

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ
ФЕДЕРАЛЬНОЕ АГЕНТСТВО ПО ОБРАЗОВАНИЮ
ФЕДЕРАЛЬНОЕ АГЕНТСТВО ПО НАУКЕ И ИННОВАЦИЯМ
ГОСУДАРСТВЕННАЯ КОРПОРАЦИЯ ПО АТОМНОЙ ЭНЕРГИИ «РОСАТОМ»
ПРЕФЕКТУРА ЮЖНОГО АДМИНИСТРАТИВНОГО ОКРУГА г.МОСКВЫ
МОСКОВСКИЙ ИНЖЕНЕРНО-ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ
(ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ)

НАУЧНАЯ СЕССИЯ МИФИ-2009

СБОРНИК НАУЧНЫХ ТРУДОВ

Секция ФОТОНИКА И ИНФОРМАЦИОННАЯ ОПТИКА

Руководители секции:
ЕВТИХИЕВ Н.Н., д.ф.-м.н., профессор,
МАНЫКИН Э.А., д.ф.-м.н., профессор

Москва, 2009

СОДЕРЖАНИЕ

МАКСИМЕНКО В.А., ДАНИЛОВА Е.В.

Селективное фотоиндуцированное рассеяние света в легированных кристаллах ниобата лития.....7

КРИШТОП В.В., ЛИТВИНОВА М.Н., КАРПЕЦ Ю.М.

Определение направления кристаллографических осей кристалла ниобата лития электрооптическим методом.....9

ДУБОВИК В.М., ИВАНОВ Ю.Б., ФЕТИСОВ Е.П., ФИВЕЙСКИЙ Ю.Д.

К эффекту распространения «фотонного пламени» в кристаллах опала и нанокмползитов на его основе.....11

МОИСЕЕНКО В.Н.

Синтез, структура и оптические явления в глобулярных фотонных кристаллах на основе диоксида кремния.....13

ДЕРГАЧЁВ М.П., МОИСЕЕНКО В.Н., ЕВЧИК А.В.

Отражение глобулярных фотонных кристаллов, инфильтрованных диэлектриками и металлами.....15

СКОРЫНИН А.А., БУШУЕВ В.А., МАНЦЫЗОВ Б.И.

Пространственная локализация света при дифракционном делении лазерных импульсов в линейном фотонном кристалле.....17

БАБИЧЕВА В.Е., ЛОЗОВИК Ю.Е.

Аномальное прохождение электромагнитной волны через периодический массив щелей в тонкой металлической пленке.....19

ОЖЕНКО С.С., МАЙМИСТОВ А.И.

Распространение электромагнитных волн в нелинейном антинаправленном ответвителе.....21

НОВОСЕЛОВ Е.В.

Исследование спектров излучения, формируемого фемтосекундным лазерным пробоем в атмосферном воздухе.....23

МАНЬКИН Э.А., ОШУРКО В.Б., РОПЯНОЙ А.В. ФЕДОРОВ А.Н.

Структурный баланс в воде при воздействии внешних физических факторов.....25

СИВАК А.В., ВЕЛИЧАНСКИЙ В.Л., ВАСИЛЬЕВ В.В., ЗИБРОВ С.А.

Разработка малогабаритного квантового дискриминатора для атомных часов.....28

КОВАЛЕВ Д.К., ДУДКИНА Т.Д.

Влияние легирования фосфором и ванадием на фотопроводимость кристаллов титаната висмута.....30

МАСАЛЬСКИЙ Н.В.

Оценка работоспособности волноводных акустооптических устройств при термических воздействиях.....32

ЧЕХЛОВА Т.К., КОЛМЕНАРЕС М.Л.Х., ТИМАКИН А.Г.

Поляризационные свойства оптических волноводов, изготовленных
по золь-гель технологии.....34

БИКЕЕВ О.Н., ГОРОБЕЦ А.П., КОЛОСКОВ М.И.

Дисперсионные свойства плоского анизотропного оптического
волновода.....36

КУЛЯ М.С.

Дифракция фемтосекундного спектрального суперконтинуума,
формируемого в микроструктурированном волокне.....38

СИТНИКОВ Н.Н., ШЕЛЯКОВ А.В.

Наноструктурированные сплавы с эффектом памяти формы для
оптических устройств.....41

МАВРИЦКИЙ О.Б., ЕГОРОВ А.Н., ПЕЧЕНКИН А.А.

Роль нелинейных многофотонных процессов в генерации неравновесных
носителей заряда при воздействии ультракоротких лазерных импульсов
на полупроводниковые материалы и структуры.....43

ФЛОРЯ И.Н.

Ультравысокий однофотонный детектор для оптических применений.....45

ЕЛЕЗОВ М.С., КОРНЕЕВ А.А., ДИВОЧИЙ А.В., ГОЛЬЦМАН Г.Н.

Сверхпроводящие однофотонные детекторы с разрешением числа
фотонов.....47

ПЕТРОВ Н.В.

Построение распределения скоростей микрочастиц в потоке газа.....49

ЕЛОЕВ Э.Н., МЕЛЕХОВ А.П.

Лазерный маркер на основе двухкоординатного акустооптического
дефлектора.....51

КАЦМАН В.Д., НЕЧАЕВ А.В.

Исследование возможности изготовления многоцветных печатных форм
при помощи лазера ИК-диапазона.....54

МАЛОВ А.Н., НЕУПОКОЕВА А.В., АСАЕНОК Ю.А., РЫБАКОВА С.А.

Запись голограмм излучением с длиной волны 0, 53 мкм на
самопроявляющихся слоях дихромированного желатина.....56

ПОПОВ И.И., НИГМАТУЛЛИНА В.Т., КОКУРИН М.Ю.

Многоимпульсное фотонное эхо и микропрограммные оптические
вычисления.....58

ГОРОДЕЦКИЙ А.А., БЕСПАЛОВ В.Г.

Терагерцовая голография с разрешением во времени.....60

АФАНАСЬЕВ К.Н.

Использование астигматического преобразования для восстановления
световых полей.....62

ВЛАСОВ Н.Г., КУЛИШ С.М.

Увеличение чувствительности метода фазового контраста.....64

СТОГОВ О.М., ИВАНОВ А.Б., КРЕТУШЕВ А.В., ТЫЧИНСКИЙ В.П. Измерения показателя преломления тонких плёнок жидкости в процессе испарения методом динамической фазовой микроскопии.....	66
ВИШНЯКОВ Г.Н., КОРНЫШЕВА С.В. Интерференционные методы измерения показателя преломления.....	70
ВОЛЬФ И.Э., МАЛОВ А.Н., БОРОДИН А.Н. Исследование полупрозрачных объектов мультиспектральным спекл-методом.....	72
КОМОЦКИЙ В.А., СОКОЛОВ Ю.М., АЛЕКСЕЕВ А.Н. Исследование оптоэлектронного датчика угловых смещений на основе глубокой отражательной дифракционной решетки.....	74
КАЙТУКОВ Ч.Б. Синтезирование объёмных изображений на основе плоской оптики.....	76
КОННИК М.В., СЕРЁЖКИН Л.Б., СТАРИКОВ С.Н. Анализ и применение итеративных методов восстановления изображений в оптико-цифровых системах.....	78
БЫКОВСКИЙ А.Ю., НИКИФОРОВ В.А. Метод генерации квазислучайных чисел в оптоэлектронных схемах защищённого многозначного логического кодирования.....	80
ФЕДОРОВ И.Ю., АНГЕРВАКС А.Е., СОКОЛОВ В.К., ЩЕУЛИН А.С. Оптические корреляторы на основе объёмной динамической голографической среды CdF_2	82
КОННИК М.В., МАНЫКИН Э.А., СТАРИКОВ С.Н. Применение метода пространственно варьируемой экспозиции для увеличения динамического диапазона регистрации корреляционных сигналов.....	84
РОМАШКО Р.В., КУЛЬЧИН Ю.Н., ЛИ Х.-М., ЛИ Х.-Ё. Исследование периодических структур на основе кристаллов $LiNbO_3$ методами цифровой голографии.....	86
ЯНОВСКИЙ А.В. Методы синтеза сложных цветов в радужной голограмме.....	88
ВЕРЕНИКИНА Н.М., ГОНЧАРОВ А.С., КУЗНЕЦОВ А.С., ЛУШНИКОВ Д.С., МАРКИН В.В., НИКОЛАЕВ А.И., ОДИНОКОВ С.Б., ПАВЛОВ А.Ю., УСОВИЧ Е.А. Метод записи мультиплексных голограмм на тонкую регистрирующую среду для оптико-голографической памяти.....	91
ВЕРЕНИКИНА Н.М., ГОНЧАРОВ А.С., КОВАЛЕВ М.С., ОДИНОКОВ С.Б., САГАТЕЛЯН Г.Р., СОЛОМАШЕНКО А.Б., УСОВИЧ Е.А. Применение голограмм на фотополимерном носителе для формирования нано- и микроизображений в ультрафиолетовом нанолитографе.....	93
ВОРОБЬЕВ С.П., КРИВЕНКОВА К.В. Использование полупроводниковых лазеров в прикладной голографии.....	95
ГРИЧУК Е.С., КУЗЬМИНА М.Г., МАНЫКИН Э.А. Разделение фрагментов зрительной сцены осцилляторно-сетевым методом.....	97

ЕВТИХИЕВ Н.Н., СЕВАЛЬНЕВ М.А., СТАРИКОВ Р.С.

Измерение инвариантных признаков изображений в дифракционной оптической системе для нейросетевого распознавания изображений.....99

ЕВТИХИЕВ Н.Н., ЗЛОКАЗОВ Е.Ю., СТАРИКОВ Р.С., СТАРИКОВ С.Н.

Влияние ограничений динамического диапазона голограммы на характеристики инвариантных фильтров в корреляторе Вандер Люгта.....101

АЛЕКСЕЕВ А.М.

Зависимость отклика голографического коррелятора от искажений спектра и передаточной функции голографической регистрирующей среды.....103

ЕВТИХИЕВ Н.Н., СОЛЯКИН И.В., СТАРИКОВ С.Н., ШАПКАРИНА Е.А.

Синтез голограмм фурье для дифракционных корреляторов с освещением различной пространственной когерентности.....105

КОННИК М.В., РОДИН В.Г., СТАРИКОВ С.Н.

Синтез голографических фильтров для дисперсионных корреляторов.....107

ИВАНОВ В.И., КУЗИН А.А., РЕКУНОВА Н.Н.

Термокапиллярный механизм записи ИК-изображений.....109

ИВАНОВ В.И., КУЗИН А.А., ОВСЕПЯН А.С., СЮЙ Т.С.

Оптическая ловушка на основе термокапиллярных сил.....110

ИВАНОВ В.И., ЛИВАШВИЛИ А.И., БРЮХАНОВА Т.Н.

Концентрационный механизм записи амплитудных динамических голограмм в жидкофазной среде с наночастицами.....112

ОКИШЕВ К.Н., ИВАНОВ В.И., КУЗИН А.А.

Термодиффузионный механизм модуляции излучения в волоконно-оптическом соединителе.....113

ЯН Д.Т.

Оптические свойства тонких слоев пористого кремния (100) Р-типа.....115

СЕТЕЙКИН А.Ю., ХРАМЦОВ И.И.

Исследование процесса лазерной абляции зуба на основе тепловой модели.....117

МИРОНОВ Б.М., КУЗНЕЦОВ В.А.

Автоматическое распознавание объектов на изображениях когерентного лоатора.....119

МАЛОВ А.Н., НИБАБИН О.О.

Визуализация подповерхностных объектов методом двухимпульсного синтеза аппаратной функции.....121

ПАВЛОВ П.В., ВОЛЬФ И.Э., БОРОДИН А.Н., МАЛОВ А.Н.

Спекл-диагностика с использованием спиральных и сингулярных зондирующих пучков.....123

ЛЕЖАНКИН Б.В., МАЛОВ А.Н., МАЛИСОВ Н.П.

Обработка РЛИ на основе сегментации однородных областей.....125

МАЛОВ А.Н., ОНАЦКИЙ А.Н., СЫТНЮК Д.С.

Комплексирование инфракрасной и лазерной систем воздушной разведки.....127

ВАЖЕНИН А.В., БОРОДИН А.Н., МАЛОВ А.Н.

Дифракция при скользящем падении в управлении характеристиками
изображающих систем.....129

СЫЧЕВСКИЙ А.В., БОРОДИН А.Н.

Нормировка модуляции спекл-картин.....131

СЫЧЕВСКИЙ А.В., БОРОДИН А.Н.

Оценка предельных расстояний для записи цифровых голограмм.....133

КОННИК М.В., МАНЬКИН Э.А., СТАРИКОВ С.Н.

Использование коммерческой цифровой камеры для измерения
световых полей.....135

СЕРЕЖКИН Л.Б., СТАРИКОВ С.Н.

Исследование характеристик камеры технического зрения для
применения в оптико-цифровых системах.....137

В.А. МАКСИМЕНКО, Е.В. ДАНИЛОВА

*Дальневосточный государственный университет путей сообщения,
Хабаровск, Россия*

СЕЛЕКТИВНОЕ ФОТОИНДУЦИРОВАННОЕ РАССЕЯНИЕ СВЕТА В ЛЕГИРОВАННЫХ КРИСТАЛЛАХ НИОБАТА ЛИТИЯ

Фоторефрактивные свойства кристаллов ниобата лития в значительной мере зависят от рода легирующей примеси. Изучение фотоиндуцированного рассеяния света (ФИРС) позволяет получить дополнительную информацию, о протекающих в кристаллах LiNbO_3 процессах. В работе приводятся результаты экспериментального исследования селективного ФИРС в кристаллах $\text{LiNbO}_3:\text{Rh}$, а также предлагается расчет пространственной структуры рассеяния. Селективное рассеяние рассматривается как разновидность четырехволнового векторного взаимодействия, вырожденного по частоте.

Исследуемые кристаллы представляли собой плоскопараллельные пластинки х- и у-срезов толщиной $1\div 2$ мм. Излучение гелий-неонового лазера поляризовано в плоскости, содержащей оптическую ось кристалла z. Пучок накачки фокусировался в кристалл линзой, интенсивность лазерного излучения в кристалле $I_p \approx 5$ кВт/см². Частота излучения накачки и частота рассеянного света совпадают. Картины ФИРС наблюдались на экране, установленном перпендикулярно направлению распространения пучка накачки, и регистрировались цифровой камерой. Селективное по углу ФИРС, наблюдаемое в кристалле при указанных условиях поставленного эксперимента, можно описать, пользуясь схемой попутного трехпучкового взаимодействия (рис. 1) [1,2].

Для волновых векторов взаимодействующих волн в такой схеме должно выполняться условие:

$$\mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_2 = \mathbf{k}_3 + \mathbf{k}_4 \quad (1)$$

где $\mathbf{k}_3 > \mathbf{k}_1 = \mathbf{k}_2 > \mathbf{k}_4$ – с учетом анизотропии одноосного кристалла; $\mathbf{k}_1, \mathbf{k}_2$ – волновые векторы накачки, $\mathbf{k}_3, \mathbf{k}_4$ – волновые векторы рассеянного света.

В такой геометрии эксперимента для волн, распространяющихся в плоскости xz, условие векторного синхронизма (1) может быть представлено в виде:

$$2n_{ep}\sin\theta_p = n_{e3}\sin\theta_3 + n_{e4}\sin\theta_4, \quad (2)$$

где n_{ep} – показатель преломления для волны накачки, причем за счет фоторефрактивного эффекта: $n_{ep} = n_e + \Delta n_e(I)$. Здесь n_e – главный показатель

преломления для необыкновенной волны, $\Delta n_e(I)$ – фоторефрактивная добавка.

Значения показателей преломления n_{e3} , n_{e4} кристалла для необыкновенных волн рассеяния $\mathbf{k}_3$ и $\mathbf{k}_4$ зависят от угла, который эти

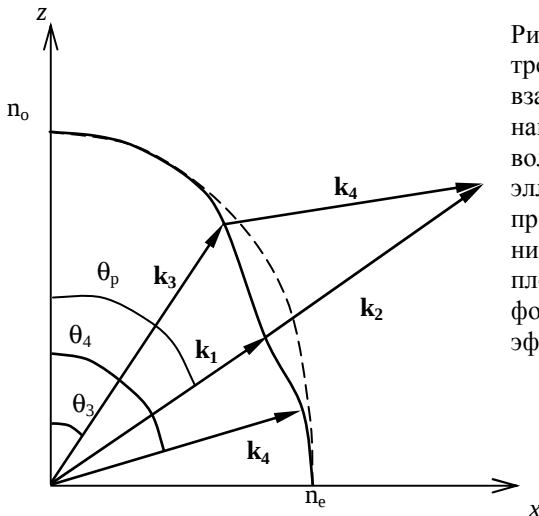


Рис. 1. Схема попутного трехпучкового взаимодействия волн накачки и рассеянных волн, а также проекция эллипсоида показателя преломления кристалла ниобата лития на плоскость xz с учетом фоторефрактивного эффекта

векторы составляют с оптической осью кристалла. Эта зависимость обусловлена оптической анизотропией кристалла [3] и неоднородностью фотоиндуцированного изменения показателя преломления кристалла (рис.1) [2]. Углы синхронизма θ_3 и θ_4 , удовлетворяющие (2), определяют направления, в которых осуществляется селективное ФИРС в плоскости xz .

В предложенной модели условия фазового синхронизма для углов, в направлении которых осуществляется ФИРС, обеспечиваются оптической анизотропией кристалла и неоднородностью фотоиндуцированного изменения показателя преломления в освещенной области кристалла.

Список литературы

1. Одулов С.Г., Соскин М.Н., Хижняк А.И. Лазеры на динамических решетках, М.: Наука, 1990, 272 с.
2. Максименко В.А., Карпец Ю.М., Строганов В.И. Селективное фоторефрактивное рассеяние света в кристалле $\text{LiNbO}_3:\text{Rh}$ // Оптика и спектроскопия, т.97, №4, 2004, с.620-623.
3. Ахманов С.А., Никитин С.Ю. Физическая оптика, М.: Изд-во Моск. ун-та, 1998, 656 с.

В.В. КРИШТОП, М.Н. ЛИТВИНОВА, Ю.М. КАРПЕЦ
*Дальневосточный государственный университет путей сообщения,
Хабаровск, Россия*

ОПРЕДЕЛЕНИЕ НАПРАВЛЕНИЯ КРИСТАЛЛОГРАФИЧЕСКИХ ОСЕЙ КРИСТАЛЛА НИОБАТА ЛИТИЯ ЭЛЕКТРООПТИЧЕСКИМ МЕТОДОМ

Экспериментально и теоретически определена зависимость угла между индуцированными электрическим полем оптическими осями в кристалле ниобата лития. Предложен метод определения кристаллофизических осей кристалла ниобата лития по виду коноскопической фигуры кристалла, помещенного во внешнее электрическое поле. Данный метод является очень перспективным, так как является неразрушающим и эксперимент проводится в течение нескольких минут.

Идеальный кристалл характеризуется пространственной решеткой, определяемой элементарной ячейкой. Ребра элементарной ячейки параллельны кристаллографическим осям X , Y , Z , а их размеры a , b , c являются единичными отрезками вдоль этих осей. Оси координат выбираются по осям симметрии или по нормальям к плоскостям симметрии. Для описания физических свойств кристаллов, а также для аналитического представления их точечных групп симметрии в кристаллах выбираются ортогональные кристаллофизические оси x , y , z . Для кристаллов класса симметрии $3m$ кристаллографические оси совпадают по направлению с кристаллофизическими осями.

В электрооптике и нелинейной оптике часто необходимо знать направление осей в кристалле. Анализ угла поворота и деформации эллипсоида показателя преломления при воздействии внешнего электрического поля позволяет разработать электрооптический метод определения направления кристаллофизических осей x , y в кристалле LiNbO_3 .

При прохождении расходящегося поляризованного света через систему поляризатор–кристалл–анализатор на экране наблюдаются коноскопические фигуры, которые являются результатом интерференции обыкновенного и необыкновенного лучей. Общий вид и специфические свойства коноскопических картин определяются, в первую очередь, строением, оптическими свойствами и ориентацией кристалла.

Во внешнем электрическом поле с напряженностью E , приложенном перпендикулярно оптической оси кристалла z , коноскопическая фигура изменяется, и имеет вид, характерный для двуосного кристалла. Ось y' направлена вдоль плоскости индуцированных оптических осей. Угол α между вектором напряженности электрического поля E и осью y равен:

$$\alpha = \arctg(E_x/E_y) \quad (1)$$

Угол поворота осей $\beta = 1/2 \alpha$. Для угла между напряженностью электрического поля E и плоскостью индуцированных оптических осей получим:

$$\varphi = \alpha + \beta = 3/2 \alpha. \quad (2)$$

Таким образом, ось y направлена под углом α к вектору напряженности электрического поля E :

$$\alpha = 2/3 \varphi. \quad (3)$$

По коноскопическим фигурам для кристалла ниобата лития, находящегося во внешнем электрическом поле, необходимо измерить угол φ между направлением напряженности электрического поля E и плоскостью индуцированных оптических осей (осью y'). По формуле (3) определим направление оси y . Зная направление оси y , легко определить направление кристаллофизической оси x и кристаллографической оси X .

Коноскопические фигуры имеют одинаковый вид для $\alpha = \alpha^* \pm 2/3 \pi$, где α^* – некоторый фиксированный угол. Данный факт можно объяснить эквивалентностью кристаллографических осей X , Y , U , что является следствием симметрии кристалла ниобата лития, и позволяет определить их направления.

Нами получены экспериментальный и теоретический графики зависимости угла поворота плоскости индуцированных оптических осей φ от направления электрического поля относительно оси y . Экспериментальная зависимость $\varphi_{\text{эксп}}(\alpha)$ является линейной, и хорошо согласуется с результатами теоретических расчетов по формуле (3).

Электрооптический метод позволяет с помощью коноскопических картин достаточно просто и быстро определить направления кристаллофизических и кристаллографических осей в кристалле ниобата лития. Кроме этого коноскопическую картину кристалла можно использовать для оценки угловой апертуры электрооптического модулятора. Экспериментально и теоретически проведенная оценка показала, что угловая апертура такого модулятора на ниобате лития составляет примерно 1 угловой градус при длине кристалла 10 мм.

В.М. ДУБОВИК, Ю.Б. ИВАНОВ, Е.П. ФЕТИСОВ, Ю.Д. ФИВЕЙСКИЙ
Московский инженерно-физический институт (государственный университет)

К ЭФФЕКТУ РАСПРОСТРАНЕНИЯ «ФОТОННОГО ПЛАМЕНИ» В КРИСТАЛЛАХ ОПАЛА И НАНОКОМПОЗИТАХ НА ЕГО ОСНОВЕ

Распространение «фотонного пламени» в кристаллах опала [1] объясняется возбуждением электромагнитной волны на поверхности металлической подложки. Вычислены электромагнитные поля, вектор Пойнтинга и произведена оценка длины распространения сигнала и времени запаздывания. Результат согласуется с экспериментом.

В последние годы большой интерес вызывают так называемые «фотонные кристаллы» - периодические структуры с трансляционным периодом порядка световой волны, характерным свойством которых является наличие запрещенных фотонных зон и областей аномального возрастания плотности фотонных состояний, что позволяет управлять характеристиками излучения и надеяться на получение новых источников электромагнитного излучения. Особый интерес представляют трехмерные фотонные кристаллы на основе синтетического глобулярного опала с периодом 200-600 нм (см. рис. 1).

Эффект «фотонного пламени», открытый недавно в этих структурах [1], состоит в пороговом возбуждении длительного (порядка нескольких секунд) сине-зеленого свечения в кристалле, подвергнутом импульсному облучению рубинового лазера наносекундного диапазона длительности, и последующего переноса этого излучения на другие кристаллы, удаленные от первого на расстояние в несколько см. Все кристаллы помещались на массивный медный хладопровод при температуре жидкого азота. Аналогичный эффект наблюдался на композитах опала, в которых поры между глобулами заполнялись нелинейной жидкостью, напр. ацетоном. Схема эксперимента и наблюдаемый эффект представлены на рис. 2, 3.

Вопрос о механизме возбуждения «пламени» остается открытым. В настоящем сообщении мы сосредоточим свое внимание на рассмотрении вопроса о транспортировке сине-зеленого излучения от облученного к необлученным кристаллам. Эта сторона эффекта «фотонного пламени» может, в принципе, представлять интерес для реализации процесса переноса электромагнитного излучения в микроэлектронике. С нашей точки зрения, имеются веские основания считать основным процессом

перенос энергии поверхностной электромагнитной волной (далее ПВ), возбуждаемой на границе опала с медной подложкой, распространению этой волны вдоль границы воздух-медь и частичному преобразованию энергии ПВ вновь в сине-зеленое излучение в области второго опала.

Непосредственное преобразование объемной волны в ПВ (и обратно) возможно лишь на шероховатой поверхности с коэффициентом порядка 0,001 (см., напр., [2]). В то же время наличие воздушных пор в структуре опала позволяет выполнить условия нарушенного полного отражения [3] и возбудить ПВ на границе воздух-металл. В работе найдены поля и вектор Пойнтинга цилиндрической ПВ путем усреднения по углам падения и толщинам воздушного промежутка соответствующих величин задачи с плоскими границами. Интенсивность ПВ в области соседнего кристалла получена в результате учета геометрического фактора и ослабления волны за счет поглощения $\sim \exp[-2(\omega/c)d \operatorname{Im} \sqrt{(\epsilon/1+\epsilon)}]$ (см. [4]), где d – расстояние между кристаллами. Условия на границе воздух – опал после усреднения позволяют, наконец, найти интенсивность оптического излучения в кристалле. Конечно, для более корректного решения проблемы необходимы численные расчеты.

Предложенный механизм естественным образом объясняет исчезновение эффекта при замене материала пластины, поскольку и железо, и кварц существенно проигрывают меди в проводимости. С другой стороны, групповая скорость ПВ на 2-3 порядка меньше скорости света, что объясняет запаздывание свечения второго кристалла. Наконец, роль зазора экран-пластина может быть связана с рассеянием ПВ.

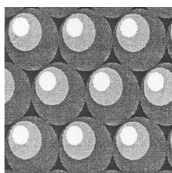


Рис. 1

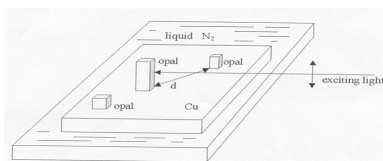


Рис. 2



Рис. 3

Список литературы

1. Techerniega N.V., Kudryavtseva A.D. Photonic Flame Effect // Journal of Russian Laser Res., v.27, №5, 2006, p.450–456.
2. Фетисов Е.П. О трансформации поверхностной волны в пространственную при рассеянии на случайных неровностях поверхности // Радиофизика, т.22, №2, 1969, с.265–267.
3. Otto A. Excitation of Nonradiative Surface Plasma Waves in Silver by the Method of Frustrated Total Reflection. // Zs. Physik, 216, 1968, p.398–410.
4. Пафомов В.Е., Фетисов Е.П. О возбуждении поверхностных волн движущимся зарядом // ЖЭТФ, т.53, №9, 1967, с.965–977.

В.Н. МОЙСЕЕНКО

Днепропетровский национальный университет, Украина

СИНТЕЗ, СТРУКТУРА И ОПТИЧЕСКИЕ ЯВЛЕНИЯ В ГЛОБУЛЯРНЫХ ФОТОННЫХ КРИСТАЛЛАХ НА ОСНОВЕ ДИОКСИДА КРЕМНИЯ

Исследованы спектры флюоресценции органических люминофоров введенных в поры синтетических опалов, а также спектры свечения номинально чистых опалов, инфильтрованных коллоидным серебром. Установлены закономерности в спектрах вторичного излучения и дана их интерпретация в терминах влияния фотонной зонной структуры.

Фотонные кристаллы – новый класс оптических материалов с трехмерной периодической модуляцией диэлектрической проницаемости с периодом (d), сравнимым с длинами волн света в видимом и ближнем инфракрасном диапазонах [1-3]. В области полной фотонной запрещенной зоны спонтанное излучение полностью подавляется из-за отсутствия собственных состояний в спектре излучаемых фотонов [2]. Дефекты структуры могут приводить к появлению локальных уровней в фотонной запрещенной зоне. При этом фотоны могут локализоваться на диэлектрических дефектах с образованием связанных атомно-фотонных состояний в области $\xi_{\text{лок.}} \leq 10d$ [3]. Фотонные кристаллы представляют значительный интерес для практических применений в качестве функционального базового материала фотоники, для управления световыми потоками в системах оптической связи, для создания элементной базы оптических компьютеров. Прогресс в технологии получения совершенных глобулярных структур на основе синтетических опалов и широкие возможности модификации их оптических свойств путем инфильтрации веществами различной химической природы стимулирует экспериментальное изучение этих материалов [4-11].

Нами синтезированы фотонные стекла и глобулярные фотонные кристаллы на основе диоксида кремния (синтетические опалы) с диаметром глобул 250нм – 500нм и определены их структурные характеристики. Измерены спектры флюоресценции молекул родамина 6G и 2,5-бис(2-бензоксазолил)гидрохинона, инфильтрованных в поры фотонного кристалла [11]. Для обоих веществ установлено заметное подавление интенсивности спонтанного излучения в области фотонной стоп-зоны, а также выявлено «голубое» смещение коротковолнового

крыла спектра флюоресценции молекул родамина 6G. При дополнительной пропитке фотонного кристалла смесью глицерина с водой выявлено значительное „голубое” смещение спектра флюоресценции родамина 6G, зависящее от концентрации глицерина, по отношению к положению спектра в чистом глицерине, измеренном в оптической кювете. Установлено, что свечение красителя возникает в спектральной области вблизи высокочастотного края фотонной стоп-зоны. Обнаружено свечение номинально чистых синтетических опалов, инфильтрованных коллоидным серебром, при возбуждении излучением с $\lambda = 400\text{нм}$. Спектр вторичного излучения расположен в области 450нм – 590нм, включающей стоп-зону и участки вблизи ее краев [11]. Наблюдаемые эффекты объясняются влиянием фотонной зонной структуры и распределения плотности фотонных состояний вблизи краев стоп-зоны, а также в области самой стоп-зоны вследствие наличия в ней собственных оптических состояний, обусловленных дефектами структуры. Предложена интерпретация природы вторичного излучения в терминах трехфотонного параметрического рассеяния света в объеме фотонного кристалла с последующим накоплением фотонов в области стоп-зоны и ее краев [10]. В рамках одномерной модели методом разложения собственных электромагнитных состояний по базису плоских волн с учетом резонансной связи между коэффициентами Фурье проведены численные расчеты фотонной дисперсии, дисперсии групповой скорости, эффективной массы фотонов, показателя преломления и спектрального распределения плотности фотонных состояний вблизи фотонной стоп-зоны.

Список литературы

1. Быков В.П. // ЖЭТФ, т.35, 1972, с.269.
2. Yablonovitch E. // Phys. Rev. Lett., v.58, 1987, p.2059.
3. John S. // Phys Rev. Lett., v.58, 1987, p.2486.
4. Bogomolov V.N., Gaponenko S.V., Germanenko I.N., Kapitonov A.M., Petrov E.P., Gaponenko N.V., Prokofiev A.V., Ponyavina A.N., Silvanovich N.I., Samoilovich S.M. // Phys Rev., V.E 55, 1997, p.7619.
5. Gaponenko S.V., Bogomolov V.N., Petrov E.P., Kapitonov A.M., Eychmueller A.A., Rogach I.I., Gindele F., Woggon U. // J. of Luminescence, v.87-89, 2000, p.152-156.
6. Романов С.Г., Фокин А.В. // Физика твердого тела, т.45, №3, 2003, с.419-423.
7. Bechger L., Lodahl P., Vos W.L. // J. Phys. Chem., v.B109, 2005, p.9980-9988.
8. Емельченко Г.А., Грузинцев А.Н., Ковальчук М.Н., Маслов В.М., Самаров Э.Н., Якимов Е.Е., Barthou C., Зверькова И.И. // ФТП, т.39, №11, 2005, с.1375-1379.
10. Горелик В.С. // Квантовая электроника, т.37, №5, 2007, с.409-432.
11. Моисеенко В.Н., Гузий О.О., Горелик В.С., Дергачев М.П. // Оптика и спектроскопия, т.105, №6, 2008, с.1002-1006.

М.П. ДЕРГАЧЁВ, В.Н. МОЙСЕЕНКО, А.В. ЕВЧИК

Днепропетровский национальный университет, Украина

ОТРАЖЕНИЕ ГЛОБУЛЯРНЫХ ФОТОННЫХ КРИСТАЛЛОВ, ИНФИЛЬТРОВАННЫХ ДИЭЛЕКТРИКАМИ И МЕТАЛЛАМИ

Из измеренных спектров нормального отражения глобулярных фотонных кристаллов на основе SiO_2 определены структурные параметры образцов и установлено влияние инфильтратов ($\text{Ba}(\text{NO}_3)_2$, BaO , Cu , Ag) на положение фотонной стоп-зоны. Исследованы угловые зависимости спектров отражения.

Модификация оптических характеристик фотонных кристаллов может быть осуществлена как путем изменения их структурных параметров, так и введением в их поры веществ с определенными свойствами. При этом спектральное положение и ширину фотонной запрещенной зоны можно однозначно определить из спектров пропускания и отражения [1].

Цель данной работы состояла в изучении эффектов влияния диэлектриков ($\text{Ba}(\text{NO}_3)_2$, BaO) и металлов (Cu , Ag) на спектр отражения глобулярных фотонных кристаллов на основе SiO_2 . Образцы синтетических опалов, предоставленные М.И. Самойловичем, имели размеры $1 \times 0,5 \times 0,5 \text{ см}^3$. Введение $\text{Ba}(\text{NO}_3)_2$ и Cu в поры объемных опалов производилось путем многократной пропитки исходных образцов пересыщенными водными растворами $\text{Ba}(\text{NO}_3)_2$ и CuCl_2 , соответственно, в течение нескольких дней с последующим испарением растворителя при нагревании. Для образования в порах опала оксида бария BaO образец, инфильтрованный $\text{Ba}(\text{NO}_3)_2$, подвергался дополнительному отжигу на воздухе при температуре $t = 900^\circ\text{C}$. Инфильтрации коллоидным серебром подвергался образец пленочного опала толщиной $h \sim 10 \text{ мкм}$.

Освещение образцов проводилось с помощью галогенной лампы накаливания мощностью 100 Вт. С целью уменьшения количества освещаемых структурных блоков, взаимно разориентированных в объеме синтетических опалов [2], применялся оригинальный коллиматор, обеспечивший получение светового пучка диаметром не более 2 мм. Измерения спектров отражения от ростовой плоскости (111) выполнялись в зеркальной геометрии для нескольких углов падения из интервала $5^\circ - 45^\circ$. Анализ спектрального состава отраженного излучения производился с использованием модернизированного спектрометра ДФС-12 в диапазоне длин волн 400 – 650 нм. Регистрация оптического сигнала осуществлялась охлаждаемым ФЭУ-79.

В случае нормального отражения света от плоскости (111) синтетических опалов положение максимума отражения λ_m соответствует центру фотонной стоп-зоны, а ширина полосы отражения определяется, в основном, шириной фотонной стоп-зоны [1, 3]. Исходя из соотношения для брэгговской дифракции света в фотонных кристаллах $\lambda_m(\theta) = 2d\sqrt{\tilde{n}^2 - \sin^2 \theta}$, где $\tilde{n}$ – эффективный показатель преломления, можно определить межплоскостное расстояние d и диаметр кварцевых глобул $a = d\sqrt{3/2}$. Максимум нормального отражения ($\theta = 5^\circ$) в объемных “чистых” опалах (в порах – воздух) приходился на 523 нм. Значение коэффициента отражения при этом оказалось $\sim 25\%$. Рассчитанный диаметр глобул составил 230 нм для объемных образцов [4] и 288 нм – для пленочного. Инфильтрация синтетических опалов во всех случаях приводила к смещению положения полосы нормального отражения в длинноволновую область. Наибольшее смещение максимума отражения наблюдалось для образцов, инфильтрованных $\text{Ba}(\text{NO}_3)_2$ (90 нм) [4] и Cu (95 нм). Увеличение интенсивности отражения (на 7%) имело место для образца, инфильтрованного BaO , по отношению к образцу с $\text{Ba}(\text{NO}_3)_2$. Также, для всех инфильтрованных образцов имело место увеличение ширины полосы отражения, в среднем на 10 – 15 нм.

Наблюдаемые смещения полосы нормального отражения, отслеживающие изменение положения фотонной стоп-зоны, и уширение полосы отражения интерпретированы нами в рамках модификации эффективного показателя преломления по мере заполнения пор опалов веществами с разной диэлектрической проницаемостью. Рассчитанные значения положений стоп-зоны в случае образцов, инфильтрованных активными диэлектриками $\text{Ba}(\text{NO}_3)_2$ и BaO , достаточно хорошо согласуются с экспериментальными данными. Рост коэффициента отражения для образца с BaO , возможно является проявлением эффекта модификации структуры синтетических опалов в результате их дополнительного отжига [5]. На основании измеренных угловых зависимостей спектров отражения установлено, что с ростом угла падения происходит смещение полосы отражения в коротковолновую область.

Список литературы

1. Барышев А.В. и др. // ФТТ, 44, 2002, с.1573.
2. Sinitskii A., Abramova V., Laptinskaya T., Tretyakov Yu. // Phys. Lett., A366, 2007, с.516.
3. Богомолов В.Н., Прокофьев А.В., Шелых А.И. // ФТТ, 40, 1998, с.648.
4. Горелик В.С., Моисеенко В.Н., Подольский Д.С. // Неорг. материалы, 42, 2006, с.1.
5. Самаров Э.Н. и др. // ФТТ, 48, 2006, 1212.

А.А. СКОРЫНИН, В.А. БУШУЕВ, Б.И. МАНЦЫЗОВ

Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Москва

ПРОСТРАНСТВЕННАЯ ЛОКАЛИЗАЦИЯ СВЕТА ПРИ ДИФРАКЦИОННОМ ДЕЛЕНИИ ЛАЗЕРНЫХ ИМПУЛЬСОВ В ЛИНЕЙНОМ ФОТОННОМ КРИСТАЛЛЕ

Теоретически исследовано пространственное распределение электрического поля оптического излучения при эффекте дифракционного деления лазерного импульса в линейном фотонном кристалле в условиях брэгговской дифракции по схеме Лауэ (на прохождение). Показано, что в результате дифракционного разделения падающего на структуру импульса на два импульса с различными групповыми скоростями, поля каждого из них преимущественно локализованы в различных слоях периодической структуры.

Эффект дифракционного деления оптических импульсов (ДДИ) был теоретически предсказан как в случае линейной [1], так и нелинейной [2] динамики распространения лазерных импульсов в фотонных кристаллах (ФК) при брэгговской дифракции излучения в геометрии Лауэ. Для ограниченного линейного ФК [1] была решена граничная задача динамической брэгговской дифракции и показано, что существует ограниченная область

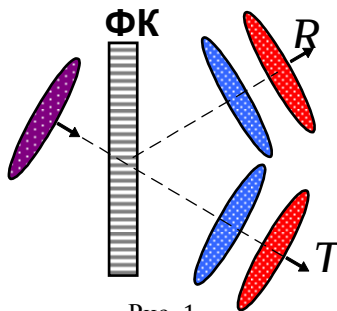


Рис. 1

параметров импульса и структуры, при которых входной импульс распадается внутри ФК на два линейно распространяющихся импульса, каждый из которых включает в себя прямую и дифрагированную волны.

