Секция 3 

Полупроводниковые наноструктуры: электронные, оптические свойства, методы формирования

Энергетическое строение квантовых точек, сформированных в гетеросистеме GaSb/GaP

Д. С. Абрамкин*, М. А. Путято, В. В. Преображенский, Б. Р. Семягин, А. К. Гутаковский, Т. С. Шамирзаев

Институт физики полупроводников им. А. В. Ржанова СО РАН, пр. Ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090.

* demid@isp.nsc.ru

Изучено энергетическое строение Ga(Sb,P)/GaP-гетероструктур с самоорганизованными квантовыми точками (КТ) на смачивающем слое. Показано, что (i) GaSb/GaP КТ, механические напряжения в которых полностью релаксировали, имеют энергетический спектр первого рода с непрямой запрещённой зоной и основным электронным состоянием, лежащим в *L*-долине GaSb; и (ii) псевдоморфно напряжённый смачивающий слой $GaSb_{1-x}P_x$/GaP имеет энергетический спектр первого рода с непрямой запрещённой зоной и основным электронным состоянием, лежащим в X_{XY}-долине $GaSb_{1-x}P_x$, в то время как псевдоморфно напряжённые $GaSb_{1-x}P_x$/GaP КТ имеют энергетический спектр второго рода независимо от состава твёрдого раствора *x*.

Введение

В последние десятилетия значительное внимание исследователей уделяется полупроводниковым низкоразмерным гетероструктурам. Расчёты показывают, что гетероструктуры, сформированные в системе бинарных соединений GaSb/GaP, могут принадлежать к новому, малоизученному классу полупроводниковых систем с энергетическим спектром первого рода и непрямой запрещённой зоной [1]. В таких гетероструктурах различие квазиимпульсов носителей заряда приводит, несмотря на значительное пространственное перекрытие волновых функций, к увеличению времени жизни экситона до сотен микросекунд [2]. Таким образом, структуры первого рода с непрямой запрещённой зоной являются перспективными объектами для исследования динамики долгоживущих локализованных экситонов, в частности спиновой релаксации экситонов в квантовых точках (КТ) [3]. Данная работа посвящена исследованию энергетического спектра Ga(Sb,P)/GaP-гетероструктур с самоорганизованными КТ.

Исследуемые структуры

Гетероструктуры были выращены методом молекулярно-лучевой эпитаксии на подложках GaP (001). С помощью метода дифракции быстрых электронов на отражение было показано, что осаждение 1 монослоя GaSb на поверхность GaP ведёт к формированию КТ по механизму Странского-Крастанова. Кристаллическое строение гетероструктур исследовано методом просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ). В зависимости от условий роста возможно формирование массива псевдоморфно напряжённых Ga(Sb,P)/GaP КТ либо массива полностью релаксированных GaSb/GaP КТ, расположенных на смачивающем слое (СС) – тонкой квантовой яме (КЯ). При этом релаксация механических напряжений в КТ идёт за счёт введения сетки ломеровских дислокаций, залегающих в плоскости гетерограницы КТ/матрица. Увеличения темпа безызлучательной рекомбинации не происходит, потому что ядро ломеровской дислокации не содержит свободных атомных связей [4].

Энергетическое строение

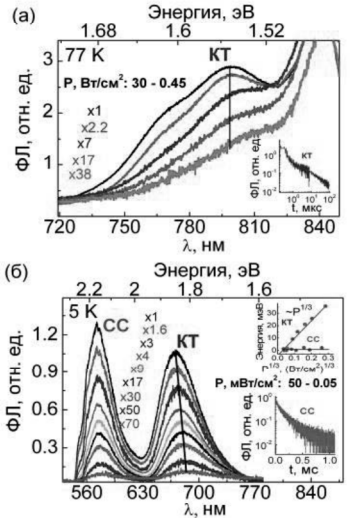


Рисунок 1. Зависимости спектров стационарной ФЛ (а) релаксированных GaSb/GaP КТ и (б) напряжённых GaSbP/GaP КТ от плотности мощности возбуждения *P*.

Энергетическое строение полученных КЯ и КТ анализировалось методами спектроскопии стационарной и время-разрешённой фотолюминесценции

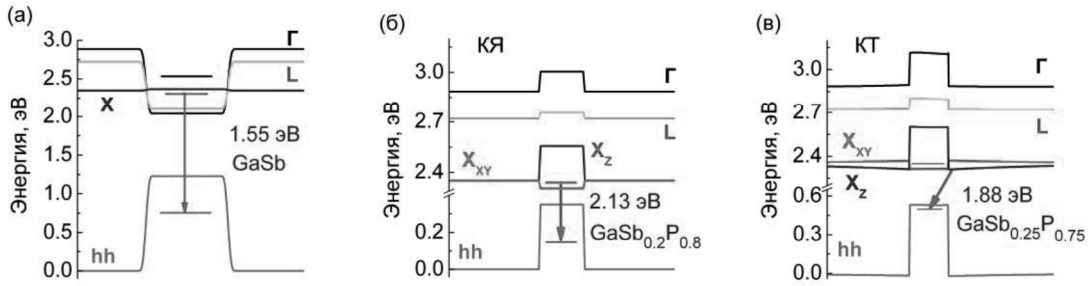


Рисунок 2. Зонные диаграммы для (а) полностью релаксированной GaSb/GaP КТ, (б) псевдоморфно напряжённой $GaSb_{0.2}P_{0.8}$/GaP КЯ и (в) псевдоморфно напряжённой $GaSb_{0.25}P_{0.75}$/GaP КТ.

(ФЛ). Для определения рода энергетического строения гетероструктур измерялись зависимости спектров стационарной ФЛ от плотности мощности возбуждения (P), приведенные на рис.1. Полоса экситонной ФЛ полностью релаксированных КТ не испытывает спектрального сдвига при изменении P в диапазоне 0.45÷30 Вт/см^2 (рис.1 (а)). В спектрах структур с напряжёнными Ga(Sb,P)/GaP КТ присутствуют полосы ФЛ, обозначенные на рис. 1 (б) как СС и КТ, связанные с рекомбинацией экситонов в СС и КТ, соответственно. Изменение P в диапазоне 0.05÷50 мВт/см^2 не приводит к сдвигу полосы СС, в то время как полоса КТ демонстрирует синее смещение, пропорциональное $P^{1/3}$, что указывает на второй род энергетического спектра напряженных КТ [5,6] (см. верхнюю вставку на рис.1 (б)). В то же время полностью релаксированные GaSb/GaP КТ и псевдоморфно напряжённая Ga(Sb,P)/GaP КЯ имеют энергетическое строение первого рода. Несмотря на сильное пространственное перекрытие волновых функций в КТ и КЯ первого рода, характерные времена затухания ФЛ в этих гетероструктурах лежат, как видно на вставках к рис.1 (а) и (б), в диапазоне сотен микросекунд, свидетельствуя о непрямом в пространстве квазиимпульсов оптическом переходе [2].

Зонные диаграммы гетероструктур рассчитывались с учётом влияния неоднородных механических напряжений и перемешивания материалов. Расчёт положения уровней размерного квантования для электронов и дырок проведён в приближении эффективной массы. Информация о размере и форме КЯ и КТ взята из данных ПЭМ. Результаты расчётов представлены на рис.2. Полностью релаксированные КТ имеют энергетическое строение первого рода с непрямой запрещённой зоной и основным электронным состоянием, лежащим в L-долине GaSb, как это показано на рис.2 (а). Расчёты для напряжённых $GaSb_{1-x},P_x$/GaP-гетероструктур проведены для различных составов твёрдого раствора x=0÷0.9. Независимо от значения x КЯ имеют энергетическое строение первого рода с непрямой запрещённой зоной и основным электронным состоянием, лежащим в X_{XY}-долине $GaSb_{1-x}P_x$. Деформация GaP-матрицы вблизи КТ приводит к расщеплению основного электронного X-состояния на X_Z и X_{XY}, при этом X_Z-состояние оказывается основным. В результате напряжённые КТ имеют энергетическое строение второго рода с основным электронным состоянием, лежащим в X_Z-долине GaP, при любых составах твёрдого раствора $GaSb_{1-x}P_x$. Наилучшее соответствие расчётного значения энергии оптического перехода экспериментальным данным достигается при x=0.2 для КЯ (рис. 2 (б)) и при x=0.25 для КТ (рис.2 (в)).

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проекты № 13-02-00073, 14-02-31102 и 14-02-00033), фонда некоммерческих программ «Династия», стипендиальной программы Президента РФ (грант № СП-985.2013.5) и программы Министерства образовании и науки РФ (контракт № 16.552.11.7091).

Литература

1. Т. С. Шамирзаев // ФТП, Т. 45, 97 (2011).
2. T. S. Shamirzaev, J. Debus, D. S. Abramkin, *et al.* // Phys. Rev. B, V. 84, 155318 (2011).
3. D. Dunker, T. S. Shamirzaev, J. Debus, *et al.* // Appl. Phys. Lett., V. 101, 142108 (2012).
4. J. N. Stirman, P. A. Crozier, David J. Smith, *et al.* // Appl. Phys. Lett., V. 84, 2530 (2004).
5. N. N. Ledentsov, J. Bohrer, M. Beer, *et al.* // Phys. Rev. B, V. 52, 14058 (1995).
6. F. Hatami, N. N. Ledentsov, M. Grundmann, *et al.* // Appl. Phys. Lett., V. 67, 656 (1995).

Транспортные свойства графеновой мультибарьерной структуры с периодически модулированной дираковской щелью

Е. С. Азарова*, Г. М. Максимова

ННГУ им. Н. И. Лобачевского, пр-т Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603022.

*katia-azarova@yandex.ru

Исследованы транспортные свойства одномерных мультибарьерных структур на основе графена с пространственно модулированной щелью $\Delta(x)$ в присутствии кусочно-непрерывного электростатического потенциала $V(x)$. Показано, что произвольная n-барьерная структура становится абсолютно прозрачной при определенных условиях, совпадающих с условиями появления новых дираковских точек в спектре соответствующей сверхрешетки. Исследовано влияние щелевой фракции на кондактанс и фактор Фано рассматриваемых систем.

Введение

Необычные свойства графена [1] позволяют говорить о нем как о кандидате в материалы для будущих приборов микро- и наноэлектроники. Как известно, квазичастицы в графене описываются двухкомпонентной волновой функцией, удовлетворяющей уравнению Дирака для безмассовых частиц. В то же время для прикладных приложений графена необходимо наличие щели в спектре. В этой связи представляет интерес изучение электронных и транспортных свойств различных многобарьерных структур, включающих щелевую модификацию графена.

В настоящей работе представлены результаты исследования транспортных свойств графеновых мультибарьерных структур с пространственно модулированной щелью $\Delta(x)$ в присутствии кусочно-непрерывного электростатического потенциала $V(x)$. Такие структуры могут быть реализованы за счет взаимодействия графена с неоднородной подложкой, состоящей из чередующихся слоев SiO_2 и h-BN, или использования неоднородно гидрогенизированного графена.

Результаты и обсуждение

Получено аналитическое выражение для матрицы переноса n-барьерной структуры, сформированной полосками щелевого ($\Delta \neq 0$, $V \neq 0$) и бесщелевого ($\Delta = 0$, $V = 0$) графенов, что позволило определить коэффициент прохождения, кондактанс и фактор Фано исследуемых систем. Изучены транспортные свойства 1- и 2-барьерных структур и системы из 30 барьеров, моделирующей свойства сверхрешетки (СР) [2]. Установлено, что произвольная n-барьерная структура становится абсолютно прозрачной для частиц с энергией $E_0 = (V^2 - \Delta^2)/2V$ и с начальными углами падения θ_0, удовлетворяющими

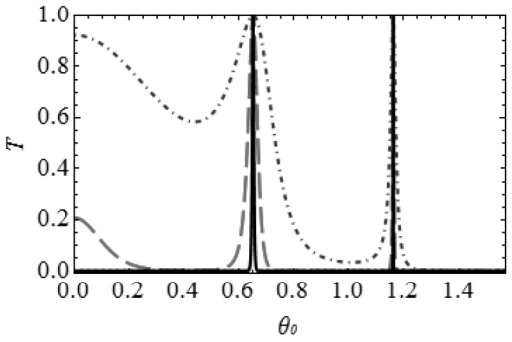


Рисунок 1. Коэффициент прохождения T мультибарьерной структуры с $a = d = 30$ нм, $V = 354$ мэВ, $\Delta = 50$ мэВ как функция угла падения для $E = E_0 = 173$ мэВ: $n = 1$ (точечная линия), $n = 5$ (пунктирная линия), $n = 30$ (сплошная линия).

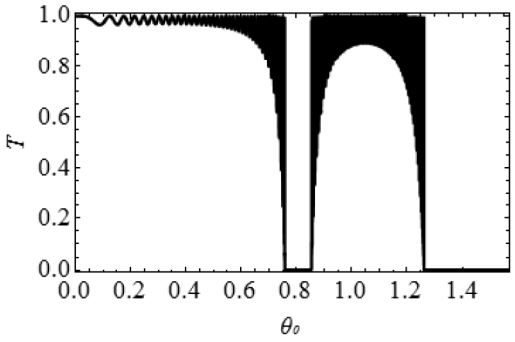


Рисунок 2. Коэффициент прохождения T графеновой СР ($a = d = 30$ нм, $n = 30$) как функция угла падения при $V = 8$ мэВ, $\Delta = 50$ мэВ и $E = E_0 = -149$ мэВ.

условию $\cos\theta_{0m} = \pi\hbar\upsilon_F m/d|E_0|$, где d – ширина барьера, υ_F – скорость Ферми, $m = 1, 2,\ldots$ Этим условиям отвечает положение в $\boldsymbol{k}$-пространстве новых дираковских точек в спектре соответствующей СР, которые возникают при значениях потенциала [2]

$$V_n = \frac{\pi n\hbar\upsilon_F}{d} + \sqrt{\left(\frac{\pi n\hbar\upsilon_F}{d}\right)^2 + \Delta^2}\ . \qquad (ф1)$$

При $E_0 > 0$ волновая функция частиц в барьерной области отвечает дырочным состояниям. Как видно из рисунка 1, для больших n прохождение становится резонансным. Такое резонансное прохождение возникает при рассеянии электромагнитных волн на слоистой системе, состоящей из обычных диэлектриков и метаматериалов (коэффициент преломления $n < 0$). Для $E_0 < 0$ волновые функции частиц всюду принадлежат дырочной зоне, что аналогично прохождению света через многослойную структуру, состоящую из материалов с одинаковым знаком коэффициента преломления (рисунок 2).

Расчет кондактанса G и фактора Фано F показал, что наличие щелевой фракции в исследуемых структурах приводит к уменьшению минимального значения G и увеличению максимального значения F, равного 1/3 [3] в бесщелевом образце. Так, на рисунке 3 приведены зависимости фактора Фано от ширины межбарьерного расстояния a для 2-барьерной структуры. Появление щели в барьерных областях приводит к увеличению среднего значения фактора Фано от $F = 1/4$ ($\Delta = 0$) до $F = 1/2$.

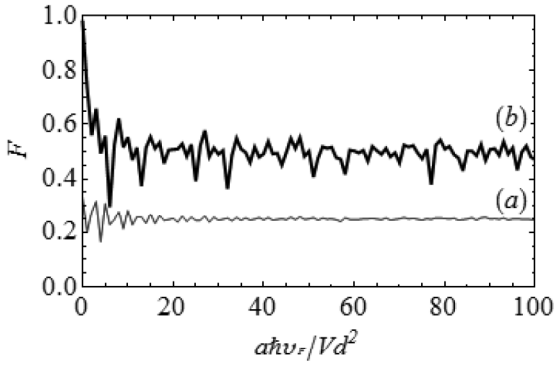


Рисунок 3. Фактор Фано F как функция межбарьерного расстояния a для системы двух барьеров с $d = 30$ нм, $E = V = 200$ мэВ и (а) $\Delta = 0$, (б) $\Delta = 26{,}5$ мэВ.

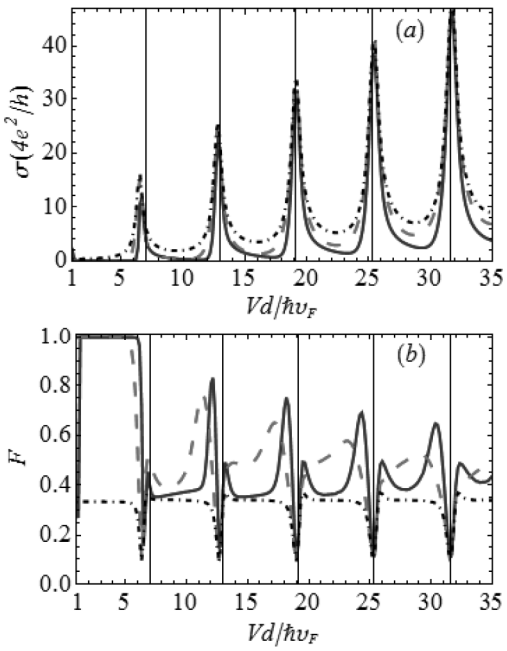


Рисунок 4. (а) Проводимость σ и (б) фактор Фано F как функция потенциала V для трех сверхрешеток ($a = d = 30$ нм, $n = 30$) с различной величиной щели в барьерной области: $\Delta = 26{,}5$ мэВ (сплошная линия), $\Delta = 10$ мэВ (пунктирная линия) и $\Delta = 0$ (штрихпунктирная линия). Вертикальными линиями показаны положения V_n при $\Delta = 0$.

Рисунок 4 демонстрирует проводимость $\sigma(E_0, V)$ и фактор Фано $F(E_0, V)$ для СР. Видно, что возникновение каждой новой дираковской точки при $V = V_n$ (ф1) сопровождается резонансом σ и узким провалом F, как и для СР на бесщелевом графене [4]. Наличие щелевой фракции уменьшает величину проводимости между резонансами и проявляется в более сложной зависимости фактора Фано, отличной от псевдодиффузионного поведения $F = 1/3$, характерного для СР на бесщелевом графене.

Литература

1. S. Das Sarma, S. Adam, E.H. Hwang, and E. Rossi // Rev. Mod. Phys. 83, 407 (2011).
2. G.M. Maksimova, E.S. Azarova *et al.* // Phys. Rev. B. 86, 205422 (2012).
3. J. Tworzydlo, B. Trauzettel *et al.* // Phys. Rev. Lett. 96, 246802 (2006).
4. Y.P. Bliokh, V. Freilikher, S. Savel'ev, and F. Nori // Phys. Rev. B. 79, 075123 (2009).

Локализация холодных атомов вблизи наноструктур

A.B. Акимов[1], Jeff Thompson[2], Tobias Tiecke[2], J. Feist[2], D. Chang[2], C. Yu[2], N. De Leon[2], L. Liu[2], A. Zibrov[2], H. Park[2], V. Vuletić[4], M. Lukin[2]

1 RQC, улица Новая, дом 100, БЦ "Урал" , Одинцовский район, деревня Сколково, Московская область, 143025

2 Harvard University, 17 Oxford str., Cambridge, USA

3 ФИАН РАН, Ленинский проспект, 53, Москва

4 MIT, 77 Massachusetts Avenue, Cambridge, USA

*aa@rqc.ru

Я расскажу о разработанном нами новом методе реализации интерфейса между атомами и фотонами, основанном на комбинировании свойств наноструктур и манипулировании холодными атомами.

Тезисы

Интерфейс между атомоподобной системой и фотонами является важной частью сетей квантовых линий связи или вычислительной системы. Использование плазмонов в проводящих нанопроволоках позволяет существенно улучшить сбор фотонов с одиночного твердотельного излучателя одиночных фотонов, таких как коллоидные квантовые точки или центры окраски в алмазе [1,2]. Значительный прогресс также был достигнут в этом направлении с помощью фотонных кристаллов, преимуществом которых в сравнении со многими другими системами квантовой электродинамики в резонаторах является их масштабируемость [3]. С другой стороны, атомы являются естественными кандидатами на кубиты из-за их превосходных когерентных свойств и узких, фурье-ограниченных переходов. Расширение твердотельной технологии на случай атомов требует разработки новых технологий, позволяющих удерживать атомы на субволновых расстояниях от поверхностей структур. В данном докладе я расскажу о наших работах по локализации атомов возле наноструктур и построении волоконного интерфейса для одиночного атома.

Литература

1. A. V. Akimov, A. Mukherjee, C. L. Yu, D. E. Chang, A. S. Zibrov, P. R. Hemmer, H. Park & M. D. Lukin // Nature, 450: 402-406, 2007.
2. Roman Kolesov, Bernhard Grotz, Gopalakrishnan Balasubramanian, Rainer J. Stöhr, Aurélien A. L. Nicolet, Philip R. Hemmer, Fedor Jelezko & Jörg Wrachtrup // Nature Physics, 5: 470 – 474, 2009.
3. Advances in Photonic Crystals / Edited by Vittorio M.N. Passaro, InTech, 2013.

Влияние ближнего поля на спектр поглощения примесей в кристаллах

В.Я. Алешкин[1,2,*], Л.В. Гавриленко[1,2]

1 Институт физики микроструктур РАН, ГСП-105, Нижний Новгород, 607950.

2 Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского, пр. Гагарина, д. 23, Нижний Новгород, 603950.

*aleshkin@ipmras.ru

В работе рассмотрено влияние ближнепольного взаимодействия мелких доноров в GaAs на спектр внутрицентрового примесного поглощения. Показано, что ближнепольное взаимодействие приводит к уширению линии поглощения, которое увеличивается с ростом концентрации доноров. Форма линии поглощения перестает быть лоренцевой: её коротковолновое крыло становится более протяженным по сравнению с длинноволновым крылом.

Электрическое поле излучающего диполя состоит из трех компонент [1]. Величина одной из них обратно пропорциональна расстоянию до диполя — это поле распространяющегося излучения. Две другие компоненты, величины которых обратно пропорциональны второй и третьей степени расстояния, часто называют ближнепольными компонентами (БК). В том случае когда характерное расстояние между диполями много меньше длины волны излучения, БК могут заметно влиять на взаимодействие диполей со светом. Например, недавно было показано, что БК ответственны за значительные различия между спектрами поглощения димера и одного диполя [2]. При поглощении света мелкими примесями в полупроводниках расстояния между примесями также значительно меньше длины волны, соответствующей внутрицентровым переходам. В данной работе проанализировано влияние ближнепольных компонент на спектр поглощения света, обусловленного внутрицентровыми переходами электронов на донорах в арсениде галлия.

Основные уравнения

Рассмотрим поглощение света с частотой, близкой к частоте 1s-2p-перехода в GaAs, легированном мелкими донорами. В этом случае каждый донор можно рассматривать как двухуровневую систему, восприимчивость которой можно представить в виде:

$$\alpha = \frac{2|d|^2}{\hbar}\frac{\omega_0\Delta}{\omega_0^2-\omega^2+1/\tau^2-2i\omega/\tau}, \qquad (1)$$

где d – величина межуровневого матричного элемента оператора дипольного момента, τ – время релаксации фазы, Δ – разность населенностей нижнего и верхнего состояний, $\hbar\omega_0$ – разность их энергий, ω – циклическая частота излучения.

Обозначим $\mathbf{E}(\mathbf{r}_j,\mathbf{r}_i)$ поле, которое создает диполь $\mathbf{d}_i$ с радиус-вектором $\mathbf{r}_i$ в месте расположения другого диполя $\mathbf{d}_j$ с радиус-вектором $\mathbf{r}_j$. Это поле можно представить в виде:

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}_j,\mathbf{r}_i) = \mathbf{T}(\mathbf{r}_j-\mathbf{r}_i)\mathbf{d}_i, \qquad (2)$$

где $\mathbf{T}(\mathbf{r}_j-\mathbf{r}_i)$-линейный оператор, который можно найти из явного выражения для поля, создаваемого диполем [1], явный вид которого мы не приводим из-за его громоздкости.

Пусть на систему падает электромагнитная волна, распространяющаяся вдоль z, электрическое поле которой $\mathbf{E}_0\exp(ikz-i\omega t)$. Поле в точке расположения j-ого диполя равно сумме внешнего поля и поля, создаваемого всеми остальными диполями:

$$\mathbf{E}_j = \mathbf{E}_0\exp(ikz_j) + \sum_{l\neq j}{}'\mathbf{T}(\mathbf{r}_j-\mathbf{r}_l)\mathbf{d}_l. \qquad (3)$$

Поэтому величина j-го диполя равна:

$$\mathbf{d}_j = \alpha\mathbf{E}_j = \alpha\mathbf{E}_0\exp(ikz_j) + \alpha\sum_{l\neq j}{}'\mathbf{T}(\mathbf{r}_j-\mathbf{r}_l)\mathbf{d}_l. \qquad (4)$$

Для нахождения эффективной восприимчивости диполя $\alpha_{eff}=d_j/E_0\exp(ikz_j)$ система линейных неоднородных уравнений (4) решалась численно для 2000 доноров, случайным образом разбросанных в сфере радиуса R. Для исследования зависимости эффективной восприимчивости от концентрации изменялся радиус R при сохранении полного числа диполей. После нахождения α_{eff} каждого диполя вычислялась средняя восприимчивость по ансамблю. Для увеличения точности вычисления производилось усреднение α_{eff} по 30 реализациям положений доноров.

Результаты расчета

Численные расчеты выполнены для s1-2p-переходов мелких доноров в GaAs ($\hbar\omega_0$ =4.37 мэВ). Ширина линии полагалась равной $\hbar\tau=10^{-4}\hbar\omega_0$. Полупроводник полагался некомпенсированным, поэтому ширина линии поглощения определяется рассеянием на акустических фононах. На рис. 1 приведены рассчитанные спектры мнимой части эффективной восприимчивости, которая определяет поглощение, для нескольких концентраций доноров ($n=10^{13}$ см$^{-3}$, $n=5\cdot10^{13}$ см$^{-3}$, $n=10^{14}$ см$^{-3}$).

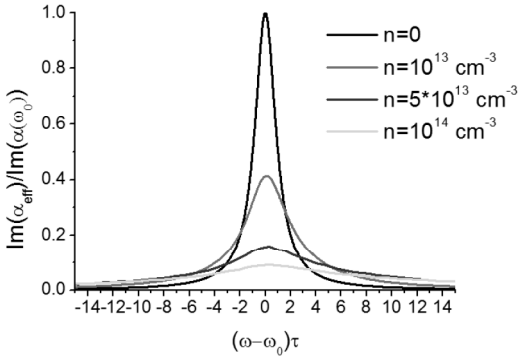


Рисунок 1. Спектры мнимой части эффективной восприимчивости доноров в GaAs для трех концентраций. Черная линия соответствует восприимчивости отдельного донора.

Из рисунка видно, что с ростом n величина максимума поглощения уменьшается, а ширина линии увеличивается. При удалении БК из поля, создаваемого диполем, спектр линии поглощения в рассматриваемом интервале n не завит от n. Поэтому можно заключить, что изменение спектра поглощения обусловлено ближнепольными компонентами.

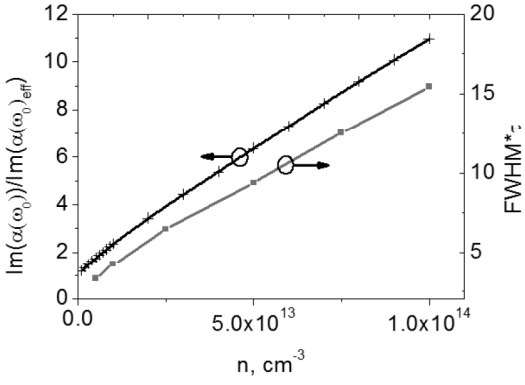


Рисунок 2. Зависимости обратной величины максимума поглощения и ширины линии на половине максимума поглощения от концентрации доноров.

На рис. 2 приведены зависимости обратной величины максимума поглощения (т.е. $\alpha_{eff}(\omega_0)$) и ширины линии на половине максимума поглощения от концентрации. Для расчета максимума поглощения использовалось усреднение по 64 реализациям диполей, что обеспечивало точность около процента. Из рисунка видно, что эта зависимость близка к линейной.

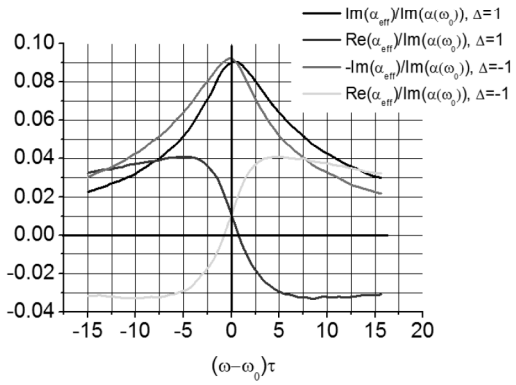


Рисунок 3. Спектры эффективных восприимчивостей доноров в GaAs с концентрацией $n=10^{14}$ см$^{-3}$ для Δ=1 и Δ=-1.

На рис. 3 приведен рассчитанный спектр эффективной восприимчивости для концентрации доноров 10^{14} см$^{-3}$. Из рисунка хорошо видно, что спектр мнимой части восприимчивости, которая определяет поглощение (усиление при Δ=-1), несимметричен относительно $\omega=\omega_0$. В случае Δ=1 поглощение на коротковолновом крыле линии больше, чем на длинноволновом. Отметим, что с ростом n увеличивается отклонение формы линии поглощения от лоренцевой.

Резюмируя полученные результаты, можно заключить, что ближнепольные компоненты приводят к уширению линии примесного поглощения, уменьшению максимума поглощения и делают спектр резонансного поглощения нелоренцевым.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект 14-02-00635-а).

