКАХ CdS ПерепелицаА.С., ОвчинниковО.В., СмирновМ.С., Шатских Т.С. 126
СИСТЕМА СТАБИЛИЗАЦИИ ДЛИНЫ РЕЗОНАТОРА ИМПУЛЬСНОГО ОДНОЧАСТОТНОГО ЛАЗЕРА С ИНЖЕКЦИЕЙ ВНЕШНЕГО СИГНАЛА Лоншаков Е.А.*, Тарасов В.М., Квашнин Н.Л., Бордзиловский Д.С., Струц С.Г., Майоров А.П.
СПЕКТРАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ПРОЦЕССОВ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ КОЛЛОИДНЫХ КВАНТОВЫХ ТОЧЕК CdSC МОЛЕКУЛАМИ МЕТИЛЕНОВОГО ГОЛУБОГО ОвчинниковО.В., СмирновМ.С., ШатскихТ.С., БордюжаЕ. Е.,Евтухова А. В., ХохловВ.Ю 130
ИЗОМЕРНЫЙ И АГРЕГАТНЫЙ СОСТАВ НАНОМЕТРОВЫХ СЛОЕВ ПОЛИМЕТИНОВЫХ КРАСИТЕЛЕЙ НА ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ И МЕТАЛЛИЧЕСКОЙ ПОВЕРХНОСТЯХ Старовойтов А.А., Калитеевская Е.Н., Крутякова В.П., Разумова Т.К
ПОЛЯРИЗАЦИОННАЯ ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТЬ СВЕРХПРОВОДНИКОВОГО ОДНОФОТОННОГО ДЕТЕКТОРА Елезов М.С.*, Кардакова А.И.*, Семенов А.В.*, Ан П.П.*, Казаков А.Ю.*, Тархов М.А.*·**, Гольцман Г.Н.*
НОВЫЕ НЕЛИНЕЙНО-ФЛУКТУАЦИОННЫЕ ЯВЛЕНИЯ ПРИ ОТРАЖЕНИИ ОТ РЕЗОНАНСНОЙ ГРАНИЦЫ РАЗДЕЛА Фофанов Я.А.
РАСЧЁТ КОЛЕБАТЕЛЬНЫХ УРОВНЕЙ ЭНЕРГИИМОЛЕКУЛЫНОО И АНАЛИЗ РЯДОВ ТЕОРИИ ВОЗМУЩЕНИЙ Быков А.Д., Калинин К.В140
ИНТЕНСИВНОСТИ СВЕРХЧУВСТВИТЕЛЬНЫХ ПЕРЕХОДОВ РЕДКОЗЕМЕЛЬНЫХ ИОНОВ В КРИСТАЛЛАХ ДВОЙНЫХ ВОЛЬФРАМАТОВ СО СТРУКТУРОЙ ШЕЕЛИТА Рябочкина П.А., Антошкина С.А., Климин С.А. [*] , Ушаков С.Н. ^{**} , Лис Д.А. ^{**} , Субботин К.А. ^{**} , Жариков Е.В. ^{***}
ГАМИЛЬТОНИАН ФОТОНОВ В СТОХАСТИЧЕСКОМ, АНИЗОТРОПНОМ ОПТОВОЛОКНЕ В БАЗИСЕ МОД ИДЕАЛЬНОГО ОПТИЧЕСКОГО ВОЛОКНА Г.П.Мирошниченко144
УСТОЙЧИВОСТЬ ВЫСОКОАМПЛИТУДНОГО ПРЕДЕЛЬНО КОРОТКОГО ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ИМПУЛЬСА, ПРОХОДЯЩЕГО ЧЕРЕЗ СЕГНЕТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ СЛОЙ ВНУТРИ ПАРАЭЛЕКТРИКА Казанцева Е.В. ^{1,*,**} ., МаймистовА.И. ^{1,***}
ГЕНЕРАЦИЯ ТРЕТЬЕЙ ГАРМОНИКИ В ОТРИЦАТЕЛЬНО-ПОЛОЖИТЕЛЬНО ПРЕЛОМЛЯЮЩЕЙ СРЕДЕ Остроухова Е.И., Маймистов А.И
СРАВНЕНИЕРЕЗУЛЬТАТОВ МАКРО- И МИКРОСКОПИЧЕСКОГО РАСЧЁТОВ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ПРОНИЦАЕМОСТИ УЛЬТРАХОЛОДНЫХ АТОМНЫХ АНСАМБЛЕЙ Курапцев А.С., Соколов И.М149
ПРЕДЕЛЬНАЯ РАЗРЕШАЮЩАЯ СПОСОБНОСТЬ СПИНОВЫХ ГЕНЕРАТОРОВ НА ПАРАХ ЩЕЛОЧНЫХ МЕТАЛЛОВ С ЛАЗЕРНОЙ ОПТИЧЕСКОЙ НАКАЧКОЙ Баранов А.А., Ермак С.В., Смолин Р.В., Семенов В.В151
НЕЛИНЕЙНОЕ ПОГЛОЩЕНИЕ И СВЕРХБЫСТРЫЕ ОПТИЧЕСКИЕ ПЕРЕКЛЮЧЕНИЯ В КРИСТАЛЛАХ И НАНОСТРУКТУРАХ Перлин Е.Ю., Иванов А.В., Попов А.А

ФУНКЦИЯ АВТОКОРРЕЛЯЦИИ ИЗЛУЧЕНИЯ РАССЕЯННОГО СФЕРИЧЕСКИМИ НАНОЧАСТИЦАМИ В СХЕМЕ С НАРУШЕННЫМ ПОЛНЫМ ВНУТРЕННИМ ОТРАЖЕНИЕМ Доронин И.С., Окишев К.Н.	153
ПРЯМЫЕ И ОБРАТНЫЕ ВОЛНЫ В В ТУННЕЛЬНО СВЯЗАННЫХ ВОЛНОВОДАХ МаймистовА.И. ^{1,*} Казанцева Е.В. ^{1,**} , А.С. Десятников ^{***}	156
МНОГОФОТОННО-КАСКАДНАЯ ГЕНЕРАЦИЯ ЭЛЕКТРОННО-ДЫРОЧНЫХ ПАР В КРИСТАЛЛАХ С ГЛУБОКИМИ ПРИМЕСЯМИ Перлин Е.Ю., Левицкий Р.С., Попов А.А	158
АНАЛИЗ ПРИРОДНОГО ГАЗА МЕТОДОМ СПЕКТРОСКОПИИ СПОНТАННОГО КОМБИНАЦИОННОГО РАССЕЯНИЯ СВЕТА Булдаков М.А., Матросов И.И., Королев Б.В., Корольков В.А., Петров Д.В., Тихомиров А.А	, 159
ПАССИВНЫЕ КОЛЬЦЕВЫЕ РЕЗОНАТОРЫ С ОДНОНАПРАВЛЕННОЙ УСТОЙЧИВОСТЬ А. М. Радин*, В. Н. Кудашов*, А. Б. Плаченов**	Ю 161
ВЛИЯНИЕ АСТИГМАТИЧЕСКОГО ИСКАЖЕНИЯ НА ФОКУСИРУЮЩИЕ СВОЙСТВА ВЫСОКОАПЕРТУРНОЙ ЛИНЗЫ Зотеева О.В., Хонина С.Н	161
БЫСТРОДЕЙСТВУЮЩИЕ ФОТОДИОДЫ С ДЛИННОВОЛНОВОЙ ГРАНИЦЕЙ 2.4 МКМ І ПОЛОСОЙ ПРОПУСКАНИЯ ДО 2-3 ГГЦ Коновалов Г.Г., Андреев И.А., СеребренниковаО. Ильинская Н.Д., Куницына Е.В., Дюделев В.В., Соколовский Г.С., Яковлев Ю.П	И О., 164
СТЕНДОВЫЕ ДОКЛАДЫ	166
РАСЧЕТ ШТАРКОВСКИХ УРОВНЕЙ ИОНА Tm ³⁺ В КРИСТАЛЛИЧЕСКОЙ СИСТЕМЕ YAl ₃ (BO ₃) ₄ С УЧЕТОМ ВЛИЯНИЯ КОНФИГУРАЦИОННОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ Гуринович Я.А., Фомичева Л.А. [*] , Корниенко А.А., Дунина Е.Б	166
ОРИЕНТАЦИОННЫЕ СДВИГИ ЧАСТОТЫ СВЧ РЕЗОНАНСА НА СВЕРХТОНКОМ 0-0 ПЕРЕХОДЕ В ПАРАХ ЩЕЛОЧНЫХ МЕТАЛЛОВ С СЕЛЕКТИВНОЙ ОПТИЧЕСКОЙ НАКАЧКОЙ А.А. Баранов, С.В. Ермак, Р.В. Смолин, В.В. Семенов	168
КВАНТОВОМЕХАНИЧЕСКИЙ РАСЧЕТ ПОЛЯРИЗУЕМОСТЕЙ ОСНОВНЫХ И ВОЗБУЖДЕННЫХ СОСТОЯНИЙ АТОМОВ Еремкин И.Н., Малыханов Ю.Б.*	170
РАСЧЕТ ЭНЕРГИИ ОСНОВНЫХ СОСТОЯНИЙ НЕЙТРАЛЬНЫХ АТОМОВ (Z≤54) В АЛГЕБРАИЧЕСКОМ ВАРИАНТЕ МЕТОДА ХАРТРИ–ФОКА Малыханов Ю.Б.*, Еремкин И.Н.**, Чадин Р.М.***, Горшунов М.В.*, Евсеев С.В.*	172
О ТЕМПЕРАТУРНОЙ ЗАВИСИМОСТИ СТОЛКНОВИТЕЛЬНОЙ ШИРИНЫ СПЕКТРАЛЬНЫХ ЛИНИЙ МОЛЕКУЛЫ СО2 Аршинов К.И., Невдах В.В. [*]	174
ДАЛЬНОДЕЙСТВУЮЩЕЕ КУЛОНОВСКОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ В ИОННЫХ КРИСТАЛЛАХ Аникеенок О.А.	178
ИССЛЕДОВАНИЕ ТРИПЛЕТ-ТРИПЛЕТНОГО ПЕРЕНОСА ЭНЕРГИИ В ПЛЕНКАХ ЛЕНГМЮРА-БЛОДЖЕТТ Селиверстова Е.В., Артюхов В.Я.*, Ибраев Н.Х	179
ИССЛЕДОВАНИЕ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ 2D НАНОСТРУКТУР CDSE МЕТОДОМ СПЕКТРОСКОПИИ КОМБИНАЦИОННОГО РАССЕЯНИЯ Черевков С.А., Баранов А.В., Артемьев* М.В., Прудников* А.В	181
АНАЛИЗ РЕЗОНАНСНОГО ГИПЕРКОМБИНАЦИОННОГО РАССЕЯНИЯ СВЕТА В ПОЛУПРОВОДНИКАХ Семенова Л.Е.	183
ОСОБЕННОСТИ ТЕМПЕРАТУРНОГО ПОВЕДЕНИЯ ЦЕНТРАЛЬНОГО ПИКА В СПЕКТРА КОМБИНАЦИОННОГО РАССЕЯНИЯ СВЕТА КРИСТАЛЛА КВАРЦА Иванова С.В	AX 186
СПУТНИКОВЫЙ ПРИБОР ОПТИЧЕСКОГО ЗОНДИРОВАНИЯ АТМОСФЕРЫ Гришин С.А Селянтьев В.А., Петюк А.Л.	, 187
ОЦЕНКА МЕТОДИЧЕСКОЙ ПОГРЕШНОСТИ ПОЛЯРИЗАЦИОННОГО МЕТОДА КОНТРОЛЯ НЕСТАБИЛЬНОСТИ ОСИ ДИАГРАММЫ НАПРАВЛЕННОСТИ ЛАЗЕРНЫХ ИСТОЧНИКОВ Федосенко А.С., Муратов М.А.	188
ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЙ ЛАЗЕР, РАБОТАЮЩИЙ НА МОДАХ ШЕПЧУЩЕЙ ГАЛЕРЕИ ОПТИЧЕСКИ СВЯЗАННЫМИ ДИСКОВЫМИ РЕЗОНАТОРАМИ В.В.Шерстнев, М.И.Ларченков, А.М.Монахов, Е.А.Гребенщикова, О.Ю.Серебренникова, Н.Д.Ильинская, R. Teissier [*] , А.Н.Баранов [*] , Ю.П.Яковлев	C 191