В простейшем одномерном случае ФК представляет собой многослойную периодическую структуру (рис. 1). Внутри структуры каждая спектральная компонента импульса, падающего под углом Брэгга к слоям ФК, есть когерентная суперпозиция двух проходящих (T) и двух дифрагированных (R) волн. Эти волны попарно распространяются в ФК с двумя разными эффективными показателями преломления. По мере увеличения пути прохождения в глубь ФК указанные волны разделяются на пары импульсов - в направлении прохождения T и отражения R . Временной интервал между вышедшими из ФК импульсами

пропорционален толщине кристалла и фурье-компоненте разности показателей преломления.

В настоящей работе мы исследовали локализацию света при ДДИ. Показано, что волны, имеющие большую скорость (1), бормановские моды, локализованы преимущественно в легких слоях ФК, тогда как волны (2), анти-бормановские моды, локализованы в тяжелых слоях (рис. 2).

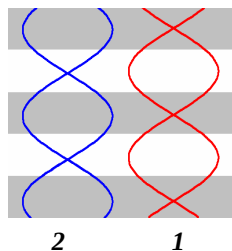


Рис. 2

Локализация поля каждого из импульсов в легких либо тяжелых слоях позволяет заданным образом управлять параметрами каждого из импульсов (амплитудой, формой, длительностью, поляризацией) в отдельности, изменяя оптические параметры легких или тяжелых слоев (дисперсию, нелинейность, анизотропию и т.п.). Мы показали это на примере материальной дисперсии. На рисунках 3, 4 представлена временная динамика распространения импульса на различных глубинах в ФК в движущейся системе координат при наличии (рис. 3) и отсутствии (рис. 4) материальной дисперсии. В случае, когда имелась сильная материальная дисперсия в тяжелых слоях, это значительно сказалось на ширине лишь одного из выходящих импульсов. Также рассмотрено влияние параметров фотонного кристалла на распространение пространственно ограниченных оптических импульсов и пучков.

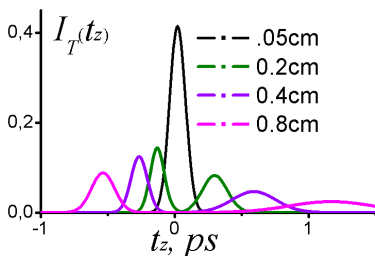


Рис. 3

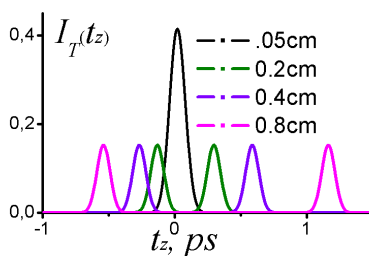


Рис. 4

Список литературы

1. Бушуев В.А., Манцызов Б.И. Линейный эффект удвоения частоты следования лазерных импульсов при лауэ-геометрии брэгговской дифракции в фотонном кристалле // Известия РАН, сер. физическая, 72, 2008, с.36-40.
2. Mantsyzov B.I. Laue soliton in a resonantly absorbing photonic crystal // Optics Communications, 189, 2001, с.275-280.

В.Е. БАБИЧЕВА, Ю.Е. ЛОЗОВИК¹

Московский физико-технический институт (государственный университет),

¹Институт спектроскопии РАН, Троицк, Московская область

АНОМАЛЬНОЕ ПРОХОЖДЕНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ВОЛНЫ ЧЕРЕЗ ПЕРИОДИЧЕСКИЙ МАССИВ ЩЕЛЕЙ В ТОНКОЙ МЕТАЛЛИЧЕСКОЙ ПЛЕНКЕ

В результате численного моделирования с помощью решения зависящих от времени уравнений Максвелла методом конечных разностей (Finite-Difference Time-Domain Method) было изучено аномальное прохождение электромагнитной волны через массив субволновых щелей в тонкой металлической пленке. Получены картины распределения поля волны, спектры пропускания и поглощения для систем с различными геометрическими параметрами. Приведено сравнение результатов для пленок из серебра и идеального металла.

Предположение, что только проводящая блоховская мода ответственна за аномальное прохождение, приводит к классической формуле Фабри-Перо для коэффициента пропускания всей структуры

$$T = \left| \frac{t_0 t_1 \exp(i\beta h)}{1 - r^2 \exp(2i\beta h)} \right|^2,$$

где h – толщина пленки, $\beta = 2\pi/\lambda_g$ – проходящая константа проводящей моды, λ_g – эффективная длина волны. t_0 – коэффициент прохождения для верхней границы структуры, t_1 – коэффициент прохождения для нижней границы структуры, r – внутренний коэффициент отражения структуры. При этом резонансные пики наблюдаются, когда выполняется условие

$$\varphi(\lambda) + \beta h = m\pi,$$

где φ – фаза коэффициента r .

Численное моделирование методом FDTD аномального прохождения электромагнитной волны через массив субволновых щелей в тонких металлических пленках с различными толщинами показало полное согласование с результатами, предсказанным формулой Фабри-Перо (рис. 1). Моделирование идеального металла также обнаружило аномальное прохождение (рис. 2). Это явление не может быть объяснено с помощью поверхностных плазмон-поляритонов и также сопровождается переносом энергии вдоль поверхности.

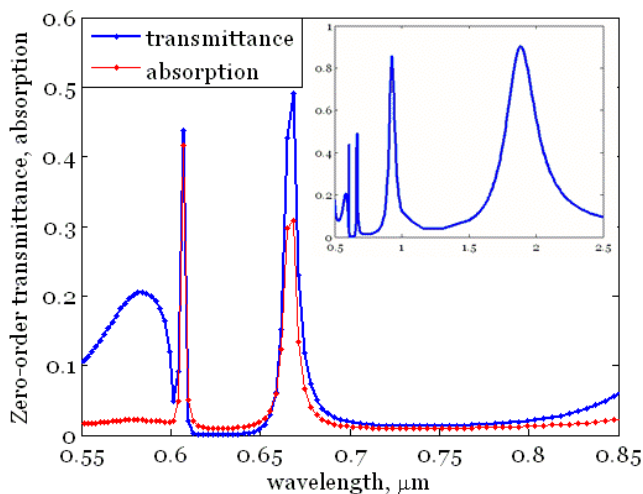


Рис. 1. Аномальное прохождение и поглощение для пленки из серебра толщиной 600 нм с массивом щелей с периодом 600 нм и шириной щели 50 нм для длин волн близких к периоду.

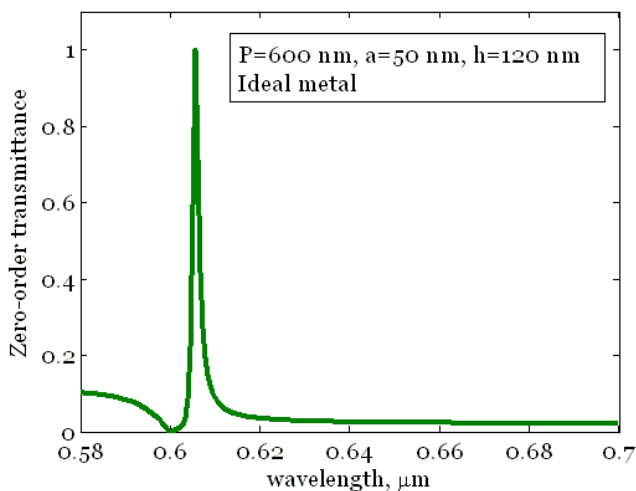


Рис. 2. Аномальное прохождение для пленки из идеального металла толщиной 120 нм с массивом щелей с периодом 600 нм и шириной щели 50 нм.

С.С. ОЖЕНКО, А.И. МАЙМИСТОВ

Московский инженерно-физический институт (государственный университет)

РАСПРОСТРАНЕНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН В НЕЛИНЕЙНОМ АНТИНАПРАВЛЕННОМ ОТВЕТВИТЕЛЕ

Рассматривается распространение электромагнитных волн в системе из двух туннельно-связанных волноводов из оптически нелинейных материалов, показатель преломления которых отрицателен для одного волновода и положителен для другого. На основе модели связанных мод изучено теоретически как аналитически, так и методами численного моделирования поведение электромагнитного излучения в описываемой системе, как в линейном, так и в нелинейном режиме. Особое внимание уделяется вопросу стационарного распространения в такой системе уединенных волн – «щелевых солитонов» - связанной пары волновых пакетов, локализованных каждый в своем волноводе.

Устройство представляющие из себя конструкцию из двух близкорасположенных волноводов, благодаря чему в них наблюдается туннельное проникновение света, будучи изготовлено из материалов с положительным показателем преломления сохраняет направление распространения излучения и называется направленным ответвителем.

В последнее время наблюдается повышенный интерес к средам с отрицательным показателем преломления, в которых электромагнитная волна имеет волновой вектор направленный антипараллельно вектору Пойтинга. Таким свойством отрицательного преломления обладают среды, у которых вещественные части диэлектрической и магнитной проницаемостей одновременно отрицательны в некотором частотном диапазоне [1, 2]. Несмотря на то, что в силу технологических особенностей существующие в настоящее время среды с отрицательным показателем преломления обладают большим поглощением, качество их непрерывно улучшается, что оставляет надежду на получение достаточно прозрачных сред.

Ввиду выше сказанного, представляет интерес конструкция ответвителя, в которой один из волноводов изготовлен из материала, обладающего отрицательным показателем преломления. Такое устройство действует подобно зеркалу [3]. Излучение, направленное в один из волноводов, выходит обратно из другого волновода, поэтому можно говорить, что это – антинаправленный ответвитель.

Исследование взаимодействия волн в случае, когда антинаправленный ответвитель изготовлен из оптически нелинейных материалов, открывает более широкий спектр оптических явлений. Так, было показано, что нелинейный антинаправленный ответвитель обладает бистабильными свойствами [4], связанными с неоднозначной зависимостью коэффициента пропускания (отражения) от мощности входного излучения. Поскольку антинаправленный ответвитель эффективно действует подобно распределенному зеркалу, можно ожидать, что в нем существует класс стационарных уединенных волн подобных щелевым солитонам. Щелевые солитоны в настоящей работе являются аналогами известных щелевых солитонов для брэгговской решетки, однако возникновение щели в спектре линейных волн здесь обусловлено отрицательным преломлением одного из волноводов.

Модель, описывающая распространение электромагнитных волн в антинаправленном ответвителе, задается в данной работе системой уравнений связанных мод для нормированных огибающих [5] и в безразмерном виде имеет вид:

$$i(\partial/\partial\zeta + \partial/\partial\tau)Q_1 - \delta Q_1 + Q_2 + r_1|Q_1|^2 Q_1 = 0$$

$$i(\partial/\partial\zeta - \partial/\partial\tau)Q_2 + \delta Q_2 - Q_1 - r_2|Q_2|^2 Q_2 = 0$$

В настоящей работе аналитически и с помощью численного моделирования изучается распространение электромагнитных волн как в случае линейного, так и нелинейного взаимодействия. Так, в частности, обсуждается возникновение щели в спектре линейных волн и образование нелинейных стационарных волн – квазищелевых солитонов. Квазищелевые солитоны в рассматриваемом случае представляют собой связанное состояние из волновых пакетов из разных волноводов, для которых нелинейное взаимодействие подавляет эффект обращения направления распространения волн.

Список литературы

1. Мандельштам В.Г. // ЖЭТФ, т.15, 1945, с.475-478.
2. Веселаго В.Г. Электродинамика материалов с отрицательным коэффициентом преломления // УФН, т.92, 1967, с.517; УФН, т.173, №7, 2003, с.790.
3. Alu A., Engheta N. Negative-refraction metamaterials /Ed. Eleftheriades G.V., Balmain K.G., New York: Wiley, 2005.
4. Litchinitser N.M., Gabitov I.R., Maimistov A.I. Positive-negative index nonlinear optical coupler // Phys. Rev. Lett., v.99, 2007, p.1139002.
5. Маймистов А.И., Габитов И.Р., Личиницер Н.М. Уединенные волны в нелинейном антинаправленном ответвителе // Оптика и спектроскопия, т.104, №2, 2008, с.292-297.

Е.В. НОВОСЕЛОВ

Научный руководитель – В.Г. БЕСПАЛОВ

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

ИССЛЕДОВАНИЕ СПЕКТРОВ ИЗЛУЧЕНИЯ, ФОРМИРУЕМОГО ФЕМТОСЕКУНДНЫМ ЛАЗЕРНЫМ ПРОБОЕМ В АТМОСФЕРНОМ ВОЗДУХЕ

Представлены экспериментальные спектры излучения фемтосекундного лазерного пробоя в атмосферном воздухе, формируемого лазером на сапфире с титаном. Впервые представлены и объяснены экспериментальные результаты по генерации полуторной гармоники в фемтосекундной лазерной плазме, формируемой в атмосферном воздухе.

Известно, что в фемтосекундной лазерной искре в воздухе помимо эмиссионных линий атомов и ионов, интенсивность которых слаба, генерируются спектральный суперконтинуум[1] и третья гармоника[2]. Целью данной работы было исследование спектров излучения в диапазоне 200 – 1100 нм фемтосекундного лазерного пробоя в атмосферном воздухе, формируемого лазером на сапфире с титаном с длительностью одиночного импульса 30 – 40 фс и энергией до 1 мДж.

Излучение фемтосекундной лазерной системы фокусировалось в воздух линзой с фокусным расстоянием 10 см. Спектр анализировался спектрометром ASP 100 с использованием волоконного входа.

Спектральный суперконтинуум и третья гармоника визуально наблюдались в виде синего пятна на оси пучка и разноцветного кольца вокруг него. На рис. 1. показана зависимость спектра суперконтинуума от угла распространения. На представленных спектрах четко видно, что спектр суперконтинуума состоит из уширенного, вследствие самомодуляции спектра накачки, генерирующегося вблизи оси (рис. 1ж), и конусной компоненты, параметрически генерирующейся под разными углами к оси (рис. 1а–е). Также видно, что при увеличении угла центр спектр конусной компоненты суперконтинуума сдвигается в коротковолновую область, что, очевидно, обуславливается условиями фазового синхронизма.

В эксперименте было зафиксировано излучение на длине волны 543 нм и полуширине спектра 5 нм, что соответствует полуширине основного излучения ω_0 . Излучение на данной длине волны соответствует гармонике $3/2 \omega_0$ или полуторной гармонике от основного излучения – 800 нм.

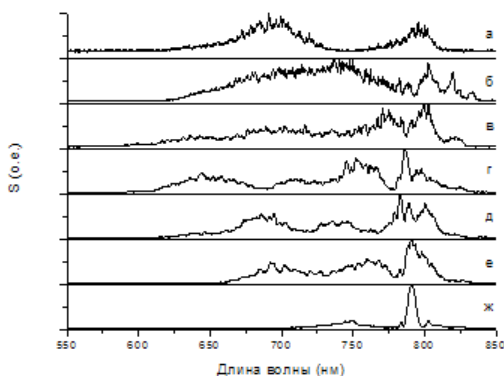


Рис. 1. Спектры конусного излучения спектрального суперконтинуума на различных расстояниях от оси пучка: а - 6,2°, б - 5,4°, в - 4,6°, г - 3,9°, д - 3,1°, е - 2,3°, ж - 1,5°.

Генерация полуторной гармоники может быть объяснена следующим образом. Известно, что в лазерной плазме могут образовываться гармоники $\omega_0/2$, $3/2 \omega_0$ и т.д., ответственным за излучение которых является комбинационное рассеяние греющей электромагнитной волны на параметрически возбуждаемых плазменных колебаниях [3].

Плотность фемтосекундной плазмы при энергии импульса порядка 1 - 10 мДж недостаточна для формирования плазменных волн и для появления излучения на гармонике $3/2 \omega_0$ необходим внешний затравочный источник. Поэтому может быть предложено следующее объяснение генерации гармоники $3/2 \omega_0$. Излучение основной частоты и третьей гармоники взаимодействуют параметрически с распадом излучения третьей гармоники на два фотона с частотами $3/2 \omega_0$. В то же время, взаимодействие излучения основной частоты и гармоники $3/2 \omega_0$ формируют две плазменные волны с частотами $\omega_0/2$, что приводит к образованию стоксовой и антистоксовой компонент. Уже имеющееся излучение на частоте $3/2 \omega_0$ является затравкой для ВКР усиления при взаимодействии плазмы, основной частоты и третьей гармоники.

Список литературы

1. Желтиков А.М. // УФН, 176, 2006, с.623-649.
2. Ребане А.К., Крылов В.Н., Коротеев Н.И., Желтиков А.М. // Квантовая Электроника, т.23, 1996, с.291-292.
3. Басов Н.Г., Захаренков Ю.А. Диагностика плотной плазмы, М.: Наука, 1989.

Э.А. МАНЬКИН, В.Б. ОШУРКО, А.А. РОПЯНОЙ,
А.Н. ФЕДОРОВ¹

Московский инженерно-физический институт (государственный университет),

¹Российский Научный Центр «Курчатовский институт», Москва

СТРУКТУРНЫЙ БАЛАНС В ВОДЕ ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ ВНЕШНИХ ФИЗИЧЕСКИХ ФАКТОРОВ

Недавно, на основе новых данных по нелинейному поглощению ИК-резонансного излучения и нелинейной фотоакустики нам удалось показать, что известные аномалии могут быть объяснены на основе одного (экспериментально установленного) факта: существования положительной обратной связи между электролитической диссоциацией и образованием гидратных оболочек ионов с измененной структурой водородных связей в воде. В настоящее время обнаружен ряд новых явлений: образование разделенного заряда при ОН-резонансном лазерном воздействии; появление низкочастотных (~1 Гц) резонансов проводимости воды во внешнем электрическом поле; горение воды на воздухе в радиочастотном поле. В докладе обсуждаются объяснения этих новых фактов и применения предложенной модели воды к новым результатам и возможные новые эффекты.

Как известно, вода в жидком состоянии проявляет ряд аномальных физических свойств: аномальные зависимости теплоемкости, теплопроводности, скорости звука, сжимаемости и т.д. от температуры. Все эти аномалии на сегодняшний день имеют большое число объяснений, которые нередко противоречат друг другу. Это говорит о недостаточном понимании процессов, протекающих в жидкой воде. Ряд недавних экспериментов нашей группы (а также нескольких других групп) выявил новые явления, которые также могут быть причислены к аномальным. Так, при воздействии импульсного наносекундного ИК-лазерного излучения с длинами волн, резонансными ОН-валентным колебания воды обнаруживается просветление уже при умеренных интенсивностях (порядка мегаватт на кв.см). При таких интенсивностях насыщение колебательного перехода, очевидно, невозможно. Поскольку спектр ОН-колебаний водяного пара лежит в более высокочастотной области, нежели спектр воды, то понятно, что этот эффект вызывается (так или иначе) разрывом или перестройкой водородных связей в воде. Более того, с увеличением интенсивности излучения наблюдается немонотонный («осциллирующий» с ростом интенсивности) рост

пропускания воды в низкочастотном крыле полосы ОН-колебаний; в высокочастотном крыле при таком же коэффициенте поглощения (и совершенно аналогичных термодинамических условиях) просветление растёт монотонно. Уже этот факт говорит о неравновесном распределении колебательного возбуждения в структуре воды. Более низкочастотная часть полосы поглощения (отвечающая спектру льда) соответствует «более связанным» молекулам воды. Ряд экспериментов по термонелинейной лазерной фотоакустике и рамановскому рассеянию при резонансном ОН-возбуждении подтвердил факт неравновесного распределения возбуждения между структурами «более» и «менее» связанных молекул воды. Введение в воду ионов (соли, щелочи и т.п.) приводит к изменениям именно в низкочастотном крыле ОН-колебательной полосы поглощения.

Как оказалось, можно получить очень простое объяснение наблюдаемым эффектам и известным аномалиям. Достаточно предположить, что электролитическая диссоциация молекул воды протекает преимущественно в более напряженных «льдоподобных» гидратных оболочках ионов. Но тогда это означает существование положительной обратной связи между образованием ионов (вследствие электролитической диссоциации молекул воды) и формированием гидратных оболочек этих ионов. Нетрудно показать, что кинетические уравнения, описывающие такие процессы в воде, оказываются подобны уравнениям «химических часов» в реакции Белоусова-Жаботинского. Такой анализ позволил объяснить описанные явления.

Однако в последнее время обнаружен ряд новых эффектов. Так, в работах Пашинина и др. (2007) [1] наблюдалось возникновение осциллирующей во времени разности потенциалов на одинаковых электродах, симметрично расположенных относительно лазерного пучка (с длиной волны, резонансной ОН-колебаниям). Это говорит о возникновении асимметрии пространственного распределения заряда, хотя распределение излучения и расположение электродов было совершенно симметричным. Легко понять, что причиной такой асимметрии может быть упоминавшаяся положительная обратная связь между балансом структур воды и диссоциацией. Тогда в силу существенной нелинейности уравнений баланса структур, даже очень малая разница в исходных условиях в разных точках пространства (неоднородность лазерного излучения, флуктуации плотности и т.п.) может приводить к большой разнице в концентрациях ионов, и,

вследствие диффузионного движения, к пространственному разделению зарядов. В экспериментах Першина и др. (2006) [2] при воздействии импульсного интенсивного нерезонансного излучения наблюдались осцилляции (во времени) интенсивностей высокочастотного и низкочастотного крыла ОН-полосы рамановского рассеяния. Это также можно объяснить, исходя из осциллирующего характера решений уравнений структурного баланса воды, которые подобны уравнениям химических часов.

Наконец, наиболее яркое явление было продемонстрировано в конце 2007 года J. Kanzius: горение воды, помещенной в радиочастотное поле умеренной интенсивности на воздухе. Очевидно, что поглощение излучения происходит за счет ионов по механизмам, подобным тем, что известны, например, в лазерной плазме. (Нетрудно показать, что остальные механизмы значительно менее эффективны). Однако, если, как предполагается ныне, структура воды все-таки однородна, то воздействие радиочастотного поля может приводить только к однородному распределению возбуждения, т.е. к нагреву. Это означает, что вода должна просто закипеть. Однако факт горения говорит об эффективной неэлектролитической диссоциации молекул на кислород и водород. В наших представлениях это легко объяснить, если полагать, что основная часть энергии излучения выделяется в пределах гидратной оболочки иона, а установление равновесия – процесс относительно медленный, как ясно из наших экспериментов. Тогда, температура в гидратной оболочке может достигать величин порядка тысяч кельвинов (необходимых для диссоциации на кислород и водород), а средняя температура образца будет значительно меньшей (десятки кельвинов).

Подобный механизм, как будет показано в докладе, может быть использован для эффективной очистки воды от примесей с помощью электромагнитного излучения.

Список литературы

1. Андреев С.Н., Ильичев Н.Н., Казанцев С.Ю., Кононов И.Г., Кулевский Л.А., Пашинин П.П., Фирсов К.Н. О природе электрического сигнала при взаимодействии лазерного излучения с поверхностью воды // Эл.журн. "Исследовано в России", 94, 2006, с.892-900, zhurnal.ape.relarn.ru/articles/2006/094.pdf
2. Першин С.М. Спектроскопия комбинационного рассеяния колебаний ОН-групп структурных комплексов жидкой воды // Оптика и спектроскопия, т.98, №4, 2005, с.594-605.

А.В. СИВАК, В.В. ВАСИЛЬЕВ¹, В.Л. ВЕЛИЧАНСКИЙ¹, С.А. ЗИБРОВ¹
*Московский инженерно-физический институт (государственный университет),
¹Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва*

РАЗРАБОТКА МАЛОГАБАРИТНОГО КВАНТОВОГО ДИСКРИМИНАТОРА ДЛЯ АТОМНЫХ ЧАСОВ

Изготовлен действующий вариант малогабаритного квантового дискриминатора для атомных часов.

В лаборатории Стандартов частоты ОКРФ ФИАН ведется работа по созданию малогабаритных атомных часов, которые могут найти применение в навигации, в синхронизации высокоскоростных коммуникационных сетей, в военных разработках для кодирования сигналов, для ускорения обработки сигналов GPS или ГЛОНАСС и многих других областях, где сейчас используются самые прецизионные кварцевые генераторы.

Принцип работы дискриминатора заключается в следующем. Диодный лазер настроен на частоту перехода из основного - в первое возбужденное состояние атомов цезия или рубидия. При частотной модуляции тока накачки диодного лазера в спектре излучения, кроме несущей частоты появляются боковые полосы. Когда интервал между ближайшими боковыми полосами становится равным частоте сверхтонкого перехода основного состояния атомов (9,2 ГГц для ¹³³Cs), возникает когерентная непоглощающая суперпозиция атомных состояний и пропускание среды растёт. Это эффект когерентного пленения населённости (КПН) или Λ -резонанс. Зависимость пропускания ячейки с парами щелочных металлов от разности частот двух компонент излучения используется для обратной связи и стабилизации частоты СВЧ генератора, который и модулирует ток лазера.

Стабильность работы атомных часов определяется характеристиками Λ -резонанса (ширина, контраст), шумами излучения, возмущающими факторами внешней среды. Характеристики Λ -резонанса зависят от геометрии и концентрации атомного ансамбля, от способа подавления релаксации, определяющей ширину резонанса, и спектра оптического поля.

Ключевой момент проекта создания малогабаритных атомных часов – это уменьшение размеров всех составляющих и сборки в целом. Для разрабатываемых атомных часов стабильность определяется контрастом

Λ -резонанса, его шириной, уровнем фоном и шумами электронных цепей управления.

Целью работы было: проектировка дискриминатора с использованием нового типа атомных ячеек, изготовление и сборка элементов, проверка его характеристик, получение максимального контраста и минимальной ширины Λ -резонанса при оптимальной температуре ячеек, мощности и уровне модуляции тока лазера. Используются стеклянные ячейки с ^{133}Cs Ø3 мм без антирелаксационного покрытия на стенках, с различными давлениями буферных газов (20, 40, 60, 80 торр). Поглощение на D1-линии цезия (894,5 нм) в σ - σ схеме на компонентах с проекцией полного момента $F=3 - F'=3;4$ составляло 50% при температуре ячеек 86 $^{\circ}\text{C}$.

Одно из основных преимуществ D1-линии ^{133}Cs перед D2-линией (852 нм) в том, что в малогабаритной ячейке с оптической толщиной среды около 3 мм отношение контраста Λ -резонанса к его ширине более чем в три раза больше в случае детектирования его на D1-линии, при мощностях лазера 1-50 мкВт [1]. Для атомного стандарта частоты необходима стабилизация по переходам между нечувствительными (в линейном приближении) к магнитному полю уровнями, т.е. между зеемановскими подуровнями $F=3;4$ $m_F=0$. Ширина резонансов в ячейках составляет менее 10 кГц, что позволит создать стандарт с долговременной стабильностью частоты 10^{-11} при контрасте до 5%.

Диодный лазер с СВЧ-разъёмом и элементом Пельтье, объектив, соленоид, ячейка с цезием, нейтральный фильтр, пластинка $\lambda/4$ на D1-линию цезия, теплоизолятор, нагревательный элемент для нагрева сферической ячейки, термодатчики, фотодиод, многослойный магнитный экран, размещены в едином цилиндрическом корпусе, продольный размер которого составляет 4 см, диаметр 14 мм. Объём 6 см 3 .

Существует также возможность наблюдать Λ -резонанс не по сигналу прошедшего через ячейку света, а по сигналу флуоресценции атомов. В этом случае при диаметре лазерного пучка меньшем диаметра ячейки можно наблюдать атомы, взаимодействующие с оптическим полем и расположенные дальше от стенок ячейки, на которых происходит разрушение состояния когерентной суперпозиции. Таким образом, ожидается, что в схеме регистрации флуоресценции атомов относительно повысится контраст Λ -резонанса.

Список литературы

1. Lutwak R., Emmons D., English T., et. al. The chip-scale clock – recent development progress // 35th Annual Precise Time and Time Interval (PTTI) Meeting, 2007, p.467-478.

Д.К. КОВАЛЕВ¹, Т.Д. ДУДКИНА

Московский инженерно-физический институт (государственный университет),

¹Средняя школа № 978, Москва

ВЛИЯНИЕ ЛЕГИРОВАНИЯ ФОСФОРОМ И ВАНАДИЕМ НА ФОТОПРОВОДИМОСТЬ КРИСТАЛЛОВ ТИТАНАТА ВИСМУТА

Изучены концентрационные зависимости фототока кристаллов титаната висмута, легированных фосфором и ванадием, в видимом спектральном диапазоне. Показано преимущество кристаллов титаната висмута, легированных фосфором и ванадием в малых концентрациях, перед нелегированными кристаллами за счет более высокой фотопроводимости, что является перспективным для их применения в качестве электрооптических модуляторов света. Наблюдаемое уменьшение оптического вращения при сохранении электрооптических характеристик в кристаллах титаната висмута, легированных ванадием, открывает новые возможности применения последних в качестве фоторефрактивных сред в голографии.

Фоторефрактивные кристаллы со структурой типа силленита $\text{Bi}_{12}\text{M}_x\text{O}_{20\pm 8}$ (М - элементы II-VIII групп или их комбинации) находят широкое применение в голографии, устройствах записи, хранения и обработки оптической информации. Улучшение характеристик устройств, использующих силлениты, в значительной степени связано с целенаправленным изменением свойств кристаллов за счет легирования. Как известно [1,2], направленное легирование силленитов различными элементами может как увеличивать, так и полностью гасить фотопроводимость, а также существенно влиять на показатель преломления, оптическое вращение, электрооптические параметры кристалла. В связи с этим, в данной работе изучено влияние легирования пятивалентными элементами на примере ванадия и фосфора на фотопроводимость кристаллов титаната висмута $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$. Кристаллы $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ (ВТО) были выбраны неслучайно, так как они по сравнению с другими силленитами обладают наиболее высокой фотопроводимостью, более высокими значениями показателя преломления и электрооптического коэффициента, меньшим оптическим вращением.

Спектральные зависимости фототока изучались на образцах толщиной $\sim 1,0$ мм, полученных из монокристаллов титаната висмута, выращенных по методу Чохральского в Институте общей и неорганической химии

РАН. Легирование кристаллов $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ ванадием и фосфором проводили добавлением в исходную шихту (8 моль.% TiO_2) оксидов ванадия (V_2O_5) и фосфора (P_2O_5) в концентрациях 0.05-0.4 масс.% и 0,05-0,25 масс.%, соответственно. Для измерения стационарной фотопроводимости в спектральном диапазоне 350-700 нм использовалась щелевая структура (электроды напылялись на одну из полированных поверхностей образца). Для исключения влияния фотохромного эффекта и приведения кристаллов в одинаковые начальные условия перед каждым измерением спектров фотопроводимости образцы отжигались в темноте при температуре 400°C в течение 2 часов.

Результаты изучения спектров фототока показали, что в кристаллах титаната висмута, легированных ванадием, наблюдается рост величины фототока во всем спектральном диапазоне, а максимальный рост фототока не превышает одного порядка и соответствует кристаллам $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$, легированным ванадием (до 0.2 масс.%), что хорошо коррелирует с полученными ранее данными [3]. Для кристаллов титаната висмута, легированного фосфором (0.05 масс.%), наблюдается возрастание на 2 порядка величины фототока в области, соответствующей "плечу" в спектре поглощения.

Значительное увеличение фоточувствительности исследуемых кристаллов в видимой области спектра является перспективным для их применения в качестве электрооптических модуляторов света. Наблюдаемое уменьшение оптического вращения при сохранении электрооптических характеристик в кристаллах титаната висмута, легированных ванадием, а также наличие в них долговременной релаксации фототока и остаточной проводимости, увеличивающейся с уменьшением концентрации ванадия, является перспективным для использования этих кристаллов в качестве элементов памяти в различных оптических устройствах.

Список литературы

1. Скориков В.М., Чмырев В.И., Чумаевский Н.А. и др. // Высокочистые вещества, №1, 1990, с.218-228.
2. Дудкина Т.Д., Скориков В.М. // Научная сессия МИФИ-2000, Сборник научных трудов, т.4, М.: МИФИ, 2000, с.231-232.
3. Лузин О.В., Дудкина Т.Д. // Научная сессия МИФИ-2008, Сборник научных трудов XI конференции «Молодежь и наука», т.2, М.: МИФИ. 2008, с.57-58.

Н.В. МАСАЛЬСКИЙ

Научно-исследовательский институт системных исследований РАН, Москва

ОЦЕНКА РАБОТОСПОСОБНОСТИ ВОЛНОВODНЫХ АКУСТООПТИЧЕСКИХ УСТРОЙСТВ ПРИ ТЕРМИЧЕСКИХ ВОЗДЕЙСТВИЯХ

Экспериментально исследованы характеристики двух базовых акустооптических устройств: коррелятора с временным интегрированием и широкополосного анализатора спектра радиосигналов, выполненных на базе волноводного чипа, который выполнен на подложке Y-среза ниобата лития, в диапазоне окружающей температуры в диапазоне от 20°C до 70°C. Из результатов эксперимента следует, что приборы остаются работоспособными до $T=62^{\circ}\text{C}$. Влияние термовоздействия существенным образом отражается на величине, как эффективности дифракции, так и ширине рабочей полосы частот. Зависимость этих параметров от температуры в первом приближении соответствует линейному закону для обоих образцов.

Экспериментально исследованы характеристики двух базовых акустооптических (АО) устройств: коррелятора с временным интегрированием и широкополосного анализатора спектра радиосигналов, выполненных на базе волноводного АО чипа в диапазоне окружающей температуры в диапазоне от 20°C до 70°C. Рассматриваемые устройства состоят из ограниченного набора компонент: лазер, объемные линзовые коллимирующие и фокусирующие системы, волноводный АО чип (ВАОЧ), выполненный на Y-срезе ниобата лития, и линейка фотоприемников. Диапазон рабочих частот устройств составляет от 300 МГц до 700 МГц.

Теоретически показано, что в анализируемом диапазоне температур, во-первых, наиболее нестабильным элементом является ВАОЧ, во-вторых, уменьшение скорости поверхностной акустической волны (ПАВ) с ростом температуры составляет доли процента, что не приводит к существенным отклонениям в работе устройств.

Экспериментально исследован коэффициент пропускания оптического тракта двух образцов (результаты на рис. 1а). В обоих случаях диапазоне температур от 20°C до 58°C его величина оставалась практически постоянной. При дальнейшем повышении температуры наблюдалось его резкое снижение. Это связано с увеличением области контакта припыли и волновода и ухудшением характеристик ввода/вывода оптического излучения. При $T = 68^{\circ}\text{C}$ наступал режим отсечки, т.е. оптический пучок

не вводился в волновод. Следует отметить, что при температурах ниже 20°C коэффициент пропускания также ухудшается, что позволяет сделать вывод, что основные потери происходят также в области контакта.

Из результатов эксперимента (см. рис. 1б) следует, что уровень дифрагированного сигнала снижается с повышением температуры. В основном это связано с изменением АО характеристик материала подложки, что приводит к снижению величины интеграла перекрытия. Зависимость эффективности дифракции от температуры в области стабильности коэффициента пропускания оптического тракта в первом приближении соответствует линейному закону для обоих образцов. Крутизна данной зависимости в относительных единицах составляет приблизительно $\sim 1\%/^{\circ}\text{C}$. Рабочая полоса частот обоих приборов также уменьшается по аналогичному закону с крутизной $\sim 1\text{МГц}/^{\circ}\text{C}$. База коррелятора остается практически неизменной, число точек анализатора спектра снизилось на 20%.

Экспериментально показано, что качество согласования ВЧ-тракта с ВАОЧ при повышении температуры ухудшается не значительно. В диапазоне исследуемых температур и области рабочих частот величина КСВН < 2 . Ряд параметров, такие, как угол дифракции Брэгга, центральная рабочая частота, величина сепарации оптических пучков, максимальное время задержки, диапазон времен задержек, относительная задержка в ходе экспериментов остаются неизменными.

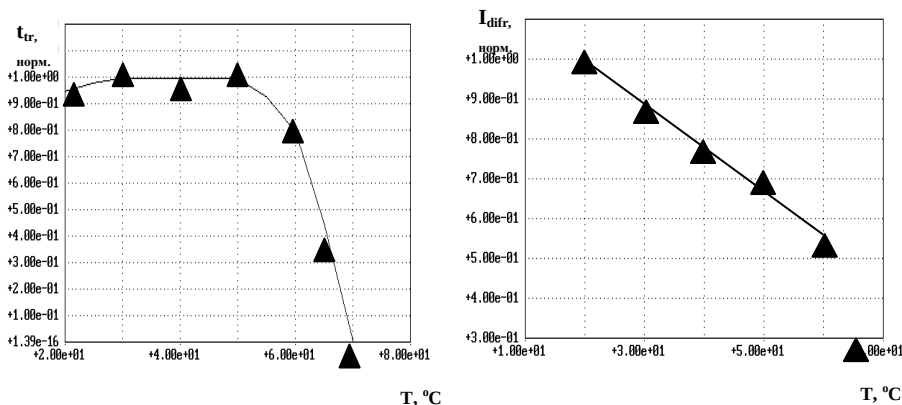


Рис. 1. Зависимости от температуры а) коэффициента пропускания и б) интенсивности дифрагированного пучка (правый), где треугольником отмечены экспериментальные данные.

Т.К. ЧЕХЛОВА, М.Л.Х. КОЛМЕНАРЕС, А.Г. ТИМАКИН

Российский университет дружбы народов, Москва

ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЕ СВОЙСТВА ОПТИЧЕСКИХ ВОЛНОВОДОВ, ИЗГОТОВЛЕННЫХ ПО ЗОЛЬ-ГЕЛЬ ТЕХНОЛОГИИ

Исследованы характеристики оптических волноводов на основе пленок SiO_2 - TiO_2 , изготовленных по золь-гель технологии, для ТЕ- и ТМ- волн. Установлено, что характер зависимости отрицательного термооптического коэффициента (ТОК) волноводов отличается для волн различной поляризации. Проведен анализ зависимости ТОК от параметров волновода и определена его связь с распределением поля по сечению волновода. Получено качественное соответствие экспериментальных и расчетных данных.

Одной из главных особенностей пленок, изготовленных по золь-гель технологии, является относительно большой отрицательный ТОК. Это свойство дает дополнительные возможности при создании термостабильных и поляризационно независимых устройств интегральной оптики (ИО) и может быть использовано для подстройки параметров и создания температурно-независимых ИО элементов, таких как системы уплотнения и разуплотнения каналов, узкополосные фильтры, резонаторы и др. Кроме того, структура пленок, изготовленных по указанной технологии, допускает легирование их веществами, позволяющими создавать элементы ИО, такие как лазеры и усилители, электрооптические устройства и др. [1].

В настоящей работе была исследована температурная зависимость эффективного показателя преломления (ЭПП) от параметров волновода: толщины и показателя преломления пленки для ТЕ- и ТМ- волн. ЭПП определялся из дисперсионного уравнения волновода с учетом температурной зависимости показателей преломления материалов волновода и толщины пленки в соответствии с ТОК материалов подложки и пленки и коэффициентом объемного расширения материала пленки [2]. Создание поляризационно-независимых устройств ИО требует тщательного сравнительного анализа зависимости ЭПП для ТЕ- и ТМ-волн в широком диапазоне температур.

В процессе исследования было установлено, что ТОК волновода определялся толщиной пленки и характер этой зависимости отличался для волн различной поляризации. Эти отличия обусловлены, по-видимому,

различной степенью концентрации поля волны в золь-гель пленке, обладающей отрицательным ТОК. Для подтверждения этого предположения проведены расчеты доли мощности, распространяющейся по пленке, в зависимости от параметров волновода, таких как показатель преломления и толщина пленки. Сравнение этих результатов подтвердило сделанное выше предположение.