Литература

1. Дж. Джексон. Классическая электродинамика. М.: Мир, 1965.
2. О.Н. Гадомский, И.В. Гадомская, К.К. Алтунин // Письма в ЖЭТФ, Т. 90, 266 (2009).

Влияние каскадного захвата на динамику примесной фотопроводимости в n-GaAs с большой концентрацией заряженных доноров

В. Я. Алешкин*, Д. И. Бурдейный

1 Институт физики микроструктур РАН, ГСП-105, Нижний Новгород, 607950

*aleshkin@ipmras.ru

Вычислена динамика примесной фотопроводимости в n-GaAs, легированном мелкими донорами, при её возбуждении коротким световым импульсом. Показано, что в динамике фотопроводимости можно выделить три этапа. Обнаружено, что при достаточно большой концентрации заряженных доноров время каскадного захвата перестает зависеть от неё.

Введение

При изучении явления каскадного захвата электронов на мелкую примесь часто полагают, что функция распределения электронов равновесна. Это условие выполняется, если $k_BT>>e^2N^{1/3}/\kappa$ [1], где k_B — постоянная Больцмана, T — температура, N — концентрация заряженной примеси, κ — диэлектрическая проницаемость. В GaAs при T=4.2 K это условие выполняется при $N<3\cdot10^{13}$ см$^{-3}$. Настоящая работа посвящена теоретическому исследованию динамики примесной фотопроводимости при возбуждении коротким импульсом в случае, когда указанное условие не выполняется, т.е. когда на примесь захватываются неравновесные носители тока. Показано, что динамика примесной фотопроводимости состоит из трех этапов. На первом этапе фотопроводимость изменяется благодаря остыванию функции распределения электронов. На втором этапе фотопроводимость изменяется благодаря остыванию и каскадному захвату. На третьем этапе причиной изменения фотопроводимости является только каскадный захват. Определена зависимость фотопроводимости от времени на этих этапах для n-GaAs, легированного мелкими донорами.

Модель расчета

Для нахождения временной зависимости примесной фотопроводимости решалось уравнение Больцмана. Функция распределения f полагалась зависящей только от энергии и времени. Поскольку время испускания оптических фононов лежит в субпикосекундном диапазоне, а нас интересует наносекундный диапазон времен, то уравнение Больцмана решалось в области, где энергия электрона меньше энергии оптического фонона, т.е. испускание последних предполагалось мгновенным. Интервал энергий $(0, \hbar\omega_0)$ разбивался на 1000 одинаковых ячеек, и решение уравнения Больцмана сводилось к решению системы уравнений, описывающих баланс электронов ячейках:

$$\frac{\partial N_i}{\partial t} = -N_i\sum_j W_{i,j} + \sum_j W_{j,i}N_j + G_i(t) - r_i, \qquad (1)$$

где N_i – число электронов в i-ой ячейке, $W_{i,j}$ — вероятность рассеяния из i-ой ячейки в j-ую за счет DA и PA механизмов, G_i — темп генерации электронов в i-ой ячейке благодаря возбуждению светом и испусканию оптических фононов, r_i описывает каскадный захват на заряженные доноры. Каскадный захват в n-GaAs определяется PA-рассеянием и происходит с дна зоны проводимости, поэтому r_i полагался отличным от нуля только для ячейки с наименьшей энергией (i=1).

Используя теорию каскадного захвата [1] можно получить следующее выражение для r_1:

$$r_1 = N_1N_D^+\frac{\hbar}{(2E_1)^{3/2}}\left(\frac{e^2}{\kappa\hbar}\right)^3\frac{(e\beta)^2m_n^{3/2}}{\rho(k_BT)^2}, \qquad (2)$$

где N_D^+ — концентрация заряженных доноров, E_1 — верхняя энергия нижней ячейки, m_n — эффективная масса электрона, ρ — плотность GaAs, β — постоянная, характеризующая темп PA-рассеяния [2]. Отметим, что (2) справедливо и в случае неравновесной функции распределения электронов, чего

нельзя сказать о сечении каскадного захвата, рассмотренном в [1].

Результаты и обсуждение

Система уравнений (1) решалась численно для прямоугольного монохроматического импульса возбуждения длительностью 0.1 нс с энергией фотонов 38 мэВ при T=4.2 К. Мощность импульса полагалась малой, так что изменением N_D^+ под его воздействием можно пренебречь. На рис. 1 приведены зависимости концентрации электронов от времени для различных значений N_D^+.

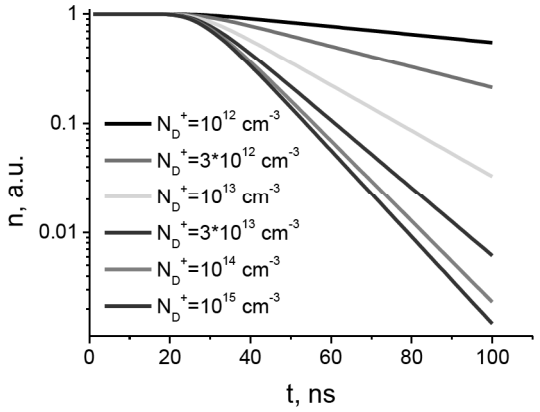


Рисунок 1. Зависимость нормированной концентрации электронов от времени для различных концентраций ионизованных доноров.

Из рисунка 1 видно, что примерно до 20 нс концентрация электронов не изменяется (в это время происходит остывание электронного газа), а затем она экспоненциально убывает $n \sim \exp(-(t-t_0)/\tau)$, благодаря каскадному захвату.

На рис. 2 приведена зависимость времени жизни τ от концентрации заряженных доноров.

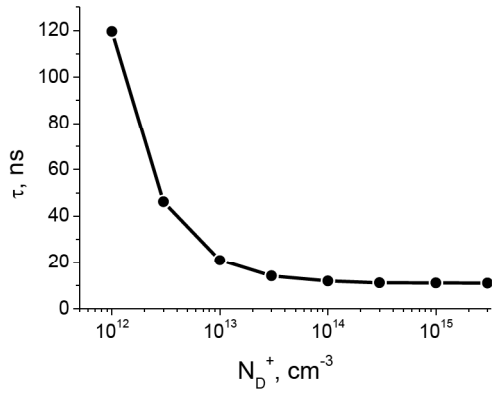


Рисунок 2. Зависимость времени жизни электрона τ от N_D^+.

Из рисунка 2 видно, что время захвата при увеличении N_D^+ сначала падает пропорционально $(N_D^+)^{-1}$, а затем выходит на насыщение. Величина τ на участке насыщения определяется РА-рассеянием.

В экспериментах обычно наблюдается временная зависимость фотопроводимости. На рис. 3 приведены рассчитанные зависимости фотопроводимости от времени.

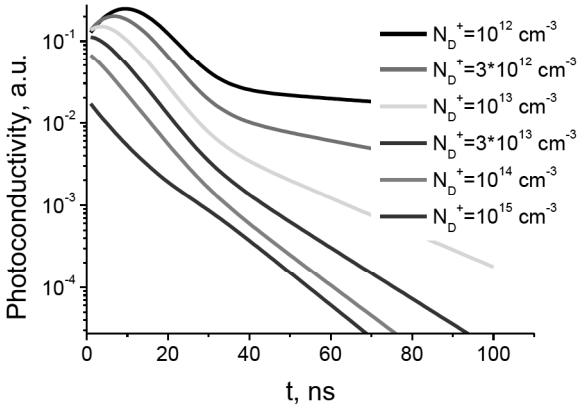


Рисунок 3. Зависимость фотопроводимости от времени для различных концентраций ионизованных доноров.

Из рисунка 3 видно, что имеется два временных интервала с различной динамикой фотопроводимости. На первом интервале, длящемся от 0.1 нс примерно до 40 нс, фотопроводимость изменяется не экспоненциально, а при небольших N_D^+ даже немонотонно. На втором интервале, начинающемся с 40 нс, фотопроводимость спадает экспоненциально. Сравнивая рис. 1 и рис. 3, можно заметить, что в динамике фотопроводимости имеется три этапа. На первом этапе (0.1-20 нс) фотопроводимость изменяется благодаря изменению функции распределения электронов за счет остывания без изменения их числа. На втором этапе (20-40 нс) происходит как остывание, так и захват электронов. На третьем этапе (t>40 нс) фотопроводимость изменяется благодаря каскадному захвату.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект 13-02-00404-а).

Литература

1. В.Н. Абакумов, В.И. Перель, И.Н. Яссиевич. Безызлучательная рекомбинация в полупроводниках. С.-Петербург, 1997.

2. В.Ф. Гантмахер, И.Б. Левинсон. Рассеяние носителей тока в металлах и полупроводниках. М.: Наука, 1984.

Формирование поверхностей GaAs с атомно-гладкими террасами и моноатомными ступенями: эксперимент и Монте-Карло-моделирование

Д.М. Казанцев[1,2,*], И.О. Ахундов[1,2], В.Л. Альперович[1,2], А.Н. Карпов[1], Н.Л. Шварц[1,3], А.С. Кожухов[1], А.В. Латышев[1,2], А.С. Терехов[1]

1 Институт физики полупроводников СО РАН, просп. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090

2 Новосибирский государственный университет, ул. Пирогова, 2, Новосибирск, 630090

3 Новосибирский государственный технический университет, просп. К. Маркса, 20, Новосибирск, 630073

* kazantsev-83@yandex.ru

Установлено, что термическое выглаживание поверхности GaAs(001) в условиях равновесия с парами мышьяка и галлия может быть описано моделированием методом Монте-Карло на кристалле Косселя. Из сравнения результатов эксперимента и моделирования оценены значения энергии латеральных связей поверхностных атомов и энергии активации диффузии.

Введение

Атомно-гладкие поверхности полупроводников необходимы для научных исследований, а также для создания наноструктур и приборов наноэлектроники и фотоники. В работах [1, 2] была предложена и реализована методика получения поверхностей GaAs(001) с регулярными атомно-гладкими террасами, разделенными ступенями моноатомной высоты, путем прогрева в условиях равновесия с парами мышьяка и галлия. Данная работа посвящена выяснению механизмов атомного выглаживания поверхности GaAs из сравнения результатов эксперимента и моделирования методом Монте-Карло (МК).

Методика эксперимента

При термическом выглаживании поверхности epi-ready подложек GaAs(001) равновесие с парами Ga и As обеспечивалось присутствием насыщенного раствора-расплава мышьяка в галлии. Морфология поверхности изучалась методом атомно-силовой микроскопии (АСМ). Моделирование процесса выглаживания за счет поверхностной диффузии проводилось методом МК на кристалле Косселя размером 256×256 ячеек (атомных единиц) в стандартном приближении «твердое на твердом». Исходная модельная шероховатая поверхность приготавливалась добавлением случайного рельефа к гладкой наклонной плоскости.

Результаты и обсуждение

На рис. 1 показаны изображения рельефа поверхности, измеренные методом АСМ (a-d) и полученные методом МК (i-m) при различных длительностях прогрева. Несмотря на значительное различие масштабов измеренных и рассчитанных изображений, моделирование позволило выявить различные этапы кинетики формирования террасированной поверхности, которые состоят в рекомбинации адатомов и вакансий, зарождении островков и увеличении их размеров («оствальдовское созревание»), встраивании островков в ступени и выпрямлении ступеней. Таким образом, основные особенности измеренной кинетики выглаживания поверхности GaAs(001) описываются на качественном уровне с помощью МК-моделирования.

Для количественного описания процесса выглаживания использовались автокорреляционные функции, показанные на рис. 1(e-h, n-q), преобразование Фурье и длина атомных ступеней [2]. На рис. 2 показаны зависимости корреляционных длин (КД) в направлении вдоль (λ_l) и поперек (λ_{tr}) ступеней от времени отжига t. Видно, что при $t \leq 40$ мин расчетные длины λ_l и λ_{tr} совпадают, а при $t \geq 40$ мин λ_l резко увеличивается. Такое поведение обусловлено тем, что на начальном этапе выглаживания обе КД соответствуют среднему размеру островков. После встраивания островков в ступени корреляционные

длины λ_l и λ_{tr} определяются периодом и амплитудой неровностей ступеней, соответственно.

На рис. 3 показана кинетика безразмерной длины ступеней $l_S(t)$, нормированной на длину прямолинейных ступеней идеальной вицинальной поверхности $l_S=L_S/L_0$. Моделирование подтверждает, что время выглаживания зависит как от энергии латеральных связей поверхностных атомов E_b, так и от энергии активации диффузии E_d, а равновесное значение длины ступеней – только от величины E_b. Из сравнения измеренной и модельной зависимостей $l_S(t)$ оценены значения эффективных параметров E_b~0.35 эВ и E_d~1.25 эВ, определяющих процесс выглаживания GaAs(001). При оценке учтена поправка к величине E_d, обусловленная различием размеров измеренных и моделированных участков поверхности.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант 14-02-00352) и Российской академии наук.

Литература

1. V.L. Alperovich, I.O. Akhundov, N.S. Rudaya *et al.* // Appl. Phys. Lett., V. 94, 101908 (2009).
2. I.O. Akhundov, V.L. Alperovich, A.V. Latyshev *et al.* // Appl. Surf. Sci., V. 269, 2 (2013).

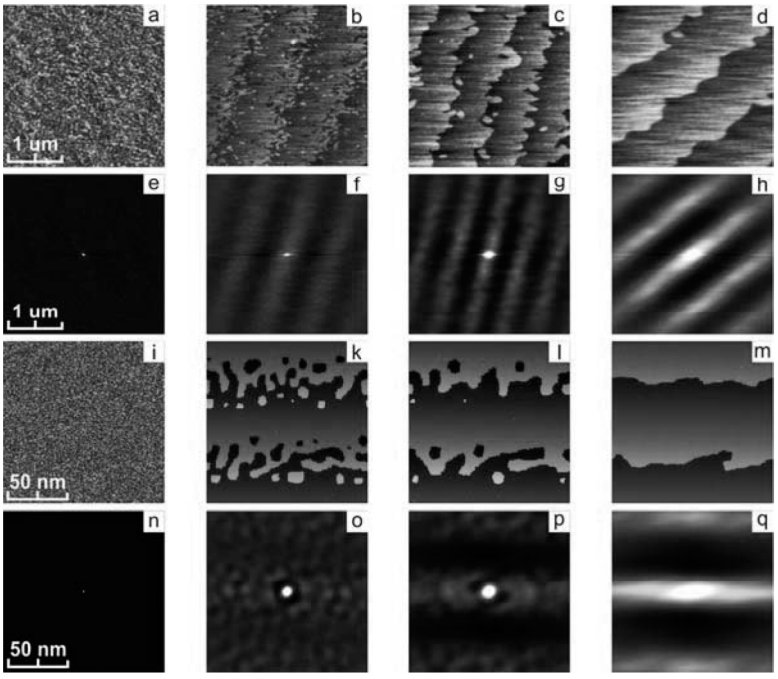


Рисунок 1. Экспериментальные (a-h) и расчетные (i-q) изображения рельефа поверхности (a-d, i-m) и двумерных автокорреляционных функций (e-h, n-q) до (a,e,i,n) и после отжига при 900 K в течение 15 мин (b,f,k,o), 40 мин (c,g,l,p) и 120 мин (d,h,m,q).

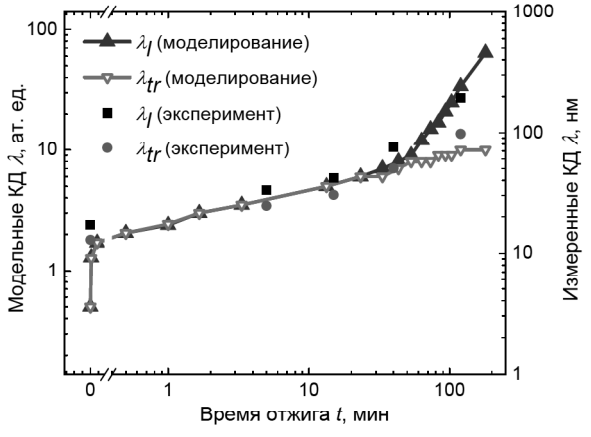


Рисунок 2. Зависимости корреляционных длин (КД) в направлении вдоль λ_l и поперек λ_{tr} ступеней от времени отжига t.

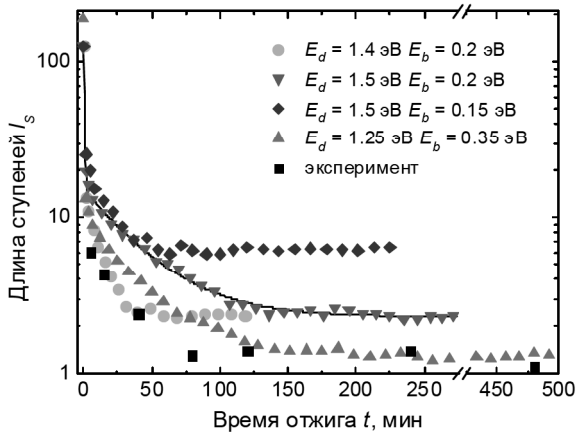


Рисунок 3. Зависимости безразмерной длины ступеней l_S от времени отжига t при различных значениях энергии активации диффузии E_d и энергии латеральной связи E_b.

Спектры и кинетика фотовозбуждения InN

Б. А. Андреев[1,*], П. А. Бушуйкин[1,2], Д. И. Курицын[1], А. Н. Яблонский[1]

1 Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, дер. Афонино, Кстовский р-н., Нижегородская обл., 607680.

2 Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, 603950, г. Нижний Новгород, Россия.

*boris@ipmras.ru

В работе исследованы спектры и кинетика фотолюминесценции и фотопроводимости эпитаксиальных слоев InN. Наблюдалась межзонная и подзонная фотопроводимость. Показано, что полоса межзонной люминесценции уширяется при увеличении мощности импульсной накачки от 8 до 17 мэВ для эпитаксиального слоя InN с концентрацией свободных носителей $7\cdot10^{17}$ см$^{-3}$. Полученные значения ширины спектра существенно ниже приводимых в литературе для слоев InN с равной или меньшей концентрацией электронов. Время релаксации ФЛ зависит от энергии кванта и вблизи красной границы ФЛ соответствует теоретическим значениям для излучательных переходов «зона-зона».

Введение

Возможность создания эффективных оптоэлектронных устройств для ближнего ИК-диапазона на основе прямозонного нитрида индия с шириной запрещенной зоны (0.64 эV [1] при комнатной температуре определяет интерес к исследованию спектров фотовозбуждения этого материала. К настоящему времени наблюдалось стимулированное излучение (λ~1.6 мкм) при оптической накачке [2], электролюминесценция в диодной структуре n-InN/p-GaN [3] и спектр фотопроводимости n-InN в диапазоне $2 \div 0.6$ мкм [4]. Трудности выращивания эпитаксиальных слоев InN с низкой концентрацией дефектно-примесных центров и заданным уровнем легирования осложняют разработку приборных структур. В спектроскопических экспериментах степень совершенства слоев InN характеризуется положением и шириной пика люминесценции, временем релаксации ФЛ [5]. Существующие данные [6,7] противоречивы. При наблюдении фотоотклика InN в предшествующих работах регистрировали отрицательную фотопроводимость [8] и красную границу спектра ФП, сдвинутую на 1-1.2 эВ относительно края межзонного поглощения [9]. Экспериментальные исследования спектров подзонного фотовозбуждения InN в литературе отсутствуют. Представляет интерес исследование процессов возбуждения и релаксации носителей в InN и роли дефектно-примесных центров в этих процессах.

Эксперимент

В работе исследовались спектры и кинетика фотолюминесценции (ФЛ) и фотопроводимости (ФП) эпитаксиальных структур InN, выращенных методами MBE (GS1804 n=$7\cdot10^{17}$ см$^{-3}$) [10] и MOCVD (H1136 n=$2\cdot10^{19}$ см$^{-3}$) [11] на сапфировых подложках. Для возбуждения люминесценции и проводимости использовались импульсные лазеры: 1) титан-сапфировый лазер Tsunami (SpectraPhysics) λ=800 нм, P=100 мВт, длительность импульса ~70 фс при частоте повторения 80 МГц; 2) оптический параметрический генератор MOPO-SL (Spectra-Physics) с длительностью импульсов 5 нс при частоте повторения 10 Гц, перестраиваемый в диапазон $\lambda=0.44 \div 2.5$ мкм; 3) оптический параметрический генератор OPO (Solar LS), перестраиваемый в диапазоне $\lambda=0.44 \div 18$ мкм, с длительностью импульсов 10 нс. Измерения кинетики ФЛ с временным разрешением не хуже 200 фс проводились методом «up-conversion» при T=10 K в криостате замкнутого цикла. Для получения суммарной частоты сигнал ФЛ смешивался с импульсом лазера на кристалле BBO type II толщиной 1 мм. Регистрация спектров и кинетики ФП проводилась с помощью осциллографа WaveSurfer-432 (LeCroy). Временное разрешение (~10 нс) при регистрации ФП определялось длительностью импульсов OPO.

Результаты и обсуждение

1. Сигнал фотопроводимости образца GS1804 наблюдается в области межзонных $E_{EX}\geq600$ мэВ и подзонных переходов, по крайней мере до энергии E_{EX}=207 мэВ (см. рис.1). Время релаксации ФП для межзонных переходов короче 10 нс (временное разрешение системы), для подзонных переходов τ~30 мкс. Можно предположить, что наблюдаемая в эксперименте подзонная ФП связана с ионизацией примесно-дефектных центров.

2. В спектрах, приведенных на рис.2 а, в, наблюдаются полосы межзонной люминесценции с максимумами на 0.68 и 0.76 эВ при T=10 K для структур GS1804 и H1136, соответственно.

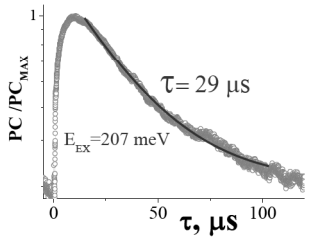


Рисунок 1. Кинетика ФП структуры GS1804 при подзонном возбуждении. Кривая – результат описания

Измерения кинетики спада ФЛ с субпикосекундным разрешением позволили определить особенности релаксации возбужденных носителей в InN. Показанные на рис. 2б кинетики релаксации ФЛ в структуре GS1804 хорошо описываются экспонентами с одним временем релаксации, зависящим от энергии излучаемых фотонов. Как показывают результаты описания, приведенные на рис.2а, время релаксации ФЛ в пределах полосы эмиссии изменяется от 0.065 до 0.9 нс. Для структуры H1136 время релаксации ФЛ существенно короче (~0.03 нс). Обратно пропорциональная зависимость времени спада ФЛ от концентрации свободных носителей и простой экспоненциальный спад в кинетиках ФЛ (отсутствие быстрого начального участка) показывают, что рекомбинация возбужденных носителей идет, в основном, через локализацию на примесных центрах. Наблюдаемая для GS1804 зависимость τ(E) связана с безызлучательной релаксацией неравновесных носителей в зоне.

3. Зависимость спектра ФЛ структуры GS1804 при T=78 K от интенсивности накачки (см. рис. 3) демонстрирует резкое увеличение ширины полосы ФЛ (FWHM) и небольшой синий сдвиг положения максимума (ΔE_{MAX}) с ростом средней плотности мощности импульсной накачки от ~20 до 540 мВт/см^2. Величина FWHM изменяется от 8 до 17 мэВ, ΔE_{MAX} ≈2 мэВ, что связано с вкладом непрямых переходов при увеличении концентрации свободных носителей.

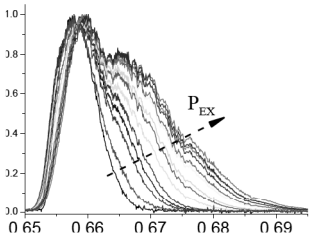
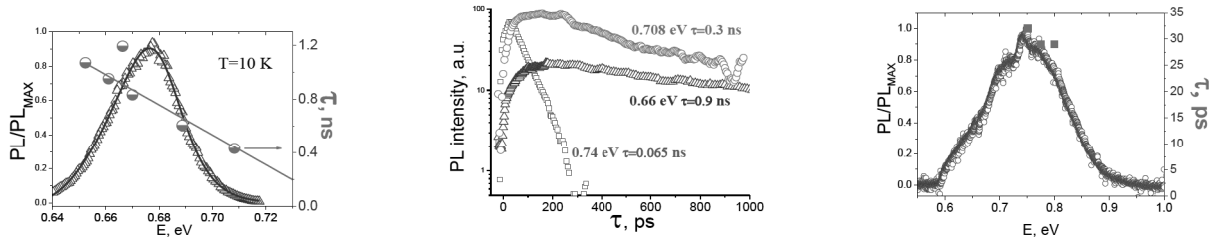


Рисунок 3. Спектр ФЛ структуры GS1804 (E_{EX}=0.78 эВ)

Минимальное значение FWHM при импульсном возбуждении в несколько раз меньше данных [5, 6], полученных для n-InN с близкими значениями концентрации свободных носителей.



а б в

Рисунок 2. Спектры и зависимости времени релаксации ФЛ для структур GS1804 (*а*) и H1136 (в) от энергии излучения, б – кинетика ФЛ стуктуры GS1804

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект 13-02-97077) с использованием оборудования ЦКП "Физика и технологии микро- и наноструктур" при ИФМ РАН.

Литература

1. V. Yu. Davydov, *et al.*// Phys. Status Solidi B 229, R1 (2002).
2. M.-S. Hu, *et al.*// APL 90, 123109 (2007).
3. G.–G. Wu, *et al.*// APL 100, 103504 (2012).
4. Б.А. Андреев, *и др.* //Труды XVII межд. симп. «Нанофизика и наноэлектроника» 11–15 марта 2013 г., Н. Новгород, т.2, с. 361.
5. S. P. Fu, *et al.* // Semicond. Sci. Technol. 21, 244 (2006).
6. C.-L. Hsiao, *et al.* // APL. 91, 181912 (2007).
7. F. Chen, *et al.* // Phys. Stat. Sol. (a). 202, 768 (2005).
8. P. C. Wei, *et al.* // Phys. Rev. B. 81, 045306 (2010).
9. T.V. Shubina *et al.* // Phys. Rev. B 79, 153105 (2009).
10. H. Lu, *et al.* //Appl. Phys. Lett. **79**, 1489 (2001).
11. Yu. Buzynin, *et al.* //Abst. 4th International Symp. on Growth of III-Nitrides. 16-19 July, 2012, St.Petersburg, 225.

Спектрокинетические исследования структур SiGe/Si и GeSi/SOI с самоформирующимися Ge(Si)-островками

Н. А. Байдакова[1,*], А. Н. Яблонский[1], Д. Н. Лобанов[1, 2], А. В. Новиков[1, 2]

1 Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680.

2 Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского, пр. Гагарина, д. 23, 603950.

*banatale@ipmras.ru

Работа посвящена исследованию временных характеристик ФЛ структур с Ge(Si)-островками. Показано, что все сигналы ФЛ, связанные с пространственно непрямой рекомбинацией носителей заряда на гетерогранице Si/SiGe (Si(Ge)-островки и SiGe смачивающие слои), характеризуются миллисекундными временами спада интенсивности ФЛ.

Благодаря своим люминесцентным свойствам структуры с самоформирующимися Ge(Si)-островками являются привлекательными с точки зрения практического применения в области оптоэлектроники. Кроме того, данный тип гетероструктур является модельной системой для изучения процессов поглощения и излучения света в низкоразмерных гетероструктурах с непрямым характером строения энергетических зон и гетеропереходами II типа. Данная работа посвящена исследованию временных характеристик ФЛ структур с Ge(Si)-островками, сформированными на подложках Si(001) и «кремний-на-изоляторе» (SOI).

Методика эксперимента

В данной работе были исследованы многослойные (20 слоев) SiGe-структуры с самоформирующимися Ge(Si)-нанооствровками, выращенные методом молекулярно-пучковой эпитаксии (МПЭ) из твердых источников на подложках Si(001) и SOI при температуре 650^{0}C. Спектры ФЛ с наносекундным временным разрешением записывались с помощью решеточного монохроматора Acton 2300i, фотоэлектронного умножителя Hamamatsu на основе InP/InGaAs и цифрового осциллографа LeCroy. Для возбуждения сигнала ФЛ использовалось импульсное излучение параметрического генератора света MOPO-SL (Spectra-Physics). Существенное увеличение чувствительности системы регистрации ФЛ при исследовании медленных (и, как правило, имеющих меньшую амплитуду) компонент сигнала ФЛ достигалось путем увеличения нагрузочного сопротивления на выходе детектора. Измерения проводились в гелиевом криостате заливного типа при температуре 4.2 K.

Результаты и их обсуждение

При исследовании спектрокинетических зависимостей ФЛ структур с самоформирующимися Ge(Si)-островками было обнаружено, что сигнал ФЛ в области длин волн 1.4-1.7 мкм, связанный с пространственно непрямой рекомбинацией носителей заряда в Ge(Si)-островках, наблюдается на временах вплоть до десятков миллисекунд после импульса возбуждения (рис. 1). Данный результат был получен как для структур, сформированных на кремниевых подложках, так и структур, выращенных на подложках SOI, в которых активная SiGe-область изолирована от кремниевой подложки слоем SiO_2, препятствующим диффузии носителей заряда. Полученный результат свидетельствует об эффективной локализации носителей заряда в Ge(Si)-островках и малом количестве каналов безызлучательной рекомбинации в исследованных SiGe-структурах.