ЛАЗЕРНЫЙ ГЕНЕРАТОР ЛИНИИ НА БАЗЕ ДИФРАКЦИОННЫХ РЕШЕТОК СО СБИТЫМ ПЕРИОДОМ БаляВ.К., ШеклановаЕ.Б
РАЗРАБОТКА СТЕНДА ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ АКУСТООПТИЧЕСКИХ УСТРОЙСТВ НА НОВЫХ МАТЕРИАЛАХ ВеликовскийД.Ю., ПерчикА.В.*
ГРАДИЕНТНЫЙ ИНТЕРФЕРЕНЦИОННЫЙ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЬ В ЭФФЕКТИВНЫХ СВЕТОДИОДАХ БЕЛОГО ЦВЕТА ИЗЛУЧЕНИЯ Гапеева А.В
СРАВНИТЕЛЬНЫЙ АНАЛИЗ КРИТЕРИЕВ УСТОЙЧИВОСТИ ИНТЕРФЕРЕНЦИОННЫХ ПОКРЫТИЙ Новикова Ю.А., Котликов Е.Н198
КОДИРОВАНИЕ РЕШЕНИЙ В ЭВОЛЮЦИОННЫХ АЛГОРИТМАХ ДЛЯ ПРОЕКТИРОВАНИЯ ОПТИЧЕСКИХ ПОКРЫТИЙ С УСТОЙЧИВЫМИ СПЕКТРАЛЬНЫМИ ХАРАКТЕРИСТИКАМИ Тропин А.Н., Шалин В.Б199
ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ТОПОГРАФИИ ДВУЛУЧЕПРЕЛОМЛЕНИЯ НА КАЧЕСТВО ИЗОБРАЖЕНИЯ ПРОЕКЦИОННЫХ ФОТОЛИТОГРАФИЧЕСКИХ СИСТЕМ ПРИ ЧАСТИЧНО-КОГЕРЕНТНОМ ОСВЕЩЕНИИ Никулина Е.А., Ган М.А.*
ОПТИЧЕСКИ УПРАВЛЯЕМЫЙ ДЕФЛЕКТОР НА ОСНОВЕ ЗЕРКАЛЬНОЙПЛЕНКИ ИвановВ.И., РекуноваН.Н
ОПТИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ АПЕРИОДИЧЕСКИХ МНОГОСЛОЙНЫХ СТРУКТУР НА ОСНОВЕ СЕРЕБРЯНОГО СЕЧЕНИЯ Короленко П.В., Мишин А.Ю., Рыжикова Ю.В205
ФИЛЬТР ЛИО НА ОСНОВЕ УПРАВЛЯЕМЫХ ЖИДКОКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ ЯЧЕЕК Казак А.А., Мельникова Е.А., Толстик А.Л
ПАРАМЕТРИЗАЦИЯ ОПЕРАТОРА ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ МОД В "ОДНОМОДОВОМ" ОПТИЧЕСКОМ ВОЛОКНЕ Прищепенок О.Б., Мирошниченко Г.П
МЕТОДИКА ОЦЕНКИ ВНЕШНИХ ВОЗДЕЙСТВИЙ НА ОПТИЧЕСКОЕ ВОЛОКНО, ОСНОВАННАЯ НА СВОЙСТВАХ ФОРМИРОВАНИЯ МОДОВОГО ПОЛЯ Смеликова И.Н., Краснощекова Т.С
АНАЛИЗ СПЕКТРАЛЬНО-СТРУКТУРНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ГЕТЕРОДИМЕРА МЕТАНОЛА И ДВУОКИСИ УГЛЕРОДА ПО ДАННЫМ FTIR СПЕКТРОВ В МАТРИЧНОЙ ИЗОЛЯЦИИ И АВ-INITIO РАСЧЕТАМ В ПРИБЛИЖЕНИИ ВЗLYP/cc-pVTZ Пицевич Г.А., Дорошенко И.Ю [*] ., Погорелов В.Е [*] ., Мельникова Е.А213
МЕХАНИЗМ СВЕРХТОНКОГО ЭЛЕКТРОННО-ЯДЕРНОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ В СПЕКТРОСКОПИИ ОСНОВНОГО И ЭЛЕКТРОННО-ВОЗБУЖДЕННЫХ СОСТОЯНИЙ И МЕТОД ОПТИМИЗАЦИИ СПЕКТРО-ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ СВОЙСТВ МНОГОАТОМНЫХ СОСЕДИНЕНИЙ В РАЗНЫХ УСЛОВИЯХ Обухов А.Е
ГЕНЕТИЧЕСКИЙ АЛГОРИТМ ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ МОДОВОГО СОСТАВА ИЗЛУЧЕНИЯ В МАЛОМОДОВЫХ ОПТИЧЕСКИХ ВОЛОКНАХ Комарова М.А., Большаков М.В., Кундикова Н.Д217
ОПТИЧЕСКИЕ МАТЕРИАЛЫ ФОТОНИКИ 220
УСТНЫЕ ДОКЛАДЫ
СТОХАСТИЧЕСКОЕ ПЕРЕКЛЮЧЕНИЕ ИМПУЛЬСОВ В ВЫРОЖДЕННЫХ РЕЗОНАНСНЫХ МЕТАМАТЕРИАЛЬНЫХ СРЕДАХ Ильдар Габитов1,2, Александр Короткевич3,2220
МЕХАНИЗМЫ КРИСТАЛЛИЗАЦИИ В СВИНЦОВО-ФТОРИДНЫХ НАНОСТЕКЛОКЕРАМИКАХ, АКТИВИРОВАННЫХ ИОНАМИ РЕДКОЗЕМЕЛЬНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ НурыевР.К., АсеевВ.А., КолобковаЕ.В., НиконоровН.В
КИНЕТИКА ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ ОДИНОЧНОЙ КВАНТОВОЙ ТОЧКИ ПРИ КОМНАТНОЙ ТЕМПЕРАТУРЕ Турков В. К., Леонов М. Ю., Рухленко И. Д.*, Федоров А. В
ОПТИЧЕСКИЕ МЕТАМАТЕРИАЛЫ С КОМПЕНСАЦИЕЙ ПОТЕРЬ Драчев В.П224
СВЯЗЬ ИОННОЙ ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТИ И МЕХАНИЧЕСКИХ ПОТЕРЬ В СТЕКЛАХ НА ОСНОВАНИИ УРАВНЕНИЯ МАКСВЕЛЛА ДЛЯ ПРОВОДИМОСТИ ДИЭЛЕКТРИКОВ Немилов С.В
МОДЕЛЬ ТОЧЕЧНЫХ ВОЗМУЩЕНИЙ ДЛЯ МЕТАМАТЕРИАЛОВ Правдин К.В., Попов И.Ю