Проведено исследование ТОК для TE_1 - и TM_1 - волн в зависимости от толщины пленки при двух значениях показателя преломления пленки: 1,55 и 1,80 и от показателя преломления пленки при двух значениях толщины пленки: 0,29 мкм и 0,5 мкм. Анализ полученных результатов позволил сделать следующие выводы: разность ТОК для TE - и TM - волн слабо уменьшается с ростом толщины пленки и растет с увеличением показателя преломления пленки.

Расчетные данные были сопоставлены с результатами эксперимента. Проведенные исследования характеристик серии образцов волноводов с разной толщиной пленок показали, что характер зависимости ТОК волноводов от толщины пленки совпадает с расчетным. Различие значений связано с нелинейным характером зависимости ЭПП от температуры. Экспериментальные исследования ТОК в широкой области температур показали, что ТОК волноводов существенно различен в области низких и высоких температур: в диапазоне 20°C - 50°C ТОК в 7 -9 раз больше, чем в диапазоне 50°C - 100°C . Как было показано в [3], отрицательный ТОК пленок TiO_2 - SiO_2 связан с наличием ОН групп, количество которых зависит от температуры. Поэтому в области низких температур при наличии большого количества ОН групп наблюдается большой ТОК волноводов, а в области высоких температур их количество уменьшается и соответственно уменьшается ТОК.

Полученные результаты показали возможность подбором параметров золь-гель волноводов и варьируя температуру, получить поляризационный сдвиг ЭПП близким к нулю, т.е. создать поляризационно-независимое устройство на основе рассмотренных волноводов.

Список литературы

1. Yeatman E.M. An integrated optical technology based on sol-gel glasses on silicon: the NODES project // Proceedings of Microwave and Optoelectronics Conference, v.2, 1995, p.779–783.
2. Чехлова Т.К., Живцов С.В., Грабовский Е.И. Температурная зависимость золь-гель волноводов // Радиотехника и электроника, т.51, №7, 2006, с.855–861.
3. Чехлова Т.К., Давыдов А.А., Вырупаев В.В. Оптические волноводы на основе пленок, изготовленных по золь-гель технологии // Материалы 15 конференции «Обработка сигналов в системах наземной радиосвязи и оповещения», Нижний Новгород, 2007, с.311–314.

М.И. КОЛОСКОВ, О.Н. БИКЕЕВ, А.П. ГОРОБЕЦ

Российский университет дружбы народов, Москва

ДИСПЕРСИОННЫЕ СВОЙСТВА ПЛОСКОГО АНИЗОТРОПНОГО ОПТИЧЕСКОГО ВОЛНОВОДА

Исследуются волноводные свойства симметричного слоя из одноосного анизотропного материала с кристаллографической осью ОХ, направленной по нормали к слою. Слой окружен изотропной средой. Анализируется случай поворота осей симметрии анизотропной среды вокруг оси ОХ. Получены строгие аналитические выражения для вычисления постоянных распространения мод волновода. Проанализирован характер распределения составляющих полей по поперечной координате и его связь с дисперсионными свойствами волновода.

Во многих задачах оптики важную роль играет волноводное распространение света в тонких анизотропных пленках. Электродинамический анализ такого распространения существенным образом зависит от взаимной ориентации кристаллографических осей анизотропной среды и осей координат, связанных с волноводом. Случаи, когда оси координатных систем совпадают или когда кристаллографическая система повернута относительно осей лабораторной системы, параллельных границам волновода, подробно исследованы [1]. Важный для практики случай поворота осей симметрии анизотропной среды вокруг нормальной границам волновода оси лабораторной системы также рассматривался [2], однако дисперсионное уравнение для волноводных мод решалось численным методом, что в определенной мере затрудняло интерпретацию его решений.

В данной работе исследуется последний из названных случаев взаимной ориентации осей координат. Кристаллографические оси одноосного анизотропного оптического материала, образующего симметричный слой толщиной d , окруженный изотропной средой с диэлектрической проницаемостью ε_s , повернуты на угол φ вокруг перпендикулярной плоскости слоя оси ОХ лабораторной системы. Диэлектрические проницаемости материала слоя для обыкновенной и необыкновенной волн – ε_o и ε_e , причем $\Delta\varepsilon = \varepsilon_e - \varepsilon_o > 0$. Сшиванием касательных составляющих полей на границах слоя и окружающей среды найдены направляемые моды анизотропного волновода и их фазовые замедления γ . В зависимости от соотношения между ε_s и ε_e , ε_o спектр возможных значений γ может попадать в одну из трех областей. В первой

из них, при условии $\varepsilon_s < \varepsilon_o < \varepsilon_e$, замедление γ лежит в пределах $\sqrt{\varepsilon_s} < \gamma < \sqrt{\varepsilon_o}$ и распределение составляющих поля в анизотропном слое в поперечном направлении вдоль оси ОХ носит гармонический характер для обеих – обыкновенной и необыкновенной – составляющих волноводных мод. Замедление γ находится из уравнений

$$tg\Psi_e = \frac{k_x}{\tau_e} \frac{\left[\frac{\tau_{\max}^2}{\tau_o^2} (\varepsilon_s \tau_o + \varepsilon_o k_x tg\Psi_o) + \frac{\tau_o}{k_x} (\tau_o tg\Psi_o - k_x) \right]}{\left[\frac{\tau_{\max}^2}{\tau_o^2} (\varepsilon_s \tau_o + \varepsilon_o k_x tg\Psi_o) - \frac{k_x}{\tau_o} (\tau_o tg\Psi_o - k_x) \right]}, \quad (1)$$

$$tg\Psi_e = -\frac{\tau_e}{k_x} \frac{\left[\frac{\tau_{\max}^2}{\tau_o^2} (\tau_o \varepsilon_s tg\Psi_o - k_x \varepsilon_o) + \varepsilon_o \frac{k_x}{\tau_o} (k_x tg\Psi_o + \tau_o) \right]}{\left[\frac{\tau_{\max}^2}{\tau_o^2} (\tau_o \varepsilon_s tg\Psi_o - k_x \varepsilon_o) - \varepsilon_s \frac{\tau_o}{k_x} (k_x tg\Psi_o + \tau_o) \right]}, \quad (2)$$

где $\Psi_{o,e} = \tau_{o,e} \pi d$, $\tau_o^2 = \varepsilon_o - \gamma^2$, $\tau_e^2 = \varepsilon_e - \gamma^2 \left(1 + \frac{\Delta\varepsilon}{\varepsilon_o} \cos^2 \varphi \right)$, $k_x = -\sqrt{\gamma^2 - \varepsilon_s}$,

$\tau_{\max}^2 = -\varepsilon_o tg^2 \varphi$. Во второй области при том же условии замедление $\sqrt{\varepsilon_o} < \gamma < \sqrt{\varepsilon_o \varepsilon_e / (\varepsilon_o + \Delta\varepsilon \cos^2 \varphi)}$, а зависимость обыкновенных

составляющих поля в слое от координаты x приобретает гиперболический характер, в то время как характер изменения необыкновенных составляющих остается гармоническим. Уравнения (1) и (2) преобразуются с учетом того, что величина τ_o становится мнимой. Наконец, в третьей области при выполнении условия

$\varepsilon_o < \varepsilon_s < \varepsilon_e$ замедление волновода $\sqrt{\varepsilon_o \varepsilon_e / (\varepsilon_o + \Delta\varepsilon \cos^2 \varphi)} < \gamma < \sqrt{\varepsilon_e}$ и обе,

обыкновенная и необыкновенная, составляющие компонент поля в слое изменяются в направлении x по гиперболическому закону. В уравнениях (1) и (2) τ_e также, как τ_o становится мнимым. В этом последнем случае поле в анизотропном волноводе представляется суперпозицией так называемых поверхностных волн Дьяконова [3]. В работе обсуждаются особенности дисперсии волноводных мод в каждой из трех областей.

Список литературы

1. Гончаренко А.М., Карпенко В.А. Основы теории оптических волноводов, М.:УРСС, 2004.
2. Knoesen A., Gaylord T.K., Moharam M.G. // J. Lightwave Technol., 6, 1988, p.1083 – 1104.
3. Дьяконов М.И. // ЖЭТФ, 94, 1988, с.119 – 123.

М.С. КУЛЯ

Научный руководитель – В.Г. БЕСПАЛОВ

Санкт-Петербургский государственный университет информационных технологий, механики и оптики, Россия

ДИФРАКЦИЯ ФЕМТОСЕКУНДНОГО СПЕКТРАЛЬНОГО СУПЕРКОНТИНУУМА, ФОРМИРУЕМОГО В МИКРОСТРУКТУРИРОВАННОМ ВОЛОКНЕ

Явление спектрального суперконтинуума имеет широкую перспективу использования в оптической метрологии, высокоточных измерений, в системах волоконно-оптической связи. В связи с этим представляется весьма актуальным исследование его основных свойств: спектральный состав излучения, энергетические и поляризационные характеристики, временная структура и т. д. Одним из основных явлений оптики является дифракция света, однако таких исследований для распространения сверхшироких импульсов и их дифракции в достаточной мере не проводилось. В данной работе использовался лазер ФЕМОС-2, генерирующий импульсы 20-25 фс. Описан проведенный эксперимент по дифракции на щели в дальней зоне излучения спектрального суперконтинуума, проанализированы характерные особенности полученных дифракционных спектров.

В данной работе для генерации импульсов использовался фемтосекундный лазер ФЕМОС-2. Экспериментальная установка приведена на рис. 1.

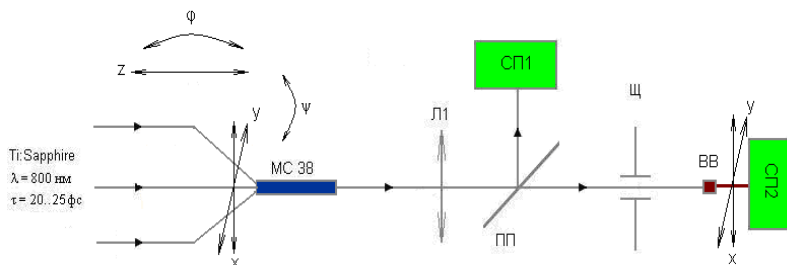


Рис.1. Схема эксперимента. МС-38- марка волокна (диаметр сердцевины 1,2 мкм, длина 195 см), Л0- линза для ввода излучения в волокно, Л1- линза $f=3$ см, ПП- полупрозрачная пластинка, СП- спектрограф, Щ- дифракционная щель, ВВ- волоконный ввод, x, y, z, φ, ψ - линейные и угловые координаты пятикоординатного стола.

В ходе эксперимента излучение лазера фокусировалось на торец микроструктурированного волокна марки МС38 с помощью микрообъектива, закрепленного на специальном координатном столе, подвижном по пяти координатам. С помощью оптической системы, состоящей из линз и полупрозрачной пластинки ПП часть излучения суперконтинуума попадала и регистрировалось спектрографом СП1. Одновременно осуществлялось взаимодействие прошедшего через ПП излучения с дифракционной щелью, дифрагированные спектры регистрировались прибором СП2. Излучение на прибор СП2 поступало по волокну, которое было закреплено на столике, волокно имело возможность передвигаться в горизонтальной и вертикальной плоскостях. Волоконный ввод спектрографа СП2 регистрировал спектры в точках на пространственной картине дифракции с шагом сканирования 1 см, проводилось сканирование нулевого и первого порядка дифракции.

В ходе эксперимента в каждой точке сканирования было получено по 5 дифрагированных спектров и такое же количество соответствующих им первоначальных недифрагированных спектров с тем, чтобы обеспечить большую точность экспериментальных результатов.

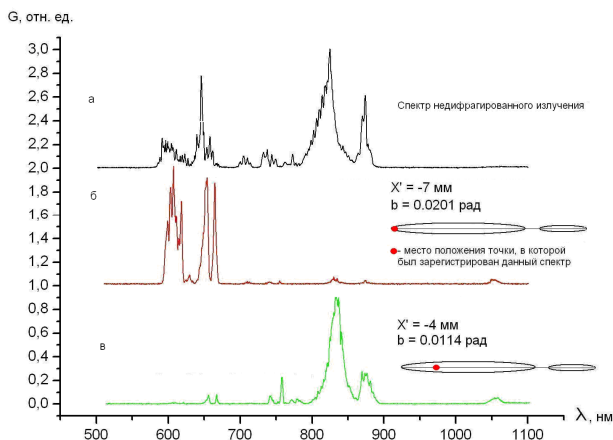


Рис.2. Сравнительный график для трех спектров. а- недифрагированный, б и в- спектры дифрагированного излучения. По оси абсцисс-длина волны, по оси ординат- относительная спектральная плотность.

В ходе эксперимента были зарегистрированы спектры дифракции, соответствующие точкам на пространственной картине от начала нулевого максимума до конца первого максимума. Графики спектров дифракции для характерных точек приведены на рис. 2.

На графике *a* представлен первоначальный недифрагированный спектр (до взаимодействия со щелью и зарегистрированный спектрографом СП2). Далее следуют два спектра для дифрагированного излучения суперконтинуума. Для них отмечены точки на пространственной картине дифракции, где эти спектры были измерены: X' - относительная пространственная координата, b - угол дифракции в радианах относительно оптической оси, кроме того красной точкой отмечено визуальное местоположение измеренного спектра.

Графику *б* соответствует спектр, находящийся в начале нулевого дифракционного максимума. Наглядно видно, что спектральный состав дифрагированного излучения отличается от спектрального состава первоначального излучения. Компоненты на 830 нм и на 870 нм почти полностью ослабли, при этом компоненты на длине волны 600 нм и 650 нм усилились. Такой спектр соответствует явлению голубого смещения. Для спектра *в*, находящегося в четверти нулевого максимума, характерно отсутствие компонент 600 нм и 650 нм по сравнению с первоначальным спектром.

В настоящей работе экспериментально изучена дифракция излучения спектрального суперконтинуума на щели. В ходе эксперимента был получен набор спектров дифрагированного на щели излучения и соответствующие этому набору первоначальные спектры. По результатам обработки установлено, что имеют место эффекты красного и голубого смещения для спектров дифракции суперконтинуума, то есть в разных точках пространственной дифракционной картины спектры разные. Это говорит о том, что излучение суперконтинуума спектрально ограничено, и следовательно сам суперконтинуум когерентен.

Н.Н. СИТНИКОВ, А.В. ШЕЛЯКОВ

Московский инженерно-физический институт (государственный университет)

НАНОСТРУКТУРИРОВАННЫЕ СПЛАВЫ С ЭФФЕКТОМ ПАМЯТИ ФОРМЫ ДЛЯ ОПТИЧЕСКИХ УСТРОЙСТВ

Работа посвящена исследованию сплавов TiNiCu, полученных методом сверхбыстрой закалки из расплава, с целью создания на их основе миниатюрных устройств управления оптическим излучением. Наноструктурное состояние в сплавах формировалось динамической кристаллизацией посредством импульса электрического тока длительностью от 1 до 100 мс. Проведено комплексное исследование структурных и термдеформационных свойств сплавов. На основе разработанного сплава изготовлен микроманипулятор с обратимым эффектом памяти формы.

В последнее время показана эффективность использования сплавов, обладающих эффектом памяти формы (ЭПФ), для создания устройств управления оптическим излучением - волоконно-оптических модуляторов света, оптических затворов, пространственно-временных модуляторов света и т.д. [1,2]. С целью миниатюризации оптических устройств, создания микро- и, возможно, наноустройств на основе таких сплавов становится актуальным получение тонкомерных ультрадисперсных материалов.

Быстрозакаленные сплавы системы TiNi-TiCu, полученные методами спиннингования расплава или планарного литья, зарекомендовали себя весьма перспективным материалом с ЭПФ для создания различного рода термочувствительных устройств [3]. Особенностью таких сплавов с большим содержанием меди является то, что при скоростях охлаждения около 10^6 К/с данные сплавы могут быть получены в аморфном состоянии. После термообработки в них наблюдается ярко выраженный ЭПФ, свойства которого в значительной степени определяются характером кристаллизации.

Сплавы TiNiCu готовили из сверхчистых металлов с шестикратной переплавкой в дуговой печи в атмосфере аргона. Полученные заготовки расплавлялись в кварцевом тигле в атмосфере гелия и экстрадировались через узкое сопло в тигле на поверхность вращающегося медного диска. Таким образом, быстрозакаленные сплавы TiNiCu получали в виде ленты толщиной 30-40 мкм со скоростью охлаждения 10^6 К/сек.

В работе проведено исследование влияния условий и времени кристаллизации аморфного сплава $\text{Ti}_{50}\text{Ni}_{25}\text{Cu}_{25}$ на его структурные и

термодеформационные свойства. Для этой цели использовалась термообработка сплавов импульсами электрического тока длительностью от 1 до 100 мс и изотермический отжиг в печи, что позволило варьировать время кристаллизации сплавов в диапазоне от 1 мс до 5 мин.

Электронно-микроскопические исследования показали, что при увеличении скорости кристаллизации наблюдается значительное измельчение структуры сплава. Если при термообработке в печи средний размер зерна составляет 300-500 нм, то при уменьшении времени воздействия до 2 мс при кристаллизации аморфного состояния образуются нанокристаллы В2-фазы размером 20-60 нм (см. рис.). В то же время фазовая структура сплава остается неизменной: при кристаллизации реализуется метастабильная однофазная структура В2 (тип CsCl), при охлаждении претерпевающая мартенситное превращение (МП) с образованием ромбического мартенсита В19 (тип AuCd).



Исследование температурных интервалов МП проводилось методами дифференциальной сканирующей калориметрии и измерения электросопротивления. Установлено, что увеличение скорости кристаллизации приводит также к незначительному уменьшению критических температур и гистерезиса МП.

На основе быстрозакаленного сплава $\text{Ti}_{50}\text{Ni}_{25}\text{Cu}_{25}$ в ИРЭ АН (группа Коледова В.В.) разработан и изготовлен макет композитного микроманипулятора, состоящего из предварительно псевдопластически деформированного сплава с ЭПФ и нанесенного на поверхность сплава слоя упругого металла – платины. Манипулятор сформирован с помощью установки FIB (фокусированные ионные пучки). Размеры прототипа составляют $10 \times 20 \times 0,9$ мкм, причем толщина слоя сплава TiNiCu – 500 нм, а слоя платины – 400 нм. Устройство способно совершать обратимые перемещения на расстояние нескольких микрон под воздействием внешнего источника тепловой энергии, например, излучения полупроводникового лазера.

Список литературы

1. Шеляков А.В., Каменщиков А.А. Оптический затвор на основе материалов с эффектом памяти формы // Научная сессия МИФИ-2007, сб. науч. тр., М.: МИФИ, т.15, 2007, с.94-95.
2. Shelyakov A.V., Antonov V.A., Bykovsky Yu.A., Matveeva N.M. Optical devices based on shape memory effect for signal processing // Proc. of SMST-94, Monterey, USA, 1995, p.335-340.
3. Shelyakov A.V., Larin S.G., Ivanov V.P., Sokolovski V.V., Nikiforov A.Yu. Thermosensitive devices based on rapidly quenched shape memory alloys // J.Phys.IV France, v.11, 2001, p.547-552.

О.Б. МАВРИЦКИЙ, А.Н. ЕГОРОВ¹, А.А. ПЕЧЕНКИН¹

Московский инженерно-физический институт (государственный университет),

¹ЭНПО Специализированные электронные системы, Москва

РОЛЬ НЕЛИНЕЙНЫХ МНОГОФОТОННЫХ ПРОЦЕССОВ В ГЕНЕРАЦИИ НЕРАВНОВЕСНЫХ НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ УЛЬТРАКОРОТКИХ ЛАЗЕРНЫХ ИМПУЛЬСОВ НА ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЕ МАТЕРИАЛЫ И СТРУКТУРЫ

Исследованы основные механизмы генерации и рекомбинации неравновесных носителей в полупроводниковых структурах при воздействии ультракоротких лазерных импульсов. Определены характерные пороги возникновения нелинейной токовой реакции. Результаты могут быть использованы для диагностики сбоев и отказов полупроводниковых микроэлектронных приборов.

В последние годы излучение импульсных лазеров широко применяется для анализа сбоев и отказов изделий микроэлектроники, работающих в условиях повышенного радиационного фона или в космическом пространстве. Это обусловлено способностью лазерных импульсов генерировать в полупроводниковых материалах неравновесные носители заряда (ННЗ) с концентрациями, достаточными для того, чтобы вызывать электрическую реакцию полупроводниковых приборов, сравнимую с реакцией на пролёт отдельных ядерных частиц [1].

Для большинства используемых полупроводников энергия ионизации лежит в пределах от долей до единиц электрон-вольт. Для кремния, ширина запрещённой зоны которого 1,12 эВ при $T=300$ К, возможно использование лазерного излучения (ЛИ) с длиной волны от 1,15 мкм и ниже. Критерием адекватности моделирования является соответствие распределения неравновесных носителей заряда, создаваемого лазерным излучением в объёме полупроводника, распределению, возникающему от действия ионизирующего излучения.

Для моделирования радиационных эффектов в кремниевых приборах часто используются твердотельные лазеры на основе кристаллов и стёкол, активированных ионами неодима, длина волны которых лежит в пределах от 1,055 до 1,079 мкм. Глубина проникновения лазерного излучения на таких длинах волн для большинства кремниевых приборов составляет около 700 мкм. Преобладающая часть энергии лазерного импульса

проходит сквозь активные слои интегральной схемы (ИС), не оказывая существенного влияния на её функционирование. Данное обстоятельство приводит к необходимости использования высокоинтенсивных потоков лазерного излучения для обеспечения требуемых уровней воздействия [2]. На практике для имитации применяются импульсы с длительностью десятки наносекунд и интенсивностью не более 2×10^7 Вт/см², что обусловлено оптическим порогом разрушения кристалла ИС и проявлением других процессов, связанных с нагревом образца. Чтобы повысить порог разрушения и исключить нагрев необходимо использовать лазерное излучение с импульсами пикосекундной длительности.

В этом случае при воздействии лазерного излучения в материале образца могут проявляться нелинейные процессы поглощения, в первую очередь, двухфотонное поглощение (ДФП) [3]. Однако роль ДФП при лазерной имитации радиационных эффектов в кремниевых структурах ИС не являлась предметом подробного изучения, и вопрос влияния ДФП на прогнозирование поведения ионизационной реакции остаётся открытым.

В данной работе приведены результаты исследования токовой реакции в цепи питания кремниевых КМОП ИС при облучении их пикосекундными импульсами лазерного излучения с длиной волны 1,06 мкм.

Показана применимость метода исследования ДФП в ИС по токовой реакции. Определены критические характеристики лазерного облучения, при превышении которых учёт вклада ДФП становится необходимым. Оценена пороговая интенсивность, при которой вклад ДФП сравним с вкладом линейного поглощения. Показано, что при воздействии лазерного излучения с длительностью импульса 70 пс и длиной волны 1,06 мкм доминирующим процессом поглощения в КМОП ИС, при интенсивностях порядка 10 ГВт/см² является двухфотонное поглощение.

Список литературы

1. Чумаков А.И. Действие космической радиации на интегральные схемы, М: Радио и связь, 2004.
2. Никифоров А.Ю., Скоробогатов П.К. Физические основы лазерного имитационного моделирования объёмных ионизационных эффектов в полупроводниковых приборах и ИС: Нелинейная модель // Микроэлектроника, т.35, № 3, 2006, с.164–177.
3. McMorow D., Lotshaw W.T., Melinger J.S., Buchner S., Pease R.L. Subbandgap laser-induced single event effects: carrier generation via two-photon absorption // IEEE Transactions on nuclear science, v.49, №6, p.3002-3008.

И.Н. ФЛОРЯ

Московский педагогический государственный университет

УЛЬТРАБЫСТРЫЙ ОДНОФОТОННЫЙ ДЕТЕКТОР ДЛЯ ОПТИЧЕСКИХ ПРИМЕНЕНИЙ

Представлен сверхпроводниковый однофотонный детектор (SSPD) на основе ультратонкой пленки NbN, обладающий рекордным быстродействием. Активный элемент выполнен в виде N сверхпроводящих полосок соединенных параллельно, покрывающих площадку размером 10 мкм x 10 мкм. Для SSPD с $N=12$ длительность импульса напряжения составляет 200 пс. Полученные результаты открывают путь к детекторам обладающими скоростью счета свыше 1 ГГц, что делает SSPDs весьма привлекательными во многих применениях, в частности для квантовой криптографии. SSPD хорошо согласуется с оптоволокном и легко может быть интегрирован в полностью готовую для работы приемную систему.

В качестве однофотонных детекторов традиционно применяются однофотонные лавинные фотодиоды (ЛФД), фотоумножители (ФЭУ), сверхпроводящие туннельные контакты, эффективно работающие в видимом и ближнем ИК диапазонах. К сожалению, это инерционные приборы и их использование ограничено временами более 1 нс. На больших длинах волн чувствительность приборов ослабевает. Красная граница для ФЭУ составляет ~ 0.9 мкм. Заметим, что многие приложения требуют эффективной работы в длинноволновой области спектра.

SSPD площадью 10мкм x 10мкм используемые для практического применения обладают кинетической индуктивностью ~ 500 нГ, что ограничивает их быстродействие частотами порядка 100 МГц. Однако для многих перспективных практических применений, таких как линии дальней связи, требуется существенно более высокое быстродействие: 1-10 ГГц. Физические процессы, лежащие в основе возникновения однофотонного отклика детектора делают возможной реализацию столь высокого быстродействия. Для достижения высокого быстродействия SSPD была разработана принципиально новая топология SSPD обладающего существенно меньшей кинетической индуктивностью [1].

Рис. 1 иллюстрирует геометрию детекторов. Предлагаемый счетчик фотонов представляет планарную наноструктуру в форме меандра, изготовленную из ультратонкой пленки NbN толщиной 4 нм, нанесенной на сапфировую подложку. Последовательно с каждой полоской включен пленочный резистор, изготовленный из несверхпроводящего металла.

Резисторы ограничивают ток и препятствуют одновременному переключению нескольких полосок при поглощении одного фотона. Размер активного элемента $10 \times 10 \text{ мкм}^2$, ширина полоски 120 нм, и фактор заполнения 60%. Процесс изготовления детекторов аналогичен описанному в [2]. Принцип действия SSPD основан на возникновении резистивного состояния при поглощении фотона полоской при протекании транспортного тока близкого к критическому, описан в [3].

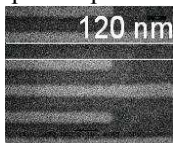


Рис.1. Изображение части чувствительного элемента, полученное с помощью сканирующего электронного микроскопа.

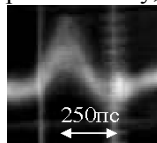


Рис.2. Форма импульса 12 - секционного SSPD продолжительностью 250пс.

Было измерено время отклика детектора в однофотонном режиме прямыми измерениями формы импульса при помощи стробоскопического осциллографа. Изучены SSPD, состоящие из соединенных параллельно 1, 2, 5 и 12 секций, характерные времена спада составляют 10 нс, 2.5 нс, 450 пс и 200 пс соответственно [4]. Выяснено, что времена спада следуют закону $1/N^2$. Оценено, что кинетическая индуктивность SSPD с одной секцией равна 500 нГ и находится в хорошем согласии с результатами [5] для подобных устройств. На рис. 2 показан импульс 12-секционного SSPD.

Для работы SSPD требуются низкие температуры ($\sim 4.2\text{K}$ и ниже), но достигнутый прогресс в разработке машин замкнутого цикла, привел к снижению их стоимости. Это позволяет использовать SSPD, не требуя от пользователя специальной квалификации для работы с криогенной техникой, но при этом более высокая цена сверхпроводящего приемника будет компенсироваться существенно более высокими характеристиками.

Список литературы

1. Gol'tsman G.N., et al. Ultrafast superconducting single-photon detector // Journal of Modern Optics, 2008.
2. Gol'tsman G.N., et al. Fabrication of nanostructured superconducting single-photon detectors // IEEE Trans. Appl. Supercond., v.13, 2003, p.192–195.
3. Verevkin A., et al. Detection efficiency of large-active-area NbN single-photon superconducting detector in the ultraviolet to near-infrared range // APL, v.80, N 25, 2002.
4. Tarkhov M., et al. Ultrafast reset time of superconducting single photon detectors // APL, 92:241112, 2008.
5. Kerman A., et al. Kinetic-inductance-limited reset time of superconducting nanowire photon counters // Appl. Phys. Lett., 88:111116, 2006.

М.С. ЕЛЕЗОВ, А.А. КОРНЕЕВ, А.В. ДИВОЧИЙ, Г.Н. ГОЛЬЦМАН
Московский педагогический государственный университет

СВЕРХПРОВОДЯЩИЕ ОДНОФОТОННЫЕ ДЕТЕКТОРЫ С РАЗРЕШЕНИЕМ ЧИСЛА ФОТОНОВ

Представлен сверхпроводящий однофотонный детектор (SSPD) с разрешением числа фотонов (PNR) [1]. Детектор изготавливается из NbN пленки толщиной 4 нм, напыленной на сапфировую подложку. Структура SSPDs состоит из N секций, соединенных параллельно. Каждая секция представляет собой сверхпроводящий меандр, соединенный последовательно с резистором. Ширина полосы меандра составляет 120 нм, зазор — 80 нм. Активная площадка такого детектора имеет площадь $10 \times 10 \text{ мкм}^2$, что очень удобно для согласования SSPD с оптоволоком. В то же время, амплитуда отклика детектора прямо пропорциональна количеству падающих фотонов. Мы предоставляем экспериментальные результаты по исследованию SSPD с разрешением числа фотонов. Недостаток работы при гелиевых температурах (4.2 К и ниже) компенсируется рекордными и уникальными характеристиками детектора. PNR SSPD пригоден для использования в оптоволоконных телекоммуникациях и в свободном пространстве, ультрабыстрой квантовой криптографии и квантовых вычислениях.

Среди подходов, предложенных для различения числа фотонов в диапазоне длин волн, используемом в телекоммуникации, есть детекторы, основанные на интеграции заряда или полевые транзисторы, которые, однако, обладают большими временами интеграции, что приводит к частоте счета менее 1 МГц. Болометр на сверхпроводниковом переходе работает при температуре 100 мК и обладает большим временем отклика (несколько микросекунд). Подходы, основанные на фотоумножителях и лавинных фотодиодах, такие как счетчик фотонов видимого света, двумерные матрицы лавинных фотодиодов и временные мультиплексные детекторы не обладают достаточной чувствительностью или имеют высокий уровень темнового счета и большие «мертвые» времена в спектральном окне телекоммуникации 1.5 мкм. Для матриц детекторов одиночных фотонов (SPDs) необходимы сложные схемы считывания или отдельно для каждого элемента матрицы необходимо иметь контакты, тракт усиления и возможность распознавания.

Детектор на параллельных сверхпроводящих нанополосках (PND), представленный в данной работе (рис. 1), имеет значительное преимущество перед всеми этими подходами в простоте, чувствительности, скорости счета и уровне шума [2].

Принцип работы PND основан на возникновении резистивной области в ультратонкой сверхпроводящей пленке NbN, в результате поглощения фотона. Если в это время через полосу пропущен ток близкий к критическому, то происходит перераспределение его по оставшейся в сверхпроводящем состоянии части плёнки. Ток начинает перераспределяться между полосками: в полоске, поглотившей фотон, ток падает, а в остальных - растет. Благодаря наличию кинетической индуктивности полосок, а также благодаря полосковым резисторам, возникшее дополнительное сопротивление полоски поглотившей фотон не шунтируется остальными полосками. Импеданс этих полосок становится сравнимым с импедансом линии передачи, и определенная часть тока течет через них, что приводит к появлению импульса напряжения. На рис. 2. представлены

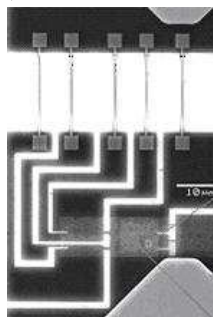


Рис 1.

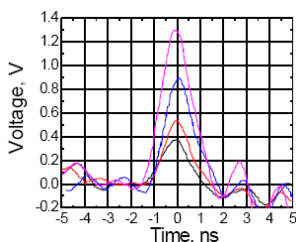


Рис 2.

использоваться для измерений временных характеристик оптического сигнала при чрезвычайно низких уровнях световой мощности, например, в дальних оптических коммуникациях, флуоресценцентной спектроскопии и оптической рефлектометрии временного интервала.

Список литературы

1. Divochiy A., Marsili F., et al. Superconducting nanowire photon-number-resolving detector at telecommunication wavelengths // *Nature Photonics*, 1, 2008, p.343–348.
2. Korneev A., Divochiy A., et al. New advanced generation of superconducting NbN-nanowire single-photon detectors capable of photon number resolving // *Journal of Physics: Conference Series*, 97, 2008, 012307.

Н.В. ПЕТРОВ

Научный руководитель – Д.И. СТАСЕЛЬКО

Санкт-Петербургский государственный университет информационных технологий, механики и оптики, Россия

ПОСТРОЕНИЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ СКОРОСТЕЙ МИКРОЧАСТИЦ В ПОТОКЕ ГАЗА

Представлена программа обработки последовательных серий изображений треков быстролетящих частиц размерами 30-40 мкм в высокотемпературных газовых потоках, полученных при помощи камеры «Наноскан» с временным разрешением 10 нс. С помощью этой программы на основе экспериментальных данных, полученных на стенде МВТУ, найдены радиальные распределения частиц по скоростям и концентрациям, необходимые для оценки эффективности воздействия таких потоков на обрабатываемые поверхности при нанесении твердых покрытий и резке образцов.

Методы изучения параметров частиц в потоках по обработке их индивидуальных изображений (particle image velocimetry), основаны обычно, на подсветке частиц двумя короткими лазерными импульсами с регулируемым временным интервалом между ними [1], [2]. При высокой температуре потоков, становится возможным регистрировать изображения движущихся световых частиц в виде треков, с помощью современных ПЗС-камер, сопряженных с высокоскоростными оптическими затворами, регулирующими длительность экспонирования. Такая форма изображения, а так же равномерный средний уровень фона значительно улучшает условия распознавания индивидуальных изображений частиц, хотя ограниченная яркость их свечения снижает отношение сигнал/шум у изображения. Применительно к рассматриваемой задаче изучения высокотемпературных (1500-2000 К) высокоскоростных (500-700 м/с) потоков невысокие значения отношения сигнал/шум (2-5) получаемых в эксперименте изображений потребовали разработки специализированной программы с использованием необходимых указаний оператора на ключевых стадиях обработки.

Для реализации программного алгоритма, удовлетворяющего условиям задачи, была использована многофункциональная среда National Instruments Labview, основанная на графическом языке программирования «G», в паре со специализированным графическим модулем National Instruments IMAQ Vision. Среда позволяет осуществлять все необходимые

действия с полученными из изображения данными, модуль представляет обширный набор библиотек средств обработки и анализа изображений.

Обрабатываемые изображения треков частиц представляют собой наборы широких горизонтальных сфокусированных и расфокусированных полос различной длины, зачастую накладывающихся друг на друга. Исходные изображения имеют очень малый контраст, и требуют дополнительного высветления, что приводит к существенному разбросу по среднему значению интенсивности для каждой из частиц. Поэтому реализация полностью автоматического алгоритма выявления частиц для дальнейшего анализа, посредством пороговой обработки (*threshold*) становится крайне затруднительной, а расфокусировка и наложение изображений дополнительно усложняет данную задачу. В связи с этим, было решено производить выборку частиц для распределения в полуавтоматическом режиме. Пользователем обозначаются примерные области, в которых находятся изображения треков, а программа уже точно определяет их размер и координаты. Реализация такого алгоритма внутри цикла по условию, позволила исключить влияние частичного наложения изображений частиц друг на друга и использовать информацию от довольно сильно расфокусированных изображений частиц. Дальнейшая обработка данных заключается в выборке длин и координат треков частиц, соответствующих областям, заданным пользователем, с их последующей перекомпоновкой для построения распределений. Реализованы возможности различных усреднений – по интервалу скоростей, по вертикальной координате в радиальном распределении. Подсчет количества частиц в выбранной области позволяет оценить их концентрации.

В результате обработки 200 кадров с изображениями частиц установлено, что изученная струя содержит широкий спектр скоростей частиц, которые хорошо описываются гауссовым распределением с максимумом около 600 м/с и полушириной 106 м/сек. Достигнутое на практике время обработки одного массива данных достаточно для приемлемого представления результатов и позволяет с помощью данной программы оперативно оценивать результаты эксперимента и принимать решение по его дальнейшему проведению в реальном времени.

Список литературы

1. Grant I. Particle Image Velocimetry: review // Proc. Institution of Mechanical Engineers, 211, Part C, 1997, p.55–762.
2. Lourenco L; Krothapalli A On the accuracy of velocity and vorticity measurements with PIV // Exp Fluids, 18, 1995, p.421-428.

Э.Н. ЕЛОЕВ¹, А.П. МЕЛЕХОВ

Московский инженерно-физический институт (государственный университет),

¹Северо-Осетинский государственный университет, Владикавказ, Россия

ЛАЗЕРНЫЙ МАРКЕР НА ОСНОВЕ ДВУХКООРДИНАТНОГО АКУСТООПТИЧЕСКОГО ДЕФЛЕКТОРА

Предложена простейшая схема лазерного маркера на основе двухкоординатного акустооптического дефлектора, используемого в качестве устройства управления мощным лазерным излучением.

Предлагаемое устройство позволяет с высокой скоростью и точностью наносить лазерные метки на обрабатываемую поверхность, либо локально обрабатывать участки поверхности в различных режимах работы лазера без механического перемещения поверхности образца или головки маркера.

Формирование символьного микрорельефа на поверхности образца происходит по программе маркировки, благодаря испарению металла под воздействием лазерного излучения в серии коротких импульсов. Для этой цели использовался частотный твердотельный Nd-лазер в режиме модулированной добротности с частотой следования импульсов f_n ($1 \div 10$ Гц), энергией импульса E_n ($0,3 \div 0,5$ Дж), длительностью импульса τ_n ($20 \div 25$ нс). Блок-схема разработанного устройства изображена на рис. 1.

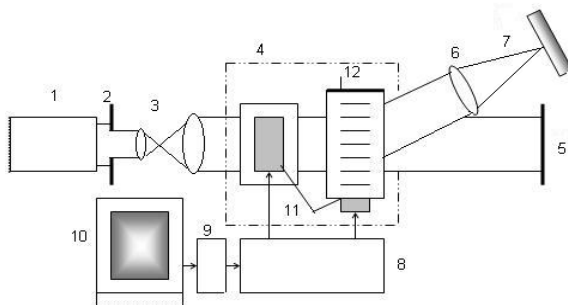


Рис. 1. Оптическая схема лазерного акустооптического маркера:

1 - Nd-лазер; 2 - диафрагма; 3 - коллиматор; 4 - акустооптический дефлектор; 5 - экран, удаляющий не дифрагированный свет; 6 - формирующий объектив; 7 - металлизированная поверхность; 8 - ВЧ блок управления дефлектором; 9 - интерфейсная плата; 10 - ЭВМ; 11 - пьезопреобразователи; 12 - поглотитель ультразвука (In).