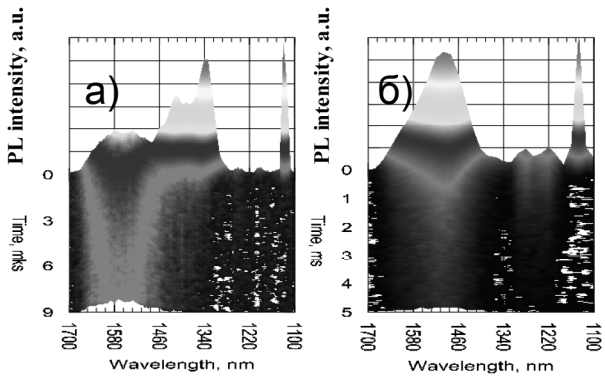


Рисунок 1. Спектры ФЛ с временным разрешением структуры с Ge(Si)-островками. Нагрузочное сопротивление на выходе детектора R = 1 кОм (а) и R = 1 МОм (б).

Ранее нами было показано [1, 2], что при межзонном оптическом возбуждении наряду с «медленным» сигналом ФЛ островков в большинстве исследованных структур наблюдалась линия ФЛ, характеризующаяся гораздо более короткими (наносекундными) временами спада и расположенная в более высокоэнергетической области спектра (1.3–1.5 мкм) (рис. 1а). Одним из возможных механизмов возникновения данной линии ФЛ может являться рекомбинация носителей заряда в SiGe смачивающих слоях, однако спектральное положение этой линии существенно отличается от типичных значений энергии оптического перехода в смачивающих слоях структур с Ge(Si)-островками [3]. В ходе наших последних исследований в спектрах ФЛ многослойных SiGe-структур с Ge(Si)-островками наряду с вышеупомянутым «быстрым» сигналом ФЛ была обнаружена менее интенсивная линия ФЛ (рис. 1б, 2а), спектральное положение которой (1.2–1.3 мкм) соответствует типичному положению линии смачивающих SiGe-слоев, известному из литературы [3], а также наблюдаемому нами в однослойных структурах с Ge(Si)-островками. Как и сигнал ФЛ Ge(Si)-островков, данный сигнал характеризуется «медленными» временами спада интенсивности ФЛ и наблюдается вплоть до нескольких миллисекунд после возбуждающего импульса. Аналогичный сигнал ФЛ с «медленными» временами в области длин волн 1.2–1.3 мкм обнаружен нами в многослойной структуре со «смачивающими слоями» (рис. 2б), представляющей собой 20 Ge квантовых ям с толщиной, близкой к критической толщине планарного роста, разделенных слоями Si с толщиной, соответствующей толщине разделительных слоев Si в исследованных структурах с Ge(Si)-островками. Отметим, что, в отличие от сигналов ФЛ Ge(Si)-островков и SiGe смачивающих слоев, описанный ранее «быстрый» сигнал ФЛ в области длин волн 1.3–1.5 мкм не регистрируется на временах более 10 мкс даже с использованием дополнительного нагрузочного сопротивления на выходе детектора, что свидетельствует о том, что данный сигнал не имеет отношения к рекомбинации носителей заряда в смачивающих слоях. В то же время можно предположить, что данный сигнал ФЛ связан с наблюдением прямых в реальном пространстве оптических переходов, при которых оба типа носителей заряда (электрон и дырка) оказываются локализованными в Ge(Si)-островке.

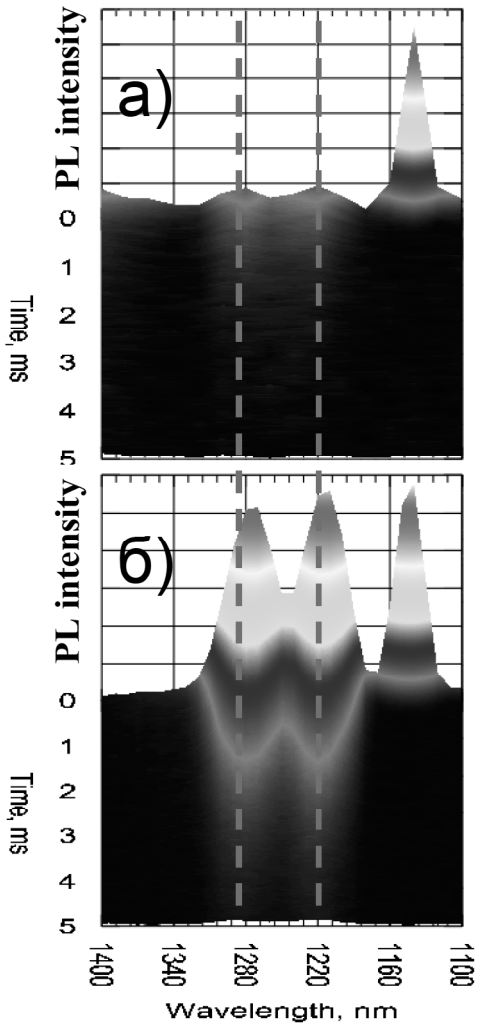


Рисунок 2. Спектры ФЛ с временным разрешением структуры с Ge(Si) островками (а) и «смачивающими слоями» (б). Нагрузочное сопротивление на выходе детектора R = 1 МОм.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проекты № 13-02-97096_поволжье и 14-02-01157), Совета по грантам Президента РФ (СП-6523.2013.5) и с использованием оборудования ЦКП «Физика и технологии микро- и наноструктур» при ИФМ РАН.

Литература

1. Н. А. Байдакова, А. В. Новиков, Д. Н. Лобанов, А. Н. Яблонский // ПЖТФ, т. 38 (18), 7 (2012).
2. А. Н. Яблонский, Н. А. Байдакова, А. В. Новиков, Д. Н. Лобанов // ФТП, т. 47 (11), 509 (2013).
3. O. G. Schmidt and K. Eberl // Phys. Rev. B, V. 61, 13721 (1999).

Влияние проводимости по каналу дельта-слоя примеси на магнито-квантовые эффекты в гетероструктурах AlGaAs/GaAs/AlGaAs

В.В. Вайнберг[1], А.С. Пилипчук[1], В.Н. Порошин[1,*], О.Г. Сарбей[1], Н.В. Байдусь[2], А.А. Бирюков[2]

1 Институт физики НАН Украины, проспект Науки, 46, Киев, Украина

2 НИФТИ ННГУ им. Н.И.Лобачевского, проспект Гагарина, 23, Нижний Новгород, Россия

*poroshin@iop.kiev.ua

Исследовано латеральное магнитосопротивление многослойных гетероструктур AlGaAs/GaAs/AlGaAs с квантовыми ямами и δ-слоями примеси в прилегающих барьерах при 4,2 К. Показано, что классическое магнитосопротивление и магнито-квантовые эффекты в таких структурах существенно зависят от вклада в проводимость канала с малой подвижностью электронов, образованного δ-слоем примеси.

Введение дельта-слоя примеси в барьере гетероструктуры с квантовой ямой (КЯ) приводит к формированию в нем V-образной потенциальной ямы и встроенного поля разделенных зарядов электронов и ионов примеси, которое понижает уровни этой ямы относительно уровней структурной квантовой ямы. При этом реализуется ситуация, когда часть электронов остается в дельта-слое, даже при низких температурах, и, как следствие, латеральная проводимость осуществляется по двум параллельным каналам с различной подвижностью. Такая ситуация часто возникает в многоямных структурах, в которых мало влияние поверхностных зарядов на изгиб зон во внутренних периодах. Исследование латерального магнитотранспорта в таких структурах – эффективный инструмент определения их характеристик. В настоящей работе представлены результаты исследования низкотемпературного латерального магнитосопротивления данных структур при различном заполнении электронами состояний в примесной дельта-яме.

Результаты и обсуждение

Исследованные структуры $Al_xGa_{1-x}As/GaAs$ получены методом МОС-гидридной эпитаксии на подложках полуизолирующего GaAs (100), x=15 %. Содержат по 10 периодов с КЯ шириной 80 Å и расстоянием между ними 800 Å. Дельта-слой примеси Si размещался в барьере на близком расстоянии от КЯ (100 Å от края ямы) так, чтобы образовать с ней туннельно-связанную пару ям с общей системой подзон размерного квантования. $N_S = 5\cdot10^{11} \div 2{,}5\cdot10^{12}$ см$^{-2}$ на период.

Измерения продольной и поперечной (холловской) компонент тензора магнитосопротивления (МС) выполнены при 4,2 К в диапазоне полей 0 – 4,5 Тл. Также проведены измерения температурных зависимостей удельного сопротивления в нулевом магнитном поле и эффекта Холла в слабом магнитном поле в диапазоне 4,2 – 30 К.

В полевых зависимостях продольного МС исследованных образцов при Т=4,2 К (рис.1) наблюдаются участки отрицательного и положительного магнитосопротивления (ОМС и ПМС, соответственно), а также осцилляций Шубникова-де-Гааза (ОШдГ), количественные характеристики которых зависят от концентрации дельта-примеси в прилегающем барьере.

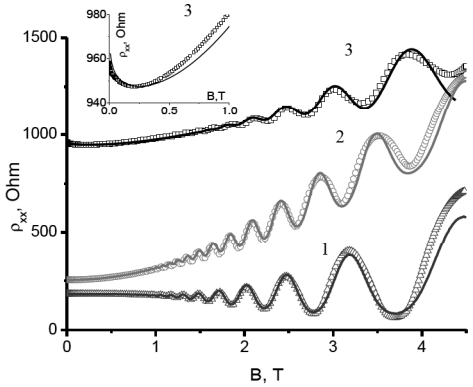


Рисунок 1. Зависимости продольного магнитосопротивления от магнитного поля. Т=4,2 К. N_S, 10^{11} см$^{-2}$: 1 – 5,7, 2 – 8,9, 3 – 6,5. Точки — эксперимент, линии — расчет.

В слабо легированных образцах наблюдается лишь слабое ОМС с ОШдГ в области сильных полей. С ростом концентрации дельта-примеси величина ОМС растет, а в сильных полях появляется достаточно большое по величине ПМС. При этом также появляется заметное расхождение в величине концентрации примеси, определенной из измерений эффекта Холла и ОШдГ.

Для объяснения результатов рассмотрена модель магнитотранспорта в системе двух пространственно разделенных подзон размерного квантования (т. е. параллельных каналов) с сильно отличающейся подвижностью. Анализ основан на результатах расчета энергетического спектра электронов в системе «V-яма-структурная КЯ» (рис.2).

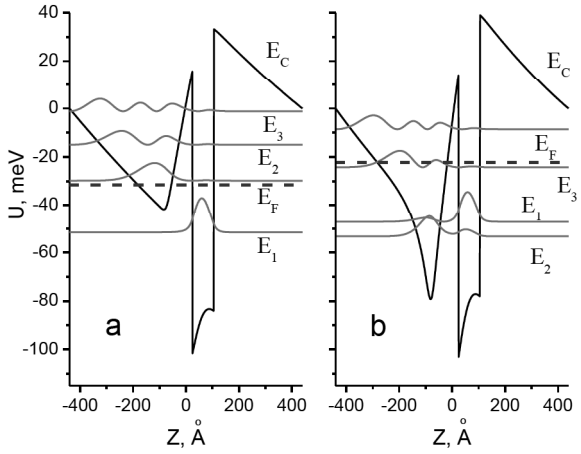


Рисунок 2. Энергетический спектр зоны проводимости для одного периода исследованных структур. a – малый уровень δ-легирования, b – высокий уровень δ-легирования. E_C – профиль дна зоны проводимости, E_1-E_3 – уровни размерного квантования с профилями квадрата огибающих волновых функций электронов, E_F – уровень Ферми.

Электронная плотность в разных заполненных электронами подзонах в этой системе распределена асимметрично таким образом, что в одной из подзон она практически полностью пространственно смещена в структурную яму, а в другой – в дельта-яму. Это позволяет рассматривать электронный транспорт в каждой из подзон как раздельное независимое движение электронов по V-образной дельта-яме, частично заполненной электронами и содержащей слой ионизированных атомов примеси, и структурной КЯ, содержащей только подвижные электроны. При малой концентрации дельта-примеси, как видно из рис.2, электроны заполняют только структурную КЯ, что и объясняет отсутствие и ПМС в таких образцах. С ростом концентрации примеси электроны появляются в дельта-яме. Причем при достаточно большой концентрации нижняя подзона перемещается из структурной КЯ в дельта-яму (рис.2**b**).

Электронная подвижность, μ_e, в дельта-яме очень мала, что обусловлено рассеянием на ионизированной примеси и уменьшением ее экранирования из-за частичного перехода электронов в структурную КЯ. Сильное различие подвижностей электронов в обеих подзонах (в дельта-яме $\mu_e \leq 10^3$ см^2/В·с, а в структурной КЯ $\mu_e=(1\div6{,}5)\cdot10^4$ см^2/В·с) объясняет очень большую величину ПМС в образцах с высоким уровнем легирования. Эта же причина объясняет и расхождение в величине концентрации примеси, определенной из измерений эффекта Холла и ОШдГ, поскольку вклад электронов в дельта-яме в ОШдГ заметен в области очень сильных магнитных полей.

Известные теории слабой локализации, электрон-электронного взаимодействия и осцилляций МС позволили достаточно хорошо описать полевые зависимости продольного магнитосопротивления в рамках двухзонной модели в пренебрежении межподзонными переходами электронов. Важным при аппроксимации этих зависимостей (рис.1) был учет также вклада в ОМС за счет малых петель электронных траекторий [1, 2].

Для полевых зависимостей холловской компоненты тензора магнитосопротивления в отличие от продольной компоненты наблюдается некоторое расхождение между теорией и экспериментом при слабом легировании в дельта-слое примеси. Обсуждаются причины расхождений.

Полученные результаты полезны при исследовании многоямных структур, которые представляют интерес для современных практических приложений, например, в СВЧ-электронике и оптоэлектронике.

Литература

1. Kawabata // J. Phys. Soc. Jap. V. 53, 3540 (1984).
2. Zduniak, M.I. Dyakonov, and W. Knap // Phys. Rev. B. 56, 1996 (1997).

Электролюминесценция и инжекция спин-поляризованных носителей заряда в гетероструктурах с квантовыми точками InAs/GaAs

Н.В. Байдусь[1,*], О.В. Вихрова[1], Б.Н. Звонков[1], С.В. Зайцев[2], А.В. Здоровейщев[1], В.Д. Кулаковский[2]

1 НИФТИ ННГУ им. Н.И.Лобачевского, пр. Гагарина, 23,Нижний Новгород, 603950

2 Институт физики твердого тела РАН, ул. Академика Осипьяна, д. 2, Черноголовка, Московская обл., 142432

*bnv@nifti.unn.ru

Исследовано влияние фосфидирования поверхности гетероструктур с квантовыми точками InAs/GaAs на электрофизические и излучательные свойства диодов Шоттки. Наблюдалась циркулярная поляризация излучения диодов с ферромагнитными контактами, обусловленная инжекцией спин-поляризованных электронов или дырок из ферромагнитного контакта в полупроводник.

Изучение поперечного транспорта носителей заряда, в том числе спин-поляризованных, через контакт металл-полупроводник (МП) является важной составляющей современной оптоэлектроники и спинтроники. Один из основных методов исследования транспорта - измерение магнитополевой зависимости степени циркулярной поляризации излучения светоизлучающих диодов с ферромагнитным инжектирующим контактом. Ключевым аспектом эффективного транспорта носителей через МП-контакт является вид, параметры и качество промежуточного диэлектрического слоя. Ранее были показаны возможности инжекции спина и заряда дырок как неосновных носителей в барьере Шоттки на основе гетероструктур *n*-типа [1]. Были изучены особенности инжекции спин-поляризованных дырок в квантовых точках InAs/GaAs. В качестве промежуточного слоя выступал собственный или анодный окисел арсенида галлия. В данной работе исследуется возможность применения для этой цели тонкого слоя широкозонного полупроводника GaAsP, получающегося в результате выдержки поверхности GaAs в атмосфере фосфина при 550 °C (процесс фосфидирования [2, 3]). Такая обработка ранее применялась для пассивации поверхности GaAs [2] и улучшения характеристик диодов Шоттки на их основе [3]. О применении этой обработки в светоизлучающих и спиновых диодах ранее в литературе не сообщалось.

Методика эксперимента

Гетероструктуры с квантовыми точками (КТ) InAs/GaAs были выращены методом МОС-гидридной эпитаксии при атмосферном давлении на подложках GaAs (001) *p*- и *n*-типа проводимости [1]. На основе гетероструктур были изготовлены светоизлучающие диоды с золотыми и ферромагнитными трехслойными Au/Ni/Au-контактами аналогично описанным ранее в [1]. Светодиоды представляли собой меза-структуры диаметром 400 мкм. Измерялись вольт-амперные характеристики (ВАХ) и спектральные зависимости электролюминесценции (ЭЛ) в широком интервале приложенных напряжений. Циркулярная поляризация в магнитном поле изучалась в гелиевом криостате при температуре жидкого гелия 4 К в магнитных полях до 4 Т.

Результаты и обсуждение

Светодиоды Au-GaAs на подложках *n*-типа проводимости характеризовались высотой барьера около 0.7 эВ, ВАХ имела линейный вид в полулогарифмических координатах с параметром неидеальности 1.13 (рис. 1, кривая 1). Диоды характеризуются хорошими излучательными свойствами и надежностью (максимальные рабочие токи доходили до 2 А). Диоды с фосфидированной поверхностью, изготовленные на подложках GaAs p-типа, харак-

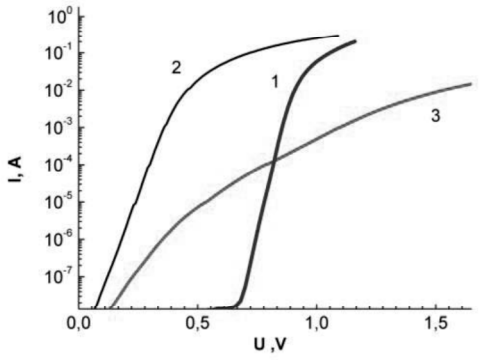


Рисунок 1. Вольт-амперные характеристики светоизлучающих диодов при 77 K.

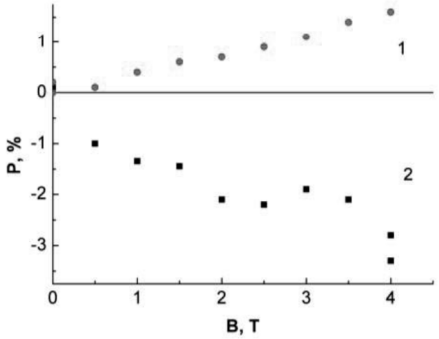


Рисунок 2. Зависимость степени циркулярной поляризации P от магнитного поля. 1-ФЛ, 2 – ЭЛ (ферромагнитный контакт).

теризовались недостаточно большим потенциальным барьером (около 0.3 В), что являлось препятствием для эффективной инжекции неосновных носителей (электронов) в полупроводник (рис. 1, кривая. 2). Поэтому для них перед напылением металла напыляли дополнительно слой диэлектрика (оксид алюминия) толщиной 1.5 нм. Такие диоды имели вольт-амперные характеристики, более типичные для МДП-структур, и характеризовались большими параметрами неидеальности и малыми токами на участке насыщения (рис. 1, кривая 3). Тем не менее для этих «МДП-диодов» наблюдалась удовлетворительная интенсивность ЭЛ при прямом смещении, как в случае контактов из золота, так и в случае ферромагнитных контактов.

Изучалась циркулярная поляризация электролюминесценции для диодов с ферромагнитными контактами в магнитном поле до 4 Т при температуре жидкого гелия (4 K). Обнаружено, что поляризация – обусловленная зеемановским расщеплением P_z, и обусловленная инжекцией спин-поляризованных носителей P_i из ферромагнитного контакта – имеют противоположный знак. Типичная измеренная зависимость P(B) представлена на рисунке 2 (кривая 2). Она представляет собой сумму двух компонент $P=P_i+P_z$. Положительный и отрицательный знак соответствует лево- и правосторонней поляризации соответственно. Получено значение циркулярной поляризации P= 4-5% при 4 K для разных типов диодов, что свидетельствует о наличии спиновой инжекции в квантовые точки, как электронов, так и дырок. Величина P_z была вычислена из измерений круговой поляризации фотолюминесценции (ФЛ) в магнитном поле структур без контактов (рисунок 2 (кривая 1)). Следует заметить, что существует оптимальное значение приложенного напряжения около 1.6 В, превышение которого приводит к уменьшению степени поляризации. Данные по эффективности спиновой инжекции (P_i) в магнитном поле 4 Т для образцов разного типа проводимости (*p*- и *n*-) и разной толщины покровного слоя (20 и 50 нм) суммированы в таблице 1.

Таблица 1. Степень циркулярной поляризации ($P_i=P-P_z$) для разных структур в магнитном поле 4 Т.

Тип пров.	n- тип		p-тип	
Толщина пок. слоя, нм	20	50	20	50
P_i, %	4	5	4	5

Следует заметить, что для фосфидированных образцов наибольшее значение степени циркулярной поляризации то же, как и полученное ранее [1] в структурах без применения этой обработки, но при значительно большей толщине покровного слоя ~ 50 нм (в сравнении с 12-16 нм в [1]). Полученный эффект может быть связан как с увеличением длины спиновой диффузии инжектированных носителей, так и увеличением степени инжекции спин-ориентированных носителей из металла в полупроводник вследствие уменьшения рассеяния на границе раздела.

Литература

1. N.V. Baidus, M.I. Vasilevskiy, S.V. Khazanova *et al.* // Europhysics Letters, 98 27012 (2012).
2. Б.И. Бедный, Н.В. Байдусь // Физика и техника полупроводников. 1996. Т. 30. № 2. С. 236-243.
3. T. Sugino, T. Yamada, K. Matsuda, J. Shirafuji // App. Surf. Science, V. 56–58, Part 1, 1992, P. 311.

Усиление на примесно-зонных оптических переходах в полупроводниковых квантовых слоях

Н. А. Бекин *, В. Н. Шастин

Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680.
*nbekin@ipmras.ru

Обсуждаются условия инверсной населенности состояний и усиления в ТГц-диапазоне частот на примесно-зонных переходах электронов в квантовых ямах. На основе проведенных оценок показано, что эффект стимулированного излучения на указанных переходах при оптическом возбуждении примесей может быть получен в полупроводнике с достаточно высоким уровнем легирования, при условии умеренного разогрева электронов.

Введение

В работе обсуждаются условия инверсной населенности состояний и усиления в терагерцовом диапазоне частот на примесно-зонных переходах электронов в полупроводниковых структурах в сравнении с объёмными полупроводниками. Для примесно-зонных переходов следует ожидать широкую полосу усиления и слабую зависимость коэффициента усиления от концентрационного уширения рабочих состояний. Такое уширение подавляет эффект стимулированного излучения на внутрицентровых переходах доноров в кремнии уже при легировании ~ 10^{16} см$^{-3}$ [1] и ограничивает коэффициент усиления на уровне 2 – 3 см$^{-1}$. Использование примесно-зонных переходов могло бы дать больший коэффициент усиления за счет большей концентрации легирования.

Идея генерации излучения на примесно-зонных переходах была высказана в работе [2], ориентируясь на объёмные полупроводники. Предполагалось, что инвертированное распределение электронов между состояниями континуума зоны и локализованными состояниями заряженных кулоновских центров можно получить при импульсном воздействии электрического поля, однако количественный анализ схемы не проводился. Нами исследована принципиальная возможность её реализации при оптической накачке. На основе проведенных оценок показано, что эффект стимулированного излучения на указанных переходах при оптическом возбуждении примесей может быть получен в полупроводнике с достаточно высоким уровнем легирования в условиях умеренного разогрева электронов.

Модельные приближения

Ограничимся донорами в условиях их оптического возбуждения и сделаем оценки, используя ряд допущений и упрощающих представлений и сопоставляя случаи трёхмерной (3D) и двумерной (2D) систем. Интерес представляют повышенные уровни легирования, когда возбужденные состояния донора образуют зону квазилокализованных состояний «D», которая «переходит» в континуум свободных носителей заряда «Cont.» (рис. 1). При этом основное состояние 1s, будучи неоднородно уширенным, остается локализованным (ср. [3]). Ограничимся рассмотрением трёхуровневой схемы, в которой основное состояние центра («G.s.»), являясь нижним состоянием рабочего перехода, опустошается оптической накачкой. При этом электроны переходят в состояния «Cont.». Далее следует быстрый ($\nu_0 \approx 10^{12}$ с$^{-1}$) процесс излучения оптических фононов. При благоприятном соотношении энергии кванта накачки и энергии оптического фонона основная часть возбуждаемых носителей заряда оказывается на дне зоны D в узкой полосе энергий, а их функция распределения определяется соотношением темпа их рекомбинации ν_r (захват в основное состояние) и темпа релаксации энергии ν_E (термализации) с излучением акустических фононов. Можно ожидать, что процесс оже-рекомбинации через столкновения в зоне D подавлен благодаря присущей этой области локализации носителей. В этом случае темп рекомбинации, $\nu_r < \nu_E$, близок темпу термализации на акустических фононах и слабо зависит от концентрации заряженных кулоновских центров (ср. [4]). Можно также предположить, что

электроны континуума (включая область D) подчиняются статистике Больцмана, и эффективную температуру электронов T_e можно оценить из уравнения баланса.

В расчетах дипольных матричных элементов мы использовали приближение изолированного центра и, таким образом, отождествляли зону D с континуумом с параболическим законом дисперсии, пренебрегая уменьшением «энергии связи» примесей. При расчётах сечения фотоионизации использовались матричные элементы для оптических переходов между основным состоянием и состояниями континуума двумерного атома водорода.

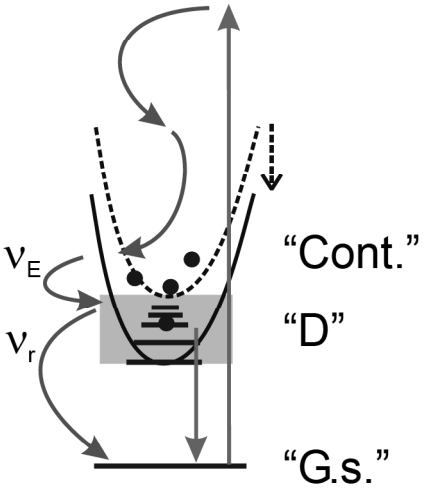


Рисунок 1. Схема формирования инвертированного распределения на примесно-зонных («D» – «G.s.») оптических переходах. (Пунктирной стрелкой вниз условно показано «поглощение» возбуждённых примесных состояний континуумом, а серым цветом – образованная в результате область энергий, «D», квазилокализованных примесных состояний.) Сплошными вертикальными стрелками показаны оптические переходы при накачке (вверх) и излучении на рабочих переходах (вниз). Изогнутыми стрелками показаны процессы релаксации на оптических фононах, термализации (ν_E) и рекомбинации (ν_r).

Поглощение на свободных носителях вычислялось в классической модели Друде-Лоренца. Доминирующим механизмом поглощения в рассматриваемом случае является рассеяние электронов на ионизованных примесях. Соответствующая частота столкновений ν вычислялась в классической модели Конуэлла-Вайскопфа [5] для двумерного случая.

При переходе от объёмного к двумерному случаю частота излучения, соответствующая красной границе фотоэффекта, увеличивается в четыре раза, а сечение фотоионизации на этой частоте уменьшается в $2^6/3e^2 \approx 3$ раза. При этом сечение поглощения Друде уменьшается за счёт фактора в знаменателе, $\omega^2 + \nu^2 \approx \omega^2$, приблизительно в 16 раз. Кроме этого, сечение фотоионизации на частоте накачки в двумерном случае больше, чем в объёмном.

С понижением размерности изменяются также процессы рассеяния, обусловливающие поглощение Друде, и захват на основное состояние. Однако в результате указанные факторы приводят всё-таки к сокращению пороговой мощности, требуемой для обеспечения необходимого уровня усиления. Это подтверждается проведёнными оценками для ультратонкого квантового слоя n-GaAs ($d \ll 10$ нм, концентрация легирования $5 \cdot 10^{10}$ см$^{-2}$ на слой, толщина периода ~ 50 нм). Превышение усиления над потерями на ~ 40 см$^{-1}$ обеспечивается при накачке излучением CO_2-лазера интенсивностью ~ 20 кВт/см^2 (энергия кванта 117 мэВ). Для сравнения, в объёмном n-GaAs (концентрация легирования 10^{16} см$^{-3}$) можно обеспечить превышение усиления над потерями на 50 см$^{-1}$ при плотности мощности накачки излучением CO_2-лазера около 0.2 МВт/см^2 при той же температуре электронов ~ 40 К. Снижение порога достигается, несмотря на значительное увеличение темпа безызлучательной рекомбинации на основное состояние примесей в квантовых ямах – до $\sim 3 \cdot 10^8$ с$^{-1}$. Здесь предполагается, что темп рекомбинации увеличивается на порядок по сравнению с темпом рекомбинации в объёмном полупроводнике ($\sim 3 \cdot 10^7$ с$^{-1}$, $N_d = 10^{16}$ см$^{-3}$).

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 12-02-01231) и Программы Президиума РАН «Фундаментальные основы технологий наноструктур и наноматериалов».

Литература

1. H.-W. Hübers, S. G. Pavlov and V. N. Shastin // Semicond. Sci. Technol., V. 20, S211 (2005).
2. Н. Г. Басов, Б. М. Вул, Ю. М. Попов // ЖЭТФ, Т. 37, 587 (1959).
3. P. P. Altermatt, A. Schenk, and G. Heiser // J. Appl. Phys., V. 100, 113714 (2006).
4. В. Н. Абакумов, В. И. Перель, И. Н. Яссиевич // ЖЭТФ, Т. 72, 674 (1977).
5. E. Conwell and V. F. Weisskopf // Phys. Rev., V. 77, 388 (1950).