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ИМПУЛЬСНОГО ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ ПРИ ТЕРМООБРАБОТКЕ НА РОСТ НАНОЧАСТИЦ СЕРЕБРА В СТЕКЛАХ Ширшнев П.С.,Никоноров Н.В., Игнатьев А.И
ПЛАЗМОННЫЕ СВОЙСТВА ПОВЕРХНОСТНЫХ НАНОРЕШЕТОК Коновко А.А., АндреевА.В., Дрынкин В.А
УПРАВЛЕНИЕ ДИНАМИКОЙ ИМПУЛЬСОВ ПОВЕРХНОСТНЫХ ПЛАЗМОН- ПОЛЯРИТОНОВ ХохловН.Е., БелотеловВ.И
КОМПЕНСАЦИЯПОГЛОЩЕНИЯВМЕТАЛЛОДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХСРЕДАХНАОСНОВЕОР ГАНИЧЕСКИХМОЛЕКУЛИПЛАЗМОННЫХНАНОСТРУКТУР ФедоровС.В., Вартанян Т.А. 235
ФИЗИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ НЕЛИНЕЙНО-ОПТИЧЕСКОГО ОГРАНИЧЕНИЯ В СТЕКЛАХ С НАНОКРИСТАЛЛАМИ ХЛОРИДА МЕДИ Ким А.А., Никоноров Н.В., Сидоров А.И
ГОЛОГРАФИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ФОТООТВЕРЖДАМЫХ НАНОКОМПОЗИЦИОННЫХ МАТЕРИАЛОВ Булгакова В.Г., Ворзобова.Н.Д., Денисюк И.Ю.,Бурункова Ю.Э.,Семьина С.А., Москаленко А.И
СПЕКТРАЛЬНЫЕПРОЯВЛЕНИЯ РАЗЛИЧНЫХ ФОРМ СЕРЕБРАВОБРАЗЦАХНАОСНОВЕБЕЗБРОМНОЙ ИБРОМСОДЕРЖАЩЕЙМАТРИЦФОТОТЕРМОРЕФРАКТИВНЫХСТЕКОЛ, ПОДВЕРГНУТЫХСЕРЕБРЯНО-НАТРИЕВОМУ ИОННОМУ ОБМЕНУ ИПОСЛЕДУЮЩЕЙ ТЕРМООБРАБОТКЕ ПостниковЕ.С., СгибневЕ.М
УГЛОВАЯ ЗАВИСИМОСТЬ СПЕКТРА ПРОПУСКАНИЯ ХОЛЕСТЕРИЧЕСКОГО ЖИДКОГО КРИСТАЛЛА С ДЕФЕКТНЫМ СЛОЕМ НАНОКОМПОЗИТА Ветров С.Я., Пятнов М.В., Тимофеев В.П
ЭФФЕКТИВНЫЕ ГОЛОГРАФИЧЕСКИЕ НАНОКОМПОЗИТЫ ДЛЯ ИЗГОТОВЛЕНИЯ ПЕРИОДИЧЕСКИХ СТРУКТУР ПОЛИМЕР-НАНОЧАСТИЦЫ Смирнова Т.Н., Кохтич Л.М., Ежов П.В., Сахно О.В. *, Штумпе И. *
РАЗРАБОТКА ГОЛОГРАФИЧЕСКОГО ПОЛИМЕРНОГО КОМПОЗИТНОГО МАТЕРИАЛА, ОСНОВАННОГО НА ФОТОИНДУЦИРОВАННОЙ ДИФФУЗИИ НАНОЧАСТИЦ ZnO и SiO ₂ Семьина С.А., Булгакова В.Г., Денисюк И.Ю., Бурункова Ю.Э
ТЕСТИРОВАНИЕ МАТЕРИАЛОВ ФОТОНИКИ МЕТОДОМ ЦИФРОВОЙ ГОЛОГРАФИЧЕСКОЙИНТЕРФЕРОМЕТРИИ Захаров Ю.Н*., Абдурахманов К.П.**, Азаматов 3.Т.***, Кулагин И.А.**, Редкоречев В.И.***
ТЕРМООПТИЧЕСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ФУНКЦИОНАЛЬНЫХ МАТЕРИАЛОВ ФОТОНИКИ Марковин П.А., Писарев Р.В., Трепаков В.А., Гужва М.Е.*
ЛОКАЛИЗОВАННЫЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ МОДЫ И СПЕКТР ПРОПУСКАНИЯ, ОРГАНИЗОВАННОГО НА ОСНОВЕ НАНОКОМПОЗИТА, ДВУМЕРНОГО ФОТОННОГО КРИСТАЛЛА С ДЕФЕКТОМ РЕШЕТКИ Рудакова Н.В., ВетровС.Я., Тимофеев В.П., Тимофеев И.В.*
ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕПРОЦЕССАФОРМИРОВАНИЯНАНОРАЗМЕРНЫХ ГРАФИТОВЫХ СТРУКТУР В ПОЛЕ МИЛЛИСЕКУНДНЫХ ИМПУЛЬСОВ GLASS: Yb, ErЛA3EPA Беликов А.В., Скрипник А.В., Зулина Н.А
ЛЮМИНЕСЦЕНТНЫЕ СВОЙСТВА СТЕКОЛ С МОЛЕКУЛЯРНЫМИ КЛАСТЕРАМИ СЕРЕБРА Дёмичев И.А., КлыковаА.М., ИгнатьевА.И., Никоноров Н.В., Сидоров А.И., ШахвердовТ.А
ОПТИЧЕСКИЕ И СЕНСОРНЫЕХАРАКТЕРИСТИКИ МНОГОСЛОЙНЫХ БИОПОЛИМЕРНЫХ ПОКРЫТИЙ С ИММОБИЛИЗОВАННЫМ рН ИНДИКАТОРОМ Сергеев А. А.,Вознесенский С. С., Непомнящий А. В., Мироненко А. Ю.,* Братская С. Ю.*
ЛЮМИНЕСЦЕНТНЫЕ СВОЙСТВА ПОРИСТОГО КРЕМНИЯ Д.Т. Ян
НОВЫЕЯРКОФЛУОРЕСЦИРУЮЩИЕНАНОЧАСТИЦЫИМЕХАНИЗМЫПЕРЕНОСАЭНЕРГИ ИВНИХ ЕрмолаевВ.Л., СвешниковаЕ.Б., МироновЛ.Ю., ДударьС.С
ОПТИЧЕСКИЕ ТАММОВСКИЕ СОСТОЯНИЯ НА ГРАНИЦЕ ФОТОННОГО КРИСТАЛЛА И НАНОКОМПОЗИТАС РЕЗОНАНСНОЙ ДИСПЕРСИЕЙ Ветров С.Я., Бикбаев Р.Г., Тимофеев И.В*., Авдеева А.Ю

	ФОТОИНДУЦИРОВАННЫЕ ПЕРЕСТРОЙКИ МОЛЕКУЛ И МОЛЕКУЛЯРНЫХ АГРЕГАТОВ В БЛИЖНЕМ ПОЛЕ СЕРЕБРЯНЫХ НАНОСТРУКТУР Торопов Н.А., ЛеоновН.Б.,Калитеевская Е.Н., Вартанян Т.А
	ОБНАРУЖЕНИЕ ПРОЯВЛЕНИЯ ОПТИЧЕСКИХ РАЗМЕРНЫХ ЭФФЕКТОВ В ВИДИМОМ ДИАПАЗОНЕ В ПЛЕНКАХ НИКЕЛЯ А. Е. Гайдук [*] Т. Х. Хасанов ^{**}
	ОСОБЕННОСТИ РОСТА ПОР ПРИ СПЛОШНОМ АННОДИРОВАНИИ ТОНКИХ СЛОЕВ АЛЮМИНИЯ Русинов А.П., Студеникин А.А. 272
С	ТЕНДОВЫЕ ДОКЛАДЫ
	ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ЛЮМИНОФОРОВ НА ОСНОВЕ ФТОРИДНЫХ СТЕКЛОКЕРАМИК Асеев В.А., Некрасова Я.А., НиконоровН.В., КолобковаЕ.В., УсовО.А.*, НащекинА.В.*, Образцов П.А.*
	ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ЛЮМИНОФОРОВ НА ОСНОВЕ КВАНТОВЫХ ТОЧЕК В СТЕКЛОКЕРАМИЧЕСКИХ МАТРИЦАХ СидоровА.И., НиконоровН.В.,КолобковаЕ.В.,УсовО.А.*, НащекинА.В.*
	ВЛИЯНИЕ ГАЛОГЕНИДОВ НА ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ФОТО-ТЕРМО- РЕФРАКТИВНЫХ СТЁКОЛ С ПОВЫШЕННЫМ СОДЕРЖАНИЕ СЕРЕБРА Дубровин В.Д., Игнатьев А.И
	ЭФФЕКТ ДЮФУРА В ПРОЗРАЧНОЙ НАНОЖИДКОСТИ, НАХОДЯЩЕЙСЯ ПОД ВОЗДЕЙСТВИЕМ ГРАДИЕНТНОГО СВЕТОВОГО ПОЛЯ Ливашвили А. И., Костина Г. В., Якунина М. И
	ФОТОЛИТИЧЕСКОЕ РАЗРУШЕНИЕ МОЛЕКУЛЯРНЫХ КЛАСТЕРОВ И НАНОЧАСТИЦ СЕРЕБРА В НАНОСТЕКЛОКЕРАМИКАХ НА ОСНОВЕ ФОТОТЕРМОРЕФРАКТИВНЫХ СТЕКОЛ Игнатьев Д.А., Игнатьев А.И., Никоноров Н.В
	ВЛИЯНИЕ ИОННОГО ОБМЕНА НА ЛЮМИНЕСЦЕНЦИЮ МОЛЕКУЛЯРНЫХ КЛАСТЕРОВ СЕРЕБРА В ФОТО-ТЕРМО- РЕФРАКТИВНЫХ СТЕКЛАХ Хрущева Т.А., Демичев И.А., Игнатьев А.И., Никоноров Н.В., Сейфуллина А.Ж., Сидоров А.И., Сгибнев Е.М
	НОВЫЕ ЭФФЕКТИВНЫЕ ЛАЗЕРНЫЕ КРАСИТЕЛИ ДЛЯ КРАСНОГО ДИАПАЗОНА СПЕКТРА Петухов В.А., Семенов М.А., Белов С.П.*, Комлев И.В.**, Пономарева О.В.**284
	УЧЁТ СПЕЦИФИКИ МАТЕРИАЛА КРТ ПРИ РАСЧЁТЕ СПЕКТРОВ ФОТОЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ СТРУКТУР С КВАНТОВЫМИ ЯМАМИ Войцеховский А.В.,Горн Д.И
	ВЛИЯНИЕ ПОВЕРХНОСТНЫХ СОСТОЯНИЙ НА КИНЕТИКУ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ КВАНТОВЫХ ТОЧЕК СУЛЬФИДА СВИНЦА Литвин А.П., Парфенов П.С., Ушакова Е.В., Баранов А.В
	ЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ МОЛЕКУЛЯРНЫХ КЛАСТЕРОВ СЕРЕБРА ВО ФТОРОКСИДНЫХ СИЛИКАТНЫХ СТЕКЛАХ Е.В. Колобкова ^{1.2} , Н.В. Никоноров ¹ , А.Н. Орлова ² , А.И.Сидоров ¹ , Т.А. Шахвердов ¹ ,
	ОСОБЕННОСТИКОНОСКОПИЧЕСКИХКАРТИН МОНОКРИСТАЛЛОВLiNbO ₃ :Mg ПикульО.Ю., СидоровН.В.*, ПалатниковМ.Н.*,МакароваО.В.*
	ГЕНЕРАЦИЯ ВТОРОЙ ГАРМОНИКИ В ДИССИПАТИВНЫХ МЕТАМАТЕРИАЛАХ Мухаметкаримов Е.С. ¹ , Кудышев Ж.А. ¹ , Давлетов А.Е. ¹ , Габитов И.Р. ^{2,3} , Маймистов А.И. ⁴ 295
	РАСПРОСТРАНЕНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ВОЗБУЖДЕНИЯ В НЕИДЕАЛЬНОМ 1DSiO ₂ /Si ФОТОННОМ КРИСТАЛЛЕ С ПЛАЗМЕННЫМИ ПРИМЕСНЫМИ СЛОЯМИ Румянцев В.В., Гуменник К.В., Севостьянова Ю.А.*
	СУПЕРЛИНЕЙНАЯ ЭЛЕКТРОЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ В ГЕТЕРОСТРУКРУРАХ НА ОСНОВЕ GASBC ВЫСОКИМИ СКАЧКАМИ ПОТЕНЦИАЛА НА ГЕТЕРОГРАНИЦЕ И В НАНОГЕТЕРОСТРУКТУРАХ С ГЛУБОКИМИ КВАНТОВЫМИ ЯМАМИ Калинина К.В., Михайлова М.П., Стоянов Н.Д., Журтанов Б.Е., Иванов Э.В., Данилов Л.В., Зегря Г.Г., Яковлев Ю.П., HuliciusE*, Hospodkova A.*, Pangrac J.*
	РЕЗОНАНСНОЕ ПОЛЯРИЗАЦИОННОЕ СМЕШИВАНИЕ СОБСТВЕННЫХ СОСТОЯНИЙ ЭЛЕКТРОМАГНИТОГО ПОЛЯ В ОПАЛОПОДОБНЫХ ФОТОННЫХ КРИСТАЛЛАХ УклеевТ.А., Селькин А.В., Меньшикова А.Ю.*, Шевченко Н.Н.*