Предлагаемая конфигурация лазерного маркера предназначена для работы с вычислительными машинами IBM PC/AT. Связь с шинами адреса и данных компьютера осуществляется посредством интерфейсной платы 9, расположенной в любой из свободных слотов на системной плате машины 10. Интерфейсная плата содержит необходимые для приема и хранения информации регистры и систему перемычек для установки адресов используемых портов. При этом все полученные данные по отдельным низкочастотным шинам соответствующей разрядности передаются на вход блока управления двухкоординатным АО дефлектором. Смена данных может быть произведена через любое время новым обращением к порту на запись.

Блок управления АО дефлектором 8 предназначен для работы на согласованные пьезопреобразователи АО ячеек ($KCB < 2$) в тракте с волновым сопротивлением 50 Ом. Функционально блок представляет собой мощный генератор ВЧ сигнала с управляемой частотой и амплитудой. При работе совместно с ЭВМ сигналы подаются на блок управления АО дефлектором через средство интерфейсной платы 9.

Информация о частоте ВЧ сигнала побайтно передается через порт ввода/вывода на 8 - ми разрядный ЦАП канала X. После усиления и коррекции нелинейности данный ВЧ сигнал подается на АО ячейку и приводит к установке луча в одну из 256 доступных в данном режиме позиций по горизонтали. По координате Y все происходит аналогично.

В данной работе для лазерного маркера был изготовлен двумерный АО дефлектор, состоящий из двух скрещенных одномерных дефлекторов, расположенных последовательно. В качестве материала звукопровода были выбраны монокристаллы парателлурита (TeO_2). Большое значение коэффициента АО добротности данного материала ($1,2 \times 10^{-12} c^3/kg$) обеспечивало высокую дифракционную эффективность дефлектора ($\sim 80\%$) при низких значениях управляющей мощности ($\sim 0,05 \div 1$ Вт), а анизотропная дифракция света на медленной сдвиговой волне под малым углом к оси [110] в плоскости (110) – высокое разрешение (рис. 2).

В работе не ставилась задача оптимизации параметров лазерного маркера, они специфичны для каждой конкретной задачи. Были проведены тестовые эксперименты, подтверждающие целесообразность использования двухкоординатных АО дефлекторов в лазерных технологиях [1-4].

Линейные размеры звукопровода, рассчитанные для $\lambda = 1,06$ мкм, составили $17 \times 12 \times 10$ мм при следующих значениях параметров

пьезопреобразователя из LiNbO_3 (41° -YZсреза): глубина взаимодействия $L = 1,5$ мм, ширина $H = 5$ мм, толщина $d = 26$ мкм. Число разрешимых положений АО дефлектора (по Релею) - 256×256 точек в полосе $80 \div 110$ МГц; угол между волновым вектором медленной сдвиговой УЗ волны и кристаллической осью $[110]$ в плоскости (110) - 7° ; дифракционная эффективность по уровню 3 dB – 80%; нелинейность зависимости угла отклонения луча от частоты <1% [5].

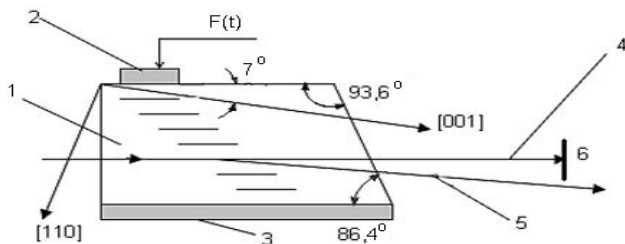


Рис. 2. Конструкция АО ячейки с несимметричной геометрией рассеяния:
1 - звукопровод (TeO_2); 2 - пьезодатчик (LiNbO_3); 3 - поглотитель ультразвука (In),
4 - падающее излучение; 5 - дифрагированный свет; 6 - экран.

Отношение глубины метки к его ширине в зоне термообработки металлической поверхности определялось параметрами излучения ($f_{\text{и}}$, $E_{\text{и}}$, $\tau_{\text{и}}$), дифракционной эффективностью дефлектора и формирующей оптикой и, в нашем случае, составило 0.05/1 мм. Максимальная площадь обрабатываемой поверхности, определяемая разрешением дефлектора, составила 10^{-2} м^2 на оптической базе 0,85 м в полосе 30 МГц при быстродействии АО дефлектора $\sim 10^5$ меток в секунду. Быстродействие лазерного маркера ограничивалось только частотой следования лазерных импульсов.

Список литературы

1. Вейхо В.П., Либенсон М.Н. Лазерная обработка, Л., 1973.
2. Рыкалин Н.Н., Углов А.А., Кокора А.Н. Лазерная обработка материалов, М., 1975.
3. Бункин Ф.В., Кириченко Н.А., Лукьянчук Б.С. Термохимическое действие лазерного излучения // УФН, т.138, 1982, с.45.
4. Промышленное применение лазеров / под ред. Кебнера Г., М., 1988.
5. Елоев Э.Н., Зубов В.А., Тавасиев А.Ф., Торгашин А.Н., Чаликиди Н.К. Исследование эффективности акустооптических дефлекторов на парателлурите, Препринт ФИАН, N111, М., 1991.

В.Д. КАЦМАН, А.В. НЕЧАЕВ

Московский государственный университет печати

ИССЛЕДОВАНИЕ ВОЗМОЖНОСТИ ИЗГОТОВЛЕНИЯ МНОГОРАЗОВЫХ ПЕЧАТНЫХ ФОРМ ПРИ ПОМОЩИ ЛАЗЕРА ИК-ДИАПАЗОНА

Представлены результаты применения лазерного источника ИК-диапазона (длина волны 1064 нм) для записи офсетных печатных форм, не требующих дополнительной обработки. Рассмотрены перспективы повторного использования полученных печатных форм. Определено влияние параметров лазерного излучения на получаемые изображения.

Лазерное излучение широко применяется для нужд полиграфии: сканерах, фотонаборных автоматах, фото- и формовыводных устройствах. В конце 1990-х годов в допечатной подготовке изданий для изготовления печатных форм стали широко внедряться автоматизированные системы СТР (Computer-to-Plate – «компьютер – печатная форма»). В них изображение на форме создаётся на основе цифровых данных, полученных непосредственно с компьютера, минуя ряд промежуточных процессов по сравнению с традиционным изготовлением печатных форм. Основным элементом в устройствах СТР является лазер.

В настоящее время различают три основные технологии прямого экспонирования офсетных форм: на основе зелёного, фиолетового лазера и лазера ИК-диапазона. Кроме того, различается и сам способ экспонирования пластин: он может быть на основе плоскости, внутреннего или внешнего барабана [1,2]. Формные пластины для СтР делятся на два базовых класса: со светочувствительной эмульсией (для экспонирования видимым светом) и термопластины (их покрытие меняет свойства от нагревания мощным ИК-излучением).

Основные типы лазеров, используемых в СтР-записывающих устройствах, представлены в таблице 1. Необходимо отметить, что традиционно для записи печатных форм с помощью ИК лазера использовалась длина волны 830 нм. Пластины, чувствительные к излучению на длинах волн 1064 и 1560 нм, появились на рынке сравнительно недавно.

Одновременно с распространением лазерных технологий в СтР возникла идея возможности получения офсетных формных пластин без обработки. Это позволило бы, с одной стороны, упростить

технологический процесс (отсутствие дополнительной операции, так как запись форм осуществлялась бы непосредственно в печатной машине), с другой – повысить качество (отсутствие несовмещения печатных форм на печатных машинах, исключение возможности появления элементов, не являющихся частью дизайна, возможность повысить разрешение записываемого изображения). Кроме того, возникла острая необходимость в новой технологии СТР, которая, с одной стороны, позволила бы многократно экспонировать изображение на одну и ту же печатную форму, с другой, повысила экономическую эффективность процесса за счет уменьшения времени переналадки и, наконец, позволит осуществлять вариативную печать с офсетным качеством.

Таблица 1 Типы лазеров для СТР- технологий.

Наименование	Тип	Длина волны, нм	Зона спектра	Ресурс работы
Аргонowo-ионный	Ионный	488	Голубая	-
FD-YAG (с удвоен. частотой)	Твердотельный	532	Зелёная	10-18 мес.
Лазерный диод (RLD)	Полупроводниковый	635...670	Красная	6-10 мес.
Лазерный диод (IR/HPLD)	Полупроводниковый	780 / 830	Инфракрасная	24-36 мес.
Nd YAG (иттрий-алюминиевый, легир. неодимом)	Твердотельный	1064	Инфракрасная	10-18 мес.
Гелий-неоновый (He-Ne)	Газовый	633	Красная	-
Фиолетовый лазерный диод	Полупроводниковый	360...410	Фиолетовая	-
CO ₂ -лазер (на углекиcлoм газе)	Газовый	9400...10600	Инфракрасная	-

Представлены результаты экспериментов по изготовлению перезаписываемых форм, проведённых на действующем макете формовыводного устройства «Гранат-630».

Список литературы.

1. Кучеренко К. Выбор технологии СТР: субъективный взгляд // "Publish", №2, 2003.
2. Макеева Е. Технология Computer-to-plate: настоящее и будущее // Курсив, №1(45), 2004.

А.Н. МАЛОВ, А.В. НЕУПОКОЕВА, Ю.А. АСАЕНОК¹, С.А. РЫБАКОВА¹

*Иркутское высшее военное авиационное инженерное училище
(военный институт), Россия,*

*¹Иркутский филиал Московского государственного технического университета
гражданской авиации, Россия*

ЗАПИСЬ ГОЛОГРАММ ИЗЛУЧЕНИЕМ С ДЛИНОЙ ВОЛНЫ 0,53 МКМ НА САМОПРОЯВЛЯЮЩИХСЯ СЛОЯХ ДИХРОМИРОВАННОГО ЖЕЛАТИНА

Представлены экспериментальные результаты по записи голограмм излучением твердотельного лазера с диодной накачкой (длина волны 0,53 мкм) на самопроявляющихся слоях дихромированного желатина (СПДЖ) толщиной 2 мм. В качестве тестовых голограмм записывали дифракционные решетки с периодом около 10 лин/мм. Выявлено, что пороговая интенсивность записи составляет около 8 мВт/см², максимальная дифракционная эффективность тестовых голограмм достигала 6-7 % при плотности энергии около 20 Дж/см².

Появление источников лазерного излучения на основе полупроводниковых диодов с длиной волны 0,53 мкм ставит вопрос о возможностях их использования для записи голограмм. Одним из наиболее перспективных голографических материалов является дихромированный желатин (ДЖ), который обеспечивает при записи фазовых голограмм предельно высокое значение дифракционной эффективности (ДЭ), низкий уровень шумов, высокую разрешающую способность. Для записи объемных голограмм необходимы самопроявляющиеся (СП) слои ДЖ [1] толщиной несколько миллиметров.

Целью настоящей работы было определение энергетических параметров записи голограмм на слоях самопроявляющегося дихромированного желатина толщиной 2 мм излучением твердотельного лазера с диодной накачкой и зеленой (0,53 мкм) длиной волны.

Для записи голограмм в красной области спектра использовались слои СПДЖ, которые представляли собой 5% желатиновую эмульсию с добавлением бихромата аммония (БХА) (20% по массе сухого желатина) и глицерина (100% по массе сухого желатина). Голографические характеристики СПДЖ значительно улучшаются при ламинировании слоев [2], поэтому запись тест-голограмм производилась на заламинированный двумя стеклянными пластинками слой СПДЖ толщиной около 2 мм. Время студения эмульсии при температуре 15-

17°C составляло 24 часа.

В качестве тест-голограмм записывались дифракционные решетки с пространственной частотой около 10 лин/мм, полученные в результате интерференции двух сферических волн. Качество записи контролировалось по величине дифракционной эффективности (ДЭ), рассчитанной по формуле: $ДЭ = I_{\text{дифраг}} / I_{\text{пад}}$, где $I_{\text{дифраг}}$ – интенсивность пучка, дифрагировавшего на записанной решетке, а $I_{\text{пад}}$ – интенсивность падающего на решетку пучка. Экспериментальные результаты записи тест-голограмм представлены в табл. 1.

Таблица 1. Зависимость ДЭ решеток с пространственной частотой 10 лин/мм от параметров режима записи на длине волны 0,53 мкм.

Интенсивность пучка, мВт/см ²	Максимальное время экспозиции, мин	Максимальная энергия экспозиции, Дж/см ²	Максимальная дифракционная эффективность
11	30	19,8	6 %
11	20	13,2	5%
11	15	10	4%
8	30	14,4	менее 1%
6	45	16,2	-

Экспериментально показано, что на слоях СПДЖ толщиной несколько миллиметров возможно записать голограммы излучением твердотельного лазера с диодной накачкой и длиной волны 0,53 мкм. При этом СПДЖ-эмульсию не нужно очувствлять красителем к данной длине волны. При интенсивности около 8 мВт/см² возникают дифракционные порядки, которые видны глазом, но при измерении их ДЭ сопоставима с ошибкой измерения и составляет менее 1%. При интенсивности менее 6 мВт/см² дифракционные порядки не возникают.

Таким образом, пороговая интенсивность записи составляет около 8 мВт/см², увеличение интенсивности приводит к увеличению скорости роста ДЭ и росту максимального значения ДЭ. Плотность энергии, при которой кривая кинетики ДЭ выходит в область насыщения, зависит от интенсивности и составляет 12-14 Дж/см².

Список литературы

1. Малов А.Н., Неупокоева А.В. Голографические регистрирующие среды на основе дихромированного желатина: супрамолекулярный дизайн и динамика записи, Иркутск: ИВВАИУ (ВИ), 2006.
2. Vigovsky Yu.N., Malov A.N., Malov S.N., Konop S.P. Photoinduced phase transitions in hologram recording in layers of dichromated gelatin // Laser Physics, v.8, N4, 1998, p.901.

И.И. ПОПОВ, В.Т. НИГМАТУЛЛИНА, М.Ю. КОКУРИН

Марийский государственный университет, Йошкар-Ола, Россия

МНОГОИМПУЛЬСНОЕ ФОТОННОЕ ЭХО И МИКРОПРОГРАММНЫЕ ОПТИЧЕСКИЕ ВЫЧИСЛЕНИЯ

Рассматриваются комбинаторные свойства фотонного эха и их применение для микропрограммных вычисления на оптическом сопроцессоре при решении НР-полных задач дискретной математики. В качестве дискретных параметров последовательностей сигналов возбуждения и регистрации фотонного эха. используемых в процессоре, выбраны интервалы времени, отделяющие оптические импульсы, положение импульсов в кодово-временной последовательности и цифровые сигналы, определяемые направлением распространения регистрируемых эхо-сигналов. Эти особенности возбуждения и регистрации эхо-сигналов, по сути, отражающие комбинаторные свойства фотонного эха, применяются для разработки нового принципа построения оптического эхо-процессора, демонстрируемого при решении «задачи о рюкзаке», получаемом в пределах одной секунды.

В работе исследованы комбинаторных свойств фотонного эха, при использовании графического метод расчета эхо-сигналов, в котором результат воздействия всей серии импульсов из n на среду описывается следующим образом [1, с.141]: в момент

$$t = t_n - \sum_{m=1}^{n-1} \tau_m \gamma_m \quad (1)$$

при условии $t > t_n$ наблюдается отклик среды в направлении

$$\vec{k}_0 = \sum_{m=1}^n (\gamma_m - \gamma_{m-1}) \vec{k}_m, \quad (2)$$

где $\gamma_0 = 0$, $\gamma_n = 1$, $\gamma_m \in \{-1, 0, 1\}$, $m = 1, \dots, n-1$.

Формировалась последовательность из равных по длительности и амплитуде лазерных импульсов, отделяемых произвольными временными интервалами $\tau_1, \tau_2, \dots, \tau_{n-1}$. Направление распространения всех возбуждающих импульсов, кроме первого, совпадали и равнялись $\vec{k}_2$. А волновой вектор первого возбуждающего импульса $\vec{k}_1$ составлял острый угол по отношению к вектору $\vec{k}_2$. Суммарное время возбуждения и регистрации сигналов фотонного эха не превышало время необратимой

поперечной релаксации T_1 . В данной работе регистрировались сигналы фотонного эха, формировавшиеся после последнего возбуждающего импульса. Такое задание параметров возбуждающих импульсов обеспечивало зависимость направления регистрации эхо-сигналов только от γ_1 в (2):

$$\vec{k}_0 = \gamma_1 \vec{k}_1 + (1 - \gamma_1) \vec{k}_2. \quad (3)$$

Отклики среды будут наблюдаться в направлениях $\vec{k}_0 = \vec{k}_1$, если $\gamma_1 = 1$; $\vec{k}_0 = \vec{k}_2$, если $\gamma_1 = 0$; $\vec{k}_0 = 2\vec{k}_2 - \vec{k}_1$, если $\gamma_1 = -1$. Сигналы фотонного эха циклически возбуждались через время, превышающее время релаксации T_1 , последовательностью лазерных импульсов, уменьшающихся на один в каждом акте возбуждения ФЭ. Регистрируя время появления одного из эхо-сигналов в каком-либо из трех возможных направлений волнового вектора, мы последовательно определяем $\gamma_m \in \{-1, 0, 1\}$, $m = 1, \dots, n-1$ в соответствующем акте возбуждения последовательности импульсов, где t_n - время генерации последнего возбуждающего импульса. Акт возбуждения повторялся до определения γ_{n-2} . Последняя неизвестная γ_{n-1} находилась из (1). Таким образом, определялся один набор произведений $\tau_m \gamma_m$, $m = 1, \dots, n-1$ из нескольких возможных.

Установленные комбинаторные свойства фотонного эха могут быть использованы при циклическом исполнении микропрограммы нахождения последовательности величин γ_m , каждый член которой соответствует значению τ_m , при m изменяющемся от 1 до $(n-1)$ в оптическом сопроцессоре. Пример реализации микропрограммы при решении NP-полной троичной «задачи о рюкзаке» рассмотрен в [3].

Список литературы

1. Калачев А.А., Самарцев В.В. Когерентные явления в оптике, Казань: Изд-во КГУ, 2003.
2. Kellere H., Pferschy U., Pisinger D. Knapsack problems, Berlin: Springer, 2003.
3. Попов И.И., Кокурин М.Ю., Нигматуллина В.Т. // Известия РАН, сер. Физ., 72 (1), 2008, 58.
4. Нигматуллина В.Т., Кокурин М.Ю., Попов И.И. // Physics of Wave Phenomena, 17 (1), 2009, (в печати).
5. Манькин Э.А., Самарцев В.В. Оптическая эхо-спектроскопия, М.: Наука, 1984.
6. Нигматуллина В.Т., Попов И.И., Кокурин М.Ю. // Сборник статей 11 международной молодежной научной школы «Когерентная оптика и оптическая спектроскопия», 2007.
7. Popov I.I., Kokurin M.Yu., Nigmatullina V.T. // Proceedings of SPIE, v.6959, 2008.
8. Grigoriev D., Kazakov A., Vakulenko S. // Письма в ЭЧАА, 4(2), 2007, 244.

А.А. ГОРОДЕЦКИЙ, В.Г. БЕСПАЛОВ

Санкт-петербургский государственный университет информационных технологий, механики и оптики, Россия

ТЕРАГЕРЦОВАЯ ГОЛОГРАФИЯ С РАЗРЕШЕНИЕМ ВО ВРЕМЕНИ

Представлены результаты моделирования опорной и безопорной записи и восстановления голограмм с разрешением во времени в терагерцовом диапазоне спектра, представлена схема для ТГц голографии с разрешением во времени. Проведено сравнение опорной и безопорной схем, точности и устойчивости восстановления.

Так как при детектировании терагерцового излучения мы получаем временную зависимость электрического поля $E(x, y, t)$ ТГц импульсов в каждой точке плоскости электрооптического кристалла, становится возможно восстановить образ регистрируемого объекта.

В силу обратимости по времени уравнений Максвелла, мы можем рассмотреть обращение волнового фронта во времени, используя замену монохроматических компонент спектра на комплексно сопряжённые им значения [1].

Таким образом, для каждой длины волны можно получить поле в каждой точке объекта.

Разработана численная модель [2], с помощью которой получены и восстановлены дифракционные картины различных объектов (рис. 1), что может быть интерпретировано как восстановление волнового фронта исходного объекта по его картине дифракции. Таким образом, продемонстрирован метод ТГц голографии без опорного источника.

Использование опорного источника в данном случае может быть необходимо для восстановления в реальном времени с использованием источников, например, инфракрасного излучения. Моделирование восстановления объекта по такой схеме также приведено на рис. 1.

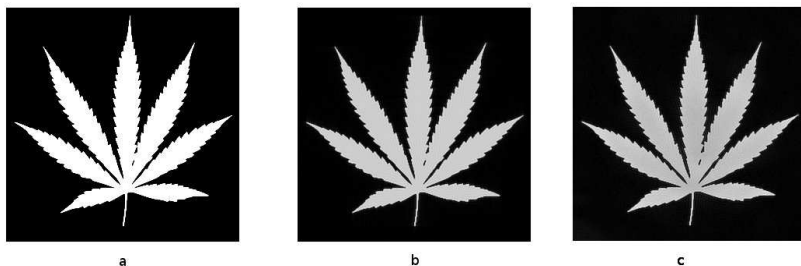


Рис. 1. а) Объект, размером порядка 9х9 см, б) Восстановление с помощью ОВФ, с) Восстановление с помощью стандартной техники.

Список литературы

1. Зельдович Б.Я., Пилипецкий Н.Ф., Шкунов В.В. Обращение волнового фронта // М.:Наука, 1985, 248 с.
2. Bespalov V.G; Gorodetsky A.A. Modeling of referenceless holographic recording and reconstruction of images by means of pulsed terahertz radiation // Journal of Optical Technology, v.74, N 11, 2007, p.745-749.

К.Н. АФАНАСЬЕВ

Научный руководитель – В.Г. ВОЛОСТНИКОВ

Самарский филиал Физического института им. П.Н. Лебедева РАН, Россия

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ АСТИГМАТИЧЕСКОГО ПРЕОБРАЗОВАНИЯ ДЛЯ ВОССТАНОВЛЕНИЯ СВЕТОВЫХ ПОЛЕЙ

Аналитическое продолжение одномерной функции в комплексную плоскость можно реализовать оптическим способом при помощи цилиндрической оптики. Результатом такого астигматического преобразования является поле, полностью определенное положением изолированных нулей интенсивности, что позволяет численно решить фазовую задачу. С другой стороны, сингулярное поле с нулями одного знака, например, спиральный пучок в виде замкнутой кривой, не всегда удобно для анализа его вихревой структуры. Посредством астигматического преобразования его можно свести к одномерному полю, обладающему конечной энергией. Дальнейший анализ (например, интерференционный) одномерного поля позволяет восстановить количество и расположение нулей исходного поля.

Преобразование Фурье любого финитного поля является целой экспоненциальной функцией. Также известно, что такую экспоненциальную функцию можно найти по положению нулей его аналитического продолжения с помощью бесконечного произведения:

$$F(z) = Az^n e^{cz} \prod_{j=1}^{\infty} (1 - z/z_j) e^{z/z_j}$$

Это выражение использовалось для разработки практического метода решения фазовой проблемы в оптике [1-5]. Нули находили по данным нескольких измерений интенсивности, а построение аналитического продолжения осуществлялось численно.

В данной работе показано, что аналитическое продолжение для одномерных объектов может быть построено с помощью оптических систем с простым астигматизмом. При астигматическом преобразовании одномерного светового поля получается двумерное поле с дислокациями волнового фронта:

$$\begin{aligned} F(x, y) &= \iint_{\mathbb{R}^2} \exp\left(-\frac{ik}{f}(x\xi + y\eta) + \frac{i\xi\eta}{4\rho^2}\right) U(\xi) \exp\left(-\frac{\eta^2}{8\rho^2}\right) d\xi d\eta = \\ &= 2\rho\sqrt{2\pi} \exp\left(-\frac{k^2\rho^2}{f^2}(x^2 + y^2)\right) \exp\left(-2i\frac{k^2\rho^2}{f^2}xy\right) F_0(x + iy), \end{aligned}$$

положение которых и определяет положение нулей аналитического продолжения его Фурье образа. По известному положению нулей численно строится приближенное поле и восстанавливается фаза исходного объекта. Таким образом, для восстановления структуры фазового объекта требуется одно измерение интенсивности.

Очевидно, что обратное астигматическое преобразование переводит поле с сингулярностями в одномерную структуру, что тоже можно использовать для анализа полей. В работе [6] показано, что существует класс световых пучков с сингулярностями – спиральные пучки, которые связаны с одномерными пучками при помощи интегрального преобразования такого же вида. В настоящее время наибольший практический интерес представляют спиральные пучки с распределениями интенсивностей в виде кривых. Структурные особенности полей (сингулярности) в виде замкнутых кривых лежат в области с низкой интенсивностью, что затрудняет их детектирование.

Использование данного астигматического преобразования позволяет перевести двумерное световое поле с фазовыми сингулярностями в одномерное. Полученное одномерное поле несет всю информацию об исходном поле, при этом информация распределяется в виде более удобном для наблюдения и регистрации. Например, малые искажения исходного поля (связанные, например, с изменением положения нулей) проще обнаружить после преобразования исходного поля к одномерному виду. Таким образом, посредством астигматического преобразования осуществляется взаимосвязь одномерных полей и полей с фазовыми сингулярностями, что может быть эффективно использовано для анализа структуры полей обоих типов.

Работа выполнена в рамках бюджетной темы №01200805602 и при поддержке грантов РФФИ №07-02-96614-р_поволжье_a и №07-02-12221-офи.

Список литературы

1. Walker J.G. The Phase Retrieval Problem // Journal of Modern Optics, v.28, N6, 1981, p.735-738.
2. Nakajima N. Reconstruction of phase objects from experimental far field intensities by exponential filtering // Appl. Opt., v.29, N23, 1990, p.3369-738.
3. Bones P.J., Parker C.R., Satherley B.L., Watson R.W. Deconvolution and phase retrieval with use of zero sheets // JOSA A, v.12, N9, 1995, p.1842-1857.
4. Wood J.W., Hall T.J., Fiddy M.A. A Comparison Study of Some Computational Methods for Locating the Zeros of Entire Functions // Journal of Modern Optics, v.30, N4, 1983, p.511-527.
5. Обратные задачи в оптике / под ред. Болтса Г.П., М.: Машиностроение, 1984, 200 с.
6. Abramochkin E.G., Volostnikov V.G. Spiral-type beams: optical and quantum aspects // Opt. Comm, v.125, N4, 1996, p.302-323.

Н.Г. ВЛАСОВ, С.М. КУЛИШ

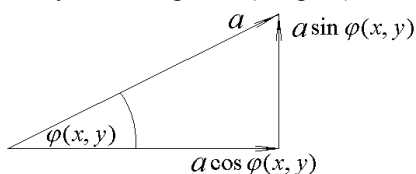
Московский государственный технологический университет «СТАНКИН»

УВЕЛИЧЕНИЕ ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТИ МЕТОДА ФАЗОВОГО КОНТРАСТА

Предложенный ранее алгоритм повышения чувствительности интерференционных измерений за счет нелинейной обработки интерферограмм [1] распространен на метод фазового контраста. Это возможно в связи с тем, что фазовоконтрастное изображение является фактически интерферограммой, образованной нулевым и остальными порядками дифракции зондирующего излучения.

Метод фазового контраста хорошо известен и широко применяется для визуализации фазовых объектов, функция амплитудного пропускания которых равна $a \exp(i\varphi(x, y))$, где $\varphi(x, y) \ll 1$. Дадим описание этого метода, несколько отличающееся от традиционного (см. напр. [2]).

Мы не будем использовать соотношение $\varphi(x, y) \ll 1$, ограничившись более мягким условием того, что интенсивность нулевого порядка дифракции сравнима с суммарной интенсивностью остальных порядков дифракции. Тогда исходя из (3) векторную диаграмму сложения колебаний нулевого и остальных порядков дифракции можно представить следующим образом (см. рис.)



Из приведенной диаграммы видно, нулевой порядок дифракции имеет амплитуду, равную $a \cos \varphi(x, y)$ и фазу, равную нулю. Волновое поле, образованное остальными порядками дифракции, имеет

амплитуду $a \sin \varphi(x, y)$ и фазу, отличающуюся от фазы нулевого порядка на $\pm(\pi/2)$. Результирующую интенсивность можно записать так:

$$I(x, y) = a^2 \cos^2 \varphi + a^2 \sin^2 \varphi = a^2. \quad (1)$$

После изменения фазы нулевого порядка дифракции на $\pm(\pi/2)$ в соответствии с методом Цернике, распределение интенсивности в плоскости изображения изменяется, в нем появляется перекрестное (интерференционное) слагаемое, в котором $\cos \Delta\varphi = 1$:

$$I(x, y) = a^2 \cos^2 \varphi(x, y) + a^2 \sin^2 \varphi(x, y) \pm 2a^2 \cos \varphi(x, y) \sin \varphi(x, y) = a^2 \pm a^2 \sin 2\varphi(x, y). \quad (2)$$

Выбор знака в (2) определяется тем, по одному направлению или в противоположных направлениях будут направлены на векторной диаграмме косинусная и синусная составляющие после изменения разности их фаз.

Если учесть малость $\varphi(x, y)$, то можно повторить результат Цернике:

$$I(x, y) = a^2(1 \pm 2\varphi), \quad (3)$$

и пространственное распределение интенсивности повторяет распределение фазы, однако для получения более общего результата уравнение (3) далее не используется.

Из точек плоскости изображения, в которых $\varphi(x, y) = 0$ найдем a^2 и вычтем из (2), а полученную разность разделим на a^2 :

$$\frac{I(x, y) - a^2}{a^2} = \sin 2\varphi. \quad (4)$$

Далее получим последовательно $\cos^2 2\varphi = 1 - \sin^2 2\varphi$, $\cos 4\varphi = 2 \cos^2 2\varphi - 1$, и т.д. (5)

Как видно из (5), при каждом цикле такой нелинейной обработке первоначального фазово-контрастного изображения чувствительность возрастает в два раза. Более подробное описание такого алгоритма можно найти в [1]. Отметим также, что описанный подход позволяет просто описать и образование теневого изображения. Действительно, если при помощи оптической обработки убрать нулевой порядок дифракции, то $I(x, y) = a^2 \sin^2 \varphi(x, y)$. Полученное теневое изображение может быть также обработано предложенным алгоритмом.

Теневое и фазово-контрастное изображения удобно также обрабатывать совместно. Одно из них позволяет найти $\sin^2 \varphi(x, y)$, а другое $\cos \varphi(x, y) \sin \varphi(x, y)$. Отсюда искомое пространственное распределение фазы, как и в методе фазовых шагов, равно $\varphi(x, y) = \arctg \frac{\sin^2 \varphi(x, y)}{\sin \varphi(x, y) \cdot \cos \varphi(x, y)}$

Список литературы

1. Власов Н.Г., Кулиш С.М. Нелинейная обработка интерферограмм (теория) // Научная сессия МИФИ-2008, т.2, с.105-106.
2. Борн М., Вольф Э. Основы оптики, М., Наука, 1973, 719 с.

О.М. СТОГОВ, А.Б. ИВАНОВ, А.В. КРЕТУШЕВ,
В.П. ТЫЧИНСКИЙ

*Московский государственный институт радиотехники, электроники и
автоматики (технический университет)*

ИЗМЕРЕНИЯ ПОКАЗАТЕЛЯ ПРЕЛОМЛЕНИЯ ТОНКИХ ПЛЁНОК ЖИДКОСТИ В ПРОЦЕССЕ ИСПАРЕНИЯ МЕТОДОМ ДИНАМИЧЕСКОЙ ФАЗОВОЙ МИКРОСКОПИИ

Существующие методы измерения показателя преломления не позволяют его измерить в тонких слоях жидкости порядка десятков микрон. Разработан новый метод, основанный на интерференции в тонких слоях испаряющейся жидкости. Измерения производились на когерентном фазовом микроскопе. Обработка результатов измерений осуществлялась в рамках двухслойной модели по оригинальному алгоритму нами разработанного программного обеспечения. Приводятся результаты измерений, и обсуждается влияние физических свойств поверхности подложки.

Известно, что структура жидкости, в т.ч. воды может изменяться в прилегающих к поверхности слоях, например, на границе жидкость - твердое тело. В последние годы появились экспериментальные доказательства [1] существования протяженной (до десятков микрометров) «эксклюзивной зоны» вблизи гидрофильной твердой поверхности. Исследования оптических свойств тонких слоев жидкости связано с известными экспериментальными препятствиями. Одно из решений состоит в использовании хорошо известных интерференционных эффектов в тонких пленках [2]. Мы здесь сообщаем результаты измерений показателя преломления жидкостей методом динамической фазовой микроскопии [3] на когерентном фазовом микроскопе «Эйрискан» [4].

Капля жидкости наносилась на подложку полированного кремния и устанавливалась в измерительном плече микроскопа (рис. 1а). Измерения оптической разности хода (ОРХ) в фиксированной точке изображения капли производились периодически с интервалом 2-10 мсек. Фаза $\varphi(t) = 2\pi h(t)/\lambda$ отраженной волны и ОРХ $h(t)$ измерялись на длине волны $\lambda = 632,8$ нм He-Ne лазера, использовавшегося как источник излучения.

В основе метода лежит зависимость ОРХ или фазовой толщины от показателя преломления. Фазу отраженной волны в некоторой фиксированной плоскости H_0 можно представить формулой

$$\varphi(h_\Sigma) = 2\pi/\lambda[H_0 + h_\Sigma] + \varphi_\approx (2),$$

где $h_{\Sigma} = \sum H_i(n_i - 1)$ ($i = 1, 2$) оптическая толщина слоя жидкости, $\varphi \approx$ – осциллирующая компонента фазы на границе h_{Σ} жидкости и воздуха, показатель преломления которого принят равным единице, n_i ($i = 1, 2$) – показатели преломления слоев. H_1 – толщина слоя «обычной» жидкости, H_2 – толщина слоя с измененными свойствами у подложки (рис. 1б).

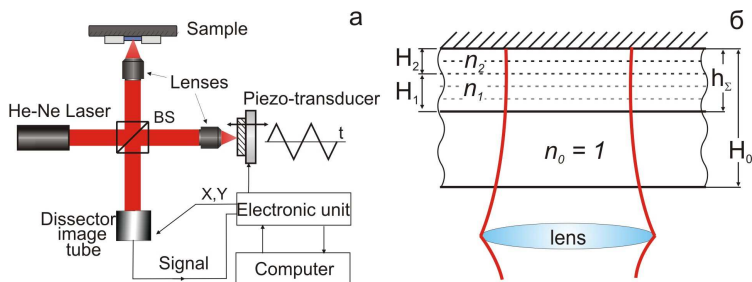


Рис. 1. (а) Оптическая схема когерентного фазового микроскопа; (б) двухслойная модель объекта.

Вследствие интерференции лучей, отраженных от подложки и границы раздела жидкость-воздух при определенных значениях толщины $\sum H_i n_i = q\lambda/2$, где $q = 1, 2, 3, \dots$, возникает стоячая волна. При испарении жидкости толщины слоев H_i уменьшаются, и, при условии $\Delta h_{\Sigma} = \sum \Delta H_i n_i = \lambda/2$, это приводит к периодическому изменению фазы на $\Delta\varphi \approx 2\pi$. Периоду $\Delta h_{\Sigma} = \lambda/2n_i$ соответствует изменение ОРХ в плоскости Ho на величину $\Delta h = \Delta\varphi/2\pi = [\Delta H_0 + \Delta h_{\Sigma}]$. В общем случае нет простой зависимости периода Δh от показателя преломления.

В частном случае оптически однородного слоя, когда изменяется только толщина слоя H_1 , изменения компоненты $\varphi \approx$ будут происходить с периодом по толщине слоя $\Delta H_1 = \lambda/2n_1$ и по ОРХ в плоскости Ho с периодом $\Delta h = [(n_1 - 1)\Delta H_1] = \lambda/2[1 - n_1^{-1}]$. В этом случае показатель преломления однозначно определяется периодом изменения фазовой толщины $n = \lambda/(\lambda - 2\Delta h)$. Для двухслойной среды нет однозначного решения.

Оцифрованные значения ОРХ $h(t)$ (рис. 2 а-г) представлялись в виде гистограмм $P(h)$, в которых Фурье-преобразованием определяли среднюю частоту пространственной периодичности $F = 1/\Delta h$ (рис. 3 а-г). Измерения производились с бензолом, спиртом и водой. Для бензола, который является типичной неполярной жидкостью, измерения дали значения $n=1,48 - 1,51$. Интервалы измерений для этилового спирта $n=1,45 - 1,47$ и воды $n=1,43 - 1,38$ дали значения, существенно отличающиеся от стандартных.

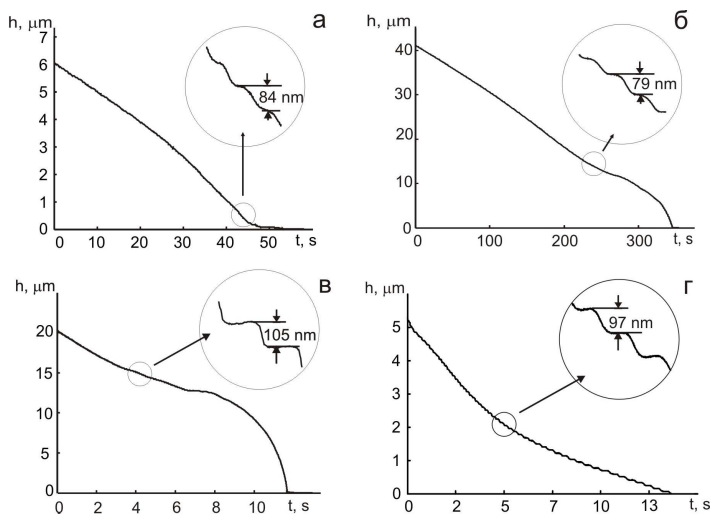


Рис. 2. Значения ОРХ $h(t)$: (а) - водный раствор поливинилового спирта; (б) - вода; (в) - бензол; (г) - этиловый спирт.

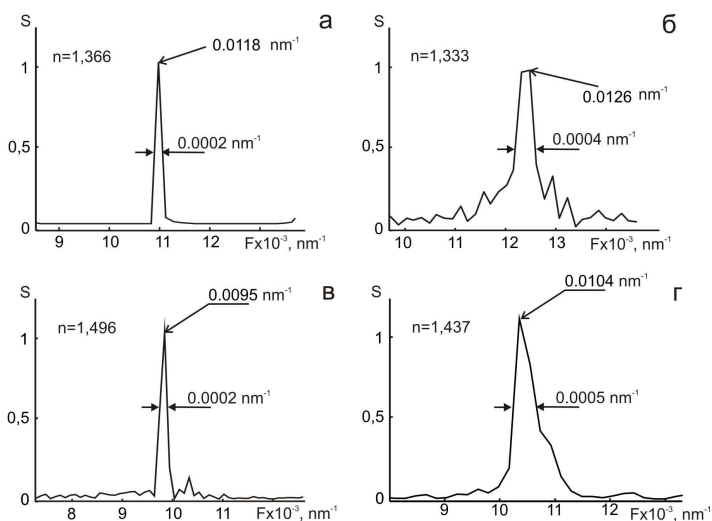


Рис. 3. Средняя частота пространственной периодичности на рис. 2: (а) - водный раствор поливинилового спирта; (б) - вода; (в) - бензол; (г) - этиловый спирт.