Плазмонное усиление люминесценции желто-красной области спектра в нанокомпозитах InGaN/Au

К.Г. Беляев*, А.А. Торопов, А.А. Усикова, В.Н. Жмерик, П.С. Копьев, С.В. Иванов

Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе РАН, ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021
* belyaev.kirill@mail.ioffe.ru

Существенное (до 7 раз) увеличение внутренней квантовой эффективности люминесценции получено при комнатной температуре в гибридных структурах на основе наноколончатых слоев InGaN, пленок золота и диэлектрика Si_3N_4. Наблюдаемый эффект может быть объяснен реализацией двух резонансных плазмонных механизмов: рассеяния излучения в моду поверхностного плазмон-поляритона, распространяющегося вдоль шероховатого интерфейса InGaN/Au, и возбуждения локализованных плазмонов в наночастицах золота, окруженных InGaN и Si_3N_4.

В настоящее время гетероструктуры GaN/InGaN являются основой светоизлучающих приборов, работающих в спектральном диапазоне от зеленого света до ближнего ультрафиолета. Главной проблемой при получении эффективных GaN/InGaN источников света желто-красного диапазона является сильное уменьшение квантовой эффективности слоев InGaN при увеличении концентрации In в тройном твердом растворе выше 20%, вызванное ростом скорости безызлучательной рекомбинации из-за увеличения плотности дефектов. Одной из возможностей увеличения внутреннего квантового выхода излучения InGaN-наноструктур является управление скоростью спонтанной рекомбинации с помощью резонансного плазмонного эффекта (аналога эффекта Парселла), возникающего в системах излучатель – металлическая пленка [1] или излучатель – металлическая наночастица [2].

Методика эксперимента

Исследуемые композитные гетероструктуры представляли собой наноблочные гофрированные слои InGaN с напыленными пленками золота разной толщины. InGaN выращивался на GaN буферном слое на подложке с-Al_2O_3 методом молекулярно-пучковой эпитаксии с плазменной активацией азота в N-обогащенных условиях [3]. Среднее содержание индия в структурах InGaN менялось от 20 до 40%. Напыленная пленка золота наследовала форму поверхности InGaN с характерным размером неровностей 100–300нм в латеральном направлении (см. рис. 1). Дополнительно поверх золота напылялся слой диэлектрика Si_3N_4.

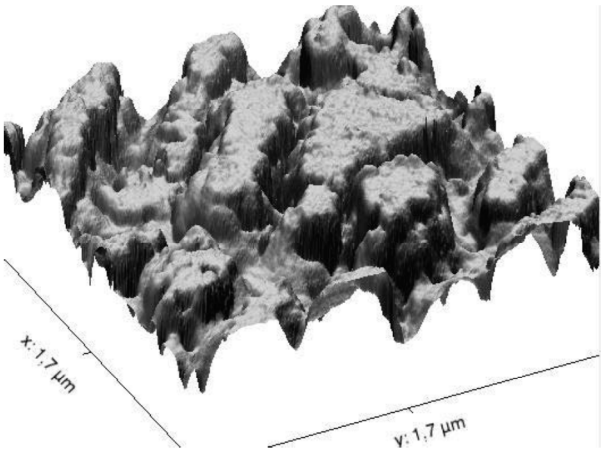


Рисунок 1. Изображение поверхности наноколончатого InGaN, полученное методом атомно-силовой микроскопии. Данные представлены в трехмерном виде, средняя высота наноколонн 100 нм.

Спектры фотолюминесценции (ФЛ) измерялись при двух температурах (77 и 300 К) с обратной стороны подложки Al_2O_3, прозрачной в видимом диапазоне длин волн (рис. 2а). Спектр коэффициента усиления определялся как отношение спектра, измеренного в структуре с напыленным золотом, и спектра аналогичной структуры без золота. Возбуждение ФЛ производилось полупроводниковым лазером Cube Coherent с длиной волны 404 нм.

Результаты

В результате измерений были получены серии спектров коэффициента усиления в образцах, отличающихся составом тройного твердого раствора и толщиной слоев металла и диэлектрика. При определенных значениях этих параметров было обна-

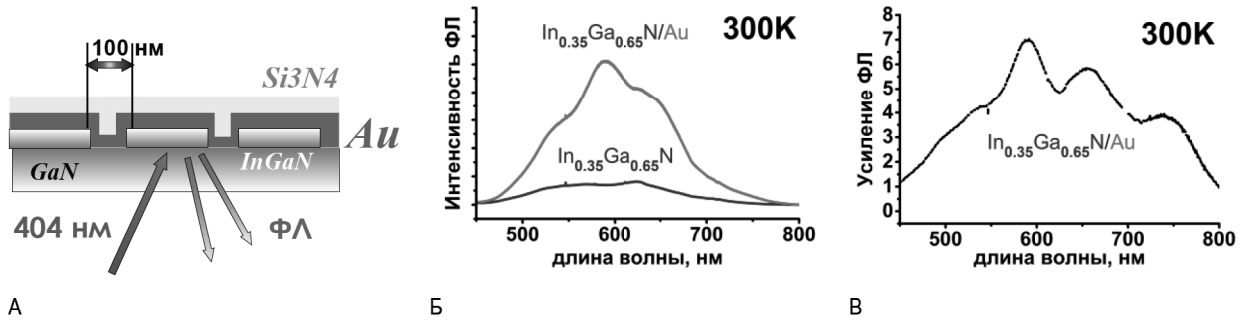
ружено существенное увеличение эффективности фотолюминесценции металл-полупроводниковой структуры в желто-красной области спектра.

Исследования зависимости спектра усиления от толщины пленки золота, состава InGaN и температуры образца при измерении ФЛ подтвердили плазмонную природу эффекта усиления. В частности, максимальное усиление наблюдается в диапазоне длин волн 580–650 нм, что соответствует области резонанса поверхностного плазмона на гетерогранице InGaN/Au (рис. 2б и 2в). Кроме того, усиление сильно зависит от исходной квантовой эффективности структуры, увеличиваясь при повышении температуры образца в соответствии с соотношением для квантового выхода, полученным в модели поверхностного плазмон-поляритона, распространяющегося вдоль шероховатого интерфейса металл/диэлектрик [4]:

$$\eta = \frac{\Gamma_R + C_{ext} \cdot \Gamma_{SP}}{\Gamma_R + C_{ext} \cdot \Gamma_{SP} + \Gamma_{NR}}, \qquad (\text{ф}1)$$

где Γ_R и Γ_{NR} — скорости излучательной и безызлучательной рекомбинации в InGaN, Γ_{SP} описывает эффективность рассеяния излучения в плазмонную моду, а C_{ext} — коэффициент экстинкции плазмонного излучения, т. е. доля мощности плазмонной моды, которая может быть выведена в виде света за счет рассеяния на неоднородностях гетерограницы.

Тем не менее, расчет усиления гибридной структуры в рамках модели поверхностного плазмона в шероховатой пленке не позволил полностью описать полученные результаты для всего диапазона параметров исследуемых образцов, что может быть связано с дополнительным вкладом в спектр усиления механизма, связанного с резонансным возбуждением «частичных» поверхностных плазмонов, локализованных в наноразмерных неровностях пленки золота, повторяющей рельеф наноколончатого слоя InGaN. Дополнительным доводом в пользу такой интерпретации является характерная зависимость спектра усиления от наличия и толщины дополнительного слоя диэлектрика Si_3N_4 с относительно большой диэлектрической проницаемостью порядка 7. Напыление этого слоя является необходимым условием существенного увеличения квантового выхода излучения, что коррелирует с ожидаемым в этом случае совпадением спектра излучения InGaN с областью мультипольных плазмонных резонансов в золотых наночастицах, полностью окруженных InGaN и Si_3N_4.



А Б В

Рисунок 2. а) Схема эксперимента и конструкции структуры. б) Спектры ФЛ InGaN и InGaN/Au. в) Спектр коэффициента усиления.

Обнаруженное увеличение интенсивности ФЛ в 7 раз при 300 К в области плазмонных резонансов гофрированной пленки золота показывает перспективность использования нанокомпозитов InGaN/Au при конструировании источников света в желто-красном диапазоне спектра.

Литература

1. K. Okamoto *et al.* // Nature Materials, 3, 601 (2004).
2. A.A. Toropov *et al.* // Phys. Rev Lett., 103, 037403 (2009).
3. V.N. Jmerik *et al.* // Journal of Crystal Growth, 301, 469 (2007).
4. R.R. Chance, A. Prock, R. Silbey // Adv. in Chem. Phys., 37, 1 (1978).

Спиновая миграция в ансамбле кремниевых нанокристаллов

В.А. Беляков*, А.А. Конаков, К.В. Сидоренко, Н.В. Курова, В.А. Бурдов

Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950.
*1982bel@mail.ru

Теоретически исследуется миграция электронов в ансамбле кремниевых нанокристаллов, внедренных в широкозонную матрицу SiO_2, с учетом спин-орбитального взаимодействия. Получена зависимость скорости миграции спина от среднего размера и плотности нанокристаллов в массиве.

Введение

В последние годы кремний – ключевой материал микроэлектроники – привлекает внимание еще и как перспективный элемент для построения приборов на спиновых эффектах за счет больших времен спиновой релаксации и длин спиновой диффузии электронов проводимости [1]. Одним из основных вопросов спинтроники является выбор технологического решения, позволяющего увеличить характерную длину канала передачи спина. В качестве возможного решения этой проблемы могут быть использованы упорядоченные массивы нанокристаллов кремния, где, в соответствии с существующими представлениями [2], за счет понижения размерности системы должны уменьшаться скорость спиновой релаксации носителей и возрастать длина их спиновой диффузии. Ранее в [3] нами с помощью k·p-метода было исследовано влияние спин-орбитального взаимодействия на электронные состояния в зоне проводимости кремниевых кристаллитов, в частности показано, что возникающая слабая спин-орбитальная связь зоны проводимости и валентной зоны приводит к размерно-зависимой гибридизации огибающих функций s- и p-типа (отличающихся значением орбитального момента на единицу) с противоположной ориентацией спина. Именно такое s-p-смешивание и определяет вероятность переворота спина при переходе из одного нанокристалла в другой, а значит, и время жизни спинового состояния при электронном переносе в массиве нанокристаллов.

Спин-орбитальное взаимодействие

В представленной работе теоретически исследуется миграция электронов в ансамбле кремниевых нанокристаллов, внедренных в широкозонную матрицу SiO_2, с учетом спин-орбитального взаимодействия. Нами рассчитываются вероятности переворота спина при электронном переносе между кристаллитами в зависимости от их размеров и расстояния между ними. Переходы индуцированы взаимодействием с фононами и изучаются в рамках нестационарной квантово-механической теории возмущений вплоть до третьего порядка. Как и в [4], основной вклад в туннелирование электронов между нанокристаллами вносят двух- и трехфононные процессы. Учет спин-орбитального взаимодействия приводит к возможности связывания состояний с противоположной ориентацией спина, как через спиновое s-p-смешивание, что соответствует известным в теории спиновой релаксации процессам Эллиотта [5], так и через модуляцию спин-орбитального взаимодействия полем фононов (процессы Яфета [6]). Оказывается, что перевороты спина при туннелировании между нанокристаллами подавлены не только слабым кремниевым спин-орбитальным взаимодействием, но и орбитальной симметрией волновых функций начального и конечного состояний: для того чтобы перевернуть спин, необходимо связать огибающие s-типа в нанокристалле-эмиттере и p-типа в нанокристалле-приемнике. В результате вероятности переворота спина при переходе становятся на 5-6 порядков ниже скоростей электронной миграции между кристаллитами.

Моделирование спинового перноса

При моделировании спинового переноса рассматривался массив, в котором средний радиус кремниевых нанокристаллов $\overline{R}$ в зависимости от координаты z в слое изменялся по закону

$$\overline{R} = R_0 + a * z \,. \qquad (1)$$

Для лучшего сходства с реальными образцами нанокристаллы в матрице располагались произвольно, а разброс по размерам описывался нормальным логарифмическим распределением:

$$\rho(R) = \left(S\sqrt{2\pi}R\right)^{-1} \exp\left[-\left(\ln(R) - M\right)^2 / \left(2S^2\right)\right]. \quad (2)$$

Для выполнения равенства (1) необходимо, чтобы параметр M изменялся по закону

$$M = \ln(R_0 + a * z) - S^2/2. \quad (3)$$

Периодически на краю массива при $z = 0$ возбуждалось по одному электрону со спином вверх в каждом нанокристалле, после чего спины могли свободно перемещаться в исследуемой структуре. По достижении другого края $z = H$ спины могли свободно покидать массив.

Очевидно, что скорость спинового переноса должна зависеть от плотности заполнения нанокристаллами диэлектрического слоя, которая характеризуется коэффициентом объёмного наполнения n_v (отношение объёма нанокристаллов кремния к объёму всего образца). Более удобно, однако, использовать в качестве характеристики плотности массива среднее расстояние между краями нанокристаллов L, определяемое выражением

$$L = 2\bar{R}\left(\sqrt[3]{\pi/6n_v} - 1\right). \quad (4)$$

На рис.1 представлено среднее время прохождения спином активного слоя τ_s в зависимости от ширины массива H, при различных значениях коэффициента объёмного наполнения n_v для $a = 1.2 * 10^5$ см$^{-1}$, $R_0 = 1.5$ нм, $S = 0.25$.

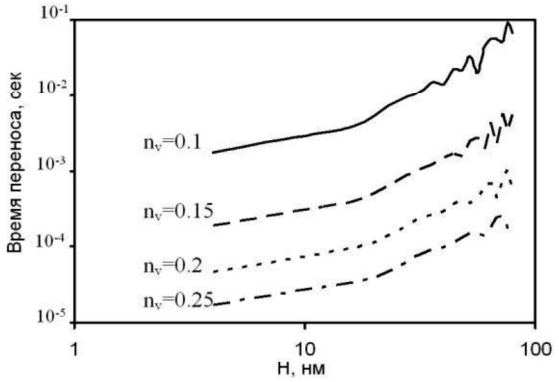


Рисунок 1. Зависимость времени прохождения спина от толщины наноструктуры.

Видно, что величина τ_s вначале растёт линейно с увеличением ширины массива, а затем рост ускоряется. Следовательно, происходит замедление движения экситона. Согласно (4), увеличение среднего радиуса нанокристалла при постоянном значении n_v приводит к увеличению расстояния между нанокристаллами, уменьшая скорость спинового трансфера. Напротив, увеличение коэффициента заполнения уменьшает расстояния между нанокристаллами, что ведёт к уменьшению τ_s.

Работа была поддержана РФФИ (проект № 2012-07-31232).

Литература

1. R. Jansen, S.P. Dash, S. Sharma *et al.* // Semicond. Sci. Technol., V. 27, P. 083001 (2012).
2. M.W. Wu, J.H. Jiang, M.Q. Weng // Physics Reports, V. 493, P. 61 (2010).
3. А.А. Конаков, Н.В. Курова, В.А. Бурдов // ФТП, Т. 47, С. 1521 (2013).
4. В.А. Беляков, А.А. Конаков, В.А. Бурдов // ФТП, Т. 44, С. 1466 (2010).
5. R.J. Elliott // Phys. Rev., V. 96, P. 266 (1954).
6. Y. Yafet // Solid State Physics, edited by F. Seitz and D. Turnbull, V. 14, P. 1 (1963).

Исследование механизма вертикальной связи в массивах самоформирующихся Ge(Si)-наноостровков

Д. А. Павлов[1], А. И. Бобров[1,*], А. В. Новиков[2], Д. С. Сорокин[1], Н. В. Малехонова[1], А. В. Пирогов[1]

1 Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, физический факультет, пр. Гагарина, 23, корп.3, Нижний Новгород, 603950

2 Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680

*bobrov@phys.unn.ru

В рамках настоящей работы методом геометрической фазы количественно измерены и наглядно продемонстрированы упругие деформации, приводящие к проявлению эффекта вертикальной связи в массивах Ge(Si)-островков в кремниевой матрице.

Введение

При проектировании и создании гетеронаносистем принципиально важным является наличие информации о распределении напряжений и деформаций в их структуре [1, 2, 3]. Для проведения соответствующих исследований применяется ряд методов, однако наиболее информативным из них является просвечивающая электронная микроскопия высокого разрешения (ВРПЭМ) на поперечном срезе. На сегодняшний день существуют две основные ПЭМ-методики, позволяющие получать прямым путём подробную информацию о величине и распределении полей деформаций в кристаллических наноструктурированных объектах, – ими являются нанодифракция и метод геометрической фазы [4].

В рамках настоящей работы при помощи совокупности этих методов визуализированы и количественно измерены деформации, приводящие к возникновению вертикальной связи в массивах Ge(Si)-островков [3].

Методика эксперимента

В качестве объекта исследования выступила структура с массивами вертикально связанных островков. Снимок её поперечного среза, полученный в режиме сканирующего просвечивающего электронного микроскопа (STEM), представлен на рис. 1. Образец был выращен методом молекулярно-пучковой эпитаксии (МПЭ) на высоковакуумной установке Riber SIVA-21. Структура представляла собой массив Ge(Si)-островков, состоящий из пяти слоёв.

Исследование образца производилось на просвечивающем электронном микроскопе JEM-2100F (JEOL) с термо-полевым катодом. Использовалось ускоряющее напряжение 200 kV.

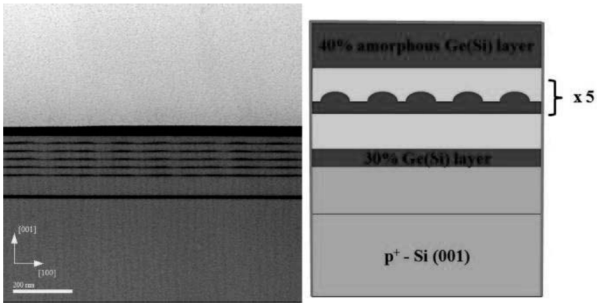


Рисунок 1. STEM-снимок исследованной структуры с массивом Ge(Si)-наноостровков.

Для построения карт распределения упругих деформаций по снимкам высокого разрешения применялось программное обеспечение Digital Micrograph и плагин GPA, посредством которого реализуется метод геометрической фазы.

Принцип работы плагина GPA основан на анализе периодичности фазового контраста на ПЭМ-снимках высокого разрешения [4]. Возникновение соответствующего контраста на снимках обусловлено когерентным рассеянием электронов на потенциале кристаллической решётки, таким образом, в нём заключена информация об искажениях в структуре исследуемого кристалла. Основой метода геометрической фазы является фильтрация фурье-

спектров пространственных частот, полученных от распределения интенсивности на ВРПЭМ-изображении. Это позволяет на соответствующих снимках вычленить периодичность, характерную для отдельной системы плоскостей кристалла. В результате становится возможным производить измерения отклонений межплоскостных расстояний (упругих деформаций) на снимке высокого разрешения относительно некой периодичности, выбранной за эталонную. В нашем случае в качестве эталона выступила кристаллическая решётка кремния из подложки.

Результаты и обсуждение

На рисунке 2а представлен снимок высокого разрешения участка массива с 4 вертикально связанными островками в кремниевой матрице. Ориентация образца – [010]. Рисунок 2б иллюстрирует карту полей деформаций в ростовом [001] направлении, полученную от соответствующего снимка высокого разрешения при помощи метода геометрической фазы.

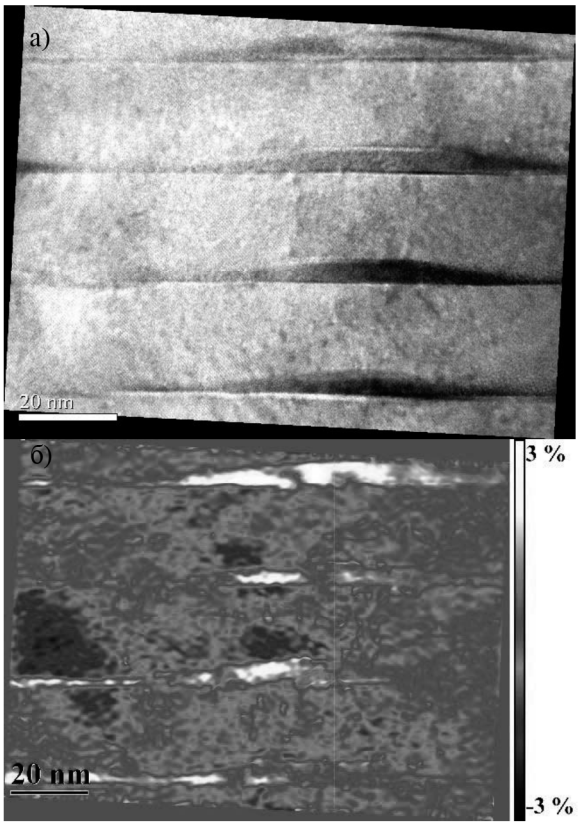


Рисунок 2. а) ВРПЭМ-снимок структуры, изображённой на рисунке 1; б) карта полей упругих деформаций в направлении роста [001].

На рисунке 2б можно видеть области, отличающиеся синим цветом, – они характеризуются сжатием кристаллической решётки в направлении роста. Соответствующие деформации передаются от одного слоя с Ge(Si)-островками к другому, что является одним из проявлений механизма вертикальной связи в подобных системах [2, 3, 5].

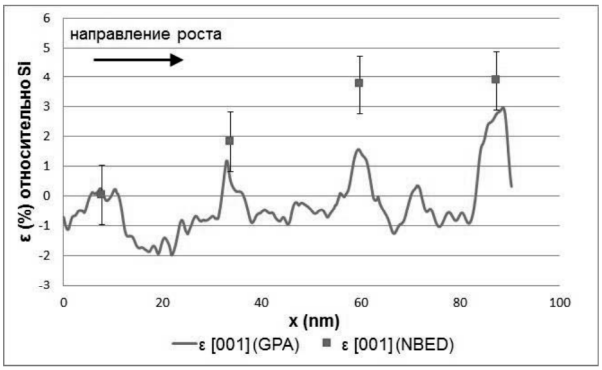


Рисунок 3. Профиль упругих деформаций кристаллической решётки для ростового направления [001] в массиве Ge(Si)-нанооствровков. Данные, показанные синим цветом, получены методом геометрической фазы. Точками отмечены результаты нанодифракции в Ge(Si)-островках.

На рисунке 3 показан профиль упругих деформаций для межплоскостных расстояний в направлении роста, полученный от области с нанооствровками (рис. 2 а,б). В островках закономерно наблюдается увеличение межплоскостных расстояний кристаллической решётки относительно эталонной кремниевой, что связано с присутствием в них примеси германия.

Из настоящего профиля также можно определить величину деформаций кремния в межостровковом пространстве. Таким образом, становится возможным измерение прямым путём фактора, определяющего образование вертикальной связи в массивах квантово-размерных гетеронаноструктур.

Литература

1. Martin Hÿtch, Christophe Gatel, Florent Houdellier, Etienne Snoeck and Kazuo Ishizuka// Microscopy and Analysis, V.26(7), 6-10 (2012).
2. N. Shtinkov// Journal of applied physics, V. 114, 243513 (2013).
3. F. Montalenti, A. Marzegalli, G. Capellini, M. De Seta and Leo Miglio//J. Phys.: Condens. Matter, V. 19, 225001 (2007).
4. M.J. Hÿtch// Scanning Microscopy, V. 11, 53-66 (1997).
5. N. Cherkashin, S. Reboh, M. J. Hÿtch, A. Claverie, V. V. Preobrazhenskii et al.// Appl. Phys. Lett., 102, 173115 (2013).

Ускорение ферстеровских экситонных переходов в ансамблях нанокристаллов кремния

В. А. Бурдов*, В. А. Беляков§

Нижегородский госуниверситет им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950.
*burdov@phys.unn.ru, §dragon_bel@mail.ru

Рассчитаны скорости перехода экситонов между нанокристаллами кремния, сильно легированными фосфором. Найдена зависимость скорости перехода от концентрации фосфора. Показано, что легирование нанокристаллов кремния фосфором способно существенно ускорить экситонный перенос, сделав его, при условии достаточной пространственной близости нанокристаллов и близости их размеров, даже более эффективным процессом, чем межзонная излучательная рекомбинация.

Введение

Одним из способов пространственной передачи электромагнитной энергии в массивах нанокристаллов, сформированных в диэлектрических слоях, является ферстеровский экситонный перенос [1]. Необходимым условием его существования в реальных системах является высокая скорость этого процесса, по крайней мере по сравнению со скоростью излучательной межзонной рекомбинации. Однако расчеты, выполнявшиеся ранее для нанокристаллов кремния без примеси [2,3], показали, что скорость экситонного переноса в них на два-три порядка ниже скорости излучательной рекомбинации.

Известно, что допирование нанокристаллов кремния фосфором существенно модифицирует их электронную структуру [4] и, как следствие, оптические свойства [5]. Влияние фосфора на экситонный перенос пока не изучалось. В данной работе рассмотрен экситонный переход между двумя сильно легированными фосфором кремниевыми нанокристаллами, находящимися в матрице диоксида кремния, и получена зависимость скорости экситонного перехода от концентрации фосфора.

Метод расчета

Для того чтобы найти скорость перехода экситона из нанокристалла с радиусом R_1 в соседний нанокристалл с радиусом R_2, находящийся на расстоянии L от него (в качестве расстояния между нанокристаллами примем кратчайшее расстояние между их поверхностями), используем так называемое «золотое правило» квантовой механики

$$\tau_x^{-1} = \frac{2\pi}{\hbar}\left|\langle \Psi_i | \hat{V} | \Psi_f \rangle\right|^2 \rho \,. \qquad (1)$$

Здесь Ψ_i и Ψ_f – двухэлектронные волновые функции начального и конечного состояний, ρ – плотность состояний, которую можно аппроксимировать «уширенной» дельта-функцией

$$\rho = \frac{1}{\pi}\frac{\gamma}{\gamma^2 + \Delta\varepsilon^2}\,, \qquad (2)$$

где $\Delta\varepsilon$ – разность энергий экситонов, а полуширина γ при расчетах принимается равной 15 мэВ [6]. В качестве оператора возмущения берем потенциальную энергию взаимодействия дипольных моментов нанокристаллов.

Следует заметить, что выражение (1) для скорости экситонного перехода справедливо, если экситон совершает переход из меньшего нанокристалла в больший, т.е. $R_1 < R_2$. В этом случае экситону не требуется повышать свою энергию при переходе. Если же имеет место обратное соотношение между размерами нанокристаллов и энергиями экситонов, то для такого перехода экситон должен поглотить квант энергии, равный $\Delta\varepsilon$. В результате вероятность (1) приобретет дополнительный множитель $\exp(-\Delta\varepsilon/kT)$, что ведет к подавлению подобных переходов. Далее будем полагать, что переход экситона происходит именно с понижением энергии и его вероятность описывается выражением (1). Для нанокристаллов кремния, сильно легированных

фосфором, будем также предполагать, что электроны, эмитированные донорами в зону проводимости нанокристалла, имеют возможность быстрого ухода на глубокие поверхностные уровни. В результате уровни размерного квантования в зоне проводимости освобождаются, и электрон, возбуждаемый дипольным взаимодействием из валентной зоны, может занять один из этих уровней.

Ввиду высокого уровня легирования можно, в главном приближении, считать, что фосфор однородно распределен по объему нанокристалла с некоторой средней концентрацией n. Электронная структура кремниевых нанокристаллов с фосфором рассчитывалась нами ранее в рамках приближения огибающей [4]. Здесь мы воспользуемся полученными ранее результатами, заметив, что при расчетах была принята во внимание не только дальнодействующая, но и более важная для нас короткодействующая составляющая поля донора.

Результаты

Результаты расчета скорости экситонного перехода в зависимости от концентрации введенного в нанокристаллы фосфора приведены на рисунке 1 для двух значений среднего радиуса нанокристаллов $R = (R_1 + R_2)/2$ и двух значений расстояния L между ними при изменении разности $\delta R = R_2 - R_1$ от нуля до $0.1R$. Следует отметить две особенности в поведении $1/\tau_x$ как функции n.

Во-первых, как видно из рисунка, если уровень легирования достаточно высок (начиная, примерно, с десятых долей нм$^{-3}$), переходы, индуцированные фосфором, начинают доминировать и их скорость оказывается гораздо больше скорости переходов между нелегированными нанокристаллами (значение $1/\tau_x$ при $n = 0$ на графике). Таким образом, вводя фосфор в нанокристаллы, можно управлять скоростью экситонного переноса, значительно увеличивая ее.

Во-вторых, видно, что с ростом концентрации доноров скорость экситонных переходов растет быстрее ($\sim n^4$), чем скорость излучательной межзонной рекомбинации ($\sim n^2$ [5]), показанная для нанокристалла с радиусом R на рисунке штриховой линией.

При условии достаточной близости нанокристаллов и при высоких значениях концентрации фосфора скорость ферстеровского экситонного перехода начинает даже превышать скорость излучательной рекомбинации. Это обстоятельство, как уже отмечалось, является позитивным фактором с точки зрения возможности создания контролируемого потока экситонов, поскольку в этом случае экситон способен перемещаться по массиву нанокристаллов на некоторое расстояние без высвечивания.