МОДЕЛИРОВАНИЕ СИММЕТРИЧНОГО ОПТИЧЕСКОГО ОТКЛИКА ДЛЯ ДВУХЧАСТОТНОЙ ГИБРИДНО-ОРИЕНТИРОВАННОЙ ЖК СТРУКТУРЫ Иванов А.В., Вакулин Д.А
ВЫСОКОЧУВСТВИТЕЛЬНАЯ МЕТОДИКА АНАЛИЗА ВНЕШНИХ ВОЗДЕЙСТВИЙ НА ОПТИЧЕСКОЕ ВОЛОКНО Захаров Ю.Н., Азаматов З.Т.*, Кулагин И.А.**, Редкоречев В.И.*307
РАСЧЕТ СОБСТВЕННЫХ МОД ПЛАНАРНОГО КИРАЛЬНОГО ВОЛНОВОДА Моисеева Н.М. 309
ПОВЫШЕНИЕ ПОКАЗАТЕЛЯ ПРЕЛОМЛЕНИЯ ФОТОРЕЗИСТА SU-8 ДЛЯ СИНТЕЗА ТРЕХМЕРНЫХ ФОТОННЫХ КРИСТАЛЛОВ ГерасимовА.М., ИсаковД.С., КундиковаН.Д.*, МикляевЮ.В
ТЕХНОЛОГИЯ ИОННОГО ОБМЕНА ДЛЯ ФОРМИРОВАНИЯ НАНОЧАСТИЦ СЕРЕБРА В ФОТОТЕРМОРЕФРАКТИВНЫХ СТЕКЛАХ Сгибнев Е.М., Игнатьев А.И., Никоноров Н.В., Ефимов А. М
СВЯЗЬ ОПТИЧЕСКИХ И ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ СВОЙСТВ ГРАНУЛИРОВАННЫХ ПЛЕНОК СЕРЕБРА Гладских И.А., Ващенко Е.В
ТіО ₂ - АКРИЛАТНЫЙ НАНОКОМПОЗИТ КАК МАТЕРИАЛ ДЛЯ ГОЛОГРАФИЧЕСКОЙ ЗАПИСИ Мазанов К.Б., Богачев Н.С, Бурункова Ю.Э, Денисюк И. Ю
ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССА ОБЕСЦВЕЧИВАНИЯ ОБРАЗЦОВ МАТЕРИАЛА «ДИФФЕН» " ФУНДАМЕНТАЛЬНЫЕ ПРОБЛЕМЫ ОПТИКИ " Андреева О.В., Диденко С.А., Обрезков А.В., Андреева Н.В
ПРИМЕСНЫЕ ИОНЫ ХРОМА В СИНТЕТИЧЕСКОМ ФОРСТЕРИТЕ: ИССЛЕДОВАНИЕ МЕТОДОМ МНОГОЧАСТОТНОЙ ЭПР-СПЕКТРОСКОПИИ Тарасов В.Ф., Ахметзянов Д.А., Дудникова В.Б.*,Зайцева О.Н.**,Жариков Е.В.**, Житейцев Е.Р.,Коновалов А.А
МОДЕЛЬ КИНЕТИКИ КРОСС-АННИГИЛЯЦИОННОЙ ЗАМЕДЛЕННОЙ ФЛУОРЕСЦЕНЦИИ В СФЕРИЧЕСКИХ НАНОПОРАХ Кучеренко М.Г., Чмерева Т.М
РАЗРАБОТКА ПЛЕНОК С СЕРЕБРЯНЫМИ НАНОЧАСТИЦАМИ ДЛЯ БИОСЕНСОРНЫХ ПРИЛОЖЕНИЙ Образцов П.А., Нащекин А.В.,Сидоров А.И.*, Усов О.А
ФОТОГРАФИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ СВЕТОЧУВСТВИТЕЛЬНЫХ КОМПОЗИЦИЙ ПОЛИМЕР – ОКСИД ЦИНКА – ХЛОРИД ВИСМУТА Штарев Д.С.*, Макаревич К.С. *· **, Рогов С.А. **
ЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ В ПЛАЗМОННОМ НАНОЛАЗЕРЕ Богданов А.*, Фёдоров И.А.**, Лагарьков А.Н***, Тартаковский Г.***, Сарычев А.К.***
ОПТИЧЕСКИЕ МАТЕРИАЛЫ, ПРИМЕНЯЕМЫЕ ПРИ ИЗГОТОВЛЕНИИ ПОДЛОЖЕК, ПРЕДНАЗНАЧЕННЫХ ДЛЯ ФОРМИРОВАНИЯ НА НИХ ТОПОЛОГИИ СПОСОБОМ ОБРАТНОЙ ФОТОЛИТОГРАФИИ Д.Ю.Кручинин, Яковлев О.Б
ПОЛУЧЕНИЕ СУБВОЛНОВЫХ САМООРГАНИЗОВАННЫХ СТРУКТУР НА ОСНОВЕ ФОТОПОЛИМЕРИЗУЕМЫХ НАНОКОМПОЗИТОВ Собещук Н.О., Денисюк И.Ю.,Бурункова Ю.Э.,Ворзобова Н.Д
ВЛИЯНИЕ ФОКУСИРОВКИ ПУЧКА И ФЛУКТУАЦИИ ПАРАМЕТРОВ ОДНОМЕРНЫХ ФОТОННЫХ КРИСТАЛЛОВ НА ИХ ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА Толмачев В.А., ПероваТ.С.*
ФОТОННЫЕЭЛЕМЕНТЫДЛЯ ИНТЕГРИРОВАННЫХ ОПТИЧЕСКИХ СХЕМ НА КРЕМНИЕВОМ ЧИПЕ Толмачев В.А., ПероваТ.С.*
СВЯЗАННЫЕ МИКРОРЕЗОНАТОРНЫЕ СТРУКТУРЫ Толмачев В.А., Балдычева А.В.*, ПероваТ.С.*
СПЕКТРАЛЬНАЯ И СКАНИРУЮЩАЯ ЭЛЛИПСОМЕТРИЯ ДЛЯ ХАРАКТЕРИЗАЦИИ НАНОСЛОЕВ И ТОНКИХ ПЛЕНОК Толмачев В.А
METAL-DIELECTRIC COMPOSITES: EFFECTIVE OPTICAL CONSTANTS AND THEORETICAL MODELING <i>Mykola Biednov, Leonid Poperenko, Yurgelevich Irina</i>
РАСЧЁТ ХАРАКТЕРИСТИК МЕТАПЛЁНОК В ТГц ДИАПАЗОНЕ ПРИ МАСШТАБИРОВАНИИ ГЕОМЕТРИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ Терехов Ю.Е. ¹ , Ходзицкий М.К. ² Журавлев А.В. ¹ , Белокопытов Г.В. ¹