При уменьшении толщины слоя дистиллированной воды до 2-3 мкм мы наблюдали изменение частоты пространственной периодичности от 0,0126 до 0,011 nm^{-1} , которое видно из спектрограммы (рис. 4). Показатель преломления в тонком слое воды изменялся соответственно от 1,33 до 1,4. Эти предварительные результаты подтверждают наличие «эксклюзивной зоны» вблизи поверхности полированного кремния.

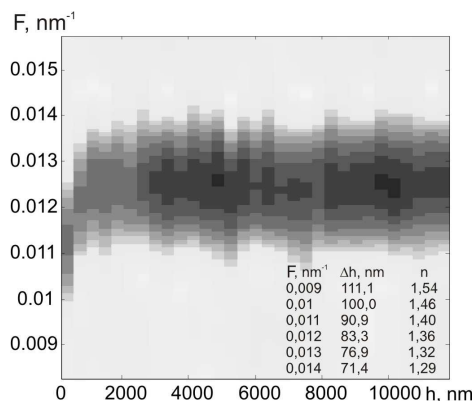


Рис. 4. Спектрограмма распределения оптической толщины $P(h)$ при испарении дистиллированной воды.

Список литературы

1. Chai B.-H., Zheng J.-M., Zhao Q., Pollack G. Spectroscopic studies of solutes in aqueous solution, J. Phys. Chem. A 2008, 112, 2242-2247.
2. Борн М., Вольф Э. Основы оптики, М.: Наука, 1976.
3. Тychинский В.П., Динамическая фазовая микроскопия: возможен ли «диалог» с клеткой? // УФН, 50(5): 513-528 (2007).
4. Tychinsky V.P., Masalov I.N., Pankov V.L., Ublinsky D.V., Computerized phase microscope for investigation of submicron structures // Opt. Comm. v 74, 1-2, 1 Dec 1989, pp. 37-40.

Г.Н. ВИШНЯКОВ, С.В. КОРНЫШЕВА
*Всероссийский научно-исследовательский институт
оптико-физических измерений, Москва*

ИНТЕРФЕРЕНЦИОННЫЕ МЕТОДЫ ИЗМЕРЕНИЯ ПОКАЗАТЕЛЯ ПРЕЛОМЛЕНИЯ

В работе описаны интерференционные методы измерения показателя преломления твердых и жидких образцов. В отличие от гониометрического метода, где используются образцы в виде призм, интерференционные измерения можно проводить с образцами в виде пластинок, которые часто требуются для измерений других физических параметров и которые проще изготовить. При этом твердые тела должны быть изготовлены в виде параллелепипеда (плоско-параллельной пластинки), а для измерения жидких веществ используется кювета с параллельными иллюминаторами.

В одно из плеч интерферометра помещается такой объект, установленный на вращающейся платформе. При плавном повороте объекта происходит изменение разности оптической длины пути излучения в каналах интерферометра. Это вызывает смещение интерференционных полос при настройке интерферометра на полосы конечной ширины, или периодическое изменение во времени интенсивности излучения (временные полосы) при настройке на бесконечно широкую полосу. Поэтому измерение разности оптической длины пути может производиться как в пространственной, так и во временной области. Измеряя разность оптической длины пути при различных, но известных угловых положениях объекта, можно определить показатель преломления данного объекта и его толщину.

В настоящей работе для измерения оптической разности хода лучей предлагается использовать интерферометр Майкельсона. Оптическая схема интерферометра Майкельсона предполагает два прохода излучения через исследуемый объект, что повышает чувствительность метода измерений в 2 раза. Еще одно преимущество использования такой схемы – отсутствие смещения предметного пучка относительно опорного пучка, при повороте объекта, что не требует высокой точности юстировки положения объекта.

В настоящей работе поставлена задача измерения показателя преломления n при неизвестной толщине d по формуле:

$$\Delta\Phi(\varphi) = \frac{2\pi d}{\lambda} \left[\sqrt{n^2 \sin^2 \varphi} - \cos \varphi - n + 1 \right]. \quad (1)$$

Процедура вычисления данных параметров состоит из двух этапов:

1. Измерение зависимости $\Delta\Phi(\varphi_j)$ для дискретного числа углов поворота пластинки φ_j .
2. Аппроксимация полученной зависимости кривой вида (1) подбором параметров n и d .

Последний этап выполняется численными методами, широко известными как fitting – процедуры.

Таким образом, предложенный метод позволяет измерять сразу два параметра – показатель преломления и толщину образца.

Проведено исследование метода интерференционной рефрактометрии для того, чтобы ответить на следующие вопросы:

1. Сколько отсчетов по углу j необходимо для достижения заданной точности измерений?
2. С какой точностью необходимо знать эти угловые отсчеты?
3. С какой точностью необходимо измерять оптическую разность хода $\Delta\Phi(\varphi_j)$?
4. Как влияет несовершенство образца и ошибки в юстировке установки на точность измерений?

По результатам компьютерного моделирования предложенного метода, получено, что для вычисления показателя преломления с точностью 10^{-5} требуется:

1. Измерение значений угла φ_j не менее, чем в 400 отсчетах с точностью не хуже 10^{-5} рад.
2. Измерение функции $\Delta\Phi(\varphi_j)$ с точностью не хуже 0.1 рад.
3. Использование метода Левенберга-Марквардта для нелинейной оптимизации функционала невязки.

И.Э. ВОЛЬФ, А.Н. МАЛОВ, А.Н. БОРОДИН

*Иркутское высшее военное авиационное инженерное училище
(военный институт), Россия*

ИССЛЕДОВАНИЕ ПОЛУПРОЗРАЧНЫХ ОБЪЕКТОВ МУЛЬТИСПЕКТРАЛЬНЫМ СПЕКЛ-МЕТОДОМ

Рассмотрен двухдлинноволновый спекл-метод исследования полупрозрачных объектов для диагностики и дефектоскопии состояния подповерхностной структуры. Под мультиспектральным спекл-методом понимается сумма спекл-картин, полученных при различных длинах волн излучения, взаимодействующего с исследуемым объектом. Показана возможность применения корреляционного анализа для получения из подобных изображений параметров шероховатости объекта в ситуации «сильного диффузора».

Спекл-оптическое исследование прозрачных и полупрозрачных объектов, обладающих высоким уровнем рассеяния из-за подповерхностных дефектов, оказывается достаточно сложным по интерпретации результатов, если реализуется случай так называемого «сильного диффузора» [1-3].

В настоящей работе предпринято рассмотрение двухволновых спекл-картин (т.е. суммы спекл-картин при различных длинах волн) с целью определения возможности корреляционного анализа для описания параметров шероховатости объекта в схеме «сильного диффузора».

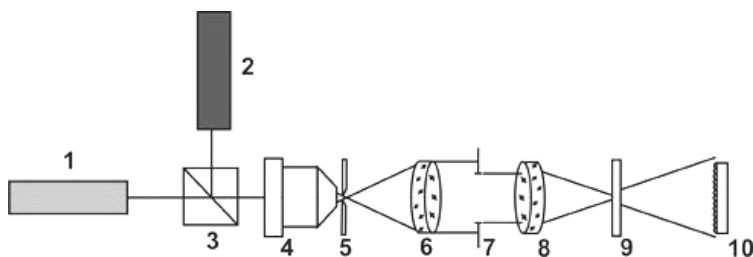


Рис. 1. Схема эксперимента при освещении исследуемого образца двумя источниками: 1) полупроводниковый лазер $\lambda=0,532$ мкм, 2) полупроводниковый лазер $\lambda=0,6354$ мкм, 3) делительный кубик, 4) микрообъект, 5) Pinhole (точечное отверстие), 6) объектив, 7) диафрагма, 8) объектив, 9) исследуемый объект, 10) ПЗС-матрица.

Если осветить объект одновременно двумя источниками когерентного излучения, то информативность спекл-картины может увеличиться: при разложении полученной картины по слоям RGB, информативными являются уже два слоя R и G, в то время как при освещении одним из источников информативным является только один из слоев. Схема проведения эксперимента представлена на рис. 1.

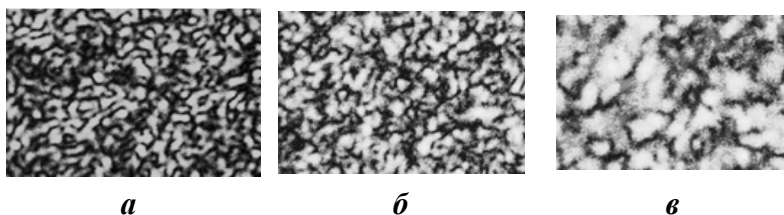


Рис. 2. Спекл-картины:

- а) при освещении полупроводниковым лазером $\lambda=0,6354$ мкм,
- б) при освещении полупроводниковым лазером $\lambda=0,532$ мкм,
- в) при совместном освещении.

При сравнении всех полученных участков попарно, можно получить некоторый набор коэффициентов корреляции изображений. Для полученной функции распределения экспериментально полученных данных затем находится некоторое среднее значение - m (математическое ожидание). Далее, при сравнении коэффициентов корреляции от других образцов с принятым за эталон, определяется разность данных коэффициентов, что соответствует различной степени шероховатости поверхностей исследуемых образцов. Имея базу данных по классификации повреждений, статистическим методом обработки полученных данных, можно определить степень повреждения исследуемой детали.

Список литературы

1. Войшвилло А., Щербакова Н.И. Параметры пятнистой картины, образованной при прохождении лазерного пучка через рассеивающие слои различной оптической толщины // Оптика и спектроскопия, т.55, вып.1, 1983.
2. Франсон М. Оптика спеклов, Москва, Мир, 1980, 172с.
3. Клименко И.С. Голография сфокусированных изображений и спекл-интерферометрия, Москва, Наука, 1985, 224с.

В.А. КОМОЦКИЙ, Ю.М. СОКОЛОВ, А.Н. АЛЕКСЕЕВ

Российский университет дружбы народов, Москва

ИССЛЕДОВАНИЕ ОПТОЭЛЕКТРОННОГО ДАТЧИКА УГЛОВЫХ СМЕЩЕНИЙ НА ОСНОВЕ ГЛУБОКОЙ ОТРАЖАТЕЛЬНОЙ ДИФРАКЦИОННОЙ РЕШЕТКИ

Предложено новое оригинальное устройство для измерения угловых смещений объектов на основе глубокой фазовой отражательной дифракционной решетки. Проведен теоретический анализ характеристик датчика и эксперименты по измерению характеристик датчика.

Основным элементом оптоэлектронного датчика является пластина или тонкая пленка, на внешней стороне которой нанесена рельефная решетка с прямоугольным профилем в виде меандра, покрытая отражающей пленкой. Пучок излучения лазера направляется под определенным углом на дифракционную решетку с глубиной более четверти длины световой волны. В нулевом порядке дифракции света, отраженного от решетки, установлен фотодетектор, с выхода которого получают электрический сигнал, пропорциональный угловому отклонению ДР.

Мощность излучения в нулевом дифракционном порядке зависит от величины амплитуды фазовой модуляции Φ_M волнового фронта световой волны, отраженной от рельефной поверхности решетки с глубиной h . Эта зависимость определяется выражением

$$P_0 = P_{\text{пад}} R \cos^2 \Phi_M = P_{\text{пад}} R \cos^2 \left(\frac{2\pi}{\lambda} h \cos \Theta \right),$$

где $P_{\text{пад}}$ – мощность падающего излучения лазера, R – коэффициент отражения, Θ – угол падения лазерного пучка. При $h > \lambda/4$ зависимости мощности нулевого порядка от угла падения лазерного пучка $P_0(\Theta)$ имеют осциллирующий характер и содержат участки, близкие к линейным. На рис. 1 показана одна из таких зависимостей для рельефной решетки глубиной порядка $h = 1,35 \text{ мкм}$ при $R = 0,9$, $\lambda = 0,6328 \text{ мкм}$ и $P_{\text{пад}} = 1 \text{ мВт}$. На этом же рисунке приведена экспериментальная зависимость, полученная для решетки с глубиной $h = 1,35 \text{ мкм}$ (период $\Lambda = 100 \text{ мкм}$). Вертикальный масштаб экспериментальной кривой нормирован к единичной мощности.

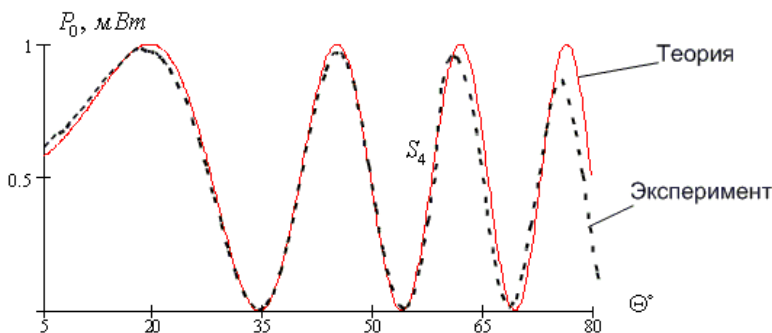


Рис. 1. Графики теоретической и экспериментальной зависимостей $P_0(\Theta)$ для отражающей решетки глубиной $h = 1,35 \mu\text{м}$.

Для измерения угловых смещений и колебаний поверхности следует выбрать один из линейных участков зависимости $P_0(\Theta)$. Рабочие углы целесообразно выбирать в диапазоне $\Theta = 30 - 60^\circ$. Крутизна линейного преобразования углового отклонения в изменение мощности нулевого порядка высока и повышается при увеличении глубины ДР. Расчетное значение крутизны на четвертом линейном участке при мощности падающего излучения $P_{\text{пад}} = 1 \text{ мВт}$, $R = 0,9$ и $h = 1,35 \mu\text{м}$ составляет величину $S_4 = 0,01 \text{ мВт/мрад}$. Пороговая величина обнаружения угловых колебаний ограничена внутренними шумами: в основном, тепловыми шумами нагрузки и дробовыми шумами фототока. При мощности излучения падающего пучка $P_{\text{пад}} = 15 \text{ мВт}$, сопротивлении нагрузки $R = 1 \text{ кОм}$, полосе пропускания $\Delta f = 100 \text{ Гц}$ и уровне $c/u = 1$ чувствительность можно оценить величиной порядка $\Delta\varphi_{\text{min}} = 10^{-8} \text{ рад}$.

Вес датчика и его размеры не имеют определяющего значения, и могут быть очень малыми. Кроме того, датчик оказывается чувствительным как к смещениям в плоскости, перпендикулярной штрихам решеток, так и в плоскости, параллельной им. Предложенный датчик обладает рядом преимуществ по сравнению с датчиками, предложенными ранее в [1].

Список литературы

1. Комочкий В.А., Соколов Ю.М. Оптоэлектронное устройство для измерения угловых колебаний конструкций, патент на полезную модель №57895.

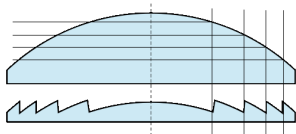
Ч.Б. КАЙТУКОВ

Научно-технический центр «Атлас», Москва

СИНТЕЗИРОВАНИЕ ОБЪЁМНЫХ ИЗОБРАЖЕНИЙ НА ОСНОВЕ ПЛОСКОЙ ОПТИКИ

Современные приборы и технологии, позволяют создавать рельеф поверхности глубиной в доли длины волны света с заданными характеристиками. С их помощью стало возможным создание оптических элементов толщиной в доли микрометра представляющих собой поверхности Френеля, по аналогии с линзой Френеля. В работе проведен анализ защитных свойств оптических элементов, созданных на основе плоской оптики, представлены методы расчёта и подготовки данных для их синтеза на электронно-лучевом литографе и приборе «дотматрикс».

Защитные свойства радужных голограмм используются для подтверждения подлинности товаров и документов. Широкое распространение данная технология получила благодаря сочетанию свойств, таких как сложность создания; сложность копирования; простота тиражирования в тысячных и миллионных количествах; простота идентификации. Производителям голограмм требуется постоянно обновлять арсенал защитных свойств голограмм. К одному из защитных элементов радужной голограммы можно отнести линзу Френеля. На рисунке схематически показан принцип построения плоской линзы повторяющей свойства обычной линзы.



Обычно такой оптический элемент создаётся для работы на пропускание. При использовании оптического элемента для радужной голографии он будет работать на отражение. В этом случае разность хода лучей будет приблизительно равной двойной глубине рельефа.

Если толщина плоской оптики составляет сотни, а как правило тысячи длин волн, то нет необходимости (и чаще всего, возможности) следить за скачком фазы на сопряжении соседних зон. В этом случае «сбой» фазы будет происходить лишь на переходе между соседними зонами, и вклад аберраций будет незначительным. При использовании голографической фольги для построения линзы Френеля глубина рельефа становится жёстко зафиксированным параметром, так как составляет половину длины волны, и произвольная сбивка фазы на границах зон становится недопустима. Визуально такой рельеф воспринимается как вогнутое или

выпуклое зеркало, в зависимости от направления профиля «пилы».

По этой аналогии возможно создать микрорельеф исходной поверхности, представляющей собой не поверхность линзы, а сложную произвольную поверхность - барельеф, например, сторону монеты. Соответственно, визуально это будет воспроизводить изображение монеты с эффектом глубины сцены. В отличие от радужных голограмм для наблюдения такого изображения не требуется соблюдения никаких специальных углов освещения, отсутствуют специальные требования к параллельности лучей от источника освещения. Так же изображение свободно от радужного эффекта, то есть, нет разложения источника освещения в спектр, так как линии на поверхности не представляют собой периодическую структуру. Для расчета данных при создании микроповерхности Френеля необходима двумерная матрица, значениям которой соответствуют высоты рельефа по оси Z, а положение (x,y) соответствует координате на поверхности по осям X и Y.

Обычно разрешение сканирующих устройств по осям X и Y не достаточно для прямого использования в расчёте. Например, для полутонового изображения монеты комфортно воспринимаемого на экране монитора или фотографии достаточно 128x128 пикселей, тогда как микрорельеф поверхности Френеля создаётся с разрешением приблизительно в 200 нм и, значит, каждый квадратный сантиметр поверхности потребует описания 50000x50000 «точек». Для этого исходная матрица в несколько итераций дополняется и сглаживается.

В случае подготовки данных для электронного литографа в связи с невозможностью создания гладкого рельефа принимается аппроксимация многоуровневым рельефом. В данном случае приемлемый результат получается при использовании четырёх уровней высоты. Таким образом, всё изображение строится четырьмя уровнями глубины микрорельефа, представляющими собой эквифазовые зоны исходной поверхности.

При использовании проекционного аппарата дотматрикс возможно создание гладкого рельефа в областях плавного изменения глубины в исходном изображении. Аппарат дотматрикс лишён сложностей связанных с выводом большого количества данных, присущих электронно-лучевому литографу. Следует ожидать, что своё развитие «плоские барельефы» получат при использовании технологии проекционных дотматрикс. Оптический эффект «плоский барельеф» особенно востребован в качестве защитного оптического элемента, так как не требует специальных навыков от оператора при контроле.

М.В. КОННИК, Л.Б. СЕРЁЖКИН, С.Н. СТАРИКОВ

Московский инженерно-физический институт (государственный университет)

АНАЛИЗ И ПРИМЕНЕНИЕ ИТЕРАТИВНЫХ МЕТОДОВ ВОССТАНОВЛЕНИЯ ИЗОБРАЖЕНИЙ В ОПТИКО- ЦИФРОВЫХ СИСТЕМАХ

Рассмотрены итеративные методы для восстановления оптически кодированных изображений и распознаваемых изображений по корреляционным сигналам. Программно реализованы восемь итеративных методов и выполнено их адаптивное ускорение. Данные методы восстановления изображений ориентированы на наличие шумов Гаусса и Пуассона, характерных для регистрации изображений цифровыми матричными фотоприемниками. Выполнены численные эксперименты по восстановлению как тестовых изображений с моделированием шумов, так и реальных снимков. Проведен сравнительный анализ эффективности методов.

Был рассмотрен ряд итеративных методов восстановления изображений. Эти методы характеризуются тем, что они ориентированы на наличие шумов Гаусса и Пуассона, наблюдаемых при регистрации изображений цифровыми матричными фотоприемниками. Для сравнения и поиска наиболее подходящего итеративного метода для задачи восстановления изображений по корреляционным сигналам были программно реализованы следующие итеративные алгоритмы: Джанссона ван Циттерта [1], Голда [2], Меца [3], Лаки-Ричардсона [4], Мюллера [4], Максимуа Постериори (МАР) [4].

На первом этапе восстанавливались тестовые изображения, не содержащее никаких шумов. По результатам проведенных экспериментов было выяснено, что все реализованные итеративные методы восстановления показали хорошие результаты: в среднем среднеквадратическое отклонение (СКО) составило 5% при 10000 итерациях. Далее был наложен моделированный Гауссов шум с нулевым средним и дисперсией $\sigma^2 = 0.0001$ единицы.

На рис. 1 представлены графики СКО для зашумленного (а) и незашумленного (б) изображений. Можно видеть, что при наличии шума результат восстановления ухудшается при увеличении числа итераций. По результатам проведенных экспериментов были отобраны алгоритм Меца и алгоритм Лаки-Ричардсона.

На втором этапе отобранные методы использовались для восстановления сцены по корреляционному сигналу. На рис. 2 изображены

корреляционные сигналы (а), импульсный отклик оптико-цифровой системы (б) и восстановленные изображения (в) после 1000 итераций.

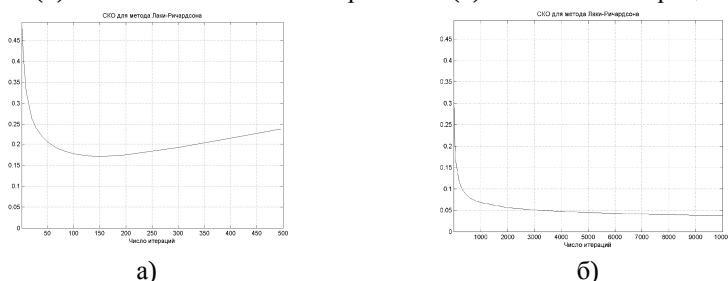


Рис. 1. Графики SKO: а) для зашумлённого изображения (наим. SKO 17%, 150 итераций), б) для незашумлённого изображения (наим. SKO 5%, 10000 итераций).

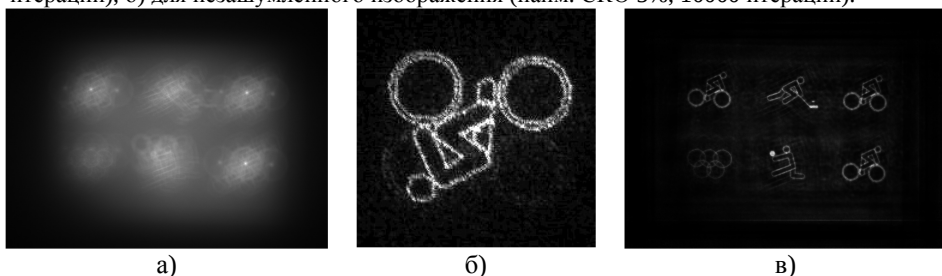


Рис. 2. Изображения: а) обрабатываемое, б) импульсный отклик, в) восстановленное методом Лаки-Ричардсона за 1000 итераций.

В результате проведённых экспериментов было получено, что наилучшим в поставленной задаче восстановления изображений по корреляционным сигналам оказался итеративный метод Лаки-Ричардсона: за одинаковое число итераций он показал лучший по визуальному качеству результат.

Работа выполнена при поддержке Минобрнауки РФ (Программа "Развитие научного потенциала высшей школы", проект РНП.2.1.2.1103).

Список литературы

1. Van Cittert P.H. Zum Einfluss der Spaltbreite auf die Intensittverteilung // Spektrallinien II, Zeitschrift für Physik, 69, 1933, 298.
2. Gold R. An Iterative Unfolding Method for Matrices. // Tech. Rep. ANL-6984, Argonne National Laboratory, Illinois, 1964.
3. Iiuma T.A., Nagai T. Image restoration in radioisotope imaging systems // Phys. med. biol., 12(4), 1967, p.501-509.
4. Pantin E., Starck J.-L., Murtagh F. Deconvolution and Blind Deconvolution in Astronomy // Blind image deconvolution: theory and applications, CRC Press, 2007, p.277-317.

А.Ю. БЫКОВСКИЙ¹, В.А. НИКИФОРОВ

Московский инженерно-физический институт (государственный университет),

¹Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва

МЕТОД ГЕНЕРАЦИИ КВАЗИСЛУЧАЙНЫХ ЧИСЕЛ В ОПТОЭЛЕКТРОННЫХ СХЕМАХ ЗАЩИЩЁННОГО МНОГОЗНАЧНО-ЛОГИЧЕСКОГО КОДИРОВАНИЯ

Обсуждается метод генерации последовательностей квазислучайных чисел для робототехнических каналов связи, использующих защищенное многозначно-логическое кодирование.

Метод защищенного многозначно-логического кодирования (МЗЛК) [1] в каналах передачи данных основан на вычислениях значений секретной функции, задаваемой в рамках z -значной логики Аллена-Живона. При этом для каждого сообщения случайным образом генерируется одноразовый ключ, представляющий собой перекодировочную последовательность z -значных логических величин ($z=0\div 255$), задаваемых и пересылаемых в неявном параметрическом виде. Наиболее просто этот метод можно практически реализовать для каналов связи робототехнических систем, где, в отличие от волоконных линий связи, не требуется высокая производительность генератора квазислучайных чисел (ГКСЧ) и, кроме того, можно отказаться от алфавитного принципа построения языка команд. При этом защищенные сообщения в простейшей лазерной линии [1] можно пересылать в виде усложненного варианта ШИМ кода. Защищенные последовательности z -значных чисел можно также передавать структурой световых пятен, выводимых на небольшой дисплей робота [2].

Задача разработки схем ГКСЧ, пригодных для обслуживания каналов связи с МЗЛК, включала в себя следующие аспекты: а) разработку макета автономного микроконтроллерного устройства для измерений зашумленных сигналов и формирования на их основе квазислучайных последовательностей z -значных чисел, б) анализ возможных схем генерации z -значных чисел на основе измеряемых физических сигналов, в) подбор способов тестирования статистических закономерностей генерируемых последовательностей на основе стандартных тестов NIST, применяемых для анализа двоичных криптосистем.

Макет основан на оптоэлектронном источнике шумового сигнала, усилителе, 10 битном АЦП AD7813, 8-битном микроконтроллере с внешней

памятью, контроллере интерфейса RS232C. Схема позволяет генерировать одноразовые ключи R, представляющие собой квазислучайные последовательности из 255 z-значных логических значений, и далее пересылать их из внешней памяти микроконтроллера либо в шину данных ГКСЧ, либо в РС для оценки меры случайности с помощью тестов NIST.

В зависимости от требуемой производительности ГКСЧ и “качества” получаемых последовательностей возможно как генерировать байты с z-значными числами из обычных бинарных последовательностей, так и применять ускоренные алгоритмы, в которых зашумленный оцифрованный сигнал используется как целый блок битов. При этом частотные тесты NIST способны выделить характерные особенности квазислучайных последовательностей R для различных лазерных и светодиодных источников света, а также фотоприемников.

Задача генерации секретной МЗЛ функции, записываемой в памяти в виде случайного набора из ≈ 16000 8-битных чисел, требует от ГКСЧ максимально быстрого и равновероятного выпадения чисел в диапазоне z от 0 до 255, что пока выходит за рамки простых схем ГКСЧ. Однако, в процессе рабочей пересылки квазислучайных ключей требования к ГКСЧ могут быть снижены благодаря используемому принципу “одноразового шифровального блокнота”. Чтобы дополнительно снизить требования к ГКСЧ, предлагается принцип формирования ключа в виде выборки данных из многоэлементного источника физических шумов. Для этого, как предполагается, пригодна, CCD/CMOS фотоприемная матрица размерностью в несколько мегапикселей, из элементов которой делаются случайные выборки данных длиной 255 чисел и более. При этом, например, даже для $n=10000$ пикселей и длине выборки $m=255$ число комбинаций вариантов выборки составляет число комбинаторных размещений $A_n^m = n!/(n-m)! \sim 4 \times 10^{1018}$, что сделает практический криптоанализ фактически недоступным.

Предложенные в работе макетные и алгоритмические решения ГКСЧ позволяют перейти к разработке криптомодулей МЗЛК кодирования беспроводных каналов передачи данных.

Список литературы

1. Antipov A.L., Bykovsky A.Yu., Vasiliev N.A., Egorov A.A. Multiple-valued logic-protected coding for an optical non-quantum communication line // Journal of Russian Laser Research, v.27, N5, 2006, p.492-505.
2. Antipov A.L., Bykovsky A.Yu., Egorov A.A. Data Protection Ordering/ Disordering of a Fuzzy Logic Model in a Robotic Agent via the Optical Data Transfer Line // Journal of Russian Laser Research, v.29, N4, 2008, p.324-335.

И.Ю. ФЕДОРОВ, А.Е. АНГЕРВАКС¹,
В.К. СОКОЛОВ, А.С. ЩЕУЛИН¹

*Балтийский государственный технический университет «Военмех»,
Санкт-Петербург, Россия*

*¹Санкт-Петербургский государственный университет информационных
технологий, механики и оптики, Россия*

ОПТИЧЕСКИЕ КОРРЕЛЯТОРЫ НА ОСНОВЕ ОБЪЕМНОЙ ДИНАМИЧЕСКОЙ ГОЛОГРАФИЧЕСКОЙ СРЕДЫ CdF_2

Излагаются результаты работ по построению оптических корреляторов на основе объемной динамической голографической среды – кристаллов фторида кадмия с бистабильными примесными центрами индия и галлия. Реализованы схемы корреляторов Вандер Люгта и совместного преобразования Фурье. Приводятся результаты экспериментов и модельные расчеты.

Оптические корреляторы являются эффективными устройствами для распознавания образов благодаря быстрой обработке больших массивов информации. Они могут быть использованы в системах машинного зрения, устройствах слежения за объектами, системах доступа и безопасности и т.д. Основными модификациями оптических корреляторов являются коррелятор Вандер Люгта (КВЛ) и коррелятор совместного преобразования Фурье (СФП-коррелятор); каждая из этих схем обладает своими преимуществами и недостатками. Большинство практически важных задач требует корреляционного анализа, проводимого в режиме реального времени, поэтому для записи ключевого элемента коррелятора – фильтра пространственных частот – целесообразно использовать динамические голографические среды с малыми постоянными времени формирования и распада голограммы.

В настоящей работе описываются корреляторы с динамическими голографическими фильтрами пространственных частот на основе кристаллов фторида кадмия (CdF_2) с бистабильными примесными центрами индия (In) и галлия (Ga). Бистабильность в кристаллах фторида кадмия обусловлена существованием как стандартного водородоподобного состояния центра («мелкого»), так и двухэлектронного глубокого состояния, которое является для них основным. Возбужденное – мелкое состояние центра – отделено от основного состояния потенциальным барьером, таким образом, оно

является метастабильным. Метастабильный характер возбужденного состояния центра обуславливает динамический характер голограмм, записываемых в этих кристаллах. Быстродействие голографической среды CdF_2 с бистабильными центрами при комнатной температуре определяется временем распада голограммы и составляет порядка нескольких секунд для кристалла $\text{CdF}_2:\text{Ga}$ и ~ 100 нс для $\text{CdF}_2:\text{In}$. Необходимо отметить, что процесс распада голограмм происходит спонтанно и не требует дополнительного освещения кристалла [1].

На основе кристалла $\text{CdF}_2:\text{In}$ был создан голографический динамический КВЛ. Запись и считывание голограмм производились излучением второй гармоники $\text{Nd}:\text{YAG}$ лазера ($\lambda = 532$ нм). Запись производилась импульсами длительностью 20 нс (на половине амплитуды), частотой 17 Гц и энергией в импульсе 0,28 мДж (плотность мощности 15 мДж/см²). Энергия считывающего пучка составляла 2 % от энергии записывающих пучков. Считывание производилось задержанным на 6 нс импульсом того же лазера, при этом считывающий пучок был коллинеарен опорному пучку или же направлялся навстречу ему. Полученные корреляционные сигналы тестовых транспарантов хорошо различимы на фоне шумов [2].

При создании СФП-коррелятора использовались кристаллы $\text{CdF}_2:\text{Ga}$. Запись и считывание голографических фильтров производилась излучением аргонового лазера ($\lambda = 488$ нм); плотность мощности излучения в канале записи коррелятора была 100 мВт/см², мощность считывающего пучка составляла приблизительно 5% от мощности записывающего. В канале записи коррелятора использовалась оптическая схема с увеличением за счет введения в схему дополнительной отрицательной линзы. Полученные экспериментальные результаты продемонстрировали способность коррелятора к селективному распознаванию при работе с объектами разной сложности [3].

Список литературы

1. Щеулин А.С., Ангервакс А.Е., Рыскин А.И., Линке Р. Новый класс голографических материалов на основе полупроводниковых кристаллов CdF_2 с бистабильными центрами: III. Механизмы записи и распада голографических решеток // Оптика и спектроскопия, т.92, №1, 2002, с.141-149.
2. Щеулин А.С., Верховский Е.Б., Ангервакс А.Е., Рыскин А.И. Запись информационных динамических голограмм в кристалле $\text{CdF}_2:\text{In}$ // Оптика и спектроскопия, т.99, №5, 2005, с.835-837.
3. Федоров И.Ю., Ангервакс А.Е., Соколов В.К., Щеулин А.С. Динамический голографический коррелятор совместного преобразования Фурье на основе кристалла $\text{CdF}_2:\text{Ga}$ // Оптика и спектроскопия, т.105, №6, 2008, с.1046-1056.

М.В. КОННИК, Э.А. МАНЫКИН, С.Н. СТАРИКОВ

Московский инженерно-физический институт (государственный университет)

ПРИМЕНЕНИЕ МЕТОДА ПРОСТРАНСТВЕННО ВАРЬИРУЕМОЙ ЭКСПОЗИЦИИ ДЛЯ УВЕЛИЧЕНИЯ ДИНАМИЧЕСКОГО ДИАПАЗОНА РЕГИСТРАЦИИ КОРРЕЛЯЦИОННЫХ СИГНАЛОВ

Приводится описание оптико-цифрового коррелятора для распознавания объектов с расширенным динамическим диапазоном при использовании квазимонохроматического освещения. Стандартный массив светофильтров Байера, нанесённый на фотосенсор, может рассматриваться как массив ослабляющих светофильтров при использовании квазимонохроматического освещения. Это позволяет использовать метод пространственно варьлируемой экспозиции пикселей для увеличения динамического диапазона регистрируемых корреляционных сигналов. Приводятся экспериментальные результаты повышения динамического диапазона регистрации корреляционных сигналов на 15 дБ при использовании только одного дополнительного цветового канала.

В задачах корреляционного распознавания сигналов часто встречается проблема, связанная с регистрацией высококонтрастных входных сцен, динамический диапазон которых превышает динамический диапазон фотосенсора. Для того, чтобы зарегистрировать входные сцены с высоким динамическим диапазоном в данной работе предлагается использовать метод, основанный на подходе пространственно варьлируемой экспозиции пикселей [1]. Метод позволяет расширить динамический диапазон за счёт использования маски ослабляющих светофильтров, наложенных на сенсор.

При использовании квазимонохроматического излучения матрица светофильтров Байера, применяющаяся в цифровых фотосенсорах для регистрации цветовых компонент R-G-B, может рассматриваться как массив ослабляющих светофильтров. При реконструкции корреляционных сигналов значения соседних пикселей суммируются, и полученное изображение корректируется для получения линейного изображения с высоким динамическим диапазоном.

Разработанный метод повышения динамического диапазона регистрации цифровым фотосенсором с матрицей светофильтров Байера был применён в оптико-цифровом корреляторе [2]. На рис. 1а и рис. 1б приведены корреляционные сигналы, зарегистрированные с нормальным

(а) и расширенным (б) динамическим диапазоном. В верхнем ряду расположены автокорреляционные сигналы, в нижнем ряду – кросс-корреляционные сигналы. Объекты на входе имеют различную освещённость. Профилограммы центральных сечений данных сигналов показаны на рис. 1в и рис. 1г.

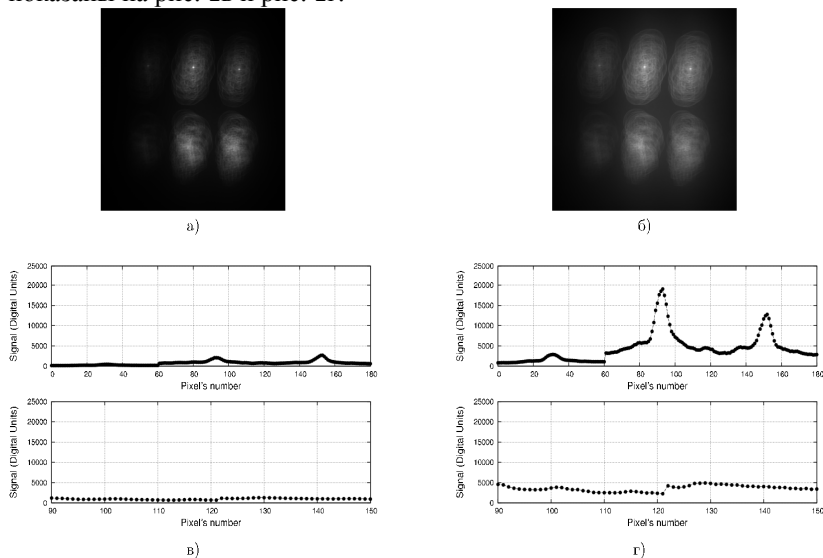


Рис. 1. Результаты регистрации корреляционных сигналов: изображения и профили автокорреляционных и кросс-корреляционных сигналов зарегистрированных с нормальным динамическим диапазоном (а, в) и реконструированных сигналов с высоким динамическим диапазоном (б, г).

Экспериментально достигнуто увеличение динамического диапазона с 58 дБ до 73 дБ при использовании только одного дополнительного цветового канала. Использование второго цветового канала обеспечит дальнейшее увеличение динамического диапазона регистрации.

Работа выполнена при поддержке Минобрнауки РФ (Программа "Развитие научного потенциала высшей школы", проект РНП.2.1.2.1103).

Список литературы

1. Nayar S.K., Mitsunaga T. High dynamic range imaging: Spatially varying pixel exposures // Proc. Of IEEE Conference on Computer Vision and Pattern Recognition, v.1, 2000, p.472–479.
2. Starikov S.N., Balan N.N., Rodin V.G., Solyakin I.V., Shapkarina E.A. Pattern recognition correlator based on digital photo camera //Proc. SPIE, v.6245, 2006, 62450C.

Р.В. РОМАШКО, Ю.Н. КУЛЬЧИН, Х.-М. ЛИ¹, Х.-Ё. ЛИ¹
*Институт автоматизации и процессов управления ДВО РАН, Владивосток, Россия,
¹Корейский институт электронных технологий, Сённам, Республика Корея*

ИССЛЕДОВАНИЕ ПЕРИОДИЧЕСКИХ СТРУКТУР НА ОСНОВЕ КРИСТАЛЛОВ LiNbO_3 МЕТОДАМИ ЦИФРОВОЙ ГОЛОГРАФИИ

В работе предложен и реализован метод, основанный на принципах цифровой голографии, для неразрушающего и бесконтактного исследования периодических структур, формируемых в кристаллах ниобата лития (periodically poled structures in LiNbO_3 - PPLN), рассматриваемых в настоящее время как перспективные материалы для создания систем нелинейного преобразования частоты. В работе найдены оптимальные параметры голографической системы, которые позволили достичь пространственного разрешения в 0.25 мкм, достаточного для исследования PPLN-структур с периодом от 6 мкм. При этом область образца, «захватываемая» системой, может составлять более 100×100 мкм².