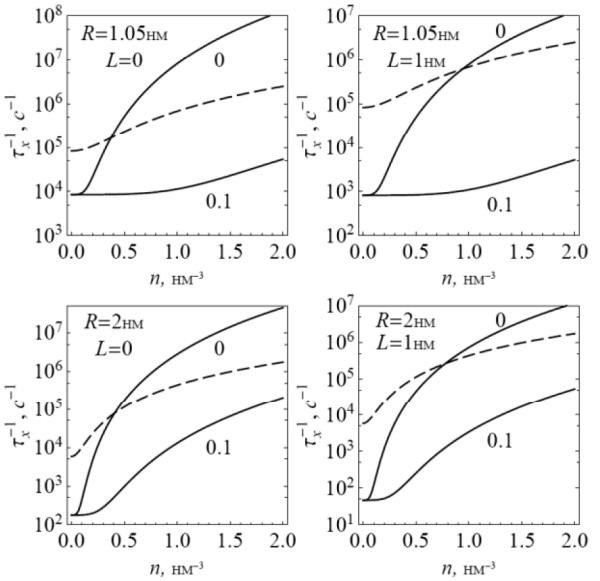


Рисунок 1. Скорости экситонных переходов в зависимости от концентрации фосфора (сплошные линии) при значениях $\delta R/R$, равных 0 и 0.1. Штриховой линией показана скорость межзонной излучательной рекомбинации в нанокристалле кремния с радиусом R.

Литература

1. T. Förster // Z. Elektrochem. **53**, 93 (1949).
2. V. A. Belyakov, V. A. Burdov // J. Comp. Theor. Nanosci. **8**, 365 (2011).
3. О. Б. Гусев, А. А. Прокофьев, О. А. Маслова, Е. И. Теруков, И. Н. Яссиевич // Письма в ЖЭТФ. **93**, 162 (2011).
4. V. A. Belyakov, V. A. Burdov // Phys. Rev. B. **76**, 045335 (2007).
5. V. A. Belyakov, V. A. Burdov // Phys. Rev. B. **79**, 035302 (2009).
6. G. Allan, C. Delerue // Phys. Rev. B. **75**, 195311 (2007).

Extraordinary localization of TE-waves on graphene

Yu. V. Bludov[1], D. A. Smirnova[2], Yu. S. Kivshar[2], N. M. R. Peres[1], M. I. Vasilevskiy[1,*]

1 Centro de Física, Universidade do Minho, Campus de Gualtar, Braga 4710-057, Portugal.

2 Nonlinear Physics Center, Research School of Physics and Engineering, Australian National University, Canberra ACT 0200, Australia.

*mikhail@fisica.uminho.pt

The propagation of electromagnetic waves along the surface of a nonlinear dielectric medium covered by a graphene layer is analyzed. It is shown that this system can support and stabilize nonlinear transverse electric (TE) plasmon polaritons and these nonlinear TE modes have a subwavelength confinement in the direction perpendicular to the surface, with the intensity much higher than that of an incident wave which excites the polariton.

Introduction

The possibility of concentrating electromagnetic (EM) fields beyond the diffraction limit generates a growing interest in radiation guiding and waveguide components based on surface plasmon-polaritons (SPPs) [1]. SPPs in graphene occur in the THz and far-infrared (FIR) range and are tunable through applied gate voltage [2], making it the material of choice for radiation guiding and detection in this spectral region. In graphene plasmonics it is known that along with TM-polarized surface plasmon polaritons (SPPs), graphene also supports (contrary to an ordinary metal) TE-polarized SPPs [3]. The latter are possible in the frequency window where the imaginary part of the optical conductivity of graphene is negative, $\sigma''(\omega)<0$ [2, 3]. In the collisionless limit and for $T=0$ it takes place for frequencies $1.667<\hbar\omega/\mu<2$ (μ is the Fermi level), while the existence window of "usual" TM-type SPPs is $0<\hbar\omega/\mu<1.6667$. For carrier concentrations of the order of 10^{13} cm^{-2} TM modes are located in the FIR range, while TE SPPs can extend to the mid-infrared. Unfortunately, the degree of confinement of the TE-type SPPs around the graphene layer is very weak with the EM field behaving almost as free radiation, making impossible the attractive idea of SPP propagation with low loss along curved-plane graphene sheets for EM radiation guiding. Fortunately, nonlinear plasmonics rescues us from this limitation [4].

Results

We consider a graphene sheet with conductivity $\sigma(\omega)=i\sigma''(\omega)$ (which for simplicity is considered purely imaginary) covering a flat interface between two semi-infinite dielectric media (see Fig. 1), a linear dielectric with permittivity $\varepsilon_2>0$, and the nonlinear self-focusing substrate with dielectric permittivity $\varepsilon_1^{NL}=\varepsilon_1+|E|^2$, where E is the electric field measured in units of $\left(2/\chi^{(3)}\right)^{1/2}$, $\chi^{(3)}$ is the non-linear susceptibility.

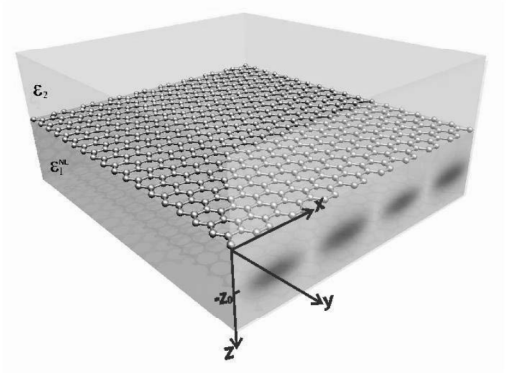


Figure 1. Schematics of a graphene layer separating the upper linear and lower nonlinear dielectric media with the dielectric permittivities ε_2 and ε_1^{NL}, respectively, shown with a spatial profile of the nonlinear surface polariton.

The analysis of the TE-polarized surface wave dispersion relation gives several existence domains. In the case $\sigma''(\omega)<0$ (for frequencies $\omega<\omega^*$, Fig. 2a) surface waves exist when the squared amplitude of the electric field on graphene $|E(0)|^2<\varepsilon_2-\varepsilon_1-(c\mu\sigma'')^2$ and are characterised by the field maximum lying inside the nonlinear medium (soliton-like waves, Fig. 2b). In the case $\sigma''(\omega)>0$ (i.e. $\omega>\omega^*$) SPP-like surface waves (with the field maximum on the grapheme sheet, Fig. 2c) can exist in interval $\varepsilon_2-\varepsilon_1-(c\mu\sigma'')^2<|E(0)|^2<\varepsilon_2-\varepsilon_1+(c\mu\sigma'')^2$, while soliton-like modes exist if $|E(0)|^2>\varepsilon_2-\varepsilon_1+(c\mu\sigma'')^2$.

This situation is in contrast with the linear regime [3], where TE-waves can exist only for $\sigma'' < 0$. Also, the soliton-like surface waves considered here are strongly confined around the graphene-covered interface (with a subwavelength characteristic decay range of the EM field). It means strong enhancement of the localized field relatively to its value in free space. Moreover, their relative phase velocity, $\omega\sqrt{\varepsilon_2}/ck_x$ (depicted in Fig. 2a), attains its minimum value in the vicinity of the frequency $\omega = \omega^*$, where $\sigma'' = 0$. Finally, the position of the soliton peak with respect to the interface, z_0 can be controlled by tuning the EM power ($|E(0)|^2$ value).

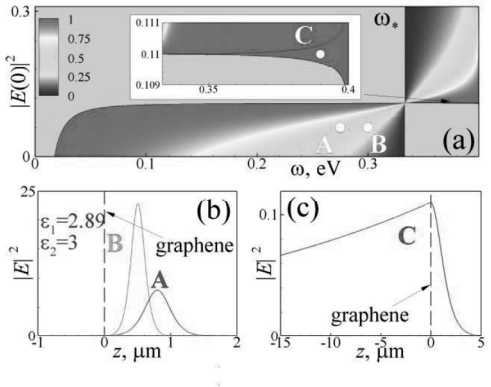


Figure 2. SPP dimensionless phase velocity versus frequency and square amplitude of the electric field on graphene (a); spatial profiles of the squared electric field for two different frequencies (b, c).

We also performed the necessary analysis of the stability of these solutions. The SPP-like waves are found to be dynamical unstable, while soliton-like modes are stable for a certain range of parameters [4]. In this case it propagates along x keeping its shape and distance from the interface.

Acknowledgements

This work was partially supported by FCT (Portugal) through grants PTDC/FIS/113199/2009 and PEst-C/FIS/UI0607/2013 and by EC under Graphene Flagship (contract no. CNECT-ICT-604391).

References

1. Z. Han, S. I. Bozhevolnyi // Reports on Progress in Physics, V. 76, 016402 (2013).
2. Yu. V. Bludov, A. Ferreira, N. M. R. Peres, and M. I. Vasilevskiy // International Journal of Modern Physics B, V. 27, 1341001 (2013).
3. S. A. Mikhailov, K. Ziegler // Physical Review Letters, V. 99, 016803 (2007).
4. Yu. V. Bludov, D. A. Smirnova, Yu. S. Kivshar, N. M. R. Peres, M. I. Vasilevskiy // Physical Review B, V. 89, 035406 (2014).

Новый тип осцилляций фототока в туннельных GaAs/AlAs-гетероструктурах p-i-n-типа с InAs квантовыми точками

Е. Е. Вдовин[1]*, Ю. Н. Ханин[1], O. Makarovsky[2], A. Patane[2], L. Eaves[2]

1 ИПТМ РАН, ул. Академика Осипьяна, 6, г. Черноголовка, 142432.

2 The School of Physics and Astronomy, University of Nottingham, Nottingham NG7 2RD, UK.

Исследован транспорт носителей в туннельных GaAs/AlAs-гетероструктурах p-i-n-типа при освещении. Обнаружен новый тип осцилляций фототока с не зависящим от длины световой волны периодом. Исследованы зависимости этих осцилляций от мощности светового излучения, температуры и магнитного поля. Рассмотрены возможные механизмы наблюдаемого явления.

Введение

Полупроводниковые *p-i-n*-гетероструктуры широко используются в качестве детекторов ядерных частиц и имеют множество применений в оптоэлектронике, например они являются основой для лавинных фотодиодов. В лавинных фотодетекторах фотовозбужденные носители, созданные в нелегированной (*i*) области устройства, оказываются в сильном встроенном электрическом поле. Это поле дополнительно увеличивается при приложении большого обратного смещения. Энергия образовавшегося под действием света электрона увеличивается под действием приложенного поля, и столкновение такого «горячего» электрона с электроном из валентной зоны может привести к возникновению новой электрон-дырочной пары, носители заряда которой также будут ускоряться полем и могут стать причиной образования всё новых и новых носителей заряда. Таким образом, происходит усиление фототока за счёт лавинного умножения генерированных светом носителей заряда. Применение методов зонной инженерии позволило развить науку и технологию этого типа устройств. При использовании различных комбинаций потенциальных барьеров, квантовых ям и/или слоев квантовых точек благодаря эффектам туннелирования и квантования носителей в области собственной проводимости (*i*) гетероструктуры оказалась возможной тонкая настройка динамики захвата и рекомбинации, что привело к новым приложениям в фотонике и обработке квантовой информации. Например, *p-i-n*-гетероструктуры были использованы как в качестве одиночных излучателей фотонов, так и как чувствительные фотоприемники, в которых один фотовозбужденный носитель, локализованный в квантовой яме или на квантовой точке, может производить значительные изменения в проводимости устройства. Физика фотовозбужденных носителей в этом типе полупроводниковых гетероструктур, следовательно, имеет не только фундаментальный интерес, но и востребована в целом ряде разнообразных практических приложений.

Эксперимент

Представлены результаты исследования туннелирования серии *p-i-n* GaAs/AlAs-гетероструктур, часть из которых содержала квантовые точки в барьере, с широкими (30, 60, 100 и 200 нм) нелегированными прибарьерными слоями при освещении.

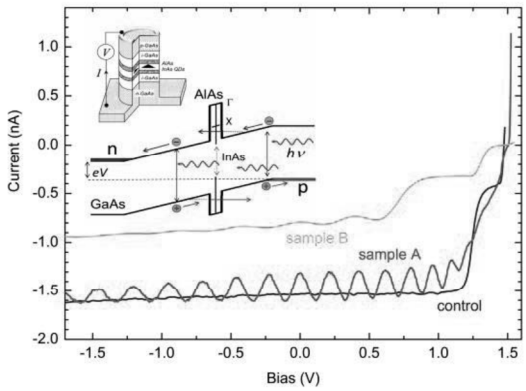


Рисунок 1. Зависимости фототока для трех *p-i-n*-гетероструктур от напряжения смещения при освещении лазером с длиной волны λ = 633 nm с одинаковой мощностью излучения в 2 мкВт. На вставке изображена схема зонной структуры экспериментальных образцов, показано образование электрон-дырочных пар и их движение в электрическом поле. Рядом помещено схематическое изображение меза-структуры.

Обнаружено, что в гетероструктурах с прибарьерными слоями 60 и 30 нм (образцы A и B на рис.1) со стороны *p*-контакта, когда длина световой волны превышает 840 нм (что соответствует ширине запрещенной зоны GaAs), обратная ветвь зависимости фототока от напряжения начинает демонстрировать неожиданную в системах такого типа осциллирующую составляющую, пропорциональную интенсивности и слабо зависящую от длины волны излучения. В структуре A мы наблюдали более 20 резонансных пиков в фототоке как функции приложенного напряжения смещения при температурах в диапазоне от 4 до 80 K с амплитудой модуляции до 20% от общего фототока. Количество наблюдаемых пиков фототока зависело от длины нелегированного прибарьерного слоя со стороны *p*-контакта, полный фототок был пропорционален общей длине нелегированного (*i*) слоя.

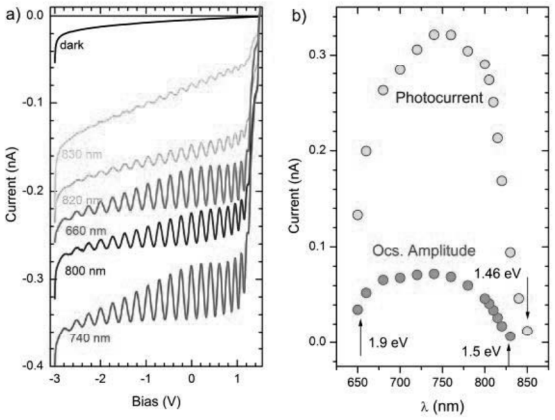


Рисунок 2. a) Зависимости темнового тока и фототока от напряжения смещения при λ = 830, 820, 800, 740 и 660 нм; b) зависимости общего фототока и амплитуды осцилляций фототока от длины волны излучения.

Исследованы зависимости этих осцилляций от мощности светового излучения, температуры и магнитного поля различной ориентации. Амплитуда осцилляций заметно снижается, когда магнитное поле приложено перпендикулярно к направлению протекания тока (параллельно плоскости барьера), и осцилляции фототока исчезают в полях выше 2 T. Но когда магнитное поле приложено параллельно направлению протекания тока, их амплитуды слабо меняются в полях до 12 T. Силы Лоренца в перпендикулярном магнитном поле оказывают сильное влияние на классические траектории баллистических носителей и их соответствующие квантовые состояния. Подавление амплитуды осцилляций в слабом перпендикулярном магнитном поле поэтому предполагает, что они связаны с баллистическим, т.е. без рассеяния, движением заряженных носителей через треугольную потенциальную яму, образованную вблизи барьера со стороны *p*-контакта, на расстояния в несколько десятков нанометров.

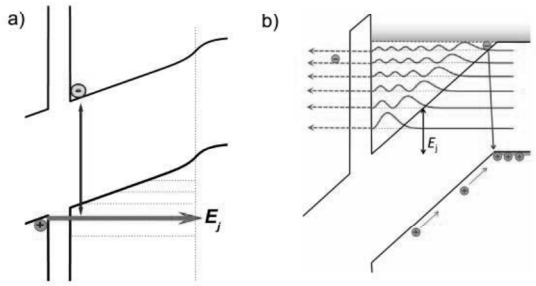


Рисунок 3. Схема a) резонансное туннелирование дырок через виртуальные состояния; схема b) с увеличением электрического поля энергетические уровни электронов в прибарьерной треугольной яме последовательно достигают вершины ограничивающего их потенциала, что приводит к большему перекрытию волновых функций со свободными носителями в p-контакте и, следовательно, осцилляциям скорости рекомбинации носителей и фототока в зависимости от приложенного напряжения.

На основании анализа экспериментальных данных предполагается, что наиболее вероятной причиной осцилляций фототока является модуляция плотности состояний в нелегированном околобарьерном слое в результате отражения туннелирующих через барьер фотовозбужденных дырок от границы сильнолегированного контактного слоя и их последующей интерференции (см. рис. 3a), как наблюдалось ранее, но только в туннельном токе электронов в *n*-*i*-*n*-структурах без участия света [1, 2]. Вследствие аномально высокой амплитуды осцилляций, предполагающей аномально большой коэффициент отражения от границы легированного слоя, рассматриваются и другие возможные сценарии обнаруженного эффекта (см. рис. 3b).

Литература

1. Ю.Н. Ханин, Е.Е. Вдовин, Ю.Н. Дубровский // ЖЭТФ, том 126, вып. 3 (9), 609-618 (2004).
2. A. J. North, M. Y. Linfield, D. A. Simmons, *et al.* // Physical Review B, 57, 1847 (1998).

Сканирование и управление нульмерными туннельными каналами в макроскопической гетеросистеме с помощью лазера

Е. Е. Вдовин[1,*], O. Makarovsky[2], Ю. Н. Ханин[1], A. Patane[2], L. Eaves[2]

1 ИПТМ РАН, ул. Академика Осипьяна, 6, г. Черноголовка, 142432.

2 The School of Physics and Astronomy, University of Nottingham, Nottingham NG7 2RD, UK.

Изучены возможности выделения и управления индивидуальными каналами резонансного туннелирования через отдельные квантовые точки макроскопического ансамбля в слое гетероструктуры с помощью фемтоваттного сфокусированного лазерного луча. Показано, что путем изменения параметров светового потока можно эффективно регулировать туннельный ток через выделенную точку, модифицировать кривизну ограничивающего её потенциала и пространственные размеры основного электронного состояния. Эти эффекты обусловлены влиянием зарядов фотоиндуцированных дырок, захватываемых в окрестности выделенной точки, действующих как «оптический затвор».

Введение

Широкий интерес к изучению систем, пригодных для измерения сверхнизких интенсивностей света (в предельном случае – для регистрации и подсчета единичных фотонов), обусловлен в последнее время как фундаментальными аспектами, так и востребованностью такого рода систем в целом ряде разнообразных практических приложений. Перспективными с точки зрения эффективного детектирования единичных фотонов и других практических приложений являются системы с самоорганизованными квантовыми точками (КТ). Эксперименты по детектированию фотонов в структурах, содержащих большое количество квантовых точек с различающимися размерами, случайным образом участвующих в процессах фотопоглощения, не позволяют получать однозначную информацию о принципиально важных для данных систем параметрах динамики зарядов в квантовых точках и процессов обмена зарядами между квантовыми точками и объемом прибора. Эти же причины ограничивают и возможность интерпретации существующих экспериментальных данных. Таким образом, естественным подходом, который может позволить преодолеть большинство из вышеперечисленных препятствий, является проведение экспериментов по фотодетектированию в гетеросистемах с одной (или счетным числом) квантовой точкой, физические параметры которых могут быть определены однозначно.

Эксперимент

Экспериментальные образцы представляли собой вертикальные однобарьерные гетеродиоды со слоем квантовых точек в барьерном слое, в которых туннелирование носителей заряда осуществлялось в направлении, поперечном гетеослоям. Расчетный профиль дна зоны проводимости гетероструктуры при напряжении смещения V=5 мВ показан на рис. 1.

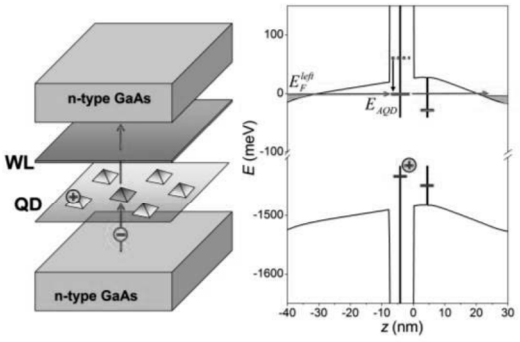


Рисунок 1. Схематическое изображение гетероструктуры и процесса резонансного туннелирования через «выделенную» КТ при поглощении фотона и захвате фотоиндуцированной дырки соседней квантовой точкой.

Наличие InAs квантовых точек в барьере приводит к образованию набора дискретных нульмерных состояний в центре туннельного барьера. Энергетические уровни квантовых точек находятся выше

энергии Ферми, и в отсутствие смещения электронов в точках нет. Электроны диффундируют из легированных GaAs-контактов в состояния двумерной InAs квантовой ямы (WL), и накапливающийся там отрицательный заряд вызывает обеднение слоёв, прилегающих к $Al_{0,4}Ga_{0,6}As$-барьеру, на длине порядка 15 нм (см. рис.1). Присутствие же распределенных случайным образом заряженных примесей в обеднённых слоях может приводить к значительным локальным флуктуациям потенциала в близлежащем слое квантовых точек и, как следствие, к возможности туннелирования электронов через индивидуальную квантовую точку при малых смещениях, вдали от порога туннелирования через основной ансамбль квантовых точек.

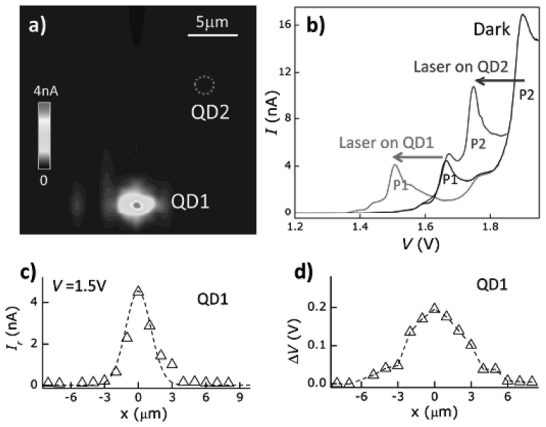


Рисунок 2. a) Карта фототока образца при сканировании поверхности образца сфокусированным световым пучком при смещении 1.5 В, яркая область соответствует окрестностям «выделенной» квантовой точки QD1; b) вольт-амперная характеристика образца без освещения (черная кривая), при локальном освещении в области QD1 (красная) и в области QD2 (синяя); c) и d) зависимости тока при 1.5 В и положения пика тока на ВАХ от расстояния светового пятна от QD1 вдоль оси X.

При этом основное электронное состояние такой «выделенной» точки отделено от порога туннелирования через ансамбль заметной энергетической щелью ΔE_e. В такой ситуации всегда найдётся индуцированный примесями канал транспорта через отдельную точку и при приложении небольшого напряжения смещения резонансное туннелирование электронов из трехмерного (3D) GaAs-эмиттера в основное состояние «выделенной» квантовый точки приводит к отдельному пику на I(V)-характеристике. Такой резонансный пик в токе возникает, когда энергия основного состояния «выделенной» квантовой точки совпадает с энергией Ферми эмиттера. Причиной реакции нашей экспериментальной системы на поглощение единичного фотона является резкое изменение условий резонанса через «выделенную» транспортную квантовую точку (см. рис.1) в случае захвата одной из соседних квантовых точек возбуждённой этим фотоном дырки. Появление возбужденной дырки в соседней квантовой точке приводит, из-за кулоновского взаимодействия, к понижению энергии основного электронного состояния транспортной точки и, следовательно, к смещению резонанса в меньшие напряжения.

Одновременное измерение туннельного тока через гетероструктуру и сканирование поверхности образца сфокусированным световым пучком дает возможность построить карту распределения откликов туннельного тока по поверхности образца на локальное освещение и, таким образом, визуализовать зависимости реакции зондовой квантовой точки от параметров светового потока (координаты, мощности и т.д.) и свойств активной окрестности точки-зонда. Такие эксперименты предоставят нам информацию как о характеристиках фотоэлектрических процессов в наногетеросистемах с квантовыми точками, так и о взаимодействиях между носителями заряда в квантовых точках.

Как показали наши эксперименты, изменяя интенсивность лазера можно эффективно регулировать туннельный ток через выделенную точку, модифицировать кривизну ограничивающего её потенциала и пространственные размеры основного электронного состояния. Эти эффекты обусловлены влиянием зарядов фотоиндуцированных дырок, захватываемых в окрестности выделенной точки, действующих как «оптический затвор». Таким образом, говоря крайне упрощенно, сканируя сфокусированным лазерным лучом поверхность образца большой площади, мы можем определить положение, форму и размеры выделенной флуктуациями потенциала наногетеросистемы квантовой точки. Такие эксперименты предоставили нам информацию как о характеристиках фотоэлектрических процессов в наногетеросистемах с КТ, так и о взаимодействиях между носителями заряда в КТ [1, 2].

Литература

1. Ю.Н. Ханин, Е.Е. Вдовин // ЖЭТФ, том 138, вып.2, 302, (2010).
2. O. Makarovsky, E.E. Vdovin, A. Patanè *et al.* // Physical Review Letters, V. 108, 117402 (2012).

Структурные и оптические свойства гетероструктур с квантовыми ямами GaAsSb, выращенных методом лазерного осаждения

Б.Н. Звонков[1], О.В. Вихрова[1,*], М.В. Дорохин[1,2], И.Л. Калентьева[1,2], С.В. Морозов[2,3], П.А. Юнин[3]

1 Научно-исследовательский физико-технический институт Нижегородского государственного университета им. Н.И.Лобачевского, 603950, Нижний Новгород

2 Нижегородский государственный университет им. Н.И.Лобачевского, 603950, Нижний Новгород

3 Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород

*vikhrova@nifti.unn.ru

Впервые экспериментально показана возможность применения метода лазерного осаждения для выращивания кристаллических излучающих структур с квантовыми ямами GaAsSb/GaAs. Температура выращивания слоев $GaAs_{1-x}Sb_x$ составляла 450-500 °С, содержание сурьмы согласно рентгеноструктурным исследованиям достигало $x_{Sb}\approx0.37$.

Получение структур с квантовыми ямами GaAsSb/GaAs реализуется, как правило, двумя методами: молекулярно-лучевой эпитаксией (МЛЭ) и МОС-гидридной эпитаксией (МОСГЭ) [1, 2]. Основными проблемами остаются недостаточно высокое кристаллическое и оптическое качество структур, связанное с трудностью достижения оптимальных условий роста, позволяющих сочетать высокий процент вхождения сурьмы, подавление процессов сегрегации, бездефектность и однородность слоев. В связи со сказанным является актуальным поиск новых методов выращивания гетероструктур с квантовыми ямами GaAsSb. В данной работе сообщается о получении напряженных наноразмерных слоев GaAsSb методом лазерного осаждения.

Методика эксперимента

Процесс формирования структур включал в себя рост высокотемпературного (600°С) буферного слоя GaAs методом МОС-гидридной эпитаксии (МОСГЭ), затем температура подложки понижалась до 450 - 550°С и при пониженном давлении в потоке водорода и арсина в результате поочередного распыления лазерным излучением мишеней GaAs и GaSb осаждался напряженный слой GaAsSb нанометровой толщины. Для формирования покровного слоя GaAs также использовался метод лазерного осаждения. Температура при выращивании слоя GaAsSb и покровного слоя GaAs была одинаковой. В качестве подложек использовались пластины полуизолирующего GaAs (001).

Кристаллическое качество структур, содержание сурьмы, ширина квантовой ямы и толщина покровного слоя GaAs определялись методом рентгеновской дифракции с применением дифрактометра Bruker D8 Discover (оборудование ЦКП ИФМ РАН). Излучательные характеристики исследовались спектроскопией фотолюминесценции при 77 и 300 К с помощью He-Ne-лазера мощностью 30 мВт. Температурные зависимости интенсивности фотолюминесцентного излучения квантовых ям в диапазоне температур от 10 до 300 К изучались с применением гелиевого криостата замкнутого цикла (Janis CCS-300S/202).

Результаты и обсуждение

Основное внимание было уделено влиянию на свойства структур технологических параметров процесса лазерного осаждения: температуры выращивания (T_g), скорости потока арсина при формировании слоя GaAsSb (P_A) и соотношения времен распыления мишеней GaSb и GaAs (t_{GaSb}/t_{GaAs}).

Рентгенодифракционные исследования показали, что структуры имеют хорошее кристаллическое качество. В спектрах рентгеновской дифракции ($\Theta/2\Theta$-сканирование) для всех образцов наблюдается интерференция верхних слоев GaAs с подложкой. Подгонка расчетных спектров к эксперимен-

тальным кривым в программном комплексе Diffrac Leptos 7 [3] позволяет вычислить параметры структур: ширину квантовой ямы h_{QW}, содержание сурьмы в материале квантовой ямы x_{Sb} и толщину верхнего слоя GaAs d_c. Результаты расчетов для исследованных структур представлены в таблице 1. Эти данные позволили определить среднюю скорость роста покровного слоя GaAs и квантовой ямы GaAsSb при лазерном осаждении ~ 0.3 Å/с и ~ 0.4 Å/с, соответственно. Видно, что содержание сурьмы в КЯ зависит от температуры выращивания, скорости потока арсина и соотношения времен распыления мишеней GaAs и GaSb и варьируется от 0.17 до 0.37.

Таблица 1. Параметры квантовых ям, рассчитанные по спектрам рентгеновской дифракции в зависимости от технологических условий лазерного осаждения.