НЕЛИНЕЙНОЕ УПРАВЛЕНИЕ ПАРАМЕТРАМИ ГОФРИРОВАННОГО МАСКИРУЮЩЕГО ПОКРЫТИЯ Гурвиц Е.А., Седых Е.А., Ходзицкий М.К.*
НОВЫЕ ПРИНЦИПЫ ОПТИЧЕСКОЙ ПЕРЕДАЧИ, ОБРАБОТКИ И ХРАНЕНИЯ ИНФОРМАЦИИ
УСТНЫЕ ДОКЛАДЫ
ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ДЕМОНСТРАЦИЯ КУБИТ-КУБИТОВОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ И ЭФФЕКТИВНОГО РЕЖИМА ЭЛЕКТРОМАГНИТНО ИНДУЦИРОВАННОЙ ПРОЗРАЧНОСТИ В КРИСТАЛЛЕ Pr ³⁺ :LaF ₃ АхмеджановР.А., БондарцевА.А., ГущинЛ.А., ЗеленскийИ.В., ЛитвакА.Г
КВАНТОВЫЙКОМПЬЮТЕРНАМНОГОАТОМНЫХСИСТЕМАХВКВАНТОВО- ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКОМРЕЗОНАТОРЕ АндриановС.Н.**, АблаевФ.М.**,ВасильевА.В.**, и МоисеевС.А.*****
КОПИРОВАНИЕ СВЕТОВОГО ИМПУЛЬСА В УСЛОВИЯХ ЭЛЕКТРОМАГНИТНО- ИНДУЦИРОВАННОЙ ПРОЗРАЧНОСТИ Лосев А.С., Трошин А.С А.С
УПРАВЛЕНИЕ ПОЛЯРИЗАЦИЕЙ СВЕТА В ВОЛНОВОДАХ НА ОСНОВЕ КРЕМНИЯ СтрельниковИ.Н., Козлов В.В
ПОЛНОСТЬЮ ОПТИЧЕСКИЙ ПЕРЕКЛЮЧАТЕЛЬ НА ОСНОВЕ ЭФФЕКТА БИСТАБИЛЬНОСТИ МОДОВЫХ СТРУКТУР РАЗЛИЧНОЙ ДОБРОТНОСТИ В ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ЛАЗЕРАХ Подоскин А.А., Слипченко С.О., Винокуров Д.А.,Станкевич А.Л.,Лешко А.Ю., Пихтин Н.А., Тарасов И.С
ДИФРАКЦИОННАЯ И КОНФОРМНАЯ ОПТИКА. МЕТОДЫ ИЗГОТОВЛЕНИЯ И ПРИМЕНЕНИЕ Полещук А.Г., Насыров Р.К., Шиманский Р.В
СЪЕМКА, ПЕРЕДАЧА И ОБРАБОТКА ИЗОБРАЖЕНИЙ НА КОСМИЧЕСКИХ ЛЕТАТЕЛЬНЫХ АППАРАТАХ Янукович Т. П., Казаков А. Д., Науменко К. Н
ДИНАМИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ПОЛУПРОВОДНИКОВОГО ЛАЗЕРА С ВЕРТИКАЛЬНЫМ РЕЗОНАТОРОМ С КОНТРОЛИРУЕМОЙ ПОЛЯРИЗАЦИЕЙВЫХОДНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ГригасС.Э., РжановА.Г
СИНТЕЗ ГОЛОГРАФИЧЕСКИХ ФИЛЬТРОВ ДЛЯ ДИСПЕРСИОННЫХ КОРРЕЛЯТОРОВ, ИСПОЛЬЗУЮЩИХ СХЕМУ С ОДНИМ ОБЪЕКТИВОМ Родин В.Г., Стариков С.Н
МНОГОКУБИТОВАЯ КВАНТОВАЯ ПАМЯТЬ НА ФОТОННОМ/СПИНОВОМ ЭХЕ, ИНТЕГРИРОВАННАЯ В КВАНТОВЫЙ КОМПЬЮТЕР Моисеев С.А.*'** , и Андрианов С.Н.**
ХАРАКТЕРИСТИКИ ИНФОРМАТИВНОСТИ ДЕТЕКТИРОВАНИЯ СОСТОЯНИЙ КВАНТОВЫХ СИСТЕМ В УСЛОВИЯХ НЕИДЕАЛЬНОСТИ ИЗМЕРИТЕЛЬНОГО УСТРОЙСТВА Мирошниченко Г.П., Трифанов А.И
КВАНТОВЫЕ ТЕХНОЛОГИИ В ОПТОИНФОРМАТИКЕ: КВАНТОВЫЕ АЛГОРИТМЫ, КРИПТОГРАФИЯ, КЛОНИРОВАНИЕ, ТЕЛЕПОРТАЦИЯ Глейм А.В., Чивилихин С.А., Егоров В.И., Трифанов А.И., Сотникова А.А., Попов И.Ю., Мирошниченко Г.П
ИНФОРМАЦИОННЫЕХАРАКТЕРИСТИКИИКОНТРОЛЬПЕРЕПУТАННОСТИВНЕИДЕАЛЬН ОМКВАНТОВОМ ЭПР КАНАЛЕ, ПОДВЕРЖЕННОМАТАКЕТИПА " ПЕРЕХВАТ - ПОСЫЛКА " А.А. Сотникова, Г.П. Мирошниченко
ОПТИЧЕСКАЯ ПЕРЕДАЧА ИНФОРМАЦИИ КВАЗИДИСКРЕТНЫМ СПЕКТРАЛЬНЫМ СУПЕРКОНТИНУУМОМ СО СКОРОСТЬЮ 70 Тб/с Цыпкин А.Н., Путилин С. Э., Козлов С.А.
ПРИМЕНЕНИЕМЕТОДА АНАЛИЗА НЕЗАВИСИМЫХ КОМПОНЕНТ ВЗАДАЧАХ ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНОЙ СПЕКТРОМЕТРИИРЕАЛЬНОГО ВРЕМЕНИ Фадеев А.В., Пожар В.Э
НОВЫЙ ПРИНЦИП ПРОСТРАНСТВЕННОЙ ВЫБОРКИ Соломатин В.А
ОПТИЧЕСКАЯ СИСТЕМА КРУГОВОГО ОБЗОРА Третьякова А.А
СТЕНДОВЫЕ ДОКЛАДЫ

ВЈ	ПИЯНИЕ ФИЛЬТРАЦИИ, ОБУСЛОВЛЕННОЙ НЕЛИНЕЙНОСТЬЮ ГОЛОГРАФИЧЕСКИХ
РЕ	ЕГИСТРИРУЮЩИХ СРЕД, НА СТАТИСТИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ИЗОБРАЖЕНИЙ
Бе	жяшева З.С., Павлов А.В
ДЕ	ВУМЕРНОЕ ПРЕДСТАВЛЕНИЕ ЦИФРОВОГО ГОЛОГРАФИЧЕСКОГО ИЗОБРАЖЕНИЯ
ОЕ	БЪЕМА СРЕДЫ С ЧАСТИЦАМИ КАК СПОСОБ ОТОБРАЖЕНИЯ И ОБРАБОТКИ
ИН	НФОРМАЦИИ О ЧАСТИЦАХ Дёмин В.В., Каменев Д.В
PA	АСЧЕТ ОПТИЧЕСКИХ МНОГОСЛОЙНЫХ ФИЛЬТРОВ С УЧЕТОМ ПОТЕРЬ Петраков В.А. 394
ЭФ	ФФЕКТИВНАЯ КВАНТОВАЯ КОМПРЕССИЯ ФОТОННЫХ КУБИТОВ В СХЕМЕ
КЕ	ВАНТОВОЙ ПАМЯТИ НА РАМАНОВСКОМ ЭХЕ Е.С. Моисеев*, С.А. Моисеев*·**
ИI	НФОРМАЦИОННЫЕ МОДЕЛИ ЭНТРОПИЙ В ОПТИЧЕСКОЙ ЭХО-ГОЛОГРАФИИ И.А.
Ру	санова
Эф	ФФЕКТ ЗАПИРАНИЯ СТИМУЛИРОВАННОГО ФОТОННОГО ЭХА ПРИ
ВЗ	ЗАИМОДЕЙСТВИИ С НЕРЕЗОНАНСНЫМИ ЛАЗЕРНЫМИ ИМПУЛЬСАМИ Хакимзянова
Э.1	И., Нефедьев Л.А., Гарнаева Г.И
КО	ОГЕРЕНТНЫЙ КОНТРОЛЬ СТАЦИОНАРНОГО СВЕТОВОГОИМПУЛЬСА В
КО	ОНДЕНСИРОВАННОЙСИСТЕМЕ ТРЕХУРОВНЕВЫХ АТОМОВ С.А. Моисеев***, А.И.
Си	идорова**
AI	НАЛИЗ УСТОЙЧИВОСТИ СИСТЕМЫ КВАНТОВОЙ КРИПТОГРАФИИ С ПРИЁМНИКОМ,
PA	АЗЛИЧАЮЩИМ МНОГОФОТОННЫЕ СОСТОЯНИЯ, К АТАКЕ РАЗДЕЛЕНИЕМ ПУЧКА
Er	горов В.И., Гайдаш А.А., Глейм А.В., Рупасов А.В
KE	ВОПРОСУОСРАВНЕНИИКОЭФФИЦИЕНТОВРЕЛЕЕВСКОГОРАССЕЯНИЯСОЕДИНЕННЫ
X(ОПТИЧЕСКИХВОЛОКОН ПоповаА.В, Прокопович, М.Р., Смеликова И.Н
ВС	ОССТАНОВЛЕНИЕ ГИСТОГРАММ СТАТИСТИЧЕСКИХ СПЕКТРОВ В СИСТЕМАХ
ЛА	АЗЕРНОЙ ХРОНОСКОПИИ СУБНАНОСЕКУНДНОГО РАЗРЕШЕНИЯ Малевич И.А.,
По	оляков А.В., Чубаров С.И.*408
АН	НАЛИЗ ФОКУСИРУЮЩИХ СВОЙСТВ АКСИКОНОПОДОБНЫХ СТРУКТУР Савельев
Д.,	А., Устинов А.В.*, Хонина С.Н.*
БЬ	ЫСТРОДЕЙСТВУЮЩИЙ ОПТОЭЛЕКТРОННЫЙ КЛАСТЕРНЫЙ
ПІ	РОЦЕССОРРЕГЕНЕРАТИВНОГО ТИПА Поляков А.В., Малевич И.А., Чубаров С.И.*,
Ж	уковский А.В
СИ	ИНТЕЗ КОРРЕКТОРОВ НА ОСНОВЕ ОПТИЧЕСКИХ МНОГОСЛОЙНЫХ РЕШЕТОК
Ла	апшин Б.А., Петраков В.А., Смирнов И.Ю
BE	ЫСОКОТОЧНЫЕ УГЛОВЫЕ ИЗМЕРЕНИЯ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ОПТИЧЕСКИХ
KC	ЭМПЕНСАТОРОВ Елкин Е.А
РЕ	ЕАЛИЗАЦИЯ ИНДУКТИВНОГО ВЫВОДА МЕТОДОМ ГОЛОГРАФИИ ФУРЬЕ:
ЧИ	ИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ НЕЛИНЕЙНОСТИ ФАЗОСОПРЯГАЮЩЕГО
ЗЕ	ЕРКАЛА НА ХАРАКТЕРИСТИКИ ПОРОЖДАЕМОГО ПАТТЕРНА Исаков К.А.,Лялюшкин
Л.0	С.,Павлов А.В
ВЬ	ЫСОКОСКОРОСТНОЙ ИЗМЕРИТЕЛЬНЫЙ КОМПЛЕКС ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ
ЛА	АЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ Рысов Р.Б., Оштук О.П., Прокопец В.М
опти	ІКА ФЕМТО- И АТТОСЕКУНДНЫХ ИМПУЛЬСОВ
УСТ	ТНЫЕ ДОКЛАДЫ
ФН	ЕМТОСЕКУНДНЫЕ ЛАЗЕРНЫЕ ИМПУЛЬСЫ ДЛЯ ЗАПИСИ УПОРЯДОЧЕННЫХ НАНО-
И (СУБМИКРОСТРУКТУР: ПРИЛОЖЕНИЯ И ФУНДАМЕНТАЛЬНЫЕ АСПЕКТЫ Макаров
С.1	В., Ионин А.А., Кудряшов С.И., Селезнёв Л.В., Синицын Д.В., Шарипов А.Р., Хмельницкий
Р.2	А., Руденко А.А., Н.Н. Мельник, Ю.М. Климачёв, А.Ю. Козлов, Колобов Ю.Р.*, Голосов
Е.1	В.*,Лигачев А.Е.**
BE	ЫСОКОИНТЕНСИВНЫЕ ФЕМТОСЕКУНДНЫЕ ЛАЗЕРНЫЕ СИСТЕМЫ НА ОСНОВЕ
KC	ОГЕРЕНТНОГО СЛОЖЕНИЯ Багаев С.Н., Трунов В.И., Пестряков Е.В., Лещенко В.Е., Кох
A.	Е., Фролов С.А., Васильев В.А