PPLN-структура представляет собой кристалл ниобата лития (толщиной 100-500 мкм), в котором путем приложения сильного электрического поля сформирована периодическая доменная структура с противоположной поляризацией. Характерный период синтезируемой PPLN-структуры (от 6 до 35 мкм) определяется длиной волны, для генерации (или преобразования) которой разрабатывается устройство. Критерием качества изготовления PPLN-структуры является однородность ее периода вдоль распространения светового пучка, что определяет эффективность преобразования энергии. Точность определения периода должна быть не хуже 5%.

На определенном технологическом этапе создания (до отжига) PPLN-структура имеет внутренние остаточные электрические поля величиной ~ 10 кВ/мм. Т.к. кристалл ниобата лития обладает как электрооптическими, так и пьезоэлектрическими свойствами, то наличие внутреннего периодического электрического поля приводят к соответствующим периодическим изменениям показателя преломления ($\sim 10^{-5} - 10^{-4}$) и/или толщины кристалла (~ 10 -20 нм). Очевидно, что сформированная таким образом в кристалле фазовая структура повторяет периодическую структуру PPLN и может быть использована для определения периода.

В основу системы определения параметров PPLN-структур положен интерферометр Маха-Цендера (рис.1). Световая волна, пройдя сквозь исследуемый объект и микрообъектив (50х) объединяется с опорной

световой волной. Интерференционное распределение интенсивности, фиксируемое ПЗС-камерой, представляет собой цифровую голограмму, восстановление которой осуществляется численно [1].

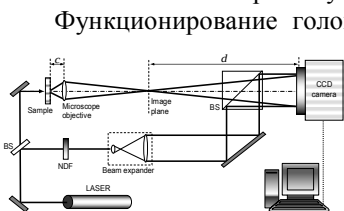


Рис.1. Схема голографической системы исследования PPLN-структур.

Функционирование голографической измерительной системы (ГИС) характеризуется полем зрения F , порогом детектирования фазовых флуктуаций $\phi_{\min}$ и поперечным разрешением $\mathcal{R}$. В настоящей работе найдены соотношения, которые позволили оптимизировать ГИС, а именно, определить увеличение объектива, а также расстояние d от плоскости изображения до ПЗС-матрицы, при которых ГИС обеспечивает максимально возможное (или требуемое)

боковое разрешение при максимальном поле зрения. Показано, что при использовании ПЗС-матрицы (1024x1024 пикселей) с размером пикселей 4,7 мкм для обеспечения поперечного разрешения $\mathcal{R}=0,25$ мкм (на длине волны 400 нм), увеличение должно составить 35 крат, а расстояние $d=113$ мм. При этом поле зрения составит область 105x105 мкм.

Порог $\phi_{\min}$ определяется шумовыми флуктуациями в системе, из которых наиболее существенными являются шероховатость поверхности образца (~1-2 нм). Для снижения влияния шероховатостей, полученное в результате восстановления голограммы распределение фазового параметра исследуемого объекта подвергалось пространственно-частотной фильтрации, что позволило снизить порог детектирования до 0,02 рад, что эквивалентно изменению толщины объекта в 2 нм ($\lambda=532$ нм) и изменениям показателя преломления $\sim 5 \times 10^{-6}$ (для толщины 300 мкм).

Полученное с помощью оптимизированной голографической измерительной системы распределение периодической структуры реального образца PPLN представлено на рис.2а в сравнении с изображением, полученным с помощью АСМ (рис.2б).

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке РФФИ.

Список литературы

1. Schnars U., Jueptner W. Digital Holography, Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2005.

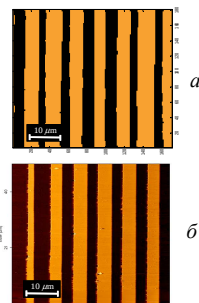


Рис.2. PPLN.

А.В. ЯНОВСКИЙ

Научно-технический центр «Атлас», Москва

МЕТОДЫ СИНТЕЗИРОВАНИЯ СЛОЖНЫХ ЦВЕТОВ В РАДУЖНОЙ ГОЛОГРАММЕ

При синтезировании оптических радужных голограмм в двухэтапной схеме записи на оптическом столе возникает необходимость передачи сложных цветов, состоящих из участка спектра шириной более чем 2 нм или из нескольких цветовых компонентов таких как, например, белый или коричневый цвета. Обсуждаются возможные подходы к решению этой задачи, а так же приводятся результаты практического применения различных подходов.

Радужная голография (РГ), изобретённая С. Бентоном в 1967 году, благодаря своим уникальным возможностям, позволяющим получать высококачественные изобразительные и защитные голограммы, по своему практическому применению занимает ведущее место среди остальных типов голограмм. Главным среди них, безусловно, является возможность наблюдать (восстанавливать) яркое, полноценное голографическое изображение в реальных или искусственных цветах при освещении РГ некогерентным, монохроматическим источником света (солнечный свет, лампа накаливания). Доведенная до совершенства техника изготовления аналоговых РГ позволяет в настоящее время получать крупноформатные (~до 150 мм) 2D, 3D, 2D/3D цветные голограммы с высоким углом обзора (вплоть до круговых) и значительной глубиной сцены, разбитой при необходимости на промежуточные планы.

Первоначально, при создании своего метода Бентон искал способ восстановления (наблюдения) уже записанных лейтовских голограмм реальных трёхмерных объектов без использования монохроматических источников света. Бентон нашёл оригинальное решение в резком сокращении числа восстанавливаемых изображений в направлении вертикального параллакса при сохранении горизонтального параллакса. Последнее обеспечивало непрерывное изменение ракурсов наблюдаемого на голограмме изображения, т.е. сохранение его объёмности.

Техническая реализация данного решения заключалась в помещении горизонтальной щелевой диафрагмы (апертурная диафрагма) в плоскости первичной голограммы и перезаписи через неё вторичной голограммы, помещаемой в плоскость восстанавливаемого изображения. Отсутствие вертикального параллакса позволило восстанавливать объёмное

изображение обычным источником белого света. При смещении глаз наблюдателя в вертикальном направлении или при покачивании голограммы происходило изменение цвета наблюдаемого изображения от красного до синего.

Постепенно выяснилось, что возник новый, оригинальный способ формирования и синтеза цвета в восстанавливаемых с РГ сложных, многоцветных изображений. Рычагом управления цветами в РГ является всё та же щелевая диафрагма. В случае восстановления РГ белым светом, благодаря дисперсии, изображение щели размывается в вертикальном направлении в виде спектра освещающего источника. Изображение щели в плоскости наблюдения является выходным зрачком оптической системы, который выделяет из всего многоцветия изображения лишь узкую спектральную зону. Глаза наблюдателя, расположенные в плоскости формирования изображения щели, видят "через неё" одноцветное изображение объекта. Расположение щелевой диафрагмы в системе, равно как её размеры и форма являются основополагающими для синтеза цвета изображения, восстанавливаемого с РГ.

Развитие общего технологического уровня позволило выявить ещё одно уникальное достоинство РГ – возможность тиражирования записанной РГ в ограниченных количествах.

Прежде чем говорить о методах цветообразования в РГ, надо помнить, что РГ – это прежде всего совокупность дифракционных решеток (ДР) и процесс цветообразования зависит только от частоты и ориентации решёток на том или ином участке РГ. Цвет изображения зависит так же от расположения источника света относительно РГ и направления её наблюдения. Поэтому "правильная" (выбранная при проектировании РГ) цветопередача восстановленного изображения возможна только в одном положении глаз наблюдателя по вертикали относительно голограммы.

Исходя из вышесказанного следует, что для восстановления с РГ изображения с заданным цветом (длиной волны) необходимо рассчитать такую частоту ДР, которая обеспечивала бы при дифракции падающего на неё белого света (для известных условий освещения и наблюдения РГ) отклонение соответствующего участка спектра на расчётный угол. Этот угол будет обеспечивать необходимое пространственное положение того участка спектральной щели (выходного зрачка системы), который соответствует желаемому цвету объекта.

Расчёт РГ осуществляется с помощью известной формулы ДР и реализуется посредством интерференции объектного волнового фронта,

исходящего с первичной голограммы, с опорным волновым фронтом. Угол падения опорного волнового фронта при записи РГ постоянен. Частота ДР варьируется изменением только угла падения объектного волнового фронта, который зависит, в свою очередь, от местоположения щелевой диафрагмы на первичной голограмме.

Для изготовления РГ с многоцветным изображением осуществляется запись нескольких ДР. Каждая из записываемых ДР располагается на соответствующем участке РГ и имеет отличную от других частоту.

Рассмотренная выше методика пригодна лишь для синтеза спектрально чистых цветов. При необходимости в получении сложных цветов производится операция аддитивного смешения цветов по системе цветообразования RGB. Синтезирование сложного цвета осуществляется путём смешивания в различных пропорциях как основных цветов, так и основного цвета с одним или двумя дополнительными. Для определения необходимой "рецептуры" необходимо воспользоваться либо графической информацией, снимаемой с цветового графика XYZ (цветовой локус), либо воспользоваться соответствующими формулами расчёта координат цветности.

Особо ответственной операцией в радужной голографии считается процесс получения чистого белого цвета (не серого). Белый цвет можно получить путём либо аддитивного смешения в равных пропорциях трёх основных, спектрально чистых цветов RGB, либо воспользоваться каким-либо вспомогательным приёмом, но дающим только псевдо белый цвет.

Ранее уже говорилось о значении размеров щели на процесс цветообразования. Так ширина щели определяет чистоту синтезированного цвета изображения. Чем уже щель тем уже и выделяемая ею спектральная зона, а значит чище синтезируемый с РГ цвет. Ширина щели в радужной голографии рассчитывается с разных позиций, в том числе из учёта обеспечения углового разрешения РГ, минимизации спекл-шума, энергетических показателей. Исходя из общепринятых методик расчёта, ширина щели должна быть равной ~2мм. Но на практике это величина в несколько раз больше. Строго говоря, ширина щели должна быть соизмеримой с диаметром глазного зрачка и быть не менее 5-6мм. Но, иногда, для размытия чистоты цвета, получения мягких, пастельных тонов ширину щели специально увеличивают.

Многолетний опыт работы в области радужной голографии позволил, в конце концов, создавать сложные многоцветные композиции с заранее строго запрограммированными цветами, в том числе сложными.

Н.М. ВЕРЕНИКИНА, А.С. ГОНЧАРОВ, А.С. КУЗНЕЦОВ,
Д.С. ЛУШНИКОВ, В.В. МАРКИН, А.И. НИКОЛАЕВ,
С.Б. ОДИНОКОВ, А.Ю. ПАВЛОВ, Е.А. УСОВИЧ
Московский государственный технический университет им. Н.Э. Баумана

МЕТОД ЗАПИСИ МУЛЬТИПЛЕКСНЫХ ГОЛОГРАММ НА ТОНКУЮ РЕГИСТРИРУЮЩУЮ СРЕДУ ДЛЯ ОПТИКО-ГОЛОГРАФИЧЕСКОЙ ПАМЯТИ

Предложен и исследован специализированный метод мультиплексирования микроголограмм, позволяющий повысить скорость записи и считывания информации. Разработана и экспериментально апробирована оптическая система для реализации данного метода.

Все возрастающий объем хранимой информации и прогнозирование достижений теоретических пределов для традиционных технологий хранения информации [1] обуславливает перспективность разработки новых информационных технологий, обеспечивающих более плотную запись информации и высокие скорости записи и считывания информации. В полной мере этим требованиям отвечают системы архивной оптико-голографической памяти (АОГП), основанные на голографических принципах хранения информации.

Основное достоинство применения голографического принципа для систем хранения информации состоит в возможности записи на одном участке регистрирующей среды мультиплексной голограммы в виде большого числа наложенных друг на друга микроголограмм, каждая из которых содержит «страницу» входной информации [1, 2]. Записанная таким образом мультиплексная голограмма обеспечивает селективное оптическое считывание отдельных микроголограмм, поскольку каждой микроголограмме соответствует интерференционная картина, однозначно закодированная соответствующим опорным пучком, и она с достаточной эффективностью откликается лишь на данный опорный пучок.

Для организации регистрации большого числа наложенных микроголограмм с целью повышения плотности записи за счет селективности голограмм в настоящее время используется целый ряд методов мультиплексирования, основными из которых являются: метод углового мультиплексирования, метод сдвигового мультиплексирования, метод мультиплексирования по длине волны, метод фазового

мультиплексирования, метод мультиплексирования перистрофик, осуществляемый за счет относительного поворота регистрирующей среды и плоскости, включающей параллельный опорный и предметный пучки.

Наиболее широко из указанных методов используется метод углового мультиплексирования. Ряд модификаций систем АОГП, использующих этот метод, представлен в патенте [3]. Запись отдельных микроголограмм в составе мультиплексной голограммы ведется последовательной регистрацией поля интерференции предметного и опорного пучков в одной и той же области толстой регистрирующей среды при постоянном угле наклона сходящегося предметного пучка и различных углах падения на регистрирующую среду параллельного опорного пучка.

В ходе проведенных исследований в области разработки устройств АОГП был предложен метод мультиплексирования, который позволяет обеспечить достаточно высокую скорость считывания информации, а также исключить вращательное движение элементов устройства, уменьшив тем самым требования к стабильности системы, и упростить конструкцию устройства АОГП.

Экспериментальные исследования применения данного метода в разработанной оптической системе показали возможность последовательной записи 20 наложенных микроголограмм путем последовательного электронного переключения каналов ЖК-ПВМС в записывающей головке и одновременного воспроизведения их без перекрестных искажений, что позволило записать матрицу мультиплексных микроголограмм на пластинке размере 127x127 мм информационной емкостью 150 Мбайт.

Предложенный метод обеспечивает возможность использования относительно тонких регистрирующих сред, как, например, серийно выпускаемых отечественной промышленностью галогенидосеребряных материалов. В пределе принципиально возможна запись фазово-рельефных мультиплексных голограмм на подходящих регистрирующих средах, например, на фоторезистивных материалах.

Список литературы

1. Holographic Data Storage / Coufal H.J., Psaltis D., Sincerbox G.T., eds., Springer Series in Optical Sciences, Springer-Verlag 2000.
2. Orlov S.S., Phillips W., Bjornson E., Takashima Y., Sundaram P., Hesselink L., Okas R., Kwan D., Snyder R. High-transfer-rate high-capacity holographic disk data-storage system // Appl. Opt., v.43, 2004, p.4902-4914.
3. Okada K., Nagasaka Y. Multiplexing hologram recording and reconstructing apparatus and method therefore, Patent US №20080239427, 2008.

Н.М. ВЕРЕНИКИНА, А.С. ГОНЧАРОВ, М.С. КОВАЛЁВ,
С.Б. ОДИНОКОВ, Г.Р. САГАТЕЛЯН, А.Б. СОЛОМАШЕНКО,
Е.А. УСОВИЧ

Московский государственный технический университет им. Н.Э. Баумана

ПРИМЕНЕНИЕ ГОЛОГРАММ НА ФОТОПОЛИМЕРНОМ НОСИТЕЛЕ ДЛЯ ФОРМИРОВАНИЯ НАНО- И МИКРОИЗОБРАЖЕНИЙ В УЛЬТРАФИОЛЕТОВОМ НАНОЛИТОГРАФЕ

Предложен и исследован специализированный метод создания ультрафиолетового лазерного литографа с голограммным оптическим компонентом (УФЛЛ-ГОК).

В настоящее время для производства микро- и нанооптоэлектронных элементов используются ультрафиолетовые лазерные литографы.

Перспективным направлением развития УФЛЛ является разработка ультрафиолетовых лазерных литографов с голограммным оптическим компонентом (УФЛЛ-ГОК), включающих две подсистемы: подсистему перезаписи изображений фотошаблонов на ГОК путем экспонирования на фоточувствительную голографическую регистрирующую среду в ультрафиолетовом лазерном излучении, а также подсистему восстановления изображений фотошаблонов с ГОК и их записи на кремниевые пластины с фоторезистом; при этом ГОК является формирователем микроизображений в плоскости регистрации.

Отличительной особенностью и существенным преимуществом предлагаемой системы является то, что вместо исходного эталонного фотошаблона применяется пространственный модулятор света, который позволяет выводить из компьютера любые синтезированные изображения. Таким образом, нет необходимости изготавливать материальный носитель с исходным изображением – оно формируется компьютером. Наряду с экономической выгодой, это обеспечивает универсальность и гибкость при практическом использовании голографического литографа. При этом проекционный объектив формирует изображение со значительным уменьшением относительно ПМС, что позволяет легко изменять и повышать разрешающую способность изображения.

Исключение из схемы записи-восстановления ГОК призм полного внутреннего отражения снимает ограничение на использование более

коротковолнового УФ-излучения и, следовательно, достижение более высокой разрешающей способности всей системы.

Важнейшим моментом при разработке и создании УФЛЛ-ГОК является выбор голографической регистрирующей среды для записи ГОК. В настоящее время наиболее перспективными регистрирующими средами являются для ГОК фотополимерные материалы. Основным достоинством ФПМ материалов является возможность постобработки без «мокрого процесса» (в отличие от галогенидосеребряных фотоматериалов) и безусловная фиксации конечных ГОК, что принципиально важно для фотолитографического процесса [2]. Кроме того, ФПМ обеспечивают запись объемных голограмм с высокой дифракционной эффективностью и угловой селективностью.

Список литературы

1. www.holtronic.ch.
2. www.photonics.ru.
3. Барачевский В.А. Прикладные направления органической фотохимии // Химия высоких энергий, т.37, №1, 2003, с.8-19.

С.П. ВОРОБЬЕВ, К.В. КРИВЕНКОВА¹

Голографическая студия при Всероссийском Выставочном Центре, Москва,

¹Московский государственный технологический университет «СТАНКИН»

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ЛАЗЕРОВ В ПРИКЛАДНОЙ ГОЛОГРАФИИ

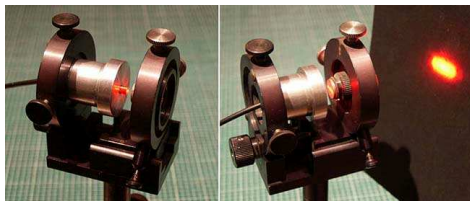
Рассматриваются условия использования полупроводниковых лазеров (ПЛ) для записи изобразительных голограмм. Основное внимание уделено анализу частотных характеристик излучения и адаптации пучка для основных схем записи голограмм. Пространственное преобразование пучка осуществлялось с помощью прецизионной установки градана со вспомогательными оптическими элементами непосредственно в корпусе лазера. Для контроля спектра излучения были разработаны методики, включающие как оперативную оценку спектра при записи голограмм, так и детальный анализ спектра при отладке режимов работы ПЛ.

Полупроводниковые лазеры (ПЛ) в настоящее время являются наиболее перспективными источниками когерентного излучения для прикладной голографии, в первую очередь, из-за их высоких технических показателей: мощности излучения, когерентности, габаритов [1]. Благодаря последним разработкам ведущих западных фирм (Hitachi, Orpnext и др.), мощность ПЛ удалось поднять до 150 мВт в одночастотном режиме, а длину когерентности – до нескольких метров при габаритах обычного транзистора. С другой стороны, ПЛ имеют недостатки – угловая асимметрия пучка и необходимость контроля спектра излучения.

Для коррекции формы пучка ПЛ существует несколько методов. Наиболее эффективный метод заключается в использовании градана, аналога линзы, с переменным показателем преломления вдоль радиуса. При правильном подборе параметров градана и его расположения относительно ПЛ, на выходе градана формируется пучок с сечением близким к круглому с коэффициентом преобразования мощности излучения до 70%. При этом, перетяжка пучка вынесена на 4 мм от выходного торца градана. Это позволяет разместить ПЛ непосредственно в пространственном фильтре вместо объектива от микроскопа.

Контроль спектра имеет особое значение для ПЛ. Если спектр He-Ne лазера имеет размер около 1 ГГц и обеспечивает длину когерентности 15-20 см, то полный спектр ПЛ имеет размер 2-3 нм и длина когерентности составляет при этом всего несколько миллиметров. Для обеспечения одночастотного режима генерации предпринимаются особые меры, при

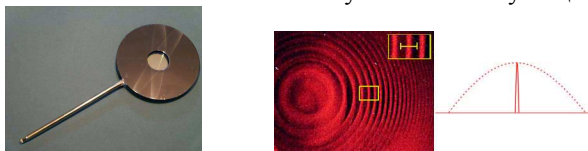
этом требуется строгий температурный режим работы ПЛ и обязательный контроль за спектром как при настройке голографической схемы, так и при записи голограммы. Для контроля спектра ПЛ существует несколько способов.



1 Визуальный контроль по отражению пучка от стеклянной пластинки. Этот простейший способ позволяет косвенно оценить спектральный состав излучения ПЛ по контрасту интерференционной картины.



2. Визуальный контроль спектра при помощи пассивного интерферометра Фабри-Перо [2]. При этом способе можно оценить состав спектра ПЛ и его изменение в зависимости от условий эксплуатации.



3. Контроль спектра сканирующим интерферометром Фабри-Перо. Этот способ измерения спектра является наиболее точным, хотя, и наиболее сложным. Одно из зеркал интерферометра закрепляется на пьезокерамике для небольшого, но точного перемещения. При подаче на пьезокерамику напряжения, ее длина изменяется. Расстояние между зеркалами подбирается таким, чтобы собственные резонансные частоты интерферометра располагались на расстоянии, эквивалентном ширине спектра исследуемого лазера. Тогда, подавая на пьезокерамику напряжение развертки и регистрируя выходной пучок фотоприемником, на экране осциллографа можно увидеть реальный спектр ПЛ.

Список литературы

1. Звелто О. Принципы лазеров, М. Мир, 1990.
2. Хирд Г. Измерение лазерных параметров, М. Мир, 1970.

Е.С. ГРИЧУК, М.Г. КУЗЬМИНА¹, Э.А. МАНЬКИН

Московский инженерно-физический институт (государственный университет),

¹Институт прикладной математики им. М.В. Келдыша РАН, Москва

РАЗДЕЛЕНИЕ ФРАГМЕНТОВ ЗРИТЕЛЬНОЙ СЦЕНЫ ОСЦИЛЛЯТОРНО-СЕТЕВЫМ МЕТОДОМ

В работе на основе ранее созданной модели осцилляторной сети для сегментации изображений развит осцилляторный метод разделения фрагментов зрительной сцены.

В области компьютерного зрения существует большое количество традиционных методов обработки изображений. Несмотря на это, большой интерес представляют и так называемые нейроморфные методы, основанные на имитации нейробиологических процессов в нейронных структурах мозга. Основные преимущества этих методов следующие: параллельный и распределенный способ обработки информации, надежность и устойчивость к повреждениям, способность к самонастройке и подавлению шумов [1-3].

Основной целью данной работы является построение осцилляторного алгоритма разделения фрагментов зрительной сцены (при некоторых естественных ограничениях на форму и взаимное расположение фрагментов) на основе предложенного ранее осцилляторно-сетевого динамического метода сегментации полутоновых изображений [1].

Моделью сетевого осциллятора служит осциллятор предельного цикла. Сеть состоит из двух независимых слоёв (x -слой и y -слой). Каждый слой представляет собой двумерную прямоугольную решетку размера $M \times N$, в узлах которой локализованы осцилляторы, находящиеся во взаимнооднозначном соответствии с пиксельным массивом изображения. Связи между осцилляторами в слое построены так, что два осциллятора оказываются существенно связанными, если они: 1) соответствуют пикселям близкой яркости и 2) расположены в сети на расстоянии, не превышающем заданный конечный радиус пространственного взаимодействия. Связи между слоями отсутствуют.

Процесс разделения фрагментов зрительной сцены состоит из двух фаз: 1) предварительной настройки сети, 2) процесса релаксации сети в состояние кластерной синхронизации. Предварительная настройка сети заключается в задании внутренних параметров каждого осциллятора (нелинейно зависящих от яркости соответствующего пикселя

изображения). Начальные фазы осцилляторов в слоях задаются следующим образом: $\psi^{(x)}_{jk}(t=0) = 2\pi j/M$; $\psi^{(y)}_{jk}(t=0) = 2\pi k/N$; $j=0, \dots, M-1$; $k=0, \dots, N-1$. В соответствии с этим правилом начальная фаза каждого осциллятора в x -слое (y -слое) пропорциональна его x -координате (y -координате). На второй стадии каждый слой осцилляторов релаксирует в состояние кластерной синхронизации. При этом разность фаз осцилляторов в x -слое (y -слое), соответствующих различным объектам, оказывается пропорциональной расстоянию между «центрами тяжести» этих объектов вдоль оси x (y).

Компьютерные эксперименты показали, что описанный метод разделения фрагментов зрительной сцены позволяет обрабатывать реальные полутоновые изображения, содержащие фрагменты простой формы. Пример разделения фрагментов приведен на рис. 1. Метод не позволяет разделять фрагменты, «центры тяжести» которых совпадают, а также фрагменты с большими градиентами яркости.

В качестве основного направления развития рассматриваемой модели можно отметить задачу построения новых принципов сетевого связывания, которые позволили бы подойти к решению более сложной задачи выделения объектов произвольной формы и объектов с заранее заданными геометрическими и яркостными характеристиками.

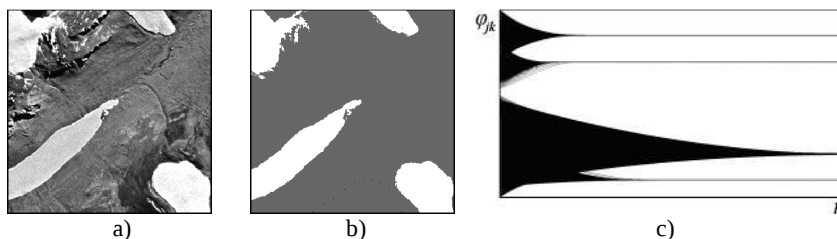


Рис. 1. Пример разделения фрагментов реального полутонового изображения: а) исходное изображение, б) результат выделения фрагментов, в) зависимости фаз осцилляторов $\varphi_{jk}(t) = \psi_{jk}(t) - \omega t$, соответствующих выделенным фрагментам.

Список литературы

1. Grichuk E.S., Kuzmina M.G., Manykin E.A. Adaptive image processing via synchronization in self-organizing oscillatory network // Proc. of European Computing Conf. (ECC), 2007, p.11–20.
2. Chen K., Wang D. A dynamically coupled neural oscillator network for image segmentation // Neural Networks, v.3, 2002, p.423–439.
3. Labbi A., Milanese R., Bosch H. A network of FitzHugh–Nagumo oscillators for object segmentation // Proc. of the International Symposium on Nonlinear Theory and its Applications (NOLTA), 1997, p.581–584.

Н.Н. ЕВТИХИЕВ, М.А. СЕВАЛЬНЕВ, Р.С. СТАРИКОВ

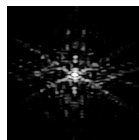
Московский инженерно-физический институт (государственный университет)

ИЗМЕРЕНИЕ ИНВАРИАНТНЫХ ПРИЗНАКОВ ИЗОБРАЖЕНИЙ В ДИФРАКЦИОННОЙ ОПТИЧЕСКОЙ СИСТЕМЕ ДЛЯ НЕЙРОСЕТЕВОГО РАСПОЗНАВАНИЯ ИЗОБРАЖЕНИЙ

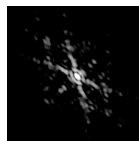
В работе представлены результаты экспериментов по измерению пространственных спектров и получению инвариантных признаков для последующего использования при нейросетевом распознавании.

Кольцевые и секторные элементы пространственного спектра изображений являются признаками инвариантными не только к сдвигу входного изображения, но и, соответственно, к его повороту или к изменению масштаба; их вычисление может быть выполнено с помощью измерения соответствующего светового распределения, формируемого в когерентной дифракционной оптической системе. Предложенная в [1] схема, использующая массив фотодетекторов специальной топологии, позволяет проводить измерение кольцевых и секторных элементов («гармоник») пространственного спектра интенсивности. По сравнению с ранее известными, данный вариант схемы позволяет существенно повысить точность измерений за счет увеличения числа каналов регистрации оптического сигнала и использования цифровой постобработки. Для моделирования работы схемы была собрана экспериментальная установка, позволяющая проводить измерения пространственных спектров в оптике с избыточным разрешением [2]. В качестве источника излучения используется твердотельный лазер с длиной волны 532 нм и мощностью 30мВт. Для измерений спектров используется КМОП-матрица с разрешением 10 Мпикс. Спектры измеряются для неизмененных, повернутых, масштабированных изображений, а также для изображений подвергнутых одновременно повороту и изменению масштаба. Полученные образы записываются в RAW формате для дальнейшей обработки на ПК с получением изображения в градациях серого с глубиной цвета 16 бит. Примеры повернутых и масштабированных изображений и соответствующих пространственных спектров представлены на рис.1. Предполагается использование полученных сигналов для инвариантного распознавания изображений при помощи нейронной сети, реализованной программно [3].

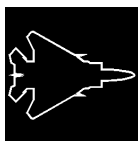
«Самолёт-1»,
масштаб 125%



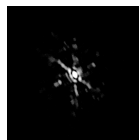
«Самолёт-1»,
масштаб 100%,
поворот 45°



«Самолёт-1»,
масштаб 150%,
поворот 90°



«Самолёт-1»,
масштаб 75%,
поворот 60°



«Самолёт-1»,
масштаб 150%

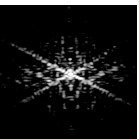


Рис.1. Повернутые и масштабированные изображения
и соответствующие пространственные спектры

Список литературы

1. Евтихий Н.Н., Стариков Р.С. Прецизионная лазерная схема измерения кольцевых и секторных гармоник фурье-спектра интенсивности изображений для систем распознавания // Научн. сессия МИФИ-1998; сб. научн. тр., М., МИФИ, ч.2, 1998, с.171–172.
2. Евтихий Н.Н., Злоказов Е.Ю., Стариков Р.С., Шевчук А.В. Экспериментальное моделирование схемы прецизионного измерения кольцевых и секторных элементов пространственного спектра интенсивности изображений на базе массива фотодетекторов специальной топологии // Радиотехника и электроника, т53, №11, 2008, с.1410-1416.
3. Лахман К.В., Севальнев М.А., Мишулина О.А., Стариков Р.С. Нейросетевая классификация контурных объектов с использованием оптоэлектронной схемы измерения спектра изображения // Научн. сессия МИФИ-2009; сб. научн. тр. XII конференции «Молодежь и наука», ч.2, М.: МИФИ. 2009.

Н.Н. ЕВТИХИЕВ, Е.Ю. ЗЛОКАЗОВ,
Р.С. СТАРИКОВ, С.Н. СТАРИКОВ

Московский инженерно-физический институт (государственный университет)

ВЛИЯНИЕ ОГРАНИЧЕНИЙ ДИНАМИЧЕСКОГО ДИАПАЗОНА ГОЛОГРАММЫ НА ХАРАКТЕРИСТИКИ ИНВАРИАНТНЫХ ФИЛЬТРОВ В КОРРЕЛЯТОРЕ ВАНДЕР ЛЮГТА

В работе представлены результаты исследования влияния ограничений динамического диапазона голографического носителя на характеристики фильтров с линейным фазовым коэффициентом при их реализации в виде компьютерно синтезированных голограмм в схеме дифракционного коррелятора Вандер Люгта.

Целью проведённых работ являлось исследование влияния ограниченности динамического диапазона голографического носителя на свойства инвариантных корреляционных фильтров с линейным фазовым коэффициентом (КФ ЛФК) [1], реализованных в виде компьютерно синтезированных амплитудных голографических дифракционных элементов в схеме коррелятора Вандер Люгта. Были синтезированы различные варианты КФ ЛФК [2] и рассчитаны соответствующие амплитудные дифракционные элементы [3]. Был проведен анализ изменения свойств реализованных фильтров при ограничении числа градаций серого в отсчёте голограммы. Проводились изменение числа градаций серого g в отсчёте голограммы и численное восстановление соответствующего импульсного отклика голограммы, а также численное моделирование корреляции изображений и голографических фильтров в схеме коррелятора Вандер Люгта. Моделирование выполнялось для $g=2, 4, 8, 16, 32, 64, 128$ и 256 . Примеры численного моделирования выходного светового сигнала коррелятора Вандер Люгта при изменении числа градаций серого g показаны на рис.1, (яркость и контраст рисунка утрированы для наглядности). Удовлетворительные характеристики корреляционных пиков сохраняются даже при использовании в отсчёте голограммы менее восьми градаций серого. Отличия от представления с полной точностью становятся пренебрежимо малыми при $g>128$. В целом, результаты моделирования выявили необходимость для полного сохранения свойств КФ ЛФК при их реализации в виде синтезированных голограмм использования не менее 16-ти уровней градаций серого.

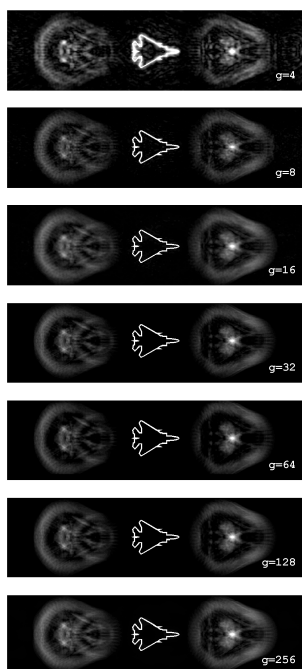


Рис.1. Примеры численного моделирования выходного сигнала коррелятора Вандер Люгта при изменении числа градаций серого g . На всех рисунках слева направо: область свёртки, область изображения, область корреляции.

Проект поддержан Студенческим инкубатором высоких технологий Технопарка МИФИ и финансируется по Программе «УМНИК-08» Фонда содействия развитию малых форм предприятий в научно-технической сфере.

Список литературы

1. Hassebrook L., Vijaya Kumar B.V.K., Hostetler L. Linear phase coefficient composite filter banks for dictorsion-invariant pattern recognition” // Opt Eng., v.29, 1990, p.1033-1043.
2. Евтихийев Н.Н., Захарцев А.В., Иванов П.А., Рейзин Б.М., Сироткин С.А., Стариков Р.С. Синтез и исследование инвариантных фильтров с линейным фазовым коэффициентом для задач оптико-электронного корреляционного различения изображений // Научоёмкие технологии, т.6, №5, 2005, с.12-19.
3. Евтихийев Н.Н., Стариков С.Н., Злоказов Е.Ю., Сироткин С.А., Стариков Р.С. Реализация инвариантных голографических фильтров с линейным фазовым коэффициентом в схеме коррелятора Вандер Люгта // Квантовая электроника, т.38, №2, 2008, с.191-193.

А.М. АЛЕКСЕЕВ

Научный руководитель – А.В. ПАВЛОВ

Санкт-петербургский государственный университет информационных технологий, механики и оптики, Россия

ЗАВИСИМОСТЬ ОТКЛИКА ГОЛОГРАФИЧЕСКОГО КОРРЕЛЯТОРА ОТ ИСКАЖЕНИЙ СПЕКТРА И ПЕРЕДАТОЧНОЙ ФУНКЦИИ ГОЛОГРАФИЧЕСКОЙ РЕГИСТРИРУЮЩЕЙ СРЕДЫ

Задача реализации нечетко-значимых логик требует перехода от оценки отклика голографического коррелятора по критерию отношения сигнал/помеха к учету изменения формы глобального максимума. В работе представлена модель зависимости отклика от искажений спектра объектного изображения с учетом нелинейной передаточной функции голографической регистрирующей среды.

Реализация нечетко-значимых логик методом фурье-голографии [1], требует перехода от оценки отклика голографического коррелятора по критерию отношения сигнал/помеха [2,3] к учету изменения формы глобального максимума. В работе исследовано влияние искажений спектра и передаточной функции регистрирующей среды на корреляционную функцию, формируемую коррелятором Ван-дер-Люгта.

Построим аналитическую модель интересующей нас зависимости. Известно [4,5], что спектр многих реальных изображений может быть аппроксимирован экспоненциальной функцией с разными значениями показателя степени аргумента. В первом приближении, ограничимся частным случаем: спектр – функция Гаусса, а его искажение описывается умножением спектра функцией Гаусса. Для учета нелинейности передаточных функций регистрирующих сред, определим динамический диапазон, в котором соблюдается прямая зависимость дифракционной эффективности от экспозиции. Функция голограммы (ФГ) – зависимость локальной дифракционной эффективности от частоты. Введем два типа голограмм в зависимости от условий записи: низкочастотные и высокочастотные, отличающиеся наличием у высокочастотной ФГ «провала» на низких частотах. Экспериментально показано [1,6], что возможна аппроксимация высокочастотной ФГ суммой двух функций Гаусса, при условиях:

- 1) максимум ФГ имеет на частоте равенства амплитуд опорного и объектного пучков,
- 2) ФГ пересекает спектр эталонного изображения в двух точках – минимальной и максимальной частотах динамического диапазона.

Для этих условий, построена формула зависимости отклика от искажений спектра и передаточной функции голографической регистрирующей среды для высокочастотных ФГ.

В ходе сравнения полученной формулы с результатами эксперимента и численного моделирования, показано, что формула адекватно описывает полученные экспериментальные и численные зависимости отклика от искажений спектра и передаточной функции голографической регистрирующей среды для высокочастотных ФГ. В случае полностью линейной передаточной регистрирующей среды, изменение формы отклика и уменьшение его амплитуды пропорционально параметрам, определяющим искажение спектра. В случае ограниченного динамического диапазона, его ширина и границы, определяющиеся частотой равенства амплитуд опорного и объектного пучков, определяют чувствительность корреляционного метода. Так, если искажения происходят вне динамического диапазона, то система будет не чувствительна к искажениям спектра. В противоположном случае, на изменение формы корреляционного отклика влияют два разнонаправленных фактора – коэффициент искажения и декорреляция, соотношение между которыми, определяет вид корреляционной функции и чувствительность к искажениям. Совокупность этих факторов позволяет проводить настройку системы. Полученная аналитическая модель в первом приближении позволяет рассчитать параметры, необходимые для настройки системы под задачу.

Список литературы

1. Алексеев А.М., Павлов А.В. Реализация нечеткой логики с исключениями методом фурье-голографии // Оптический журнал, т.75, №4, 2008, с.41- 47.
2. Айфичер Э.С., Джервис Б.У. Цифровая обработка сигналов: практический подход, М.:Издательский дом «Вильямс», 2004, 992 с.
3. Голденберг Л.М. Цифровая обработка сигналов, М.:Радио и Связь, 1985, 312 с.
4. Сергеев Г.А., Януш Д.А. Статистические методы исследования природных объектов, Л.:Гидрометеониздат, 1973.
5. Толчельников Ю.С. Оптические свойства ландшафта, Л.:Наука, 1974. 42 с.
6. Алексеев А.М., Константинов А.М., Павлов А.В. Использование метода Фурье-голографии для моделирования принципа образности мышления // Оптический журнал, т.73, №9, 2006, с.77-82.