№	T_g, °C	t_{GaSb}/t_{GaAs}	P_A, моль/с	x_{Sb}	h_{QW}, нм	d_c, нм
A1	500	1	$2.2\cdot10^{-8}$	0.17	7.5	46
A2	500	1	$0.5\cdot10^{-8}$	0.24	6	35
A3	450	2	$1.5\cdot10^{-8}$	0.37	5	34
A4	500	2	$1.5\cdot10^{-8}$	0.21	5	25
A5	550	2	$1.5\cdot10^{-8}$	0.23	3.5	26

В процессе исследования полученных гетеронаноструктур спектроскопией фотолюминесценции были определены оптимальные значения T_g=500 °C и $P_A = 2.2\cdot10^{-8}$ моль/с с точки зрения наблюдения наилучших излучательных свойств квантовых ям с x_{Sb}~0.17-0.25. Уменьшение скорости потока арсина примерно в 4 раза в процессе лазерного распыления мишеней GaAs и GaSb приводит к увеличению содержания сурьмы в растущем слое GaAsSb в 1.5 раза (образцы A1 и A2). При этом наблюдается значительное смещение пика ФЛ излучения соответствующей квантовой ямы в область длинных волн, снижение его интенсивности и увеличение ширины пика на полувысоте (*FWHM*) (рис.1).

Это свидетельствует о более неоднородном распределении сурьмы и образовании центров безызлучательной рекомбинации. К аналогичным изменениям излучательных характеристик приводило уменьшение температуры выращивания структур.

При температуре роста 450°C одновременно со сдвигом линии фотолюминесценции от квантовой ямы GaAsSb/GaAs в длинноволновую область (вплоть до 1.4 мкм при 300 К), связанным с увеличением доли встраиваемой Sb (x_{Sb}≈0.37), наблюдается существенное уменьшение сигнала фотолюминесценции, свидетельствующее о понижении оптического качества структуры за счет увеличения каналов безызлучательной (дефектной) рекомбинации.

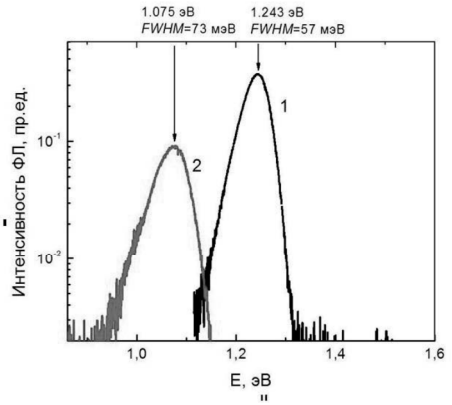


Рисунок 1. Спектры фотолюминесценции (77 К) структур A1 и A2 (таблица 1), выращенных при температуре 500°C и различной скорости потока арсина при формировании слоя GaAsSb.

Повышение T_g до 550°C способствует существенному смещению (~70 мэВ) положения пика ФЛ квантовой ямы в коротковолновую область. Причем, с учетом представленных в таблице 1 расчетных данных, можно полагать, что происходит это главным образом из-за уменьшения ширины квантовой ямы. Подобное «уменьшение» расчетного значения h_{QW} может являться следствием усиления процессов диффузии и сегрегации сурьмы, приводящих к расплыванию границ КЯ. Интенсивность излучения при этом возрастает на порядок величины.

Сравнительный анализ температурных зависимостей (в диапазоне от 10 до 300 К) интегральной интенсивности фотолюминесцентного излучения квантовых ям GaAsSb/GaAs с аналогичными параметрами (ширина и состав), выращенных методом лазерного осаждения при 500°C и МОС-гидридной эпитаксией при 580°C, показал их сопоставимое оптическое качество.

Работа выполнялась при финансовой поддержке РФФИ (гранты 11-02-00645а, 13-07-00982_а, 13-02-97062 р_поволжье_а).

Литература

1. Ю.Г. Садофьев, N. Samal, Б.А. Андреев, В.И. Гавриленко, С.В. Морозов, А.Г. Спиваков, А.Н. Яблонский// Физика и техника полупроводников, Т. 44, 422 (2010).
2. Y.K.Su, C.T.Wan, R.W.Chuang, C.Y.Huang, W.C.Chen, Y.S.Wang, H.C.Yu // Journal of Crystal Growth, V.310, 4850 (2008).
3. Diffrac.Leptos 7. User Manual (Karlsruhe, Bruker AXS GmbH, 2009).

Низкоразмерные бернштейновские магнитоплазмоны

В.А. Волков, А.А. Заболотных

Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, ул. Моховая, 11, корп. 7, Москва, 125009

Московский физико-технический институт, Институтский пер., 9, Долгопрудный, Московская обл., 141700
Volkov.V.A@gmail.com

Рассмотрены коллективные эффекты в двумерной электронной жидкости, помещенной в магнитное поле. Под действием самосогласованного поля каждый электрон участвует в двух движениях: вращательном (по циклотронной орбите) и поступательном (вместе с центром этой орбиты). Нелокальные эффекты приводят к запутыванию этих двух движений, что приводит к антипересечению дисперсии классического магнитоплазмона и всех гармоник циклотронного резонанса. В результате в спектре плазменных мод образуются т.н. "бернштейновские" моды, давно известные в трехмерной невырожденной газовой и вырожденной твердотельной плазме. В вырожденной 2D-плазме они отделяются друг от друга "бернштейновскими" щелями в спектре, что приводит к новым эффектам. Рассмотрены некоторые проявления этих мод.

Литература

1. B. Bernstein // Phys. Rev. 109, 10 (1958).
2. P. M. Platzman and P. A. Wolff, *Waves and Interactions in Solid State Physics* (Academic Press, New York, 1973).
3. A.V. Chaplik and D. Heitmann // J. Phys. C. 18, 3357 (1985).
4. E. Batke, D. Heitmann, J. P. Kotthaus, and K. Ploog // Phys. Rev. Lett. 54, 2367 (1985).
5. I.V. Kukushkin, J.H. Smet, V.W. Scarola, V. Umansky, and K. von Klitzing // Science. 324, 1044 (2009).
6. I.V. Kukushkin and V.A. Volkov, *Collective Excitations in Integer and Fractional Quantum Hall Systems,* inv. chapter in book by Z.F. Ezawa, *Quantum Hall Effects* (3rd edition, World Scientific Publ., Singapore, 2013), p.p. 705-729. doi: 10.1142/9789814360760 0037.
7. V.A. Volkov and E.E. Takhtamirov // JETP. 104, 602 (2007).
8. V.A. Volkov and A.A. Zabolotnykh, ArXiv: 1305.1238v2

Исследование поперечного среза гетероструктур с квантовыми точками InGaAs/GaAs и фосфидными слоями GaAsP

Д. А. Павлов[1], Н. В. Байдусь[2] , А. И. Бобров[1], О.В. Вихрова [2], Е. И. Волкова[1], Б.Н. Звонков [2], Н. В. Малехонова[1], Д. С. Сорокин[1]

1 Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского (ННГУ), пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603022

2 Научно-исследовательский физико-технический институт ННГУ, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603022

Методом просвечивающей электронной микроскопии исследовано влияние деформации решетки GaAs при введении в неё фосфора и индия. Показано, что тонкие слои твердого раствора Ga(As)P могут эффективно использоваться при формировании гетероструктур с квантовыми точками InGaAs/GaAs как с целью уменьшения деформации решётки, так и с целью пассивации поверхности и улучшения их люминесцентных свойств.

Введение

Атомное строение и оптоэлектронные свойства гетероструктур с квантовыми точками (КТ) в значительной степени определяются распределением полей упругих напряжений. Твердые растворы с фосфором $GaAs_{1-x}P_x$ имеют постоянную решетки меньшую в сравнении с GaAs и $In_xGa_{1-x}As$, поэтому при последовательном введении в GaAs-матрицу P и In появляется возможность управления упругими деформациями и по величине, и по знаку. Слои $GaAs_{1-x}P_x$, выращенные ниже или выше слоя КТ, могут применяться для снятия напряжений сжатия. Это позволяет ускорить процесс образования массивов нановстровков $In_xGa_{1-x}As$, самоорганизующихся по механизму Странски-Крастанова.

Цель настоящей работы заключалась в изучении влияния тонкого фосфидного слоя, сформированного как под слоем КТ, так и на поверхности гетероструктуры, на оптические и структурные характеристики.

Методика эксперимента

Методом МОС-гидридной эпитаксии было выращено два типа структур с КТ $In_xGa_{1-x}As$ /GaAs. В структурах первого типа (тип А) тонкий фосфидированный слой создавался под слоем КТ с целью повлиять на их формирование. В структурах второго типа (тип Б) осуществлялось фосфидирование поверхности с целью пассивации и улучшения свойств контакта металл-полупроводник.

Фосфидирование производилось путем выдержки ростовой поверхности в потоке фосфина при температуре 550ºС при прерывании потока галлия. Время выдержки в потоке фосфина составляло 3 и 15 минут для структур типа А и Б соответственно. Предположительно, фосфидный слой состоит из твердого раствора $GaAs_{1-x}P_x$, который создаёт растягивающие напряжения под слоем КТ.

Структурный и элементный анализ исследуемых образцов проводился на просвечивающем электронном микроскопе высокого разрешения JEM-2100F, оснащённом рентгеновским энергодисперсионным спектрометром X-Max Oxford Instruments.

Результаты и обсуждение

1. Для структуры типа А по Z-контрасту на изображениях сканирующей просвечивающей электронной микроскопии (СПЭМ) были получены профиль распределения In в КТ и профиль фосфидного слоя (рис.1). Уровень концентрации In и P на профилях масштабировался на основании данных ЭДС по методике, изложенной в работе [1].

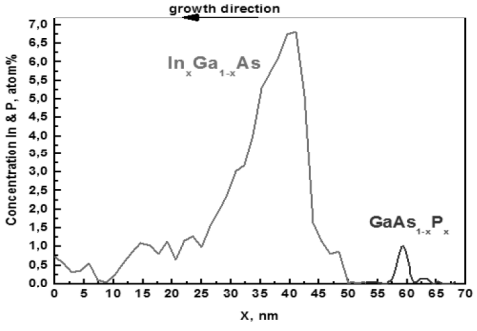
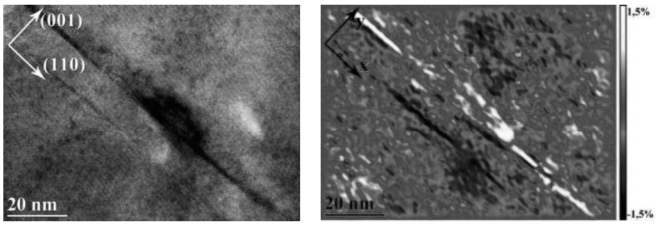


Рисунок 1. Распределение индия в квантовых точках и фосфора под слоем КТ.

По снимкам атомного разрешения просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ) методом геометрической фазы [2] было получено распределение полей деформаций кристаллической решетки (рис.2). Максимальное относительное уменьшение периода решетки в направлении роста $\varepsilon_{yy} = \Delta d_{001}/d_{001} \approx -1.5\%$ возникает под КТ. Оно связано с наличием в этой области фосфора и сдавливающими напряжениями со стороны КТ. Над слоем КТ также наблюдается область с отрицательным значением ε_{yy} (синий цвет на рис. 2), что связано с релаксацией упругих напряжений сжатия. Максимальная же положительная деформация ε_{yy} кристаллической решетки до +1.5% наблюдается в области самой КТ и обусловлена присутствием In.



а б

Рисунок 2. а) ПЭМ-снимок гетероструктуры с КТ и фосфидным слоем под ней; б) распределение полей деформаций кристаллической решетки в структуре.

2. Для структуры типа Б были получены снимки в светлопольном режиме СПЭМ. На рис.3 показан поперечный срез структуры, поверхность которой подверглась обработке в парах фосфина.

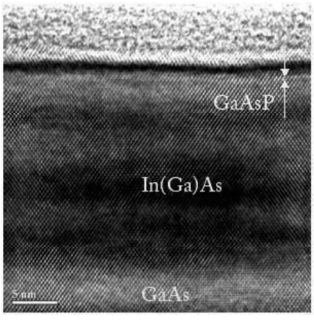


Рисунок 3. СПЭМ-снимок гетроструктуры с КТ и фосфидированной поверхностью.

На данном изображении темный контраст характеризует распределение In и соответствует области формирования $In_xGa_{1-x}As$, менее темный – области формирования GaAs, самый же светлый тонкий слой вблизи поверхности свидетельствует о наличии в структуре фосфора в предполагаемом месте.

3. Также стоит отметить, что введение фосфидного слоя под КТ приводит к длинноволновому смещению максимума спектра фотолюминесценции (ФЛ) гетероструктур типа Б (сравнение спектров 1 и 2 на рис.4). Это подтверждает предположение о частичной компенсации упругих напряжений в слое КТ благодаря введению фосфидного слоя.

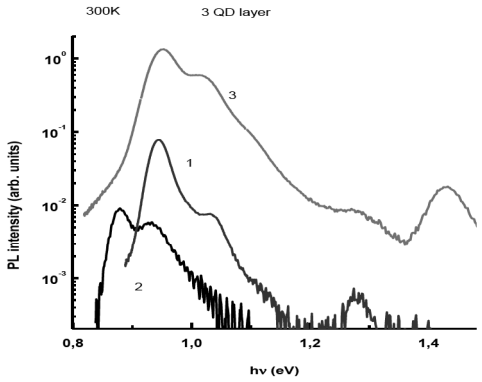


Рисунок 4. Спектры ФЛ при 300 К. Спектр (1) - 3 слоя обычных КТ/КЯ; (2) - 3 слоя КТ/КЯ, выращенных на буферном слое, содержащем фосфидированный слой; (3) - 3 слоя КТ/КЯ с фосфидированной поверхностью.

Интенсивность ФЛ таких структур с фосфидированной поверхностью (рис.4, спектр 3) в несколько раз выше в сравнении с контрольной, что подтверждает наличие эффекта пассивации поверхности.

Таким образом, исследовано влияние деформации решетки GaAs при введении в неё твердых растворов на основе фосфора и индия. Показано, что тонкие слои Ga(As)P могут эффективно использоваться при формировании гетероструктур с квантовыми точками InGaAs/GaAs как с целью уменьшения деформации решётки, так и с целью пассивации поверхности GaAs, приводящей к улучшению излучательных свойств эпитаксиальных гетероструктур.

Литература

1. С.В. Хазанова, Н.В. Байдусь, Б.Н. Звонков, Н.В. Малехонова, Д.А. Павлов, А.И. Бобров, В.Е. Дегтярев, Д.С. Смотрин // ФТП, 46, 1510–1514 (2012).
2. M.J. Hÿtch, J.-L. Putaux, J. Thibault // Philosophical Magazine, 86: 29-31, 4641-4656 (2006).
3. Б.И. Бедный, Н.В. Байдусь // ФТП, 30, 2, 236-243 (1996).

Влияние пространственного расположения δ-слоя Si на оптоэлектронные свойства гетеронаноструктур с квантовой ямой InGaAs/GaAs

Н. С. Волкова[1, *], С. В. Тихов[1], А. П. Горшков[1], Н. В. Байдусь[2], В. Е. Дегтярев[1]

1 ННГУ им. Н. И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950.

2 НИФТИ ННГУ им. Н. И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950.

*volkovans88@mail.ru

Исследованы спектры фоточувствительности, фотолюминесценции и электролюминесценции диодных гетеронаноструктур InGaAs/GaAs с *δ*-слоем Si, сформированным на расстоянии 10 нм от квантовой ямы InGaAs. Установлено влияние расположения *δ*-слоя относительно квантовой ямы на оптоэлектронные свойства структур.

Введение

Дельта-легирование полупроводников [1] используется для уменьшения или увеличения высоты потенциального барьера в диодах Шоттки, создания магнитных полупроводниковых структур и для поставки свободных носителей в область квантовой ямы (КЯ) в полевых HEMT-транзисторах, работающих при терагерцовых частотах. Очень важным является расположение *δ*-слоя относительно КЯ, которое определяет оптоэлектронные свойства структур и значение подвижности носителей в КЯ. В данной работе исследовалось влияние расположения *δ*-слоя Si относительно КЯ InGaAs/GaAs на оптоэлектронные свойства диодов Шоттки.

Методика эксперимента

Исследовались структуры, выращенные методом газофазной эпитаксии из металлоорганических соединений при пониженном давлении, с различным взаимным расположением КЯ $In_{0.17}Ga_{0.83}As$ шириной 10 нм и *δ*-слоя Si в пленке *n*-GaAs. В одном случае КЯ находилась над *δ*-слоем, т. е. ближе к поверхности (структура *A*); в другом – под *δ*-слоем (структура *B*). В обеих структурах расстояние между КЯ и *δ*-слоем составляло 10 нм, толщина покровного слоя GaAs – 200 нм, поверхностная концентрация электронов в *δ*-слое – 10^{12} см$^{-2}$. Были исследованы спектры фототока, фото- и электролюминесценции диодных структур с Au-барьером Шоттки при 77 К.

Результаты и обсуждение

На спектре фототока структуры *A* (рис. 1, кривая *1*) наблюдалась полоса с красной границей ≈ 1.37 эВ, связанная с межзонным оптическим поглощением излучения в КЯ. В структуре *B* фотосигнал в данной спектральной области практически отсутствовал (кривая *2*).

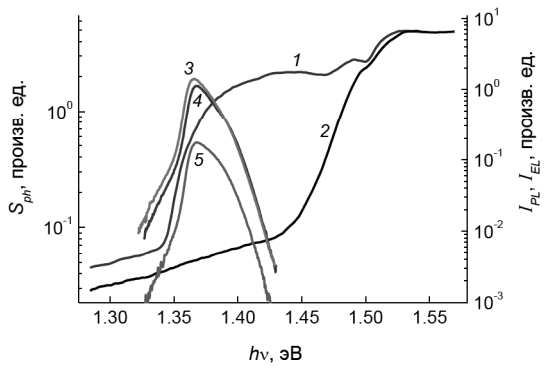


Рисунок 1. Спектральные зависимости фоточувствительности S_{ph} (*1*, *2*), фотолюминесценции I_{PL} (*3*, *4*) и электролюминесценции I_{EL} (*5*) при 77 К. *1*, *3*, *5* – структура *A*; *2*, *4* – структура *B*.

Такое различие связано с тем, что для возникновения фотоэлектрических эффектов необходимо пространственное разделение неравновесных носителей в электрическом поле поверхностного барьера. В структуре *A* расположение *δ*-слоя относительно КЯ не препятствует разделению электронов и дырок. В структуре *B* дополнительный потенциаль-

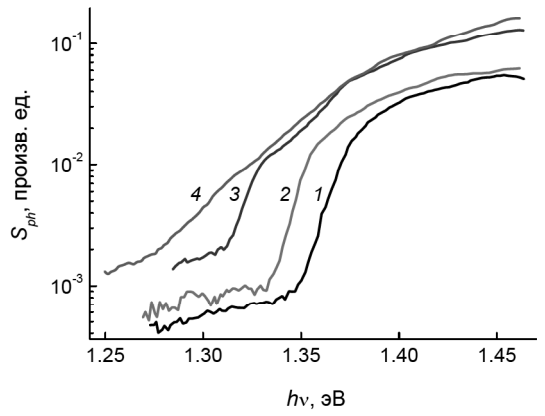


Рисунок 2. Влияние обратного смещения на барьере Шоттки на спектры фототока структуры *A* при 77 К. *V*, В: *1* – 0, *2* – - 0.5, *3* – - 1, *4* – - 2.

ный барьер, связанный с положительно заряженным δ-слоем, препятствует эмиссии дырок по направлению к поверхности, что и приводит к отсутствию в ней фотосигнала от КЯ.

Спектральные зависимости фотолюминесценции (ФЛ) в структурах *A* и *B* практически не различаются (кривые *3*, *4*), т. е. интенсивность ФЛ от положения δ-слоя не зависит. В то же время электролюминесценция (ЭЛ) прямосмещенного диода Шоттки сильно зависит от положения δ-слоя относительно КЯ. А именно, наличие δ-слоя в покровном слое между поверхностью и КЯ (структура *B*) приводит к полному исчезновению сигнала ЭЛ. Различия в поведении ЭЛ и ФЛ связаны с разным распределением неосновных носителей при фото- и электрическом возбуждении. В случае оптического возбуждения генерация дырок происходит практически равномерно в области КЯ. В случае ЭЛ носители (дырки) инжектируются из металлического контакта. Донорный δ-слой с данной концентрацией создает дополнительный потенциальный барьер высотой около 80 мэВ для дырок, который препятствует их транспорту к КЯ, как вследствие кулоновского отталкивания, так и рекомбинации с находящимися в δ-слое электронами.

Увеличение обратного смещения на диодной структуре *A* при измерении спектров фоточувствительности приводит к красному смещению низкоэнергетического края полосы от КЯ на ≈ 60 мэВ (рис. 2).

Это смещение значительно больше (в 2 – 3 раза) обычно наблюдаемого на одиночных симметричных КЯ эффекта Штарка [2, 3]. Такую величину смещения в данных структурах можно объяснить тем, что при перераспределении электронной плотности между КЯ и расположенным рядом δ-слоем Si появляется постоянный дипольный момент, приводящий к дополнительному красному штарковскому сдвигу.

Заключение

Установлено, что встраивание δ-слоя Si между КЯ InGaAs и поверхностью структуры приводит к подавлению фоточувствительности и электролюминесценции от КЯ. Такой результат объясняется тем, что дополнительный кулоновский барьер δ-слоя эффективно препятствует эмиссии и транспорту дырок. В структурах с δ-слоем Si, расположенным за КЯ, сильное штарковское смещение обусловлено перераспределением электронной плотности между КЯ и δ-слоем, приводящим к появлению у экситона постоянного дипольного момента.

Авторы выражают благодарность А. А. Бирюкову за выращивание структур для исследования.

Литература

1. E. F. Schubert, J. B. Stark, B. Ullrich, and J. E. Cunningham // Applied Physics Letters, V. 52, 1508 (1988).

2. D. A. B. Miller, D. S. Chemla, T. S. Damen *et al.* // Physical Review B, V. 32, 1043 (1985).

3. А. П. Горшков, И. А. Карпович, А. В. Кудрин // Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования, № 5, 25 (2006).

Аналитическое решение для распределения потенциала в полосковом контакте Шоттки

Н. В. Востоков*, В. И. Шашкин

Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680.

*vostokov@ipm.sci-nnov.ru

Рассмотрена модель полоскового контакта Шоттки с полубесконечным однородно легированным полупроводником. Предполагалось, что на границе полупроводника положение уровня Ферми зафиксировано за счет высокой плотности поверхностных состояний в запрещенной зоне. В приближении полного обеднения найдено аналитическое решение задачи о распределении потенциала, форме обедненной области и высокочастотной емкости контакта. Исследованы свойства квадратичной нелинейности ПТШ в режиме детектирования высокочастотного сигнала.

Контакт металл-полупроводник с барьером Шоттки (КБШ) широко используется в различных полупроводниковых приборах. Для увеличения степени интеграции и быстродействия устройств требуется уменьшение латеральных размеров КБШ до величины, сравнимой или меньшей толщины обедненного слоя полупроводника. При этом краевые эффекты становятся существенными, а иногда и определяющими свойства контакта. Эти эффекты принципиально не могут быть описаны в рамках одномерной модели. В настоящей работе рассматривается двумерная модель планарного КБШ с полосковой геометрией к полубесконечному однородно легированному полупроводнику.

Геометрия КБШ схематично показана на нижней вставке рис. 1. Распределение потенциала в контакте с такой геометрией было получено в работе [1] в предположении отсутствия поверхностных состояний на открытой границе полупроводника. В настоящей работе предполагается наличие на поверхности полупроводника большой плотности поверхностных состояний в запрещенной зоне, которые обеспечивают постоянство поверхностного потенциала относительно уровня Ферми. В приближении полного обеднения распределение потенциала в обедненной области описывается двумерным уравнением Пуассона $\partial^2\varphi/\partial x^2 + \partial^2\varphi/\partial y^2 = -1$, с граничными условиями: $\varphi_{AB} = 0$; $\varphi_{B'D} = \varphi_{FA'} = -1$; $\varphi_{DF} = V - 1$, V — напряжение на контакте; $(\partial\varphi/\partial x)_{x\to\mp\infty} = 0$; $(\partial\varphi/\partial n)_{AB} = 0$, n — направление нормали к границе. Здесь и далее используются безразмерные переменные, связанные с размерными величинами соотношениями: $x = \tilde{x}/\sqrt{\tilde{V}_c\varepsilon\varepsilon_0/q\tilde{n}}$, $\varphi = \tilde{\varphi}/\tilde{V}_c$, $-\tilde{V}_c$ — поверхностный потенциал полупроводника вдали от контакта, $\tilde{n}$ — концентрация легирующей примеси. Задача о нахождении распределения потенциала сводится к обратной смешанной краевой задаче теории аналитических функций [2]. Решение можно представить в виде:

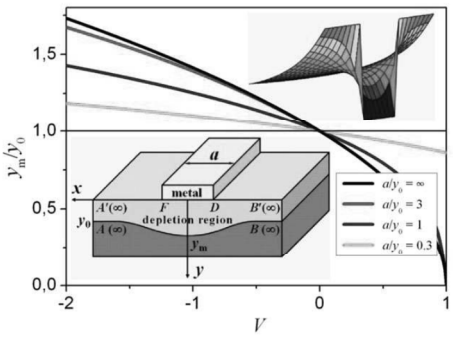


Рисунок 1. Зависимости толщины обедненного слоя под металлом от напряжения для КБШ разных размеров. На нижней вставке — геометрия КБШ, на верхней — форма потенциального барьера контакта при прямом смещении.

$$\varphi = -y^2/2 + \mathrm{Re}\int w(\zeta)\,(dz/d\zeta)d\zeta;$$

$$z(\zeta) = \frac{1}{\pi}\int_{-1}^{+1}\mathrm{Im}[w(\xi,\eta=0)]/(\zeta-\xi)\,d\xi;$$

$$w(\zeta) = -i\alpha^2(y_m - y_0)\,(\zeta^2-1)/(\zeta^2-\alpha^2) - iy_0.$$

Здесь $z = x + iy$, $\zeta = \xi + i\eta$ — вспомогательная комплексная плоскость, верхняя полуплоскость которой соответствует обедненной области. Границе с квазинейтральной областью соответствует отрезок действительной оси $|\xi| \le 1$, а краям металлического контакта точки $\xi = \pm\alpha$. Константы y_m и α определяются из граничных условий для потен-

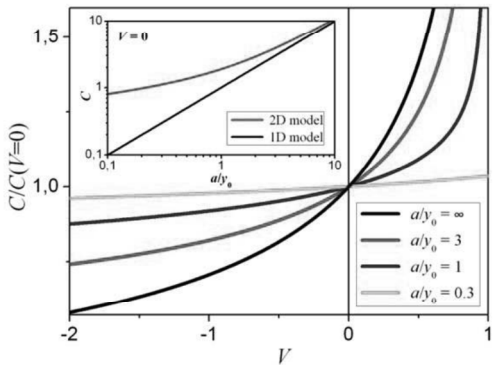


Рисунок 2. Зависимости емкости от напряжения для КБШ разных размеров. На вставке показаны зависимости емкости от размера контакта при нулевом напряжении в одномерной и двумерной моделях.

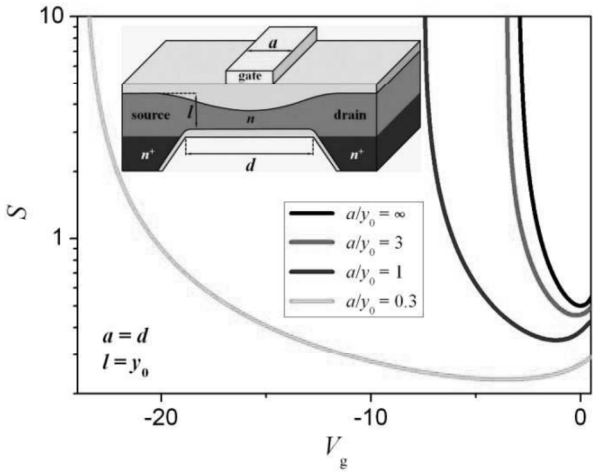


Рисунок 3. Зависимости параметра нелинейности ПТШ от напряжения затвора для разных длин затвора. На вставке показана геометрия ПТШ.

циала и соответствия точек в комплексных плоскостях z и ζ. На рис. 1 показаны зависимости толщины слоя обеднения под металлом от напряжения для различных размеров контакта a. С уменьшением a зависимость $y_m(V)$ становятся более слабой. При прямом смещении ход потенциала в направлении, перпендикулярном металлическому слою, в контакте малых размеров может быть не монотонным (верхняя вставка рис. 1). Если к контакту приложено малое высокочастотное напряжение δV на частоте, много большей обратного времени перезарядки поверхностных состояний, то заряд свободной поверхности полупроводника можно считать постоянным. В этом случае распределение высокочастотного потенциала $\delta\varphi$ в КБШ описывается уравнением Лапласа с граничными условиями: $\delta\varphi_{AB} = 0$; $\delta\varphi_{DF} = \delta V$; $(\nabla\delta\varphi)_{x\to\mp\infty} = 0$; приближенно считаем, что $(\partial\delta\varphi/\partial n)_{B'D} = (\partial\delta\varphi/\partial n)_{FA'} = 0$, т. к. $\varepsilon \gg 1$. После перехода в комплексную плоскость ζ задача о нахождении $\delta\varphi$ сводится к смешанной краевой задаче теории аналитических функций для полуплоскости, решение которой известно [2]. Решение позволяет найти высокочастотную емкость КБШ $C = 2K(\alpha^{-1})/K(\sqrt{1-\alpha^{-2}})$, где K — полный эллиптический интеграл I рода. На рис. 2 приведены зависимости $C(V)/C(0)$ для контактов разных размеров. При $a < y_0$ емкость слабо зависит от напряжения. На вставке рис. 2 показаны зависимости $C(a)$ при $V = 0$ в одномерной и двумерной моделях. В двумерной модели емкость убывает логарифмически при $a \to 0$. При $a \to \infty$ двумерная емкость больше одномерной на $2\left(2\ln 2 + 1 - \sqrt{1 - V/V_c}\right)/\pi$. Решение для $\delta\varphi$ позволяет рассмотреть нелинейные свойства полевого транзистора с барьером Шоттки (ПТШ) в режиме квадратичного детектирования. Геометрия ПТШ показана на вставке рис. 3. Сигнал при детектировании пропорционален параметру квадратичной нелинейности транзистора $S = G_{ch}^{-1}\,\mathrm{d}G_{ch}/\mathrm{d}V_g$, G_{ch} — проводимость канала, V_g — напряжение между каналом и затвором [3]. На рис. 3 показаны зависимости $S(V_g)$ для различных a. Кривая, показанная черным, соответствует одномерной модели. С уменьшением длины затвора отличия от одномерной модели становятся все более существенными.