РАЗРАБОТКА СТАРТОВОГО ФЕМТОСЕКУНДНОГО ГЕНЕРАТОРА ЛАЗЕРНОЙ СИСТЕМЫ НА КЕРАМИКЕ С ДИОДНОЙ НАКАЧКОЙ Петров В.В., Пестряков Е.В., Лаптев А.В., Поляков К.В., Осипов В.В.*
ЛОКАЛИЗОВАННЫЙ СЕТОЧНЫЙ КОНТРОЛЬ ВОЛНОВЫХ ФРОНТОВ МОЩНЫХ ЛАЗЕРНЫХ СИСТЕМ Полещук А.Г.*, Седухин А.Г.*, Хомутов В.Н.*, Шиманский Р.В.*, Трунов В.И.**, Фролов С.А.**
ГЕНЕРАЦИЯ СВЕРХКОРОТКИХ ИНФРАКРАСНЫХ ИМПУЛЬСОВ ПРИ ЧЕТЫРЕХВОЛНОВОМ СМЕШЕНИИ В ФЕМТОСЕКУНДНОМ ФИЛАМЕНТЕ Андреева В.А., Панов Н.А., Косарева О.Г431
НЕЛИНЕЙНО-ОПТИЧЕСКИЙ ОТКЛИК АТОМА: СПОСОБЫ УПРАВЛЕНИЯ ПАРАМЕТРАМИ СПЕКТРА ВЫСОКИХ ГАРМОНИК А.В. Андреев, С.Ю. Стремоухов, О.А. Шутова*
ГЕНЕРАЦИЯ СТАТИЧЕСКОЙ КОМПОНЕНТЫ ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ ИМПУЛЬСА С КВАДРАТИЧНО НЕЛИНЕЙНОЙ СРЕДОЙ: ОПТИЧЕСКОЕ ВЫПРЯМЛЕНИЕ КолесниченкоП.В., Козлов В.В438
ГЕНЕРАЦИЯ АТТО-ИМПУЛЬСОВ ПРИ ОТРАЖЕНИИ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ РЕЛЯТИВИСТСКОЙ ИНТЕНСИВНОСТИ ОТ МИШЕНИ ОГРАНИЧЕННОГО РАЗМЕРА Андреев А.А., Платонов К.Ю440
ДАЛЬНЕЙШИЕ ОБОБЩЕНИЯ БЕЙТМАНОВСКОГО РЕШЕНИЯ. НОВЫЕ СИЛЬНО ЛОКАЛИЗОВАННЫЕ ПУЧКИ И ПАКЕТЫ Киселев А.П., Плаченов А.Б.*, Чаморро-Посада П.**
ОСОБЕННОСТИ САМОВОЗДЕЙСТВИЯ ОДНОПЕРИОДНЫХ ВОЛН В НЕЛИНЕЙНЫХ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ СРЕДАХ Дроздов А.А., Козлов С.А., Сухоруков А.А.*, Кившарь Ю.С.* 441
ПОГЛОЩЕНИЕФЕМТОСЕКУНДНЫХ СВЕТОВЫХ ИМПУЛЬСОВ ПРИ МНОГОФОТОННЫХ РЕЗОНАНСАХ В КРИСТАЛЛАХ И НАНОСТРУКТУРАХ Перлин Е.Ю.* ^{,***} , Елисеев К.А.*, Идрисов Э.Г.**, Халилов Я.Т.**
СТЕНДОВЫЕ ДОКЛАДЫ
СТРЕТЧЕР-КОМПРЕССОР ДЛЯ МОЩНОЙ ЛАЗЕРНОЙ СИСТЕМЫ НА СРЕДАХ АКТИВИРОВАННЫХ ИОНАМИ Yb ³⁺ ПРИ ДИОДНОЙ НАКАЧКЕ Лаптев А.В., Петров В.В.,Кирпичников А.В., Пестряков Е.В., Трунов В.И., Лещенко В.Е
ОБ ОПРЕДЕЛЕНИИ ЧАСТОТ ЭЛЕКТРОН-ЭЛЕКТРОННЫХ СТОЛКНОВЕНИЙ ВАЛЮМИНИИ НАГРЕВАЕМОМ ФЕМТОСЕКУНДНЫМ ЛАЗЕРНЫМ ИМПУЛЬСОМ С.Г. Бежанов, А.П. Канавин, С.А. Урюпин448
ОТРАЖЕНИЕ КОРОТКОГО ИМПУЛЬСА НЕРАВНОВЕСНОЙ ПЛАЗМОЙ, В КОТОРОЙ РАЗВИВАЕТСЯ ВЕЙБЕЛЕВСКАЯ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ Вагин К.Ю., Урюпин С.А450
МОДЕЛИРОВАНИЕ СУБВОЛНОВОЙ ФОКУСИРОВКИ КОРОТКОГО ИМПУЛЬСА Козлова Е.С., Котляр В.В.*
ОСОБЕННОСТИ ДИНАМИКИ СРЕДНИХ ПАРАМЕТРОВ ОДНОПЕРИОДНЫХ ИМПУЛЬСОВ ИСХОДНО ГАУССОВОЙ ФОРМЫ В ПРОЗРАЧНЫХ ЛИНЕЙНЫХ СРЕДАХ Капойко Ю. А. 455
САМООТРАЖЕНИЕИНТЕНСИВНЫХИМПУЛЬСОВСО СВЕРХШИРОКИМ СПЕКТРОМ ВОПТИЧЕСКОМ ВОЛОКНЕ Л.С. Конев, Ю.А. Шполянский456
ВЫЯВЛЕНИЕ ОПТИМАЛЬНЫХ УСЛОВИЙ ГЕНЕРАЦИИ ВЫСОКОКОГЕРЕНТНОГО СПЕКТРАЛЬНОГО СУПЕРКОНТИНУУМА В ОБЛАСТЯХ НОРМАЛЬНОЙ, НУЛЕВОЙ И АНОМАЛЬНОЙ ДИСПЕРСИИ ГРУППОВЫХ СКОРОСТЕЙ Мельник М.В., Цыпкин А.Н459
СЕМИНАР «ТЕРАГЕРЦОВАЯОПТИКАИСПЕКТРОСКОПИЯ»
УСТНЫЕ ДОКЛАДЫ
ПОВЫШЕНИЕ ЭФФЕКТИВНОСТИ ГЕНЕРАЦИИ ИНТЕНСИВНОГОШИРОКОПОЛОСНОГО