Н.Н. ЕВТИХИЕВ, И.В. СОЛЯКИН, С.Н. СТАРИКОВ,
Е.А. ШАПКАРИНА

Московский инженерно-физический институт (государственный университет)

СИНТЕЗ ГОЛОГРАММ ФУРЬЕ ДЛЯ КОРРЕЛЯТОРОВ С ОСВЕЩЕНИЕМ РАЗЛИЧНОЙ ПРОСТРАНСТВЕННОЙ КОГЕРЕНТНОСТИ

Получены соотношения для определения параметров мультипликативной и аддитивной псевдослучайных фазовых масок, используемых для повышения дифракционной эффективности и сокращения динамического диапазона регистрации синтезированных голограмм, в зависимости от величины радиуса пространственной когерентности освещения коррелятора. С помощью разработанных методов и модернизированного программного обеспечения выполнен синтез голограмм для корреляторов с освещением различной пространственной когерентности, том числе реализующих локальную амплитудно-фазовую обработку.

Основные задачи, решаемые при компьютерном синтезе голограмм Фурье, предназначенных для распознавания изображений в корреляторах с освещением различной пространственной когерентности, сводятся к:

- согласованию динамического диапазона Фурье-спектра импульсного отклика фильтра с динамическими диапазонами устройства вывода и физического носителя синтезируемой голограммы;
- получению наибольшей дифракционной эффективности голограмм при заданном радиусе пространственной когерентности освещения.
- кодированию на голограмме комплексного импульсного отклика фильтра для обеспечения амплитудно-фазовой обработки в корреляторах с частичной и малой пространственной когерентностью освещения.

Для решения указанных задач в работе использовано введение мультипликативной и аддитивной псевдослучайных фазовых масок в поле формирования импульсного отклика фильтра, регистрируемого на синтезируемой голограмме, а также введение в импульсный отклик дополнительной пространственной несущей. Получены и использованы при синтезе голограмм соотношения для определения статистических параметров мультипликативной и аддитивной псевдослучайных фазовых масок - дисперсии и радиуса корреляции фазы - в зависимости от радиуса пространственной когерентности. Выполнен синтез голограмм для корреляторов с освещением различной пространственной когерентности,

том числе, реализующих локальную амплитудно-фазовую обработку. На лазерном фотонаборном аппарате Heidelberg Hercules Pro изготовлены тестовые бинарные синтезированные голограмм с разрешением до 100 точек/мм и числом отсчетов до 1024×1024 .

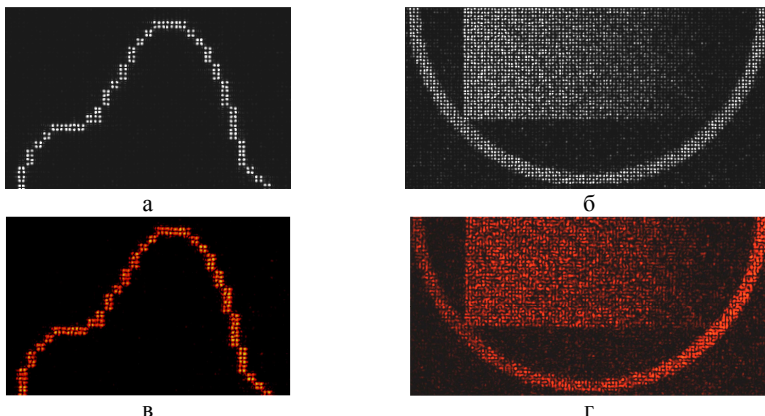


Рис. 1. Фрагменты изображений, восстановленных численно (а, б) и оптически (в, г) с бинарных синтезированных голограмм для бинарного контурного (а, в) и полутонового площадного импульсных откликов (б, г).

По результатам оптического восстановления изготовленных бинарных синтезированных голограмм (рис. 1в и рис. 1г) и их численного восстановления (рис. 1а и рис. 1б), можно отметить следующее. Для бинарных контурных импульсных откликов характерно совпадение положения точек оптического импульсного отклика с расчетным и отсутствие «ложных» точек сопоставимой интенсивности (рис. 1а и рис. 1в). Для полутоновых площадных импульсных откликов и при численном, и при оптическом восстановлении возникают отдельные «ложные» и исчезают «истинные» световые точки (рис. 1б и рис. 1г).

Различие в качестве восстановления для бинарных голограмм обусловлено различием динамического диапазона Фурье-образов импульсных откликов. Как показано в работе, его величина зависит от количества ненулевых отсчетов при малом радиусе пространственной когерентности корневым образом, а при большом – линейным. Поэтому, при синтезе фильтров для корреляторов желательно использование специальных методов бинаризации голограмм, в том числе итеративных.

М.В. КОННИК, В.Г. РОДИН, С.Н. СТАРИКОВ

Московский инженерно-физический институт (государственный университет)

СИНТЕЗ ГОЛОГРАФИЧЕСКИХ ФИЛЬТРОВ ДЛЯ ДИСПЕРСИОННЫХ КОРРЕЛЯТОРОВ

Предложена методика компьютерного синтеза голограмм Фурье для дисперсионных корреляторов. Осуществлены синтез и вывод на физический носитель голографических фильтров. Проведены тестовые эксперименты по оптическому восстановлению изготовленных голограмм.

В дисперсионных корреляторах [1] информационными параметрами являются как пространственные характеристики объектов, так и спектральный состав излучения, испускаемого или рассеиваемого объектом. При распознавании объектов по их пространственным и спектральным характеристикам в качестве корреляционных фильтров можно использовать голограммы Фурье. На голографический Фурье-фильтр записывается обобщенный пространственный образ объекта, содержащий информацию, как о пространственной структуре объекта, так и о спектре излучения объекта. В качестве голографических фильтров для дисперсионных корреляторов могут быть применены как голограммы, записанные оптически, так и синтезированные на компьютере [2].

В работе представлена методика компьютерного синтеза голографических Фурье-фильтров для дисперсионных корреляторов, включающая этапы: 1) подготовка графического образа, содержащего информацию, как о распознаваемом объекте, так и о распознаваемом спектре; 2) вычисление Фурье-преобразования от графического образа; 3) создание графического файла синтезированной голограммы.

В качестве распознаваемой пространственной формы объекта использовалось контурное изображение (рис.1а), в качестве распознаваемого спектра – спектр ртутной лампы с длинами волн излучения 578 нм, 546 нм и 436 нм. На рис.1б приведен графический образ объекта, записываемый на голографический фильтр.

Были синтезированы голограммы с максимальным числом отсчетов 2048x2048. Осуществлен вывод на физический носитель бинарных голограмм на лазерном принтере и фотонаборном аппарате с максимальным разрешением 100 мм⁻¹. На рис.2 приведены импульсные отклики голограммы, наблюдаемые в лазерном излучении (а) и в излучении ртутной лампы (б).

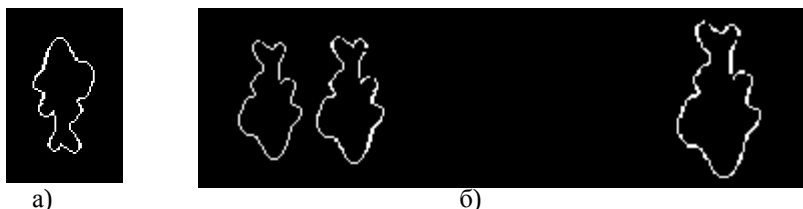


Рис. 1. Вид пространственной формы (а) и графического образа (б) распознаваемого объекта

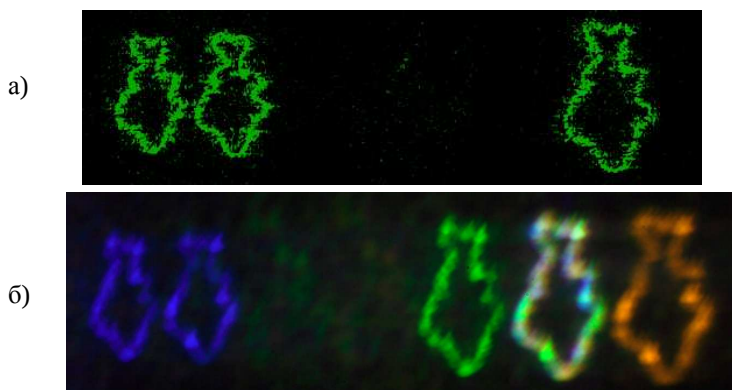


Рис. 2. Вид импульсных откликов голограммы в лазерном излучении (а) и в излучении ртутной лампы (б).

Когда для освещения голограммы используется распознаваемый спектр, формируется неискаженное изображение распознаваемого объекта, образованное излучением всех спектральных компонент (на рис.2б второй справа объект образован излучением трех спектральных компонент ртутной лампы). Наличие такого изображения является подтверждением получения требуемого отклика фильтра для применения в дисперсионном корреляторе. Таким образом, тестовые эксперименты по оптическому восстановлению изготовленных голограмм подтверждают предложенную методику синтеза голографических фильтров.

Список литературы

1. Быковский Ю.А., Маркилов А.А., Родин В.Г., Стариков С.Н. Дисперсионные корреляторы в системах оптической обработки информации – Инженерная физика, №1, 1999, с.32-35.
2. Родин В.Г., Стариков С.Н., Тетеревский Е.Э. Спектральный коррелятор с синтезированной голограммой – Тезисы докладов 4 Международного форума "Голография. ЭКСПО – 2007", Москва, 2007, с.142.

В.И. ИВАНОВ, А.А. КУЗИН, Н.Н. РЕКУНОВА

*Дальневосточный государственный университет путей сообщения,
Хабаровск, Россия*

ТЕРМОКАПИЛЛЯРНЫЙ МЕХАНИЗМ ЗАПИСИ ИК-ИЗОБРАЖЕНИЙ

В работе экспериментально исследовано взаимодействие лазерного излучения ИК диапазона с пузырьковой жидкостью. Увеличение концентрации пузырьков в области максимумов интенсивности излучения в результате действия термокапиллярных сил позволяет визуально наблюдать ИК-изображение. (например, модовую структуру лазерного пучка).

Термокапиллярный дрейф пузырька газа в жидкости под действием градиента температуры обусловлен температурной зависимостью коэффициента межфазного натяжения.

Целью данной работы было исследование возможности использования данного явления для визуализации ИК-изображения.

В качестве поглощающих жидкостей использовались ацетон, этанол. Размер газовых пузырьков составлял 100-300 мкм. Экспериментально наблюдалось увеличение концентрации пузырьков в области максимумов интенсивности излучения в результате действия термокапиллярных сил. При этом адгезионные силы фиксируют пузырьки на стенке кюветы, что позволяет визуально наблюдать ИК-изображение (модовую структуру лазерного пучка CO_2 -лазера).

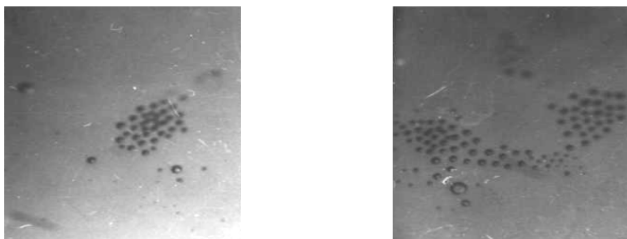


Рис. 1. Фотографии, демонстрирующие термокапиллярный механизм увеличения концентрации пузырьков в неоднородном температурном поле, создаваемом излучением CO_2 - лазера

В.И. ИВАНОВ, А.А. КУЗИН, А.С. ОВСЕПЯН, Т.С. СЮЙ

*Дальневосточный государственный университет путей сообщения,
Хабаровск, Россия*

ОПТИЧЕСКАЯ ЛОВУШКА НА ОСНОВЕ ТЕРМОКАПИЛЛЯРНЫХ СИЛ

Исследован термокапиллярный механизм левитации частицы в жидкофазной среде. В экспериментах с лазерным излучением ИК диапазона продемонстрирована возможность эффективного манипулирования пузырьками (размером 0.1-0.5 мм) в жидкости. Обнаружены автоколебания пузырька в такой оптической ловушке. Предложена модель явления.

Цель данной работы – исследовать параметры возникающих колебаний, выяснить природу данного явления. В работе исследован термокапиллярный механизм левитации частицы в жидкофазной среде. В экспериментах с единственным пузырьком были обнаружены его незатухающие колебания по одной координате при освещении кюветы пучком лазера, имеющим вытянутую вдоль той же координаты форму поперечного распределения интенсивности [1].

Колебания пузырька газа в тонкой кювете с поглощающей жидкостью наблюдаются визуально, частота колебаний 1-5 Гц, амплитуда колебаний составляет 0,1-0,5 радиуса пузырька. Колебания пузырька происходили в плоскости кюветы и регистрировались по зависимости мощности излучения, прошедшего через кювету, от времени (рис.1). При этом обычно колебания близки к гармоническим для маленьких пузырьков (радиусом менее 1 мм), для больших размеров наблюдаются искажения симметричной формы пузырька: он периодически вытягивается и сокращается, при этом форма колебаний становится сложной (рис.1,б).

Возникающие колебания связаны с термокапиллярным механизмом неустойчивости положения равновесия частицы в неоднородном тепловом поле. Причину неустойчивости можно описать следующим образом. Частица в максимуме температурного поля находится в состоянии равновесия, поскольку результирующая термокапиллярная сила равна нулю. Небольшое случайное смещение частицы вдоль оси x приводит из-за перетекания жидкости (внутри и вне ее) к появлению градиента поверхностного натяжения, поскольку жидкость теперь имеет разную температуру впереди и сзади частицы (теплопередача инерционна). Смещение частицы из положения равновесия вызывает

увеличение градиента поверхностного натяжения, увеличивая снова термокапиллярную силу.

Описанный механизм положительной обратной связи носит пороговый характер из-за наличия диссипативных потерь и реализуется при достаточно больших градиентах температур и размерах частиц. Предполагая, что колебания пузырька вызваны температурным градиентом, для гауссова распределения температуры, вблизи максимума

имеем $\delta T = \delta T_0 (1 - x^2 / \theta^2)$, где x – расстояние от центра пучка, δT_0 – температура в центре пучка, θ – полуширина гауссового распределения.

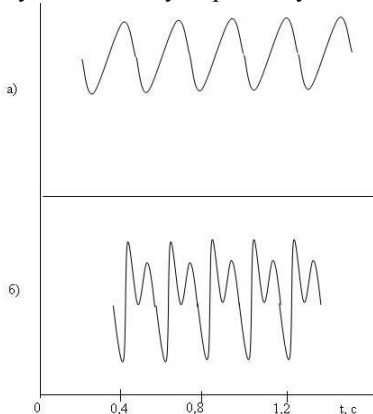


Рис. 1. Зависимость мощности излучения (в отн. ед.), прошедшего кювету с колеблющимся пузырьком, от времени (радиус пузырька: а) $R = 0,2$ мм; б) $R = 3,5$ мм

Считая термокапиллярную силу гармонической, получаем для частоты колебаний $\omega \cong [\delta T_0 (\partial \sigma / \partial T) (\rho R d)^{-1}]^{1/2}$. Для $d = 2 \cdot 10^{-2}$ см, $\delta T_0 = 10$ К, $R = 10^{-1}$ см находим $\omega = 5$ Гц, что соответствует эксперименту. Зависимости периода колебаний от интенсивности падающего излучения и размера пузырька также находятся в согласии с приведенной формулой.

Таким образом, оптический захват частицы в термокапиллярной ловушке в некотором диапазоне параметров характеризуется неустойчивостью и автоколебаниями частицы в пространственно-неоднородном световом поле.

Список литературы

1. Ivanov V.I., Karpets Yu.M. Thermocapillary mechanism of laser beam self-action in a two component medium // Proc. SPIE, v.4341, 2000, p.210-217.

В.И. ИВАНОВ, А.И. ЛИВАШВИЛИ, Т.Н. БРЮХАНОВА¹

*Дальневосточный государственный университет путей сообщения,
Хабаровск, Россия,*

¹Тихоокеанский государственный университет, Хабаровск, Россия

КОНЦЕНТРАЦИОННЫЙ МЕХАНИЗМ ЗАПИСИ АМПЛИТУДНЫХ ДИНАМИЧЕСКИХ ГОЛОГРАММ В ЖИДКОФАЗНОЙ СРЕДЕ С НАНОЧАСТИЦАМИ

Теоретически исследована эффективность и динамика образования амплитудных динамических голограмм на основе термодиффузионного механизма в жидкофазной среде с наночастицами

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 голограмм [1].

В отличие от [1], в данной работе теоретически рассмотрен случай, когда модуляция концентрации не мала по сравнению с невозмущенным значением. Рассмотрена двухкомпонентная жидкофазная среда, коэффициент поглощения которой α целиком определяется одним компонентом с массовой концентрацией C ($\alpha = \beta C$, $\beta = (d\alpha/dC)$ - константа среды). Система балансных уравнений для концентрации C и теплового потока будет выглядеть следующим образом:

$$c_p \rho \partial T / \partial t = -\operatorname{div} J_1 + \alpha(I_0 + I_1 \sin Kx),$$
$$\partial C / \partial t = -\operatorname{div} J_2,$$

Здесь J_1 и J_2 - тепловой и концентрационный потоки соответственно.

Для данного приближения в стационарном режиме линеаризованное уравнение для концентрации частиц сводится к уравнению Маттье (с малым параметром $(I_1 / I_0) \ll 1$). Показано, что существует область параметров, характеризующихся неустойчивостью для пространственно-периодических решений балансных уравнений.

Список литературы

1. Иванов В.И., Окишев К.Н. Термодиффузионный механизм записи амплитудных динамических голограмм в двухкомпонентных средах // Письма в ЖТФ, т.32, вып.22, 2006, с.22-25.

К.Н. ОКИШЕВ, В.И. ИВАНОВ, А.А. КУЗИН

*Дальневосточный государственный университет путей сообщения,
Хабаровск, Россия*

ТЕРМОДИФфуЗИОННЫЙ МЕХАНИЗМ МОДУЛЯЦИИ ИЗЛУЧЕНИЯ В ВОЛОКОННО-ОПТИЧЕСКОМ СОЕДИНИТЕЛЕ

Экспериментально исследован термодиффузионный механизм самоиндуцированного просветления двухкомпонентной среды лазерным пучком. Экспериментально продемонстрировано изменение пропускания ячейки на 40-50% для излучения с длиной волны 1310 нм и мощности 1 мВт.

Термодиффузионный механизм оптической нелинейности среды обусловлен перераспределением концентрации компонент в неоднородном световом поле и соответствующем изменении показателя преломления среды [1,2]. В случае различающихся коэффициентов поглощения компонент изменение их концентрации приводит также к изменению коэффициента поглощения среды (просветлению или потемнению) [3].

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

Для проведения эксперимента была использована схема на основе волоконно-оптических соединителей, состоящая из оптической розетки-соединителя и двух патч-кордов, разделенных зазором толщиной 125 мкм, пространство между которыми заполнялось суспензией наночастиц углерода в циклогексане.

Измерения прошедшей через кювету оптической мощности проводились для двух вариантов ориентации кюветы: вертикальной и горизонтальной с волокном, источника снизу. Исходная мощность излучения с длиной волны 1310 нм, подаваемая в волокно, составляла 1 мВт. Для горизонтальной ориентации на графике хорошо заметен начальный участок просветления длительностью около 7 секунд.

На обоих графиках присутствует область потемнения, однако, для горизонтального расположения кюветы первоначальный уровень ослабления так и не достигается.

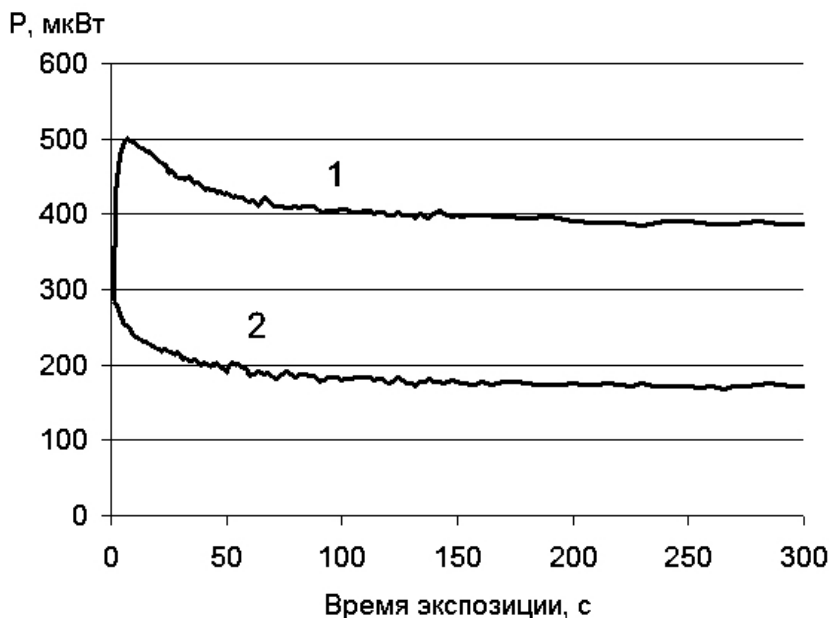


Рис. 1. Интенсивность излучения на входе измерителя мощности (графики 1 и 2 соответственно для горизонтальной и вертикальной ориентации кюветы).

Для интерпретации наблюдаемых зависимостей предложена модель совместного действия термодиффузии и свободной конвекции под воздействием градиента температуры, создаваемого источником оптического излучения.

Список литературы

1. Vicary L. Pump-probe detection of optical nonlinearity in water-in-oil microemulsion // *Philosoph. Mag. B*, v.82, N.4, 2002, p.447-452.
2. Leppla C., Wiegand S. Investigation of the Soret effect in binary liquid mixtures by TDFRS-contribution to the benchmark fey // *Philosoph. Mag. B*, v.83, 2003, p.1989-1994.
3. Иванов В.И., Кузин А.А., Окишев К.Н., Ливашвили А.И. Термодиффузионный механизм просветления суспензии наночастиц // *Известия Томского политехнического университета*, т.311, № 2, 2007, с.134-138.

Д.Т. ЯН

*Дальневосточный государственный университет путей сообщения,
Хабаровск, Россия*

ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ТОНКИХ СЛОЕВ ПОРИСТОГО КРЕМНИЯ (100) P-ТИПА

Методами оптической спектроскопии на пропускание и отражение исследованы оптические свойства тонких слоев пористого кремния, рассчитаны оптические функции и определены особенности зонной энергетической структуры ПК.

Для полученных образцов пористого кремния (ПК) определялась толщина пористого слоя по интерференционной методике. На рис. 1 приведены спектры отражения слоев ПК с различной толщиной, записанные в диапазоне 1.6-6.2 эВ по стандартной методике. Измерялись длины волн, соответствующие двум соседним максимумам в спектре отражения образцов ПК при нормальном падении света и использовались известные соотношения [1]:

$$2nd = M\lambda_1 \quad (3.1)$$

$$2nd = (M + 1)\lambda_1, \quad (3.2)$$

где n – показатель преломления пористого кремния ($n = 2.4$),

d – толщина пленки ПК,

M – номер интерференционного максимума в спектре отражения.

Далее методом исключения M получали:

$$2nd = (\lambda_2^{-1} - \lambda_1^{-1})^{-1} \quad (3.3)$$

Как видно из рис. 2 зависимость толщины образующегося слоя пористого кремния от продолжительности анодного травления близка к линейной (примерно до 6 минут травления). При дальнейшем увеличении продолжительности процесса линейность приведенной зависимости нарушается, что связано с ростом глубины пор. Для доставки электролита к границе пористый кремний-кремний при увеличении толщины слоя ПК

требуется больше времени. Кроме того, как было указано выше, при увеличении толщины слоя ПК происходит отклонение направления роста пор от нормали к поверхности кристаллического кремния. Таким образом, глубина поры может иметь большую величину, чем толщина пористого слоя.

Приведенные данные хорошо согласуются с результатами, полученными в [2].

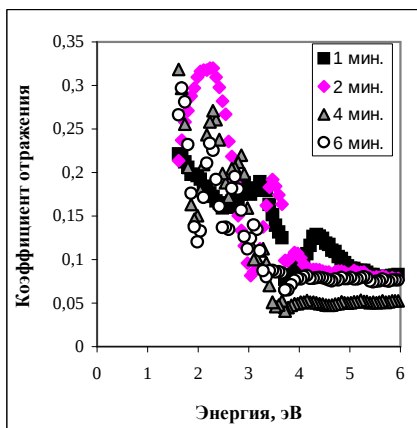


Рис.1. Спектры отражения образцов ПК с различной продолжительностью травления.

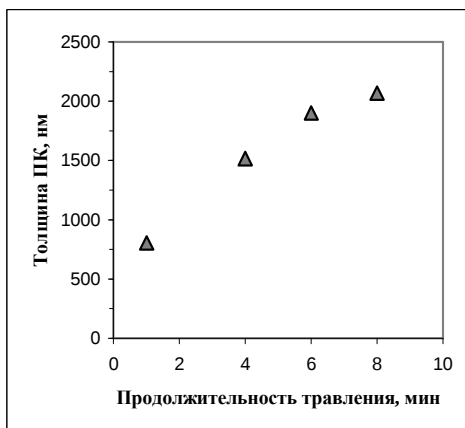


Рис.2. Зависимость толщины слоев пористого кремния от продолжительности травления.

Список литературы

1. Peter L.M., Riley D.J., Wielgosz R.I. An in-situ method of monitoring the surface area of porous silicon // Thin Solid Film, v.276, 1996, p.61-64.
2. Dinh L.N., Chase L.L., Balooch M., Wooten F. Optical properties of passivated Si nanocrystals and SiO_x nanoclusters // Phys.Rev.B., v.54, N.7, 1996, p.5029-5037.

А.Ю. СЕТЕЙКИН, И.И. ХРАМЦОВ

Амурский государственный университет, Благовещенск, Россия

ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССА ЛАЗЕРНОЙ АБЛЯЦИИ ЗУБА НА ОСНОВЕ ТЕПЛОВОЙ МОДЕЛИ

Построена тепловая модель лазерной абляции. Получены результаты расчета: распределение температуры в исследуемой области, количество удаленного вещества, средняя температура начала абляции, размеры образующегося кратера. Проведен анализ течения процесса при разных режимах лазерного излучения.

В настоящее время существует большое количество реализаций моделей лазерной абляции биологической ткани, но большинство из них ограничено условиями симметрии рассматриваемой среды. В данной работе представлена трехмерная модель лазерной абляции биологической ткани. В качестве исследуемого материала рассматривается поверхность зуба, состоящая из двух слоев (эмаль и дентин).

Процесс лазерной абляции рассматривается в рамках тепловой модели. Лазерное излучение поглощается средой и преобразуется в тепловую энергию, нагревая компоненты ткани, такие как вода или коллаген, в зависимости от длины волны излучения. В результате образуется водяной пар, создается высокое давление, приводящее к деструкции вещества и выбросу минеральных частиц костной ткани [1]. Для определения температуры в каждой точке пространства в произвольный момент времени решается динамическое уравнение теплопроводности [3].

$$c\rho \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \left(\kappa \frac{\partial T}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\kappa \frac{\partial T}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\kappa \frac{\partial T}{\partial z} \right) + Q(x, y, z, t),$$

где $T(x, y, z, t)$ – температура, °С; $Q(x, y, z, t)$ – функция теплового источника, Дж/(мм³ с); κ – коэффициент теплопроводности, Дж/(мм с К); c – удельная теплоемкость твердого тела, Дж/(г К); ρ – плотность твердого тела, г/мм³.

Лазерная абляция носит пороговый характер. Это объясняется образованием водяного пара, разрушающего структуру вещества. В костной ткани удаление вещества начинается примерно при температуре 320 °С [1]. Используя полученное распределение температуры, становится возможным вычислить количество удаленного вещества.

Был использован метод конечных элементов на основе 3-мерных лагранжевых элементов второго порядка. Динамическое изменение температуры рассчитывалось по схеме Кранка-Николсона [3].

Мощность лазерного излучения 0.01 Вт, радиус лазерного пучка 10 мкм, начальная температура среды 20°C. Наибольшее увеличение температуры наблюдается у поверхности материала в пределах области падения лазерного пучка. Лазерное воздействие в течение 0.85 мс позволяет достигнуть температуры, близкой к пороговому значению. Это обусловлено малым диаметром лазерного луча. При удалении вещества можно наблюдать эффект, что на поверхности рассматриваемой среды удерживается постоянная температура, выше которой происходит процесс. Частицы вещества, достигшие критического значения температуры обладают энергией, достаточной для абляции с поверхности материала. На самой же поверхности температура близка к критическому значению, но не превышает его. В процессе лазерного воздействия в среде образуется кратер, размеры которого соотносимы с диаметром лазерного пучка. Диаметр кратера составляет 20 мкм, глубина – 2 мкм.

Произведен расчет объема удаленного вещества. Количество удаленного вещества линейно зависит от времени воздействия при постоянной мощности лазерного излучения. Произведен расчет средней скорости протекания процесса. Средняя скорость абляции составляет 153 мкм³/мс. В данной работе рассматривается абляция в течение короткого промежутка времени. При продолжительном лазерном воздействии увеличится влияние парогазового облака, рассеивающего лазерный пучок, и характер зависимости удаленного вещества от времени изменится.

Построена адекватная трехмерная математическая модель лазерной абляции биологической ткани на примере участка поверхности зуба. Рассчитана динамика изменения температуры среды в течение 1.5 мс. Активное удаление вещества с поверхности области происходит за 0.65 мс. В течение этого времени на поверхности наблюдалась постоянная температура близкая к пороговому значению. Определен объем удаленного вещества (85 мкм³), размеры образованного кратера, средняя скорость удаления вещества. Выяснено, что в течение короткого лазерного воздействия изменение количества вещества во времени можно рассматривать как линейный процесс. Полученные результаты хорошо согласуются с данными других работ в этой области [1, 2].

Список литературы:

1. Werner M. Ablation of hard biological tissue and osteotomy with pulsed CO2 lasers // Heinrich-Heine-Universität Düsseldorf, Mathematisch-Naturwissenschaftliche Fakultät, 2006.
2. Mohammed Y., Verhey J.F. A finite element method model to simulate laser interstitial thermotherapy in anatomical inhomogeneous regions // BioMedical Eng. OnLine, 2005, p.1-10.
3. Зенкевич О., Морган К. Конечные элементы и аппроксимация, М.: Мир, 1986, 318с.

Б.М. МИРОНОВ, В.А. КУЗНЕЦОВ

*Иркутское высшее военное авиационное инженерное училище
(военный институт), Россия*

АВТОМАТИЧЕСКОЕ РАСПОЗНАВАНИЕ ОБЪЕКТОВ НА ИЗОБРАЖЕНИЯХ КОГЕРЕНТНОГО ЛОКАТОРА

Рассматривается конечный этап выделения тематической информации по изображениям, полученным с помощью когерентного локатора. Проанализированы изображения объектов и выделена система информативных признаков с учетом случайной скачкообразной структуры изображений и особенностей отражающей способности отдельных составных частей объектов. Предложено эталонное описание объектов, сформулированы основные этапы анализа изображений. Представлены результаты распознавания объектов авиационной техники.

Современные когерентные локаторы обеспечивают высокую разрешающую способность, составляющую 0,1...0,3 м, сравнимую с разрешающей способностью оптико-электронных средств. В связи с этим существенно увеличился объем данных, подлежащих обработке, своевременное выполнение которой возможно только путем ее автоматизации. В случае высокой разрешающей способности когерентного локатора, искусственные объекты (например, авиационная техника) рассматриваются как пространственно-протяженные. Анализ изображений типовых пространственно-протяженных объектов (ППО) показал, что они являются неоднородными [1]. Отдельные наиболее яркие области на изображении объекта соответствуют локальным центрам отражения (ЛЦО) объекта. Остальные области можно разделить по яркости на промежуточные и фон.

В результате обнаружения вычислены координаты объектов и получено сегментированное изображение с маркерами ЛЦО [2]. Для автоматического распознавания предлагается использовать эталонное описание объектов. Эталоны в базе данных изначально заданы в векторном виде и описывают контур объектов. При непосредственном применении, эталон масштабируется и «заливается» растром со значениями яркости фона (снаружи контура) и ЛЦО (внутри контура). Полученную область эталонного объекта будем называть маской эталона. По эталонам рассчитывается несколько параметров: $L_{ср\ эт}^{(1..E)}$ – центр тяжести маски эталона, $k_{пл} = S_{лцо\ эт}^{(1..E)} / S_{ф\ эт}^{(1..E)}$ – нормирующий

коэффициент площади эталонного объекта, где E - количество эталонов в базе данных, $S_{\text{лцо эт}}^{(1..E)}$ – количество пикселей с яркостью ЛЦО, $S_{\text{ф эт}}^{(1..E)}$ – количество пикселей с яркостью фона. Эти характеристики используются в качестве априорной информации об объекте.

По сегментированному изображению вычисляется среднее расстояние между центром тяжести эталона и каждым маркером ЛЦО объекта $L_{\text{ср}}$. При сравнении с $L_{\text{ср эт}}^{(1..E)}$ объекты классифицируются по размеру. Анализ изображения объекта производится следующим образом: на него по очереди (или одновременно, при наличии E процессоров) накладываются эталоны. Ввиду того, что ракурс объекта неизвестен, необходимо каждый эталон поворачивать относительно центра на угол $\varphi=0\dots\Psi$ град., где $\Psi=360^\circ$. В каждом φ -м положении e -го эталона рассчитываются следующие признаки ($e=1\dots E$, $\varphi=0\dots\Psi$): $S_{\text{лцо}(e,\varphi)}$ – матрица количества пикселей объекта со значением ЭПР ЛЦО в пределах масок эталонов; $M_{(e,\varphi)}$ – матрица количества маркеров ЛЦО объекта в пределах маски эталона; $\eta_{x,y}(\varphi)_{(e,\varphi)}$ – функция разности значений пикселей объекта и эталона; $r_{(e,\varphi)}$ – коэффициент корреляции изображений эталона и объекта.

Результаты расчетов выделенных параметров образуют вектор признаков, по которому на основе решающего правила принимается решение о типе объекта и его ракурсе.

Для оценки эффективности распознавания проведена обработка реального когерентно-локационного изображения стоянки самолетов аэродрома разрешением 0,375 м. На изображении присутствуют 5 типов авиационной техники: Ил-62, Ил-76, А-50, Ту-134, Ту-154. В результате анализа получены вероятности правильного распознавания: до класса объекта – 0.93, до подкласса – 0.84, до типа – 0.68.

Результаты обработки реальных изображений свидетельствуют о возможности эффективного автоматического распознавания объектов авиационной и бронетанковой техники с однозначным распознаванием объектов до класса, определением подкласса и, в некоторых случаях, типа объектов.

Список литературы

1. Достовалов М.Ю., Внотченко В.Л., Лифанов А.С., Мусинянц Т.Г. Система автоматизированного распознавания объектов на основе исследования радиолокационных портретов по изображениям РСА «Компакт-100» // Исследование Земли из космоса, 2005, №1, с.51-66.
2. Миронов Б.М., Малов А.Н., Кузнецов В.А. Автоматическое обнаружение распределенных объектов на когерентно-локационных изображениях с учетом априорных данных // Компьютерная оптика, т.34, №1, 2009, с.89-92.

А.Н. МАЛОВ, О.О. НИБАБИН

*Иркутское высшее военное авиационное инженерное училище
(военный институт), Россия*

ВИЗУАЛИЗАЦИЯ ПОДПОВЕРХНОСТНЫХ ОБЪЕКТОВ МЕТОДОМ ДВУХИМПУЛЬСНОГО СИНТЕЗА АППАРАТНОЙ ФУНКЦИИ

Для получения изображения, находящегося под частично отражающей поверхностью, предлагается использовать метод оптического синтеза апертуры с помощью двух мультиплицирующих элементов, расположенных в оптически сопряженных плоскостях пространств предмета и изображения. При этом в качестве мультиплицирующего элемента используется функция пропускания укрывающей поверхности, которая определяется по отражению зондирующей волны первого импульса. При зондировании вторым, более интенсивным импульсом, проникающим на конечную глубину, рассеянное назад поле обрабатывается по алгоритму оптического синтеза апертуры.

Разрешающая способность изображающих систем может быть увеличена сверх Рэлеевского дифракционного предела при помощи двух мультиплицирующих элементов (дифракционных решеток), вводимых в оптически сопряженные плоскости пространств предмета и изображения (рис. 1) [1].

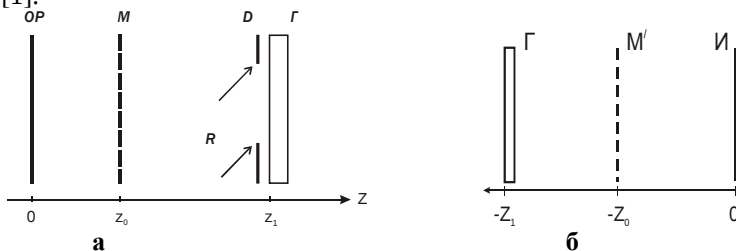


Рис. 1. а) - схема записи голограммы. OP – предметная плоскость, M – мультиплицирующий элемент, D – апертура голограммы, Γ – голограмма, R – опорный пучок б) - схема восстановления изображения

Повышение разрешения достигается за счет того, что на голограмму за счет дифракции на M попадает излучение, соответствующее более высоким пространственным частотам, что соответствует кажущемуся увеличению размера голограммы Γ , и поэтому метод получил название метода оптического синтеза апертуры (ОСА) [2]. В современных условиях

голограмму можно записать на ПЗС-матрице, а восстановление выполнять в компьютерном виде. Для рис. 1 аппаратная функция имеет вид:

$$U(x, z=0) = \frac{\exp(-ikz_1)}{-i\lambda z_1} \sum_p P\left(\frac{X}{\lambda z_1}\right) \exp(i2\pi[p\beta_x(x\frac{z_0}{z_1} - x_0 - \frac{p\lambda z_0 \beta_x}{2})]) \times \\ \times \exp(-i2\pi \frac{x(x-x_0)}{\lambda z_1}) z_{z_1}(X) L_p(X),$$

где $L_p(X) = \beta_x \int_{-1/2\beta_x}^{1/2\beta_x} M^*(X') M(X' - (1 - \frac{z_0}{z_1})X') \exp(i2\pi p\beta_x X') dX',$

$X = x - x_0 - p\lambda z_0 \beta_x, \quad p = \dots, -1, 0, +1, \dots$ и $z_{z_1}(X) = \exp(-i \frac{\pi}{\lambda z_1} X^2) \frac{\exp(ikz_1)}{i\lambda z_1}.$

$M(x)$ - функция амплитудного пропускания решетки $M.$

Для наблюдения объектов, находящихся под шероховатой поверхностью, предлагается использовать двухимпульсную локацию с последующим синтезом изображения по способу ОСА (рис. 2). Первый, относительно слабый по мощности импульс B_1 и потому не проникающий под поверхность, формирует в плоскости фотоприемников A голограмму

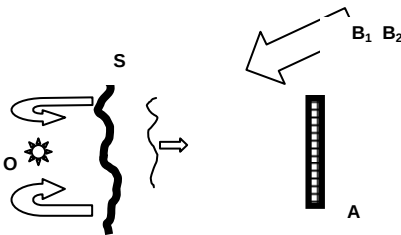


Рис. 2. Схема двухимпульсной локации с синтезом аппаратной функции.

O – точечный предмет,
S – поверхность,
A – матрица фотоприемников,
 B_1 и B_2 – зондирующие импульсы.

распределения интенсивности отраженного излучения, соответствующего форме шероховатой поверхности. На основе этого распределения формируется цифровой фильтр, являющейся функцией автокорреляции фазового рельефа поверхности. Второй, более мощный импульс, проникающий на определенную глубину $z_0 = 1 / \alpha$, где α - коэффициент поглощения подповерхностной среды, формирует рассеянное назад излучение, дважды пересекающее шероховатую поверхность.