Полученные результаты корректно описывают ряд эффектов, которые невозможно получить в одномерной модели: расходимость поля у краев металла; влияние приповерхностного изгиба зон полупроводника вне контакта на распределение потенциала и емкость; существенное ослабление модуляции толщины обедненной области и емкости напряжением и уменьшение параметра нелинейности ПТШ при уменьшении длины затвора. Решение является принципиальным для описания контактов с субмикронными размерами.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 12-02-12006) и программ РАН.

Литература

1. О.Т. Гаврилов, И.И. Квяткевич // Электронная техника. Сер. 2, Вып. 7 (158), 3-6 (1982).

2. Ф.Д. Гахов. Краевые задачи. М.: Наука, 1977. 640с.

3. M. Sakhno, A. Golenkov, F. Sizov // J. Appl. Phys. V. 114, 164503 (2013).

Нестационарные состояния поляритонного бозе-конденсата

С. С. Гаврилов

Институт физики твердого тела РАН, ул. Академика Осипьяна, 2, Черноголовка, 142432.

gavr_ss@issp.ac.ru

В рамках теории слабонеидеального бозе-газа на основе уравнения Гросса-Питаевского предсказано, что упругое параметрическое рассеяние может приводить к накоплению энергии поляритонного конденсата под действием резонансной и когерентной оптической накачки. Состояние конденсата эволюционирует в режиме с обострением: медленное нарастание интенсивности, возникающее в точке порога рассеяния, за конечное время сменяется взрывообразным ростом и переходом на новую ветвь устойчивости.

Неравновесные переходы в оптически бистабильных системах широко обсуждаются в связи с вопросом о реализации оптических средств обработки информации с дискретной логикой. Хорошо изучен большой класс явлений би- и мультистабильности отклика нелинейных сред, в которых коэффициент затухания (или усиления) проходящего света может изменяться пороговым образом. Кроме того, известен другой тип оптической бистабильности, ожидаемый в условиях резонансного возбуждения конденсата бозе-частиц с отталкивательным парным взаимодействием, например экситонного газа в полупроводниках [1]. В такой системе собственная энергия $\hbar\omega$ конденсатной моды увеличивается с ростом ее заселенности n. Если частота внешнего поля превосходит ω, то положительная обратная связь между n и ω может привести к неустойчивости системы в конечном интервале n. Бистабильность, возникающая по такому сценарию, была обнаружена в системах квазидвумерных поляритонов.

Квазидвумерные экситонные поляритоны – композитные бозоны, локализованные в активном слое плоского резонатора с квантовыми ямами, где выполняются условия сильной экситон-фотонной связи. Их время жизни очень мало ($\tau \sim 10^{-12}$ с в микрорезонаторах на основе GaAs), а сила взаимодействия обеспечивает заметный сдвиг $\hbar\omega$, превосходящий ширину резонанса даже при сравнительно небольших плотностях возбуждения. Интенсивность возбуждаемой моды может изменяться более чем на порядок величины вблизи критических значений интенсивности накачки. Мультистабильность поляритонного газа дает возможность «переключения» отклика резонатора в дискретном наборе устойчивых состояний, различающихся в общем случае как интенсивностью, так и поляризацией [2]. Недавно сообщалось о реализации переходов между модами с линейной и круговой поляризациями [3] и даже инверсии знака круговой поляризации на масштабе десятков пикосекунд [4]. Минимальное время переключения сопоставимо с τ [5], а минимальный размер мультистабильной ячейки составляет несколько микрометров [6].

В данной работе исследована динамика переходов между устойчивыми состояниями конденсата квазидвумерных поляритонов. В условиях резонансной оптической накачки существуют два вида неустойчивости подобной системы, каждый из которых обусловлен контактным поляритон-поляритонным взаимодействием. Это, во-первых, неустойчивость относительно упругого параметрического рассеяния, приводящая к макрозаполнению «сигнальных» мод, и, во-вторых, неустойчивость по отношению к внешнему полю, приводящая к бистабильности отклика. Оба вида неустойчивости возникают пороговым образом, причем в системах с высокой добротностью первый из них характеризуется меньшей пороговой плотностью возбуждения. Нами показано, что распад возбуждаемой моды на состояния «сигнала» и «холостого сигнала», начинающийся в точке порога рассеяния, не приводит в итоге к решениям с конечной заселенностью рассеянных мод, но переводит систему в режим с обострением, в котором даже при постоянной накачке сколь угодно медленное нарастание интенсивности с течением времени сменяется взрывообразным ростом и переходом на верхнюю ветвь устойчивости. Из-за межмодового рассеяния фактический порог для перехода в верхнее (высокоинтенсивное) состояние бистабильного конденсата

пропорционален ширине резонанса и поэтому может быть много меньше, чем граница нижней ветви устойчивости в одномодовом пределе. В надпороговой области стационарная амплитуда конденсата растет с увеличением разности частот накачки и резонанса. При этом амплитуда накачки слабо влияет на конечную амплитуду конденсата, однако она определяет время, проходящее после «включения» накачки с данной амплитудой до начала быстрого усиления поля; это время может изменяться в очень широких пределах от τ (при интенсивной накачке) до макроскопических величин (вблизи порога рассеяния).

Таким образом, предсказан новый и существенно нелинейный механизм накопления энергии квантового резонатора в режиме сильной экситон-фотонной связи. Этот механизм опосредует эффекты неравновесных переходов и, в частности, явления быстрой спиновой конверсии поляритонных систем [3,4,6] в условиях резонансно-оптического возбуждения; он должен приниматься во внимание при разработке оптических переключателей и логических элементов на основе микрорезонаторов с сильной экситон-фотонной связью.

Автор выражает признательность В. Д. Кулаковскому и Н. А. Гиппиусу за плодотворные дискуссии. Работа выполнена при поддержке гранта Президента Российской Федерации № МК-6521.2014.2.

Литература

1. В. Ф. Елесин, Ю. В. Копаев // ЖЭТФ. 63, 1447 (1972).
2. D. Sarkar, S. S. Gavrilov *et al*. // Phys Rev. Lett. 105, 216402 (2010).
3. S. S. Gavrilov, A. V. Sekretenko *et al*. // Applied Physics Letters. 102, 011104 (2013).
4. S. S. Gavrilov, A. V. Sekretenko *et al.* // Phys. Rev. B. 87, 201303 (2013).
5. A. V. Sekretenko, S. S. Gavrilov *et al*. // Phys. Rev. B. 88, 195302 (2013).
6. A. V. Sekretenko, S. S. Gavrilov *et al*. // Phys. Rev. B. 88, 205302 (2013).

Эффективные излучатели одиночных фотонов на основе полупроводниковых квантовых точек и брэгговских микрорезонаторов

В. А. Гайслер [1,2,*], А. В. Гайслер[1] , А. С. Ярошевич[1], И. А. Деребезов[1], М. М. Качанова[1], Ю. А. Живодков[1], Т. А. Гаврилова[1], А. С. Медведев[1], Л. А. Ненашева[1], К. В. Грачев[1], В.К. Сандырев[1], А. С. Кожухов[1], В. М. Шаяхметов[1], А. К. Калагин[1], А. К. Бакаров[1], А. И. Торопов[1], Д. В. Щеглов[1], А. В. Латышев[1], А. Л. Асеев[1]

1 Институт физики полупроводников СО РАН им. А.В. Ржанова, пр. Академика Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090.

2 Новосибирский государственный технический университет, пр. К. Маркса, 20, 630073.

*haisler@isp.nsc.ru

Приводится краткий обзор результатов разработки излучателей одиночных фотонов на основе полупроводниковых квантовых точек. Разработана и реализована конструкция полностью полупроводникового брэгговского микрорезонатора для излучателей одиночных фотонов, сочетающая в себе эффективную токовую накачку, селективное позиционирование квантовых точек в пределах токовой микронной апертуры и высокую внешнюю квантовую эффективность (до 80%).

Введение

Исследования в области мезоскопической квантовой оптики относятся к числу наиболее актуальных задач современной физики, так как они открывают новые перспективы в изучении эффектов квантовой электродинамики, в разработке сверхминиатюрных неклассических излучателей для квантовых информационных систем: излучателей одиночных фотонов (ИОФ) и излучателей пар «запутанных» фотонов (ИПЗФ).

Приборная реализация эффективных излучателей одиночных фотонов относится к числу наиболее сложных задач нанотехнологий, для ее выполнения необходимо:

1. локализовать квантовую систему;
2. эффективно накачать ее;
3. эффективно собрать излучение.

Все три перечисленные выше проблемы принципиально разрешимы с использованием современных полупроводниковых технологий, позволяющих интегрировать одиночную полупроводниковую квантовую точку в полупроводниковый микрорезонатор.

В докладе приводятся результаты разработок эффективных ИОФ на основе полупроводниковых КТ и брэгговских микрорезонаторов. Рассматриваются новые подходы для селективного позиционирования КТ в пределах токовой апертуры излучателей, методы получения КТ малой плотности.

В докладе приводятся данные по разработке и реализации полностью полупроводникового брэгговского микрорезонатора для ИОФ с токовой накачкой, в котором $Al_XGa_{1-X}As$-кольцо обеспечивает высокий уровень токового и оптического ограничения, а также используется для селективного позиционирования КТ в пределах токовой и оптической апертуры.

Конструкция микрорезонатора

Схема брэгговского микрорезонатора для ИОФ приведена на рисунке 1.

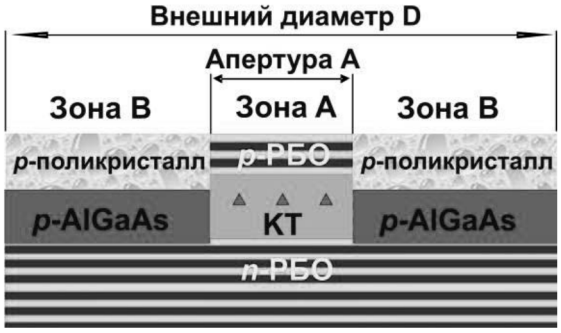


Рисунок 1. Схема излучателя.

Он содержит два полупроводниковых брэгговских отражателя (РБО) *p*- и *n*-типа легирования, между которыми размещено $Al_XGa_{1-X}As$-кольцо *p*-типа

легирования толщиной $\lambda/4$ с внешним диаметром D и внутренним диаметром A. Кольцо выполняет функцию токовой и оптической апертуры. Микрорезонатор формируется в несколько этапов. Первый этап заключается в выращивании методом МЛЭ нижнего РБО *n*-типа легирования и $\lambda/4$ $Al_XGa_{1-X}As$-слоя *p*-типа легирования. После чего формируется *p*-$Al_XGa_{1-X}As$-кольцо. Затем осуществляется повторный рост, при котором выращивается нелегированный слой GaAs, содержащий InAs КТ. На поверхности этого слоя выращивается верхний РБО *p*-типа легирования. InAs КТ, находящиеся в пределах внутреннего диаметра A (зона A), расположены в области *p*-*n*-перехода, поэтому они могут эффективно возбуждаться при подаче положительного смещения на структуру. Напротив, КТ, находящиеся над кольцом (зона B), не возбуждаются при пропускания тока, так как находятся в *p*-области структуры. Кроме того, условия для повторного роста в зоне A и B существенно отличаются друг от друга. В пределах зоны A повторный рост начинается со слоя GaAs и осуществляется в штатном режиме, при этом формируются высококачественные КТ и совершенные РБО. В зоне B повторный рост начинается со слоя $Al_XGa_{1-X}As$ (x=0.6), что приводит к значительному ухудшению качества выращиваемых слоев, к образованию поликристаллических областей (рисунок 1, 2). В этих условиях КТ практически не образуются или образуются дефектные КТ с нулевой квантовой эффективностью. Таким образом, два названных фактора обеспечивают эффективное позиционирование КТ в пределах токовой апертуры A.

Результаты расчетов и экспериментальные данные демонстрируют высокий уровень токового ограничения для данного типа микрорезонаторов. Соотношение плотностей токов в областях A и B при прямом смещении $U = 1.05\ E_g$ находится на уровне не ниже 10^3. Расчеты конфигурации электромагнитного поля для фундаментальной моды демонстрируют эффективную локализацию энергии моды в пределах апертуры A, что обеспечивает снижение объема моды, увеличение фактора Парселла и внешней квантовой эффективности. Показано, что при добротности $\sim 10^3$ внешняя квантовая эффективность может достигать значений 80%. Разработанный микрорезонатор характеризуется низким уровнем расходимости излучения (числовая апертура NA<0.2), что обеспечивает высокую эффективность ввода излучения в оптическое волокно.

На базе данной конструкции изготовлены лабораторные образцы излучателей (рисунок 2). При криогенных температурах и низком уровне возбуждения спектры электролюминесценции в пределах резонансной области содержат узкие линии, отвечающие излучению одиночных InAs квантовых точек (рисунок 3).

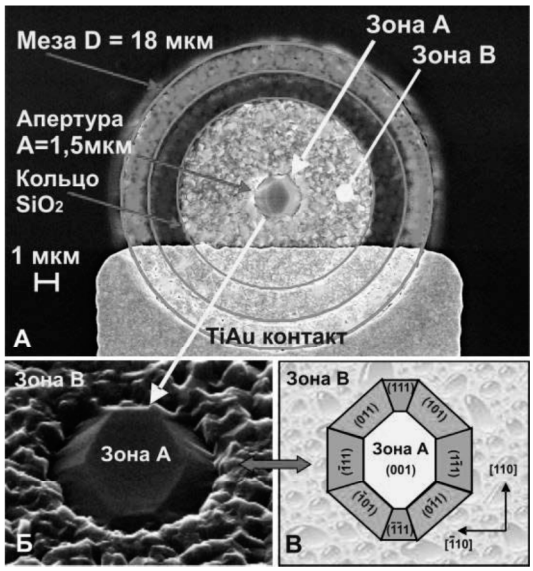


Рисунок 2. А, Б – изображение излучателя с апертурой A = 1,5 мкм (данные СЭМ), В – кристаллографические грани апертурной области.

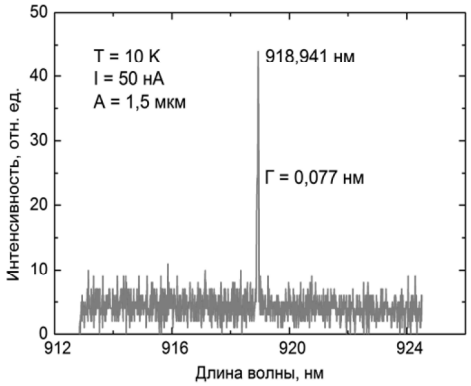


Рисунок 3. Спектр электролюминесценции излучателя с апертурой A = 1,5 мкм при токе I = 50 нА.

Заключение

Разработана и практически реализована конструкция полностью полупроводникового брэгговского микрорезонатора с токовой накачкой селективно позиционированных InAs квантовых точек, представляющая интерес для создания высокоэффективных излучателей одиночных фотонов.

Энергетический спектр и транспорт в квантовых ямах HgTe

А. В. Германенко[1, *], Г. М. Миньков[1, 2], А. А. Шерстобитов[1, 2], О. Э. Рут[1], С. А. Дворецкий[3], Н. Н. Михайлов[3]

1 Уральский федеральный университет им. первого Президента России Б.Н. Ельцина, пр. Ленина, 51, Екатеринбург, 620000.

2 Институт физики металлов УрО РАН, ул. С. Ковалевской, 18, Екатеринбург, 620990.

3 Институт физики полупроводников СО РАН, пр. ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090.

*alexander.germanenko@urfu.ru

В работе приводятся результаты экспериментального исследования явлений переноса и электронного и дырочного энергетического спектра двумерных систем в квантовой яме бесщелевого полупроводника HgTe с нормальным и инверсным расположением подзон размерного квантования. Анализ экспериментальных данных позволил нам реконструировать энергетический спектр носителей заряда вблизи экстремумов дырочной и электронной подзон. Интерпретация полученных результатов проведена с использованием стандартной *kP*-модели.

Введение

Благодаря сильному спин-орбитальному взаимодействию в бесщелевом полупроводнике HgTe, квантовые ямы HgCdTe/HgTe являются уникальными объектами, демонстрирующими яркие физические свойства. Хотя эти системы интенсивно исследуются в последнее десятилетие, сведения об энергетическом спектре до сих пор являются противоречивыми. В особенности это относится к спектру дырочных состояний.

Эксперимент

В работе приведены результаты экспериментального исследования проводимости и эффекта Холла в гетероструктурах с одиночной квантовой ямой (013)-HgCdTe/HgTe/HgCdTe с номинальной шириной квантовой ямы (d), соответствующей как инверсному (d=20.2 нм), так и нормальному расположению подзон размерного квантования (d=5-5.8 нм). Измерения проводились на образцах в форме холловских мостиков, на основе которых были изготовлены полевые транзисторы. В качестве подзатворного диэлектрика использовался парилен. Это позволяло изменять и контролировать проводимость и концентрацию носителей заряда в яме в широких пределах.

Результаты и обсуждение

Основные результаты, полученные при исследовании квантовых ям с нормальным расположением подзон, сводятся к следующему. Совместный анализ данных, полученных из эффекта Холла и из анализа спектров Фурье осцилляций Шубникова-де Гааза, выполненного при различной концентрации носителей в квантовой яме, показал, что спектр дырок является расщепленным по спину. Величина «спинового» расщепления при этом оказывается очень большой — отношение концентраций дырок в спиновых ветвях p^-/p^+ оказывается близким к двум (рис. 1а).

Анализ температурных зависимостей амплитуды осцилляций, соответствующих различным спиновым ветвям, позволил нам определить эффективные массы дырок в этих ветвях и их зависимость от концентрации дырок в каждой из ветвей. Как видно из рисунка 1б, эффективная масса сильно зависит от концентрации дырок в ветвях. Это означает, что спектр является существенно непараболическим. Кроме того, эффективные массы в разных ветвях сильно отличаются друг от друга.

Для количественного описания полученных результатов был рассчитан энергетический спектр исследованных гетероструктур. Для расчета использована стандартная *kP*-модель, учитывающая взаимодействие легкой зоны Γ_8 и зоны Γ_6 точно, а взаимодействие с удаленными зонами с точностью до членов порядка k^2. Использовано изотропное приближение. Уравнение Шредингера и уравнение Пуассона решались численно методом прямого интегрирования.

Анализ результатов показал, что большая величина спин-орбитального расщепления, наблюдаемая на

эксперименте, связана с наличием большого электрического поля в направлении роста гетероструктуры (эффект Рашбы). Такое электрическое поле может быть полем встроенного *p-n*-перехода, существование которого является следствием технологических особенностей выращивания гетероструктур.

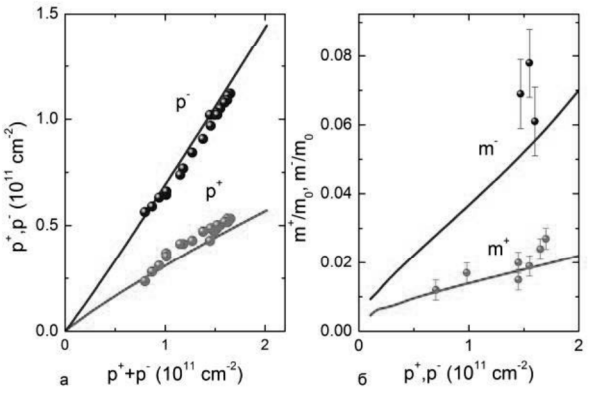


Рисунок 1. Зависимость концентрации дырок в спиновых ветвях как функция общей концентрации дырок (а) и зависимость эффективной массы от концентрации дырок в спиновых ветвях (б). Символы – эксперимент, линии – результат расчета.

Как видно из рисунков 1 и 2а, экспериментальные данные, полученные на узких квантовых ямах с нормальным расположением подзон размерного квантования, хорошо описываются в рамках такого традиционного подхода.

Результаты, полученные в квантовых ямах с инверсным расположением подзон, подробно изложены в [1]. Главный результат состоит в том, что экспериментально восстановленная структура потолка основной дырочной подзоны размерного квантования существенно отличается от результатов теоретического расчета. Так, в центре потолка дырочной подзоны имеется участок с электронной зависимостью энергии от квазиимпульса, характеризующийся очень маленьким значением эффективной массы, m~0.005m_0. Глубина электронного минимума равна примерно 5 мэВ (рис. 2б).

Таким образом, проведенные исследования показывают, что экспериментальные данные, относящиеся к спектру легких носителей заряда (как дырок, так и электронов), находятся в хорошем согласии с результатами расчетов, полученных в рамках традиционной *kP*-модели. Это относится к квантовым ямам как с нормальным, так и инверсным расположением подзон размерного квантования. Когда речь идет о спектре состояний со сравнительно большой эффективной массой (порядка и больше массы тяжелой дырки в родительском объемном материале), экспериментальные результаты не описываются в рамках традиционного подхода.

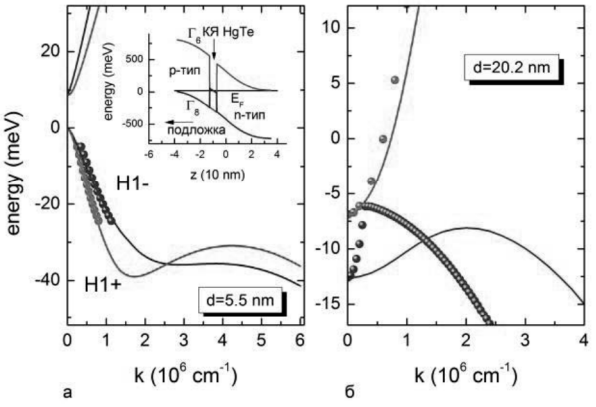


Рисунок 2. Экспериментальные (символы) и рассчитанные (линии) законы дисперсии для квантовых ям HgTe с нормальным (а) и инверсным (б) расположением подзон размерного квантования.

Следует отметить, что аналогичное несоответствие теории и эксперимента при описании спектра тяжелых дырок наблюдается не только в двумерных системах на основе бесщелевых полупроводников, но и в квантовых ямах на основе классических гетероструктур A_3B_5 [2,3]. Адекватная интерпретация отсутствует до сих пор.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке РФФИ (гранты 12-02-00098 и 13-02-00322).

Литература

1. G.M. Minkov *et al.* // Physical Review B, V. 88, 153306 (2013).
2. D. Lancefield *et al.* // J. Phys. Chem. Solids, V. 56, 469 (1995).
3. Shawn-Yu Lin *et al.* // Appl. Phys. Lett., V. 67, 2170 (1995).
4. G.M. Minkov *et al.* // Physical Review B, V. 72, 165325 (2005).

Nonlinear optical probe of indirect excitons

A. V. Nalitov[1], M. Vladimirova[2], A. V. Kavokin[3,4], L. V. Butov[5], and N. A. Gippius[6]

1 Institut Pascal, PHOTON-N2, Clermont Universite, Blaise Pascal University, CNRS, 24 avenue des Landais, 63177 Aubiere Cedex, France.

2 Laboratoire Charles Coulomb, Unite Mixte de Recherche 5221 CNRS/UM2, Universite Montpellier 2, Place Eugene Bataillon, 34095 Montpellier Cedex 05, France

3 School of Physics and Astronomy, University of Southampton, Southampton, SO17 1BJ, United Kingdom

4 Spin Optics Laboratory, St-Petersburg State University, 1, Ulianovskaya, St-Peterbsurg, 198504, Russia

5 Department of Physics, University of California at San Diego, La Jolla, California 92093-0319, USA

6 A. M. Prokhorov General Physics Institute, RAS, Vavilova Street 38, Moscow 119991, Russia

We demonstrate, that despite vanishing oscillator strength, indirect excitons can strongly contribute to the photoinduced reflectivity and Kerr rotation. This phenomenon is governed by the interaction between direct and indirect excitons. Both dark and bright states of indirect excitons can be probed by these nonlinear optical techniques.

Inrtoduction

We propose the application of nonlinear optics for studies of spatially indirect excitons in coupled quantum wells. We demonstrate, that despite their vanishing oscillator strength, indirect excitons can strongly contribute to the photoinduced reflectivity and Kerr rotation. This phenomenon is governed by the interaction between direct and indirect excitons. Both dark and bright states of indirect excitons can be probed by these nonlinear optical techniques. We consider and compare theoretically different mechanisms of these phenomena for symmetric and asymmetric coupled quantum wells.

Indirect excitons in coupled quantum wells are composite bosons with voltage-tunable and long lifetimes and buildin dipole moment aligned with growth axis. Condensation of indirect excitons was demonstrated by interferometric methods [1, 2]. Polarization patterns in the condensates were observed via polarization-resolved imaging [3].

The spatial separation of electrons and holes strongly reduces the oscillator strength of indirect excitons with respect to direct excitons. Therefore, the most frequently used experimental methods for studies of indirect excitons were based on the PL spectroscopy [1–4]. However PL measurements are only sensitive to light-emitting exciton states with ±1 angular momentum projection on growth axis and in-plane momentum inside the light cone. Other components, ±2, or those outside the light cone, while being optically dark, affect the PL energy, polarization, and decay rate [3, 4].

Apart from PL-based techniques there are techniques based on nonlinear optical effects such as photoinduced Kerr or Faraday rotation and reflectivity. However small oscillator strength of indirect exciton transition, which is a consequence of long radiative lifetimes, makes it technically challenging to observe these effects at indirect exciton transition energy EI .

We show that indirect excitons can also be optically probed at direct exciton transition energy ED. The method is based on nonlinear effects, which stem from the interaction between indirect and direct excitons and saturation of direct exciton oscillator strength. It opens the new possibility of time-resolved pump-probe study of the indirect exciton condensates. We compare theoretically two types of coupled quantum wells: symmetric and asymmetric. In the last case it is possible to measure nonliear effects on two different frequencies of the direct excitons transitions (ED1 or ED2) and thus obtain information on both electron and hole phase space filling. In addition to polarization of ±1 states and total excitonic density in case of asymmetric quantum wells it is possible to extract also the polarisation state of the ±2 excitons. Combined with PL measurements this approach can allow to distinguish different indirect exciton states and provide additional information on the structure of indirect excitons fluids.

References

1. Sen Yang, A. T. Hammack, M. M. Fogler, L. V. Butov, A. C. Gossard // PRL, 97, 187402 (2006).
2. A. High, J. R. Leonard, A. T. Hammack, M. M. Fogler, L. V. Butov, A. V. Kavokin, K. L. Campman, A. C. Gossard // Nature, 483, 584 (2012).
3. A. A. High, A. T. Hammack, J. R. Leonard, Sen Yang, L. V. Butov, T. Ostatnicky, M. Vladimirova, A. V. Kavokin, T. C. Liew, K. L. Campman, A. C. Gossard // Phys. Rev. Lett., 110, 246403 (2013).
4. D. V. Vishnevsky, H. Flayac, A. V. Nalitov, D. D. Solnyshkov, N. A. Gippius, G. Malpuech // Phys. Rev. Lett., 110, 246404 (2013).

Пространственно-непрямые дипольно-запрещенные экситоны в квантовой яме GaAs/AlAs

А. В. Горбунов*, В. Б. Тимофеев

Институт физики твердого тела РАН, ул. Академика Осипьяна, 2, Черноголовка, 142432.

*gorbunov@issp.ac.ru

Исследованы фотолюминесцентные свойства долгоживущих диполярных экситонов, непрямых не только в реальном, но и в импульсном пространстве. С помощью внешнего перпендикулярного электрического поля удается увеличивать времена жизни таких экситонов до микросекунды. Тем не менее экситонная спиновая подсистема остается неравновесной — время спиновой релаксации экситона еще длиннее. С помощью электрического поля можно управлять как величиной, так и знаком степени циркулярной поляризации в магнитном поле.

Пространственно-непрямые диполярные экситоны в квантовых ямах (КЯ) интересны с точки зрения экситонной бозе-конденсации и демонстрируют целую совокупность ее признаков в эксперименте [1]. Для диполярных экситонов в широкой КЯ GaAs/AlGaAs недавно был обнаружен эффект компенсации зеемановского расщепления в перпендикулярном магнитном поле [2], который наблюдался ранее только в конденсате экситонных поляритонов в микрорезонаторе [3]. При этом оказалось, что спиновая подсистема диполярных экситонов, несмотря на гораздо бóльшие времена жизни (~1 нс), остается неравновесной [2]. Цель данной работы − продолжение исследований с еще более долгоживущими экситонами. В структуре, состоящей из пары достаточно тонких слоев GaAs и AlAs, дырка находится в квантовой яме GaAs, в центре зоны Бриллюэна, в Г-точке, а электрон − в соседнем слое AlAs, причем на краю зоны, в X-точке. Такой экситон является непрямым как в реальном, так и в импульсном пространстве и должен отличаться чрезвычайно большим временем жизни.