ИССЛЕДОВАНИЕ ОПТИЧЕСКИХ СВОЙСТВ КРИСТАЛЛОВ СЕМЕЙСТВА БОРАТОВ В ТЕРАГЕРЦОВОЙ ОБЛАСТИ СПЕКТРА Анцыгин В. Д.*, Астраханцева А. В.**, Мамрашев А. А.****, Николаев Н. А.*, Потатуркин О. И.***, Солнцев В. П.***
ПРИМЕНЕНИЕ ТЕРАГЕРЦОВОЙ НЕСТАЦИОНАРНОЙ ГАЗОВОЙ СПЕКТРОСКОПИИ ДЛЯ КОНТРОЛЯ ПРОЦЕССА ОСАЖДЕНИЯ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ПЛЕНОК Вакс В.Л 464
ДОКАЗАТЕЛЬНОСТЬ БИОЛОГИЧЕСКИХ ЭФФЕКТОВТЕРАГЕРЦОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ЭКСПЕРИМЕНТАМИ СДРОЗОФИЛАМИ Федоров В.И., Вайсман Н.Я.*, Немова Е.Ф 46'
ПРИМЕНЕНИЕ ТЕРАГЕРЦОВОЙ СПЕКТРОСКОПИИ ДЛЯ РАННЕЙ ДИАГНОСТИКИ ПАТОЛОГИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ В БИОТКАНЯХ Смолянская О.А., Езерская А.А., Цуркан М.В.
ОСОБЕННОСТИ ДИФРАКЦИИ ТЕРАГЕРЦОВЫХ ВОЛН С ГАУССОВЫМ ПОПЕРЕЧНЫМ РАСПРЕДЕЛЕНИЕМ Трухин В.Н. *·**, Самойлов Л.Л. *·**, Хорьков Д.П. *·**
СТЕНДОВЫЕ ДОКЛАДЫ
ЗАВИСИМОСТЬ МОЩНОСТИ СПЕКТРАЛЬНЫХ КОМПОНЕНТ ТГц ИЗЛУЧЕНИЯ ОТ ИНТЕНСИВНОСТИ ФЕМТОСЕКУНДНОГО ВОЗБУЖДАЮЩЕГО ИЗЛУЧЕНИЯ ПРИ ГЕНЕРАЦИИ НА КРИСТАЛЛЕ InAs, ПОМЕЩЕННОМ В МАГНИТНОЕ ПОЛЕ Осипова М.О., Кузьмина А.В., Грачёв Я.В., Беспалов В.Г47
ДИФРАКЦИОННЫЕ ОПТИЧЕСКИЕ ЭЛЕМЕНТЫ ТЕРАГЕРЦОВОГО ДИАПАЗОНА Князев Б.А. ^{1,2} , Чопорова Ю.Ю ^{1,2} , Герасимов В.В. ^{1,2} , Власенко М.Г. ^{1,2} , Павельев В.С. ^{3,4} , Володкин Б.О. ⁴ , Агафонов А.Н. ⁴ , Тукмаков К.Н. ⁴ , Кавеев А.К. ⁵ , Кропотов Г.И. ⁵ , Цыганкова Е.В. ⁵
ДИСПЕРСИЯ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ПРОНИЦАЕМОСТИ МОНОКРИСТАЛЛОВ НИОБАТА ЛИТИЯ В ТЕРАГЕРЦОВОЙ ОБЛАСТИ СПЕКТРА Ковалев С.П., КузнецовК.А., Китаева Г.Х., Пенин А.Н
ИДЕНТИФИКАЦИЯ ОСНОВНЫХ МОЛЕКУЛ, ВХОДЯЩИХ В СОСТАВ КОЖИ И СОЕЛИНИТЕЛЬНОЙ ТКАНИ ПО СПЕКТРАМ ОТРАЖЕНИЯ И В. Прожеев, А.А. Езерская 47/
ИСПОЛЬЗОВАНИЕТЕРАГЕРЦОВОГОИЗЛУЧЕНИЯДЛЯДЕФЕКТОСКОПИИБУМАГ, АТАКЖЕОТБОРПОГЛОЩАЮЩИХФИЛЬТРОВВДИАПАЗОНЕ 0,1-1,5 ТГЦ Балбекин Н.С.,Смолянская О.А., Грачев Я.В., Беспалов В.Г
ИСПОЛЬЗОВАНИЕТЕРАГЕРЦОВОГОИЗЛУЧЕНИЯДЛЯДЕФЕКТОСКОПИИБУМАГ, АТАКЖЕОТБОРПОГЛОЩАЮЩИХФИЛЬТРОВВДИАПАЗОНЕ 0,1-1,5 ТГЦ Балбекин Н.С.,Смолянская О.А., Грачев Я.В., Беспалов В.Г
ИСПОЛЬЗОВАНИЕТЕРАГЕРЦОВОГОИЗЛУЧЕНИЯДЛЯДЕФЕКТОСКОПИИБУМАГ, АТАКЖЕОТБОРПОГЛОЩАЮЩИХФИЛЬТРОВВДИАПАЗОНЕ 0,1-1,5 ТГЦ Балбекин Н.С.,Смолянская О.А., Грачев Я.В., Беспалов В.Г
ИСПОЛЬЗОВАНИЕТЕРАГЕРЦОВОГОИЗЛУЧЕНИЯДЛЯДЕФЕКТОСКОПИИБУМАГ, АТАКЖЕОТБОРПОГЛОЩАЮЩИХФИЛЬТРОВВДИАПАЗОНЕ 0,1-1,5 ТГЦ Балбекин Н.С.,Смолянская О.А., Грачев Я.В., Беспалов В.Г
ИСПОЛЬЗОВАНИЕТЕРАГЕРЦОВОГОИЗЛУЧЕНИЯДЛЯДЕФЕКТОСКОПИИБУМАГ, АТАКЖЕОТБОРПОГЛОЩАЮЩИХФИЛЬТРОВВДИАПАЗОНЕ 0,1-1,5 ТГЦ Балбекин Н.С.,Смолянская О.А., Грачев Я.В., Беспалов В.Г
ИСПОЛЬЗОВАНИЕТЕРАГЕРЦОВОГОИЗЛУЧЕНИЯДЛЯДЕФЕКТОСКОПИИБУМАГ, АТАКЖЕОТБОРПОГЛОЩАЮЩИХФИЛЬТРОВВДИАПАЗОНЕ 0,1-1,5 ТГЦ Балбекин Н.С.,Смолянская О.А., Грачев Я.В., Беспалов В.Г
ИСПОЛЬЗОВАНИЕТЕРАГЕРЦОВОГОИЗЛУЧЕНИЯДЛЯДЕФЕКТОСКОПИИБУМАГ, АТАКЖЕОТБОРПОГЛОЩАЮЩИХФИЛЬТРОВВДИАПАЗОНЕ 0,1-1,5 ТГЦ Балбекин Н.С.,Смолянская О.А., Грачев Я.В., Беспалов В.Г
ИСПОЛЬЗОВАНИЕТЕРАГЕРЦОВОГОИЗЛУЧЕНИЯДЛЯДЕФЕКТОСКОПИИБУМАГ, АТАКЖЕОТБОРПОГ ЛОЩАЮЩИХФИЛЬТРОВВДИАПАЗОНЕ 0,1-1,5 ТГЦ Балбекин Н.С., Смолянская О.А., Грачев Я.В., Беспалов В.Г
ИСПОЛЬЗОВАНИЕТЕРАГЕРЦОВОГОИЗЛУЧЕНИЯДЛЯДЕФЕКТОСКОПИИБУМАГ, АТАКЖЕОТБОРПОГЛОЩАЮЩИХФИЛЬТРОВВДИАПАЗОНЕ 0,1-1,5 ТГЦ Балбекин Н.С.,Смолянская О.А., Грачев Я.В., Беспалов В.Г
ИСПОЛЬЗОВАНИЕТЕРАГЕРЦОВОГОИЗЛУЧЕНИЯДЛЯДЕФЕКТОСКОПИИБУМАГ, АТАКЖЕОТБОРПОГЛОЩАЮЩИХФИЛЬТРОВВДИАПАЗОНЕ 0,1-1,5 ТГЦ Балбекин Н.С.,Смолянская О.А., Грачев Я.В., Беспалов В.Г
ИСПОЛЬЗОВАНИЕТЕРАГЕРЦОВОГОИЗЛУЧЕНИЯДЛЯДЕФЕКТОСКОПИИБУМАГ, АТАКЖЕОТБОРПОГЛОЩАЮЩИХФИЛЬТРОВВДИАПАЗОНЕ 0,1-1,5 ТГЦ Балбекин Н.С.,Смолянская О.А., Грачев Я.В., Беспалов В.Г