Список литературы

1. Морозов В.Н., Попов Ю.М. Голографическая память большой ёмкости с синтезированной апертурой // Квантовая электроника, 3, 1976, с.2325-2336.
2. Malov A.N. Control over information characteristics of coherent optical systems // Laser Physics, v.3, №1, 1993, p.193-203.

П.В. ПАВЛОВ, И.Э. ВОЛЬФ, А.Н. БОРОДИН, А.Н. МАЛОВ

*Иркутское высшее военное авиационное инженерное училище
(военный институт), Россия*

СПЕКЛ-ДИАГНОСТИКА С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ СПИРАЛЬНЫХ И СИНГУЛЯРНЫХ ЗОНДИРУЮЩИХ ПУЧКОВ

Рассматривается спекл-метод исследования шероховатой поверхности и подповерхностного слоя объекта с использованием сложно-структурированного лазерного излучения, формируемого с помощью спирального и сингулярного фильтров.

Контроль степени шероховатости поверхности и дефектоскопия объектов методами спекл-оптики осуществляется, как правило, при помощи «гладких» волновых фронтов – плоских или сферических [1]. В случае необходимости получения большего объема данных по структуре объекта или при детализации формы рельефа имеет смысл использовать зондирующие пучки со специально заданным распределением интенсивности излучения. Такой подход аналогичен используемому в радиолокации, где сложно структурированные зондирующие импульсы позволяют повысить качество распознавания целей.

В работе рассматривается спекл-метод исследования шероховатой поверхности, и подповерхностного слоя объекта с использованием сложно-структурированного лазерного излучения формируемого с помощью дифракционных оптических элементов - спирального и сингулярного фильтров [2]. Так как применяемые пучки имеют сложную структуру, то в результате зондирования участка исследуемой поверхности, формируется интерференционная картина, позволяющая судить о состоянии изделия. Чем сложнее будет форма пучка, тем больше его параметров изменится после взаимодействия с объектом, и, следовательно, можно получить более полную информацию о дефектах. Для визуализации изменений структуры спирального пучка, обусловленных отражением от зондируемого объекта, можно использовать его интерференцию с плоской волной.

Экспериментально после освещения исследуемого объекта (матового стекла) лазерным излучением в виде спирали или аксиона формируются спекл-картины, фиксируемые на ПЗС-матрице. Затем спекл-изображения нормировались, т.е. приводились к стандартизированному виду, и определялись функции автокорреляции полученных картин (рис. 1).

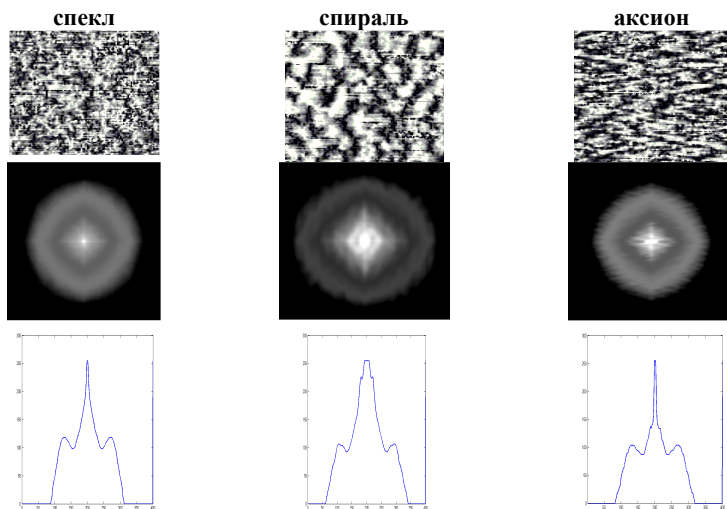


Рис. 1. Результаты эксперимента (сверху вниз: нормированные спекл-картины, функции автокорреляции, диагональный срез функции автокорреляции; слева направо: без ДОО, ДОО для спирали, ДОО для аксиона).

Численно полученное изображение, иллюстрирующее влияние точечного дефекта на изменение интерференционной картины для спиральной волны, когда дефект рассматривается как точечный источник, формирующий сферическую волну, интерферирующую со спиральным волновым фронтом, приведено на рис. 2.

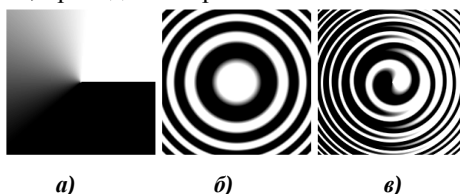


Рис. 2. а) распределение фазы спирального пучка, б) распределение фазы точечного источника в плоскости наблюдения, в) интерференционная картина спирального пучка с точечным источником (ось пучка совпадает с центром точечного источника).

Список литературы

1. Франсон М. Оптика спеклов, М.: Мир, 1980, 172с.
2. Дифракционная компьютерная оптика / под ред. Соффера В.А., М.: Физматлит, 2007, 736с.

Б.В. ЛЕЖАНКИН, А.Н. МАЛОВ, Н.П. МАЛИСОВ

*Иркутское высшее военное авиационное инженерное училище
(военный институт), Россия*

ОБРАБОТКА РЛИ НА ОСНОВЕ СЕГМЕНТАЦИИ ОДНОРОДНЫХ ОБЛАСТЕЙ

Для сглаживания радиолокационного изображения на предварительном этапе сегментации выполняется удаление шума с сохранением или даже обострением перепадов яркости на границах областей. Выполнен анализ существующих операций сглаживания и по совокупности рассмотренных критериев выбран медианный фильтр. Полученные результаты медианной фильтрации показывают, что она демонстрирует неплохие возможности подавления шума при незначительном эффекте расфокусировки. Применение оператора дифференцирования показывает, что изображения получились более четкие и контрастные.

Необходимым предварительным этапом распознавания объектов на изображении является его сегментация – разбиение на части, поддающиеся единому описанию в пространстве выбранных признаков. Наиболее просто выполняется сегментация изображения, состоящего из однородных по яркости областей [1]. К обработке обычно относятся операции преобразования изображения в изображение, причем выходное изображение представляет собой улучшенный по некоторому критерию вариант входного.

До начала анализа обычно осуществляется предварительная обработка входного изображения, к которой относятся операции коррекции и стандартизации шкалы яркости, обострение размытых очертаний объектов, геометрические преобразования. С целью уменьшения ошибок распознавания проводят удаление аддитивного шума или, по крайней мере, снижение его уровня. Далее следует сегментация изображения, т.е. разбиение его на части по признаку однородности (методы разметки внутренней области) или неоднородности (методы выделения границ областей). Целью сегментации является сокращение объема неиспользуемой при распознавании информации об объектах на изображении [1].

Радиолокационное изображение (РЛИ) представляет собой – совокупность сигналов и шумов различной физической природы рис. 1. РЛИ можно представить как двумерное случайное поле

последовательности отсчетов (яркости пикселей), каждый из которых представляет собой случайную величину [2]. Целью сглаживания на предварительном этапе сегментации является удаление шума с сохранением или даже обострением перепадов яркости на границах областей. Был проведен анализ существующих операций сглаживания, по совокупности рассмотренных критериев подходит медианный фильтр [1]. Обработанное с помощью фильтра изображение представлено на рис. 2. Следующий этап сегментации состоит в контрастировании или подчеркивании перепадов яркости. Наиболее распространенным подходом к выделению потенциальных граничных точек являются анализ скорости изменения функции яркости. Если величина скорости в данной точке достаточно велика, то это свидетельствует о наличии неоднородности первого рода и точка должна восприниматься как граничная. Вычислительная реализация данного метода сводится к синтезу численных алгоритмов оценки частных производных в некоторой точке изображения и выполнению далее несложных арифметических преобразований. На рис. 3 представлено изображение, обработанное с помощью оператора Собеля [3].

Полученные результаты медианной фильтрации показывают, что она демонстрирует неплохие возможности подавления шума при не значительном эффекте расфокусировки. Применение оператора дифференцирования показывает, что изображения получились более четкие и контрастные.



Рис. 1

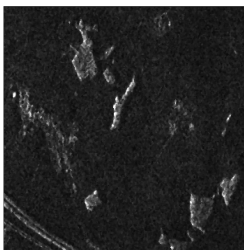


Рис. 2

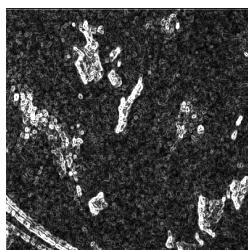


Рис. 3

Список литературы:

1. Бакут П.А., Колмогоров Г.С. Сегментация изображений: методы выделения границ областей // Зарубежная радиоэлектроника, №10, 1987, с.25-47.
2. Лежанкин Б.В., Малов А.Н., Малисов Н.П., Ушаков И.И. Вероятностные свойства контурной модели радиолокационного изображения // Компьютерная оптика, т.32, №1, 2008, с.96-101.
3. Гонсалес Р., Вудс Р. Цифровая обработка изображений, М.: Техносфера, 2005, 1072с.

А.Н. МАЛОВ, А.Н. ОНАЦКИЙ, Д.С. СЫТНЮК

*Иркутское высшее военное авиационное инженерное училище
(военный институт)***КОМПЛЕКСИРОВАНИЕ ИНФРАКРАСНОЙ И ЛАЗЕРНОЙ
СИСТЕМ ВОЗДУШНОЙ РАЗВЕДКИ**

Рассмотрена система обнаружения объектов воздушной разведки по синтезированному изображению при комплексировании информации от двух систем: лазерной и инфракрасной. Результат компьютерного моделирования разработанного алгоритма совместной обработки инфракрасного и лазерного изображений показывает возможность выделения малоконтрастных объектов на тепловом снимке.

В настоящее время ни одна из существующих технических средств воздушной разведки не способно обеспечить достоверной информацией о произвольном объекте разведки в любых условиях боевого применения.

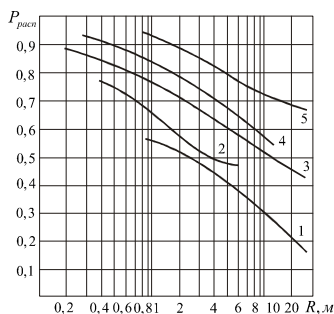


Рис. 1. Распределение вероятностей распознавания объектов при раздельном и комплексном дешифрировании изображений: 1 – радиолокационного; 2 – теплового (инфракрасного); 3 – фотографического; 4 – комплексного (фотографического, лазерного и теплового); 5 – комплексного (всех трех изображений)

Можно говорить лишь о вероятности выполнения конкретной задачи воздушной разведки (ВР) с использованием определенных технических средств (ТС). Одним из способов повышения эффективности ведения ВР является комплексирование ТС ВР. Комплексирование предполагает одновременное использование средств наблюдения, различных по принципу действия, работающих в разных спектральных диапазонах с последующей совместной обработкой данных с целью получения большего количества информации об объектах разведки (за счет выявления разных по характеру признаков одного и того же объекта), а также повышения помехозащищенности системы. На рис. 1 представлен график, показывающий зависимость вероятности

распознавания от линейного разрешения на местности, из которого видно, что при комплексном дешифрировании изображений от различных ТС ВР

вероятность распознавания значительно увеличивается [1].

Темпы научно-технического прогресса в области цифровых технологий позволяют предположить, что в ближайшее время объем твердотельных носителей позволит хранить изображения без потери качества, что позволит провести модернизацию инфракрасной системы «Зима» и аппаратуры лазерной разведки «Шпиль-2М» с последующим их комплексированием. Технические характеристики данных систем (полоса захвата, детальность, угловое разрешение, высота и скорость применения) практически идентичны и они могут применяться ночью для скрытого наблюдения, причем лазерные изображения по своим информационным свойствам близки к фотографической аппаратуре.

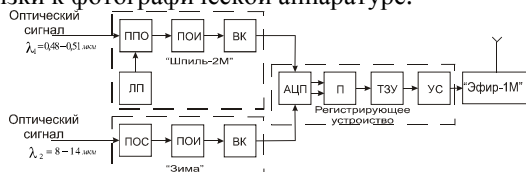


Рис. 2. Функциональная схема комплексированной системы:

ППО – приемо-передатчик оптический; ЛП – лазер подсвета; ПОС – приемная оптическая система; П – процессор; ТЗУ – твердотельное запоминающее устройство; ПОИ – приемник оптического излучения

Запись изображений осуществляется на твердотельное запоминающее устройство и одновременно передается по широкополосному радиоканалу аппаратуры «Эфир-1М» на наземный пункт приема и обработки. На рис. 3 показан результат компьютерного моделирования разработанного алгоритма совместной обработки инфракрасного и лазерного изображений, из которого видно, что произошло выделение малоконтрастных объектов на тепловом снимке.



Рис. 3. Результат обработки изображений:

а) изображение от станции «Шпиль-2М»;
б) изображение от станции «Зима»;
в) результирующее изображение

Список литературы

1. Базовый комплекс воздушной разведки БКР-1 самолета Су-24МР, М.:ВВИА им. Н.Е. Жуковского, 1985.

А.В. ВАЖЕНИН, А.Н. БОРОДИН, А.Н. МАЛОВ
*Иркутское высшее военное авиационное инженерное училище
(военный институт), Россия*

ДИФРАКЦИЯ ПРИ СКОЛЬЗЯЩЕМ ПАДЕНИИ В УПРАВЛЕНИИ ХАРАКТЕРИСТИКАМИ ИЗОБРАЖАЮЩИХ СИСТЕМ

Описывается постановка задачи управления характеристиками изображающих систем, в которых распределение пропускания по полю зрения задается объемными пространственными элементами (фильтрами). Уменьшение шумов достигается перераспределением в пространстве света, дифрагировавшего на поверхностях этих фильтров.

Для оптических устройств, важно обеспечить не только высокую скорость вычислений, но и минимум дополнительных помех, так как на выходе устройства при обработке сигнала происходит неизбежное искажения изображения и усиление шумов.

Одним из существенных источников шумов в оптических системах является светорассеяние на поверхностях и внутренних дефектах прозрачных оптических элементах и фильтрующих элементах участвующих в обработке сигналов.

Наибольшую актуальность эти вопросы имеют при наблюдении высококонтрастных объектов, где наиболее информативные участки находятся в поле зрения рядом с источниками, имеющими яркость на несколько порядков превышающую доступный динамический диапазон фотоприемников. Одним из способов уменьшения шумов в оптических системах является управление светом, дифрагирующим на поверхностях оптических элементов системы.

При распространении волн в воздухе электрические свойства препятствий, от которых рассеивается волна, характеризуются комплексной диэлектрической постоянной

$$\eta = \varepsilon + i \frac{4\pi\sigma}{\omega}$$

где: ε – диэлектрическая постоянная, σ – электропроводность вещества тела, ω – частота. Для оптического диапазона можно считать $|\eta| \gg 1$, и в качестве одного из малых параметров можно взять обратную величину

$|\eta|^{-1}$. Длина волны λ обычно весьма мала по сравнению с радиусом кривизны R поверхности рассеивающих тел. Таким образом, имеем ещё один малый параметр λ/R . Удобнее брать вместо этого отношения величину $1/m = [\lambda/(\pi R)]^{1/3}$. Кроме введённых двух малых параметров $|\eta|^{-1}$ и $1/m$ в задаче распространения волн по касательной к поверхности экрана можно считать малым угол наклона к экрану. Малость величины $|\eta|^{-1}$ позволяет ограничиться рассмотрением поля вне тела и на его поверхности [1,2]. Решение этой задачи может быть получено при помощи принципа, который может быть назван принципом локального поля в области полутени (рис.1).

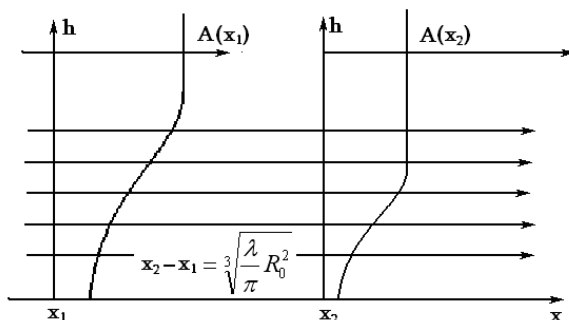


Рис. 1. Распределение амплитуды поля над проводящей поверхностью.

Принцип локального поля состоит в следующем: переход от света к тени происходит в узкой полосе, середина которой проходит по границе геометрической тени. Ширина этой полосы будет порядка [2]:

$$d = 3 \sqrt[3]{\frac{\lambda}{\pi}} R_0^2.$$

Предлагается перераспределить в пространстве рассеянное излучение за счет использования протяженных экранов оптимизирующих дифракцию света при скользящем падении световой волны.

Список литературы

1. Борн М., Вольф Э. Основы оптики., М.: Наука, 1970.
2. Уфимцев П.Я. Метод краевых волн в физической теории дифракции, М.: Советское Радио, 1963.

А.В. СЫЧЕВСКИЙ¹, А.Н. БОРОДИН

Научный руководитель – А.Н. МАЛОВ

*Иркутское высшее военное авиационное инженерное училище
(военный институт), Россия,*

¹Иркутский государственный медицинский университет, Россия

НОРМИРОВКА МОДУЛЯЦИИ СПЕКЛ-КАРТИН

Предложен метод компьютерной коррекции спекл-картин с использованием сплайн-функций, для стандартизации статистических оценок спекл-изображений. Спекл-изображение, полученное с помощью ПЗС-приемника, представляет собой числовую матрицу значений от 0 до 255. Но не всегда минимальный и максимальный элемент матрицы соответствуют данным значениям. Здесь будет наблюдаться прямая зависимость от интенсивности освещения объекта в момент записи спекл-полей. Предлагаемый метод нормировки спекл-картин позволяет стандартизировать получаемые снимки. Через выбранные максимумы и минимумы интенсивности исходного изображения проводятся огибающие поверхности, относительно которых интенсивность нормируется от нуля до заданного максимального значения.

Спекл-поля, полученные при отражении лазерного луча от шероховатой поверхности, фиксируются с помощью ПЗС-приемника (рис. 1а). Зарегистрированные спекл-картины обладают корреляционными свойствами. Однако, на корреляционные методы могут повлиять такие искажающие факторы, как интенсивность внешнего освещения объекта. Для проведения корректного статистического и корреляционного анализа получаемых спекл-изображений необходима их нормировка, т.е. их приведение к стандартизированному виду, без учета дополнительной засветки.

Для этого, полученное с ПЗС-матрицы спекл-изображение построчно разбивается на вектора числовых значений. Полученный вектор значений разбивается на интервалы, после чего на каждом интервале выбираются узлы – максимальный и минимальный элемент значения интенсивности. Далее, по всем максимальным и минимальным элементам строятся огибающие кривые. Сплайн-функцию можно наглядно трактовать как линию, которую образует гибкая линейка, будучи закрепленной в ряде точек – узлах интерполяции [1, 2]. Математически, сплайн – специальный многочлен, принимающий в узлах значения $y(x) = y_i = y(x_i)$ и обеспечивающий непрерывность в них производных. При нормировке спекл-картин необходимо обеспечить непрерывность первой и второй

производных, для чего достаточно использовать сплайн-многочлены третьего порядка (кубические сплайны) [3, 4].

После того, как получены значения сплайн-функций для исследуемого вектора, производится нормировка значений интенсивности.

$$I_n = \frac{I_o - I_{\min}}{I_{\max} - I_{\min}} \cdot 255$$

где I_o – первоначальное значение интенсивности элемента строки спекл-картины; I_n – нормированное значение интенсивности элемента строки; $I_{\max}$, $I_{\min}$ – значения сплайн-функций верхней и нижней огибающих для данного элемента.

Затем, нормировка с использованием сплайн-функций проводится по всем строкам исходной спекл-картины. После чего все нормированные строки-вектора объединяются в матрицу (рис. 16). Полученная таким образом числовая матрица есть нормированная спекл-картина, значения интенсивностей которой лежат строго в пределах от 0 до 255.

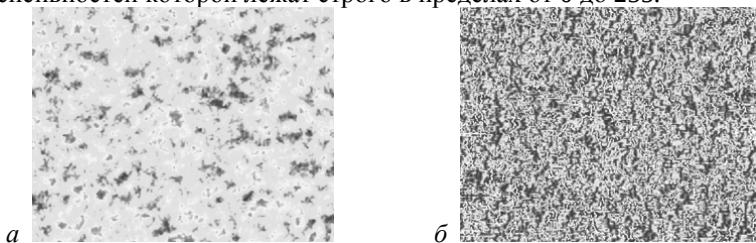


Рис. 1. Спекл-снимки: *а* - первоначальный; *б* - после нормировки.

После коррекции модуляции спекл-изображения не зависят от интенсивности внешнего освещения в момент записи спекл-картины, что приводит к уменьшению уровня помех и искажений исходного изображения. Нормированные спекл-изображения более удобны для изучения, проведения корреляционного анализа, вычисления статистических закономерностей.

Список литературы

1. Березин И.С., Жидков Н.П. Методы вычислений, М.: Наука, 1966.
2. Волков Е.А. Численные методы, М.: Наука, 1982.
3. Корн Г., Корн Т. Справочник по математике для научных сотрудников и инженеров, М.: Наука, 1984.
4. Янке Е., Эмде Ф., Леш Ф. Специальные функции: Формулы, графики, таблицы, М.: Наука, 1977.

А.В. СЫЧЕВСКИЙ¹, А.Н. БОРОДИН

Научный руководитель – А.Н. МАЛОВ

*Иркутское высшее военное авиационное инженерное училище
(военный институт), Россия,*

¹Иркутский государственный медицинский университет, Россия

ОЦЕНКА ПРЕДЕЛЬНЫХ РАССТОЯНИЙ ДЛЯ ЗАПИСИ ЦИФРОВЫХ ГОЛОГРАММ

Обсуждаются возможности цифрового восстановления голограмм, записанных на матричном фотоприемнике по методу Д. Габора. Рассматриваются вопросы определения предельных расстояний записи голограмм по осевой схеме в зависимости от характеристик матричного фотоприемника и геометрических параметров схемы записи голограмм. При записи и восстановлении компьютерных голограмм на небольших расстояниях, качество восстановленных изображений достаточно низкое. Ухудшение связано, прежде всего, с наличием сопряженного мнимого изображения, удаленного на малое расстояние от действительного, и, как следствие, высокий уровень шума на восстановленных изображениях. При увеличении расстояния излучение опорной волны, дифрагирующее на высокочастотных периодах голограммы, выходит из области построения действительного изображения. И, как следствие, ухудшается качество восстановления действительного изображения, но при этом уменьшается влияние мнимого.

Оптически формируемые голограммы могут быть записаны не только с использованием фотопластин, но и при помощи ПЗС–матриц. Один из подходов основан на использовании дифракционного интеграла для восстановления волнового фронта [1].

Ограничение минимального расстояния при записи и восстановлении осевых голограмм объясняется, прежде всего, образованием двух сопряженных изображений [2]. При восстановлении действительного изображения его качество зависит от расстояния до голограммы, чем ближе был объект в момент записи, тем лучше. Однако, на малых расстояниях большое влияние оказывает сопряженное мнимое изображение. С увеличением расстояния от ПЗС–матрицы мнимое изображение расфокусируется и падает его яркость. Одновременно при этом ухудшается и качество восстановления действительного изображения.

Согласно теореме отсчетов [3], сигнал поддается точному восстановлению по выборочным отсчетам, если расстояние между соседними отсчетами меньше или равно:

$$\Delta x = \frac{2\pi}{\omega_{xs}}; \quad \Delta y = \frac{2\pi}{\omega_{ys}}$$

Таким образом, частота дискретизации, по крайней мере, должна быть в два раза больше полосы частот исходного аналогового сигнала. В этом случае непрерывное изображение можно полностью восстановить по дискретным отсчетам. Если это условие не выполняется, то дискретизация может сопровождаться необратимыми искажениями. При дискретизации изображений с недостаточной частотой происходит наложение спектров, что приводит к появлению в восстановленном изображении ложных низкочастотных гармоник.

Обозначим: h – расстояние от ПЗС-приемника до плоскости голографируемого объекта; L – ширина чипа ПЗС-матрицы; N – число элементов в одном ряду ПЗС-приемника. Приняв необходимым условие: разность хода от ПЗС-приемника до двух ближайших точек объекта не должна быть больше полуволны излучения ($\lambda / 2$) и выполнив численные преобразования, получим:

$$h = \frac{2L^2}{N\lambda}$$

Для ПЗС-матрицы, с размерами пикселя $L = 17,4$ мкм, $N = 1024$ pixel, и длины волны $\lambda = 650$ нм, получаем предельно допустимое расстояние для записи голограмм $h_{max} \approx 910$ мм.

При восстановлении изображений, когда фокусируется действительное изображение, оно всегда сопровождается расфокусированным мнимым изображением. Таким образом, даже для объектов с большим пропусканием качество изображений ухудшается из-за их раздвоенности. Исключить этот недостаток возможно при использовании, например, внеосевых схем записи голограмм. Однако при этом появляются другие ограничения, в частности критерий на минимальный угол между опорным и предметным лучами.

Список литературы

1. Coetmellec S., Lebrun D., Oezkul C. Characterization of diffraction patterns directly from in-line holograms with the fractional Fourier transform // Appl. Optics, v.41, 2002, p.312-319.
2. Гудмен Дж. Введение в Фурье-оптику, М.: Мир, 1970, 364с.
3. Методы компьютерной обработки изображений / под ред. Сойфера В.А., М.: Физматлит, 2003, 784с.

М.В. КОННИК, Э.А. МАНЫКИН, С.Н. СТАРИКОВ

Московский инженерно-физический институт (государственный университет)

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ КОММЕРЧЕСКОЙ ЦИФРОВОЙ КАМЕРЫ ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ СВЕТОВЫХ ПОЛЕЙ

Описывается методика использования коммерческой цифровой фотокамеры для измерения световых полей. Зарегистрированные камерой изображения обрабатываются с помощью специализированного программного обеспечения, которое выполняет преобразование данных в линейное цифровое изображение. Для использованной камеры приводятся экспериментальные характеристики временных световых шумов и величина динамического диапазона.

Современные коммерческие цифровые фотокамеры комплектуются высококачественными фотосенсорами и могут быть использованы для создания компактных оптико-цифровых систем. Разрабатываемый метод линеаризации изображений обеспечит увеличение линейного динамического диапазона изображений, получаемых с фотокамер, и снижение стоимости фоторегистрирующего узла оптико-цифровых систем. Основой описываемого метода являются результаты исследований [1, 2].

Для обеспечения линейности передачи изображений фотокамерами необходимо применение специализированных программ, таких как конвертер RAW-файлов DCRAW [3]. Такие программы позволяют использовать цифровые камеры в качестве измерительных устройств и получать максимально возможный линейный динамический диапазон.

В ходе проведённых работ был получена линейная зависимость сигнала цифровой коммерческой фотокамеры Canon EOS 400D от величины экспозиции. Для оценки динамического диапазона были измерены временные темновые шумы цифровой фотокамеры в линейном режиме. Согласно полученным экспериментальным данным, временной темновой шум камеры составил 1,6 цифр. ед. (см. рис. 1), а насыщение цифрового фотосенсора происходит при значении сигнала 3480 цифр. ед. (см. рис. 2) Таким образом, полный динамический диапазон камеры оценен как 59 dB. Используя ранее полученные данные [4], линейный диапазон оценен как 58 dB.

Экспериментальные оценки для стандартного конвертера Canon дают значения полного динамического диапазона 54 dB и линейного диапазона 36 dB. Таким образом, линейный диапазон камеры при обработке

изображений конвертером DCRAW превышает обеспечиваемый конвертером Canon диапазон в 10 раз, что позволяет использовать камеру как измерительный прибор.

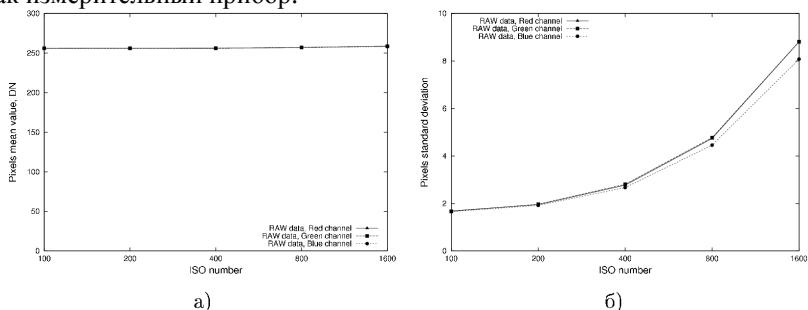


Рис. 1. Зависимость среднего уровня чёрного (а) и величины временного темнового шума (б) от усиления ISO для коммерческой камеры Canon EOS 400D.

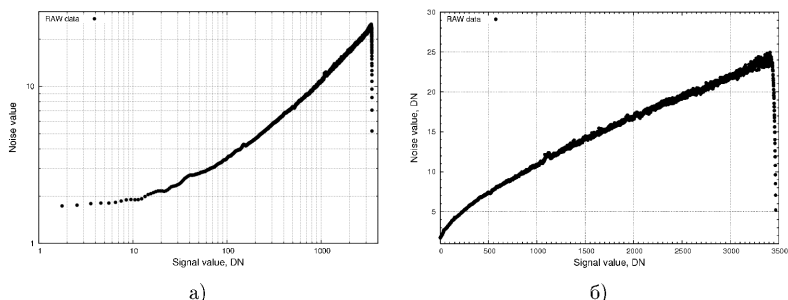


Рис. 2. Зависимость шума от сигнала для линейаризованных данных в логарифмических (а) и в линейных осях (б).

Проект поддержан Студенческим инкубатором высоких технологий Технопарка МИФИ и финансируется по Программе «УМНИК-08» Фонда содействия развитию малых форм предприятий в научно-технической сфере.

Список литературы

1. Mitsunaga T., Nayar S.K. Radiometric self calibration // Proc. Of IEEE Conference on Computer Vision and Pattern Recognition, v.1, 1999, p.374–380.
2. Hytti H.T. Characterization of digital image noise properties based in raw data // Proc. SPIE, v.6059, 2005, 60590A.
3. Coffin D. Raw digital photo decoding // <http://www.cybercom.net/dc Coffin/dcraw> (referred 01.06.2008).
4. Konnik M.V., Manykin E.A., Starikov S.N. Increasing linear dynamic range of commercial digital photocamera used in imaging systems with optical coding // OSAV'2008 Topical meeting, SPb, 2008.

Л.Б. СЕРЁЖКИН, С.Н. СТАРИКОВ

Московский инженерно-физический институт (государственный университет)

ИССЛЕДОВАНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК КАМЕРЫ ТЕХНИЧЕСКОГО ЗРЕНИЯ ДЛЯ ПРИМЕНЕНИЯ В ОПТИКО-ЦИФРОВЫХ СИСТЕМАХ

Представлены результаты исследования характеристик технической цифровой камеры PixeLink PL-B781F для использования её в оптико-цифровых системах. Получены временные и пространственные шумовые характеристики камеры.

Проведены измерения характеристик недорогой цифровой видеокамеры технического зрения Pixelink PL-B781F (2208×3000 монохромных пикселей, разрядность АЦП – 10 бит) для использования её в оптико-цифровых системах обработки изображений. Отличительной особенностью данной камеры является малый размер пикселя ($3,5 \times 3,5$ мкм²), что желательно при записи цифровых голограмм.

На первом этапе измерений требовалось экспериментально оценить достоверность паспортных характеристик камеры. Для этого была собрана и отъюстирована экспериментальная установка, которая позволяет измерять радиометрические и шумовые характеристики цифровых камер. На собранной установке измерены следующие характеристики камеры Pixelink PL-B781F: линейность отклика, динамический диапазон, неоднородность темновых шумов, неоднородность фоточувствительности. Результаты измерений и паспортные значения представлены в таблице 1.

Таблица 1. Сравнение характеристик камеры Pixelink PL-B781F с паспортными значениями.

Характеристика	Измерено	Паспортное значение
Динамический диапазон, дБ	57,3±1,2	56,7
Темновой временной шум, цифр. ед.	1,4±0,2	< 1,5
Неоднородность темновых шумов, %	0,1	< 1
Неоднородность фоточувствительности, %	1,8	< 2

Измеренные характеристики в пределах погрешностей согласуются с паспортными значениями. Оценен линейный динамический диапазон

камеры, который составил 56,6 дБ. Выявлены резкие температурные зависимости темнового временного шума и среднего уровня черного.

На втором этапе измерялась зависимость временных шумов от величины сигнала, что позволяет оценивать погрешность измерений в оптико-цифровой системе. Полученные результаты приведены на рис.1.

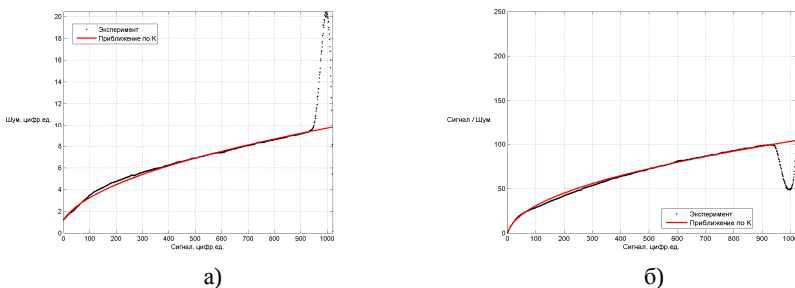


Рис.1. Экспериментальные и расчётные зависимости временного шума (а) и отношения сигнал/(временной шум) (б) от величины сигнала.

График на Рис. 1а показывает зависимость временных шумов от значений сигнала. По экспериментальным значениям временных шумов был получен коэффициент пересчёта числа электронов в цифровой сигнал – $K = 0,092 \pm 0,007$ эл./цифр.ед. Полученные данные позволяют моделировать шумовые характеристики камеры по следующей формуле:

$$\sigma = \sqrt{(\sigma_{ID})^2 + K \cdot S} \quad (1)$$

где σ - суммарный временной шум, σ_{ID} - темновой временной шум, S - значение сигнала, выраженные в цифровых единицах; K - коэффициент пересчёта числа электронов в цифровой сигнал. Данная зависимость приведена на рис.1а сплошной линией. Аномальный рост временных шумов в области значений сигнала 950 цифр.ед. является особенностью данного образца камеры. По полученной зависимости можно определить наилучший диапазон значений сигнала для регистрации изображений на исследуемую камеру. График на рис. 1б показывает экспериментальную зависимость отношения сигнал/(временной шум) от величины сигнала. В тех же осях отложена расчётная зависимость, полученная с помощью формулы (1). Максимальное отношение сигнал/(временной шум) составило 100. Полученные результаты будут использованы для восстановления изображений, полученных в оптико-цифровой системе с оптическим кодированием.

ИМЕННОЙ УКАЗАТЕЛЬ АВТОРОВ

-А-

Алексеев А.М., 103
Алексеев А.Н., 74
Ангервакс А.Е., 82
Асаенок Ю.А., 56
Афанасьев К.Н., 62

-Б-

Бабичева В.Е., 19
Беспалов В.Г., 23, 38, 60
Бикеев О.Н., 36
Бородин А.Н., 72, 123, 129, 131, 133
Брюханова Т.Н., 112
Буцуев В.А., 17
Быковский А.Ю., 80

-В-

Важенин А.В., 129
Васильев В.В., 28
Величанский В.Л., 28
Вереникина Н.М., 91, 93
Вишняков Г.Н., 70
Власов Н.Г., 64
Волостников В.Г., 62
Вольф И.Э., 72, 123
Воробьев С.П., 95

-Г-

Гольцман Г.Н., 47
Гончаров А.С., 91, 93
Горобец А.П., 36
Городецкий А.А., 60
Гричук Е.С., 97

-Д-

Данилова Е.В., 7
Дергачёв М.П., 15
Дивочий А.В., 47
Дубовик В.М., 11
Дудкина Т.Д., 30

-Е-

Евстихьев Н.Н., 99, 101, 105
Евчик А.В., 15
Егоров А.Н., 43

Елезов М.С., 47
Елоев Э.Н., 51

-З-

Зибров С.А., 28
Злоказов Е.Ю., 101

-И-

Иванов А.Б., 66
Иванов В.И., 109, 110, 112, 113
Иванов Ю.Б., 11

-К-

Кайтуков Ч.Б., 76
Карпец Ю.М., 9
Кацман В.Д., 54
Ковалев Д.К., 30
Ковалев М.С., 93
Кокурин М.Ю., 58
Колменарес М.Л.Х., 34
Колосков М.И., 36
Комоцкий В.А., 74
Конник М.В., 78, 84, 107, 135
Корнеев А.А., 47
Корнышева С.В., 70
Кретушев А.В., 66
Кривенкова К.В., 95
Криштон В.В., 9
Кузин А.А., 109, 110, 113
Кузнецов А.С., 91
Кузнецов В.А., 119
Кузьмина М.Г., 97
Кулиш С.М., 64
Кульчин Ю.Н., 86
Куля М.С., 38

-Л-

Лежанкин Б.В., 125
Ли Х.-Ё., 86
Ли Х.-М., 86
Ливашивили А.И., 112
Литвинова М.Н., 9
Лозовик Ю.Е., 19
Лушников Д.С., 91

-М-

Маврицкий О.Б., 43
Маймистов А.И., 21
Максименко В.А., 7
Малисов Н.П., 125
Малов А.Н., 56, 72, 121, 123, 125, 127, 129
Манцызов Б.И., 17
Манькин Э.А., 25, 84, 97, 135
Маркин В.В., 91
Масальский Н.В., 32
Мелехов А.П., 51
Миронов Б.М., 119
Моисеенко В.Н., 13, 15

-Н-

Неупокоева А.В., 56
Нечаев А.В., 54
Нибабин О.О., 121
Нигматуллина В.Т., 58
Никифоров В.А., 80
Николаев А.И., 91
Новоселов Е.В., 23

-О-

Овсепян А.С., 110
Одиных С.Б., 91, 93
Оженко С.С., 21
Окишев К.Н., 113
Онацкий А.Н., 127
Ошурко В.Б., 25

-П-

Павлов А.В., 103
Павлов А.Ю., 91
Павлов П.В., 123
Петров Н.В., 49
Печенкин А.А., 43
Попов И.И., 58

-Р-

Рекунова Н.Н., 109
Ромашко Р.В., 86
Ропяной А.В., 25
Рыбакова С.А., 56

-С-

Сагателян Г.Р., 93
Севальнев М.А., 99

Сетейкин А.Ю., 117
Серёжкин Л.Б., 78, 137
Сивак А.В., 28
Ситников Н.Н., 41
Скорынин А.А., 17
Соколов В.К., 82
Соколов Ю.М., 74
Соломащенко А.Б., 93
Солякин И.В., 105
Стариков Р.С., 99, 101
Стариков С.Н., 78, 84, 101, 105, 107, 135, 137
Стаселько Д.И., 49
Стогов О.М., 66
Сытнюк Д.С., 127
Сычевский А.В., 131, 133
Сюй Т.С., 110

-Т-

Тимакин А.Г., 34
Тычинский В.П., 66

-У-

Усович Е.А., 91, 93

-Ф-

Федоров А.Н., 25
Федоров И.Ю., 82
Фетисов Е.П., 11
Фивейский Ю.Д., 11
Флоря И.Н., 45

-Х-

Храмцов И.И., 117

-Ц-

Чехлова Т.К., 34

-Ш-

Шапкарина Е.А., 105
Шеляков А.В., 41

-Щ-

Щеулин А.С., 82

-Я-

Ян Д.Т., 115
Яновский А.В., 88