АЛГОРИТМ ПОДАВЛЕНИЯ ШУМОВ НА ОКТ-ИЗОБРАЖЕНИЯХ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ЭМПИРИЧЕСКОЙ МОДОВОЙ ДЕКОМПОЗИЦИИ (ЕМD) Мякинин О.О., Захаров В.П., Братченко И.А., Храмов А.Г.*
ТЕРМОИНДУЦИРОВАННАЯ ЛИНЗА В ДВУХКОМПОНЕНТНОЙ ЖИДКОФАЗНОЙ СРЕДЕ В.И. Иванов, Г.Д. Иванова, В.К. Хе
ФЛУОРЕСЦЕНТНЫЙ АНАЛИЗ В ОПРЕДЕЛЕНИИ КОНСТАНТ СВЯЗЫВАНИЯ НАНОМАРКЕРОВ СЕМЕЙСТВА ФЛУОРЕСЦЕИНА С СЫВОРОТОЧНЫМ АЛЬБУМИНОМ ЧЕЛОВЕКА Кулешова А.А., Полянский Д.В., Власова И.М
ПОЛЯРИЗОВАННАЯ ФЛУОРЕСЦЕНЦИЯ В ИССЛЕДОВАНИИ ВРАЩАТЕЛЬНОЙ ДИФФУЗИИ НАНОМАРКЕРА БЕНГАЛЬСКОГО РОЗОВОГО В РАСТВОРАХ АЛЬБУМИНА ЧЕЛОВЕКА Полянский Д.В., Власова И.М., Власов А.А
ТРИПТОФАНОВАЯ ФЛУОРЕСЦЕНЦИЯ В АНАЛИЗЕ ДЕНАТУРАЦИИ БЫЧЬЕГО СЫВОРОТОЧНОГО АЛЬБУМИНА ПОД ДЕЙСТВИЕМ КАТИОННОГО ДЕТЕРГЕНТА ЦТАБ Журавлёва В.В., Власова И.М505
ОСОБЕННОСТИ ЗАДАЧИ РАСПОЗНАВАНИЯ ПЛАНКТОННЫХ ЧАСТИЦ ПО ИХ ГОЛОГРАФИЧЕСКИМ ИЗОБРАЖЕНИЯМ Дёмин В.В., Каменев Д.В
ЭЛЕКТРОЛЮМИНЕСЦЕНТНЫЕ СВОЙСТВА СВЕТОДИОДОВ СРЕДНЕГО ИК-ДИАПАЗОНА ДЛЯ ПРИБОРОВ МЕДИЦИНСКОЙ ДИАГНОСТИКИ ПРИ ВЫСОКИХ РАБОЧИХ ТЕМПЕРАТУРАХ Петухов А.А., Журтанов Б.Е., Яковлев Ю.П
ИССЛЕДОВАНИЕ ХАРАКТЕРНЫХ ОСОБЕННОСТЕЙ ТГЦ СПЕКТРОВ ОТРАЖЕНИЯ ИЗМЕНЁННЫХ ТКАНЕЙ ЧЕЛОВЕКА А.А. Езерская, И.В. Прожеев, Е.А. Стрепитов, И.В. Романов*, О.А. Смолянская
ВОЗДЕЙСТВИЕ ТГЦ ИЗЛУЧЕНИЯ НА КЛЕТОЧНЫЕ СИСТЕМЫ Сулацкий М.И., Цуркан М.В., Смолянская О.А
ДИАГНОСТИКА МЕМБРАН КЛЕТОК С ПОМОЩЬЮ МАКЕТАТГЦ СПЕКТРОМЕТРА Цуркан М.В., Балбекин Н.С., Смолянская О.А.
ИССЛЕДОВАНИЕ ЭРИТРОЦИТОВ НОВОРОЖДЕННЫХ С ПОМОЩЬЮ АТОМНО- СИЛОВОЙ МИКРОСКОПИИ Черепко А.Ф., Кундикова Н.Д., Серебрякова Е.Н.*
МЕЖДУНАРОДНАЯ НАУЧНАЯ МОЛОДЕЖНАЯ ШКОЛА «ГОЛОГРАФИЯ В ФОТОНИКЕ И ОПТОИНФОРМАТИКЕ»
ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОДОЛЬНЫХ ДИФРАКЦИОННЫХ КАРТИН ДЛЯ ВИДИМОГО И ТЕРАГЕРЦОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ Николаева Т.Ю., Петров Н.В
ПРИМЕНИЕ ЦИФРОВЫХ ВНЕОСЕВЫХ ГОЛОГРАММ ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ ИЗМЕНЕНИЙ СОСТОЯНИЯ МИКРООБЪЕКТОВ Рыбников А.И.*, , Дуденкова В.В.*, Муравьева М.С.*, Гусев М.Е**Захаров Ю.Н.*
ИССЛЕДОВАНИЕ МАТЕРИАЛОВ ФОТОНИКИ МЕТОДАМИ ЦИФРОВОЙ ГОЛОГРАФИЧЕСКОЙ ИНТЕРФЕРОМЕТРИИ Акбарова Н.А.*, Рыбников А.И.**
ВЛИЯНИЕ ЧАСТОТЫ ДИСКРЕТИЗАЦИИ НА ВОЗМОЖНОСТЬ ВОССТАНОВЛЕНИЯ ЦИФРОВЫХ ВНЕОСЕВЫХ ГОЛОГРАММ Гребенюк К.А., Гребенюк А.А., Рябухо В.П.*528
ИЗМЕРЕНИЕДИНАМИЧЕСКОГОДИАПАЗОНА, ШУМОВЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ФОТО- И ВИДЕОКАМЕР И ИХ ВЛИЯНИЯ НА КАЧЕСТВО ЦИФРОВЫХ ГОЛОГРАММ Черёмхин П.А. 530
ПРИМЕНЕНИЕ ДИФРАКЦИОННЫХ ЖК ЭЛЕМЕНТОВ ДЛЯ ЗАПИСИ СКРЫТЫХ ИЗОБРАЖЕНИЙ Казак А.А. Мельникова Е.А. Толстик А.Л.
ДЕМОНСТРАЦИЯ ЦИФРОВОГО ГОЛОГРАФИЧЕСКОГО ДИСПЛЕЯ, ОПТИМИЗИРОВАННОГО ДЛЯ НАБЛЮДЕНИЯ ЧЕЛОВЕЧЕСКИМ ГЛАЗОМ Венедиктов В.*,**; Лях М.***; Севрюгин А.*; Соловьев М.**; Пасечник И.*
ТРЕХМЕРНОЕ СВЕРХРАЗРЕШЕНИЕ ПРИ СОВМЕЩЕНИИ ГОЛОГРАФИЧЕСКОЙ И ЗВ МИКРОСКОПИИ Дуденкова В.В., Муравьева М. С., Рыбников А.И., Захаров Ю. Н
ГОЛОГРАФИЧЕСКАЯИНТЕРФЕРОМЕТРИЯ В НАНОМЕТРОЛОГИИ И СПЕКТРОСКОПИИ Венедиктов В.Ю.*, Коротков В.И.*, Пулькин С.А.*, Пасечник И.М.**, Соловьев М.А.***538

ФОРМИРОВАНИЕ ДИСКРЕТНЫХ ГОЛОГРАММ В СКАНИРУЮЩЕМ РЕЖИМЕ ЗАПИСИ Муравьева М.С., Дуденкова В.В., Захаров Ю.Н.
ГОЛОГРАФИЧЕСКОЕ ДЕТЕКТИРОВАНИЕ ОБРАЗОВАНИЯ СИНГЛЕТНОГО КИСЛОРОДА В ВОДЕ ПРИ ВОЗБУЖДЕНИИ ИЗЛУЧЕНИЕМ С ДЛИНОЙ ВОЛНЫ 1,06 МКМ МосковцеваА.Д, Семенова И.В., Васютинский О.С.
ФОРМИРОВАНИЕ ОБОБЩЁННОГО ПРОСТРАНСТВЕННОГО ОБРАЗА ОБЪЕКТАПРИ СИНТЕЗЕ ГОЛОГРАФИЧЕСКИХ ФИЛЬТРОВ ДЛЯ ДИСПЕРСИОННЫХ КОРРЕЛЯТОРОВ Молодцов Д.Ю
ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ УСЛОВИЙ ЗАПИСИ ГОЛОГРАММ С ПОМОЩЬЮ НИЗКОЧАСТОТНОЙ ИНТЕРФЕРЕНЦИОННОЙ КАРТИНЫ Гомон Д.А., Кудрявцев П.В., научный руководитель: Андреева О.В
ИСПОЛЬЗОВАНИЕ НИЗКОЧАСТОТНОЙ ИНТЕРФЕРЕНЦИОННОЙ КАРТИНЫ ДЛЯ ИЗУЧЕНИЯ ВЛИЯНИЯ ТЕМПЕРАТУРЫ НА ПАРАМЕТРЫ ПОЛИМЕРНЫХ ГОЛОГРАММ Манухин Б.Г., Андреева О.В., Парамонов А.А.
ОЦЕНКА ВЛИЯНИЯ ВЛАЖНОСТИ ОКРУЖАЮЩЕЙ СРЕДЫ НА ПАРАМЕТРЫ ПОЛИМЕРНЫХ ГОЛОГРАММ РЕШЕТОК Манухин Б.Г., Власов С.М., Андреева О.В., Лесничий В.В., Зубарев В.В
АМПЛИТУДНЫЕ ДИНАМИЧЕСКИЕ ГОЛОГРАММЫ В ЖИДКОФАЗНОЙ СРЕДЕ С НАНОЧАСТИЦАМИ Иванов В.И., Иванова Г.Д., Хе В.К.
КОНЦЕНТРАТОР СОЛНЕЧНОЙ ЭНЕРГИИ Андрущак Е.А., Беркасов А.А., Овчинников Г., Рубан А.А
ИССЛЕДОВАНИЯ ОПТИЧЕСКИХ СВОЙСТВ ЧАСТИЦ СЕРЕБРА В НАНОПОРИСТЫХ МАТРИЦАХ Саитов С.В., Андреева Н.В., Андреева О.В.
МЕТОД ИЗМЕРЕНИЯ МПФ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ МАСКИ С ПОСТОЯННЫМ СПЕКТРОМ МОЩНОСТИ И ЕГО УСТОЙЧИВОСТЬ К СУБПИКСЕЛЬНЫМ СМЕЩЕНИЯМ В.В. Краснов
МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЯ ЛИНЕЙНЫХ ПЕРЕМЕЩЕНИЙ НА ОСНОВЕ ОБЪЕМНОЙ ГОЛОГРАММЫ В КРИСТАЛЛЕ ФЛЮОРИТА Спирин А.М., Ангервакс А.Е., Щеулин А.С 554
ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЙ ОБРАЗЕЦ АППАРАТНО-ПРОГРАММНОГО КОМПЛЕКСА ДЛЯ ИЗУЧЕНИЯ ПЛАНКТОНА МЕТОДАМИ ПОДВОДНОЙ ЦИФРОВОЙ ГОЛОГРАФИИ Демин В.В., Половцев И.Г., Ольшуков А.С557
СОДЕРЖАНИЕ

Научное издание

VII Международная конференция «Фундаментальные проблемы оптики – 2012» Сборник трудов

Под редакцией проф. В.Г. Беспалова и проф. С.А. Козлова

Компьютерная верстка Редакционно-издательский отдел НИУ ИТМО Зав. РИО Лицензия ИД № 00408 от 05.11.99 Подписано к печати 10.10.12 Заказ № 2547 Тираж 300 экз. Отпечатано на ризографе О.А. Столповская

Н.Ф. Гусарова