Методика эксперимента

Изучалась фотолюминесценция в двойной КЯ GaAs (ширина 3.5 нм) /AlAs (ширина 5 нм). Для прикладывания электрического поля структура содержала затвор Шоттки на поверхности и проводящий электронный слой – задний затвор – внутри. Образец находился в оптическом криостате в жидком ^{4}He, внутри сверхпроводящего соленоида (геометрия Фарадея, магнитное поле $0 < B < 6$ Тл) при температуре $T \approx 1.6$ K. Для фотовозбуждения использовались непрерывные полупроводниковые лазеры с длинами волн 658 нм и 405 нм, а для кинетических измерений – импульсный лазер с длиной волны 405 нм, длительностью импульса 80 пс и частотой повторения до 10 МГц. Применялась различная геометрия фотовозбуждения: через окно в непрозрачном затворе Шоттки, однородным круглым или кольцевым лазерным пятном через полупрозрачный затвор Шоттки. Спектры и картина распределения люминесценции регистрировались с пространственным разрешением до 2 мкм.

Результаты и обсуждение

Ширина экситонной линии с энергией 1.74 эВ минимальна в режиме плоских зон и составляет 2.3 мэВ. Штарковский сдвиг достигает >30 мэВ в поле F = 50 кВ/см, причем вплоть до ~35 кВ/см интенсивность линии меняется слабо. В электрическом поле время затухания люминесценции возрастает от ≈100 нс в режиме плоских зон до ≈860 нс при F = 28 кВ/см. В спектре, с красной стороны от основной линии, наблюдаются характерные для квантовых точек узкие пики, а в пространственном распределении люминесценции − яркие точки (рис.1а). Несмотря на очевидные признаки флуктуаций потенциала, в поле $F > 20$ кВ/см экситоны демонстрируют способность к дрейфу на десятки микрон (рис.1б).

Поведение спинового расщепления $\Delta E_Z = (E_{\sigma-} - E_{\sigma+})$ в магнитном поле B зависит от напряженности электрического поля. В режиме плоских зон $\Delta E_Z(B)$ ведет себя подобно тому, как это происходит в широкой квантовой яме GaAs/AlGaAs [2]: сначала нарастает до ~0.1 мэВ, после чего уменьшается и меняет знак. С увеличением электрического поля

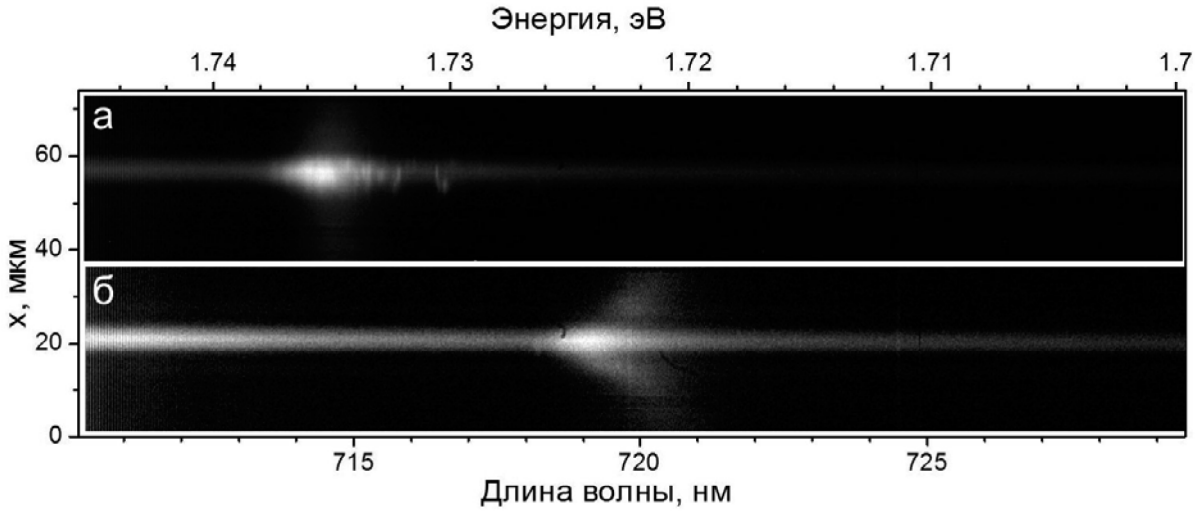


Рисунок 1. Спектры фотолюминесценции с пространственным разрешением: а) вблизи режима плоских зон, б) при напряженности электрического поля F = 28 кВ/см. Мощность накачки $P_{658нм}$ = 40 мкВт, температура T = 1.6 К.

$\Delta E_Z(B)$ превращается в монотонно нарастающую функцию и достигает +1.2 мэВ при B = 6 Тл. В достаточно большом магнитном поле ($B \geq 4$ Тл) при смене знака электрического поля, когда открывается диод Шоттки, знак расщепления меняется на отрицательный: выше по энергии становится σ^+-компонента (рис.2). Как и в случае широкой КЯ GaAs/AlGaAs [2], практически всегда интенсивность выше у высокоэнергетичной компоненты: σ^+, когда диод Шоттки открыт, и σ^-, когда он закрыт. При открытом диоде степень циркулярной поляризации $\rho_c = (I_{\sigma+}-I_{\sigma-})/(I_{\sigma+}+I_{\sigma-}) \approx +0.6$. После его запирания, когда расщепление становится положительным, ρ_c ступенчатым образом меняется от +0.6 до –0.6 с нулем вблизи F = 6 кВ/см. Таким образом, только в узкой области от +1 кВ/см до –6 кВ/см (показано штриховкой на рис.2) соотношение интенсивностей в зеемановском дублете напоминает равновесное. При фиксированном электрическом поле ρ_c монотонно растет по модулю в магнитном поле независимо от того, какого она знака. Спектральная ширина всегда меньше у более интенсивной компоненты и может еще слегка уменьшаться в магнитном поле, тогда как менее интенсивная компонента в магнитном поле заметно уширяется (при этом знак циркулярной поляризации не имеет значения). Обе компоненты сужаются с ростом накачки и достигают минимума ≥2.5 мэВ к 50-100 мкВт, но с дальнейшим увеличением лазерной мощности начинают уширяться. Кинетические измерения показывают, что более интенсивная спиновая компонента является более долгоживущей: в поле 6 Тл время спада люминесценции для нее может быть в несколько раз больше, чем у более слабой компоненты.

В отверстии в непрозрачном затворе Шоттки формируется ловушка в скрещенных магнитном и электрическом полях [2]. Компенсации спинового расщепления здесь не обнаружено. Соотношение интенсивностей зеемановских компонент в магнитном поле также неравновесное, а ρ_c достигает 90%.

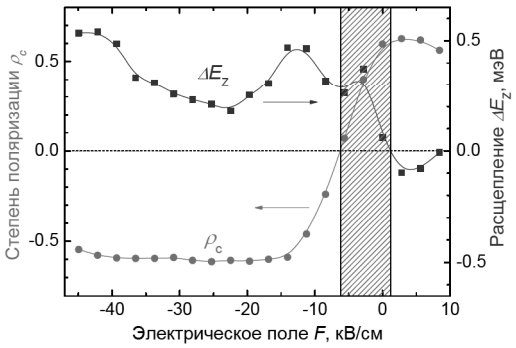


Рисунок 2. Зеемановское расщепление ΔE_Z и степень циркулярной поляризации ρ_c в зависимости от напряженности электрического поля F. Мощность накачки $P_{658нм}$ = 30 мкВт, магнитное поле B = 4 Тл, температура T = 1.6 К.

Литература

1. А. В. Горбунов, В. Б. Тимофеев // Письма в ЖЭТФ, Т. 96, 145 (2012).
2. A. V. Gorbunov, V. B. Timofeev // Solid State Communications, V. 157, 6 (2013).
3. A. V. Larionov, V. D. Kulakovskii, S. Höfling *et al.* // Physical Review Letters, 105, 256401 (2010).

Свойства структур Au/Zr/GeO_x/ZrO_2(Y)/TiN, проявляющих эффекты резистивного переключения и памяти

О. Н. Горшков[1], И. Н. Антонов[1], А. И. Белов[1], А. П. Касаткин[1], М. Н. Коряжкина[2,*], А. Н. Михайлов[1], С. В. Тихов[2]

1 Научно-исследовательский физико-технический институт ННГУ, пр. Гагарина, д. 23, корп. 3, Нижний Новгород, 603950.

2 Нижегородский госуниверситет им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина, д. 23, Нижний Новгород, 603950.

*mahavenok@mail.ru

Исследованы структуры Au/Zr/GeO_x/ZrO_2(Y)/TiN (ZrO_2(Y) – стабилизированный оксидом иттрия диоксид циркония). Показано, что структуры наряду с биполярным резистивным переключением, регистрируемым по ВАХ структур, проявляют также переключения последовательной ёмкости, тангенса угла диэлектрических потерь и активной проводимости. Полученные результаты могут быть использованы для реализации новых принципов организации памяти.

Введение

В последнее время значительное внимание уделяется созданию устройств энергонезависимой резистивной памяти на основе структур «металл-диэлектрик-металл», в том числе с использованием в качестве диэлектрика оксидов с высокой подвижностью кислородных вакансий [1]. В этих исследованиях, как правило, в качестве диэлектрика применялись однослойные нестехиометрические либо двухслойные оксидные структуры с ионным типом связи. В [2] показано, что структуры Au/Zr/GeO_x/ZrO_2(Y)/TiN (ZrO_2(Y) — стабилизированный оксидом иттрия диоксид циркония) демонстрируют высокую стабильность отношения сопротивлений в высокоомном (ВС) и низкоомном (НС) состояниях. В настоящей работе наряду с вольт-амперными характеристиками (ВАХ) исследованы частотные зависимости адмиттанса этих структур.

Методика эксперимента

Структуры были сформированы методами магнетронного осаждения на установке MagSputt-3G2 на промышленных подложках TiN/Ti/SiO_2/Si. Плёнки ZrO_2(Y) (12 мол. % Y_2O_3) формировались при температуре 300 °С, а плёнки GeO_x — при температуре 400 °С. Толщина плёнок ZrO_2(Y) составляла 12 нм, а плёнок GeO_x — 5 нм. В качестве верхнего электрода использовался слой Au толщиной 40 нм с подслоем Zr толщиной 3 нм. Верхний электрод формировался при температуре 200 °С. Площадь МДМ-структур определялась площадью верхнего электрода и составляла $1.17 \cdot 10^5$ мкм^2. Для исследуемых структур измерялись частотные зависимости малосигнальной дифференциальной ёмкости C, проводимости G, дифференциальные последовательное R_s и параллельное R_p сопротивления в широком интервале частот $f = 10^3 – 10^7$ Гц, ВАХ при скорости развёртки управляющего напряжения 0.011 В/с. Измерения проводились в интервале температур Т = 300 – 500 К на анализаторе параметров полупроводниковых приборов Agilent B1500A. Знак напряжения на структуре соответствовал потенциалу верхнего электрода относительно потенциала нижнего электрода.

Результаты и обсуждение

Структуры в исходном состоянии (ИС) характеризовались относительно высокими диэлектрическими характеристиками: эффективным значением относительной диэлектрической проницаемости двухслойного диэлектрика (14 – 16 при f = 1 кГц и 17 – 19 при f = 1 МГц), тангенсом угла диэлектрических потерь (0.01 – 0.05 при f = 1 кГц и 0.02 – 2 при f = 1 МГц), удельным сопротивлением диэлектрика (7.10^{-15} Ом·см), напряженностью поля пробоя (~ 10^6 В/см). ВАХ, описывающие формовку структур и переход из ИС в ВС и последующее обратимое переключение в НС, показаны на рисунке 1. На рисунке 2 и 3 показаны характеристики эквивалентной схемы структуры до (в ИС) и после формовки (в ВС) и после переключения в НС. Отметим, что кривые для C_p во всех состояниях и C_s в ИС и НС практически совпадают. В НС величины C_s, G/ω и tg δ имели большие значения, увеличива-

ющиеся с понижением частоты. При переходе в это состояние возрастали омические потери. При этом параллельное сопротивление падает до значения последовательного сопротивления (рисунок 3).

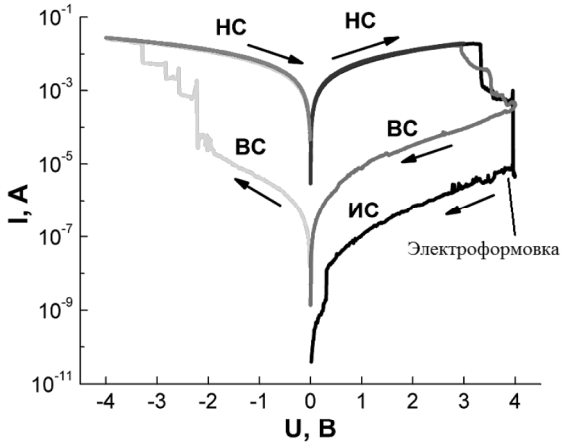


Рисунок 1. ВАХ структуры при комнатной температуре.

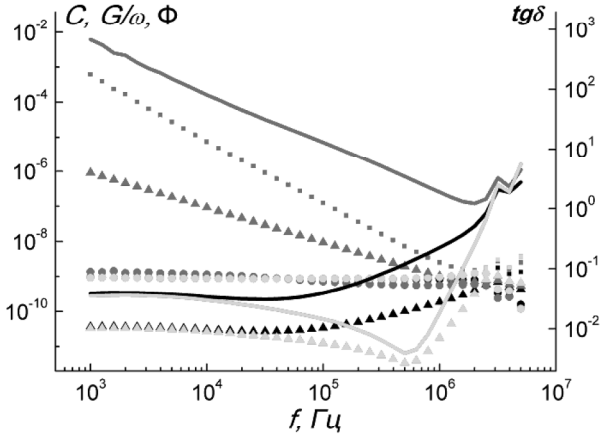


Рисунок 2. Частотные зависимости C_s (■), C_p (●), G_p/ω (▲) и *tgδ* (сплошная линия) структуры в состояниях ИС (чёрный цвет), НС (красный цвет) и ВС (зелёный цвет).

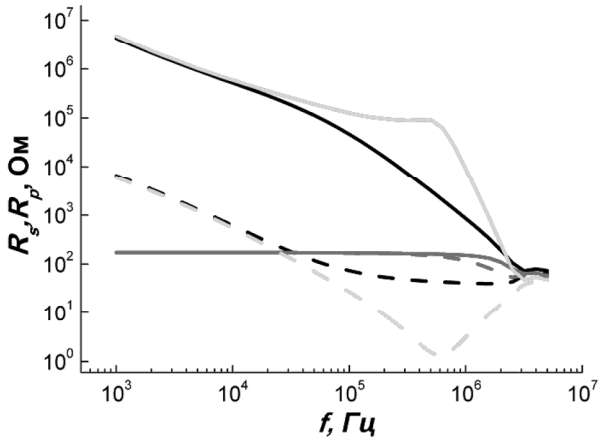


Рисунок 3. Частотные зависимости R_s (штриховая кривая) и R_p (сплошная кривая) структуры в состояниях ИС (чёрный цвет), НС (красный цвет) и ВС (зелёный цвет).

Наблюдаемое в ВС уменьшение tgδ, R_s (до 1 Ом при $6\cdot10^5$ Гц) и увеличение R_p в интервале частот $2\cdot10^5 – 10^6$ Гц, возможно, связано с мягким пробоем области GeO_x, подобно тому, как это происходило в конденсаторе с TiO_2 после пробоя барьера Шоттки [3]. На рисунке 4 приведены температурные зависимости тока в НС и ВС. Первое состояние характеризуется безактивационным механизмом проводимости и соответствует протеканию тока по проводящим шпурам с достаточно высокой (близкой к металлической) проводимостью, а второе — прыжковому механизму переноса тока по ловушкам в диэлектрике с низким значением энергии активации (< 0.1 эВ). При обоих механизмах практически отсутствует гистерезис ВАХ при 300 К.

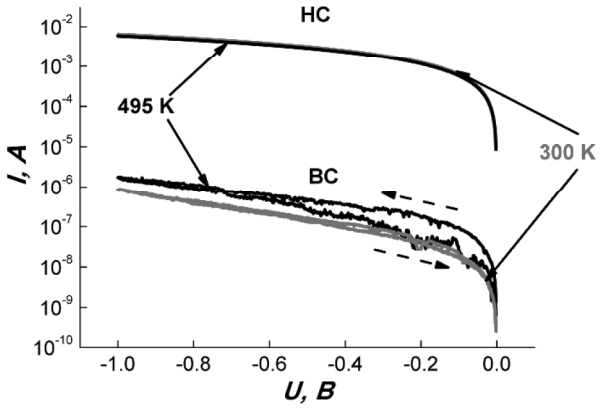


Рисунок 4. ВАХ, измеренные при разных температурах.

Заключение

В структурах Au/Zr/GeO_x/ZrO_2(Y)/TiN наблюдалось обратимое биполярное резистивное переключение, регистрируемое по ВАХ структур, а также переключения последовательной ёмкости, тангенса угла диэлектрических потерь и активной проводимости. Полученные результаты могут быть использованы для реализации новых принципов организации памяти.

Благодарности

Работа выполнена при поддержке Министерства образования и науки РФ.

Литература

1. R. Waser *et al.* // Nature Mater., V. 6, 833 (2007).
2. О.Н. Горшков *и др.* // ПЖТФ, Т. 40, 12 (2014).
3. В.К. Ярмаркин *и др.* // ФТТ, V. 50, 1767 (2008).

Влияние условий отжига и материала диэлектрика на оптические и структурные свойства многослойных наноструктур Ge/SiO_2 (Al_2O_3 или HfO_2)

Д. А. Грачев*, А. В. Ершов, А. В. Пирогов, Д. А. Павлов

Нижегородский государственный университет им Н.И.Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950.

*grachov@phys.unn.ru

Экспериментально продемонстрирована интенсивная люминесценция в области 2.1 – 3.0 эВ массивов нанокристаллов германия, полученных путем высокотемпературного отжига многослойных нанопериодических систем Ge/диэлектрик (SiO_2, Al_2O_2 или HfO_2), сформированных испарением в вакууме из раздельных источников.

Введение

Открытие интенсивной люминесценции нанокристаллов (НК) кремния при комнатной температуре задало направление развития «цельнокремниевой» полупроводниковой интегральной оптоэлектроники. Реализация внутри одного чипа электронных и оптико-электронных элементов позволит повысить степень интеграции, решит проблему повышения выделяемой тепловой мощности. Однако, несмотря на высокую технологическую совместимость, сравнительный анализ оптических и электронных свойств ансамблей НК Ge и SiGe в диэлектрике так же вызывает значительный интерес [1]. В работе предпринята попытка синтеза систем с ансамблями НК Ge в разных оксидных матрицах (SiO_2, Al_2O_3 или HfO_2) методом высокотемпературного отжига многослойных нанопериодических систем и анализа их структурных и люминесцентных свойств.

Методика эксперимента

Образцы многослойных нанопериодических (5 – 10 нм) структур (МНС) Ge/диэлектрик (SiO_2, Al_2O_3 или HfO_2), содержащие 10 – 30 периодов, были получены методом вакуумного испарения из раздельных источников. Температура подложки была 200 °С. Термический отжиг при 600 – 800 °С в течение 1 часа в атмосфере азота приводил к формированию вертикально упорядоченных массивов нанокристаллов германия. Структурные особенности наномасштаба установлены путем получения и анализа изображений электронной микроскопии высокого разрешения (ВР ПЭМ) аналогично тому, как это представлено в [2] для МНС SiO_x/ZrO_2. Спектры фотолюминесценции (ФЛ) измерялись в одинаковых условиях при комнатной температуре в диапазоне длин волн 380 – 900 нм.

Результаты и обсуждение

Установлено, что до отжига МНС Ge/диэлектрик состоят из сплошных аморфных слоев. В германиевых слоях отмечено наличие НК Ge со средним размером ~ 5 нм, поверхностной плотностью ~ $5 \cdot 10^{11}$ $см^{-2}$. После высокотемпературного отжига формировались плотноупакованные массивы германиевых нанокристаллов (~ 10^{13} $см^{-2}$ в слое Ge), размер которых определялся исходной толщиной слоев Ge неотожженных МНС. ВР ПЭМ-снимок среза МНС Ge/SiO_2 представлен на рисунке 1, на котором белой пунктирной линией обозначены условные границы НК Ge для примера.

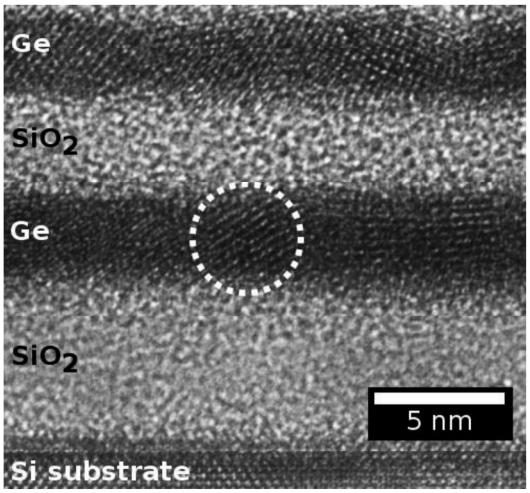


Рисунок 1. ВР ПЭМ-изображение поперечного среза МНС Ge/SiO_2 с периодом 4 нм/4 нм после отжига 800 °С.

Спектры ФЛ в исследуемом диапазоне длин волн имели сложный вид и найдены зависимыми от материала диэлектрика и величин периода многослойных структур. Вариация температуры отжига позволила наблюдать как минимум два типичных пика на спектрах ФЛ. Так, для МНС Ge/HfO_2 3 нм /4 нм (рис. 2) пики основных полос люминесценции приходятся на 2.3 и 2.9 эВ для температур отжига 600 – 800 и 800 – 900 °С соответственно, обсуждаемых в литературе [3]. Возможным объяснением такого поведения является образование SiGe-фазы при температурах отжига выше ~ 700 °С.

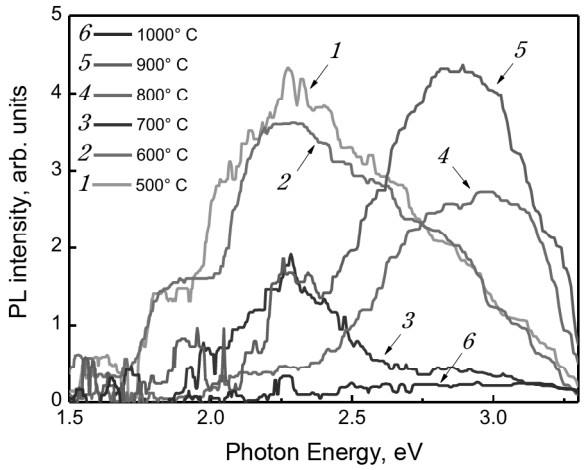


Рисунок 2. Спектры ФЛ МНС Ge/HfO_2 3 нм/4 нм, отожженных в диапазоне температур 500–1000 °С (1-6) (накачка производилась на длине волны 337 нм).

На рисунке 3 сравниваются спектральные характеристики МНС SiO_x/SiO_2, полученных ранее путем отжига МНС SiO_x/диэлектрик (1) [4] и Ge/диэлектрик (2 – HfO_2, 3 – Al_2O_3, 4 – SiO_2), для температур отжига 1100 и 900 °С соответственно.

Заключение

В докладе обсуждаются общие моменты и особенности в структурных и оптических свойствах, а также технологические аспекты направленной модификации отжигом германиевых и кремниевых наноструктур в разных диэлектрических матрицах, полученных путем термообработки многослойных наноперiодических структур. Отмечаются преимущества германиевых нанокристаллов с точки зрения пониженной температуры формирования нанокристаллов и высокой эффективной диэлектрической проницаемости (или высоких эффективных оптических постоянных). Обсуждаются перспективы применения исследованных наноструктур как технологически совместимых с high-k-диэлектриками. Показано, что спектр люминесцентного излучения германиевых нанокристаллов, в отличие от кремниевых, лежит в диапазоне бóльших энергий (2.1 – 3.0 эВ) и сильно зависит от температуры отжига и материала диэлектрического барьера периодической многослойной системы.

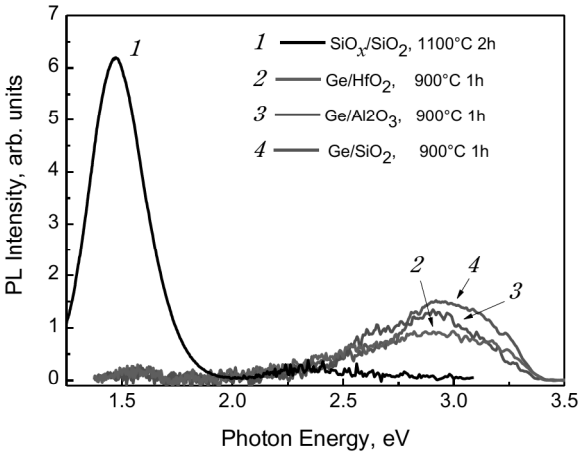


Рисунок 3. Спектры ФЛ отожженных МНС: 1 – SiO_x/SiO_2 4 нм/3 нм, 2 – Ge/HfO_2 12 нм/4 нм, 3 – Ge/Al_2O_3 2 нм/4 нм, 4 – Ge/SiO_2 2 нм/4 нм.

Работа частично поддержана грантом РФФИ, проект 14-02-00119а.

Литература

1. E.G. Barbagiovanni, D.J. Lockwood, P.J. Simpson *et al.* // J. Appl. Phys., V. 111, 034307 (2012).
2. A.V. Ershov, D.A. Pavlov, D.A. Grachev *et al.* // Semiconductors, V. 48, I.1, 42-45 (2014).
3. J.E Chang, P.H. Liao, C.Y. Chien *et al.* // J. Phys. D: Appl. Phys., V. 45, 105303 (2012).
4. O.B. Gusev, A.N. Poddubny, A.A. Prokofiev *et al.* // Semiconductors, V. 47, I. 2, 183-202 (2013).

Трансформации молекулярной структуры хлоридов углерода, кремния и германия

И.И. Гринвальд*, А.В. Воротынцев, И.В. Воротынцев, И.Ю. Калагаев, С.В. Салкина, И.А. Спирин

Нижегородский технический университет им. Р.Е.Алексеева, ул. Минина, 24, Нижний Новгород, 603950

grinvald@mts-nn.ru

В работе представлены результаты сравнительных исследований тетрахлоридов углерода, кремния и германия в конденсированной фазе в интервале температур 296-20 К методом ИК-спектроскопии. Показано, что в этих молекулярных системах могут происходить трансформации исходной тетраэдрической структуры с образованием дополнительных центров межмолекулярного связывания. Для систем, включающих доноры протонов (хлороформ, трихлорсилан), наблюдается образование водородных связей в кластерах.

Введение

Описание механизмов превращений и предсказание направлений реакций органических соединений, в том числе реакций распада, используемых для получения металлических и окисных пленок в электронике и наноэлектронике, невозможно без понимания природы связывания в конденсированном состоянии. Одним из вариантов решения этой проблемы является подход, учитывающий трансформацию молекул при переходе от газового к конденсированному состоянию и возникновение за счет этого дополнительных центров межмолекулярного взаимодействия. Доказательством существования таких центров является появление дополнительных полос поглощения в ИК-спектрах конденсированных систем. В случае колебаний атомов водорода можно достаточно надежно сделать отнесение этих полос, используя изотопозамещение. Для более тяжелых атомов необходимы сравнительные исследования нескольких родственных соединений. В настоящей работе представлены исследования тетрахлоридов углерода, кремния и германия в широком интервале температур методами ИК-спектроскопии с целью установления механизма трансформаций и характера межмолекулярных взаимодействий для этих соединений в конденсированной фазе.

Результаты и обсуждение

В соответствии с правилами отбора в ИК-спектре тетрахлорида углерода должна наблюдаться одна полоса поглощения валентного колебания связи углерод-хлор в области 800-700 $см^{-1}$. В жидкой фазе полоса состоит из двух компонент с максимумами при 784 и 761 $см^{-1}$. Такое расщепление может быть связано, в принципе, с существованием изомеров, включающих разные изотопы атома хлора (Cl^{35} и Cl^{37}). Однако в спектрах тетрахлоридов кремния и германия, для которых должны были быть также обнаружены подобные изомеры, этого расщепления нет. Поэтому можно предположить, что расщепление полосы вызвано понижением симметрии молекулы CCl_4 в конденсированной фазе от T_d до C_{3V} или C_{2V}. В ИК-спектре пленки этого вещества, измеренном при температуре 14 К, также наблюдаются две полосы, которые расщепляются на две компоненты при отжиге пленки до 150 К и охлаждении ее вновь до 20 К (рис. 1).

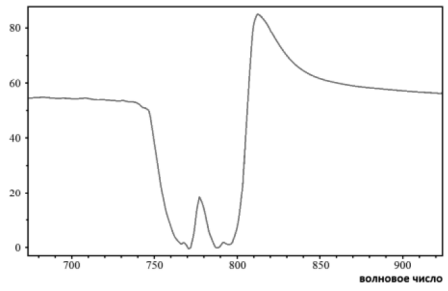


Рисунок 1. ИК-спектр, измеренный при температуре подложки 20 К, после отжига пленки CCl_4 до 150 К.

Мы предполагаем, что подобные изменения связаны с трансформацией исходной молекулы и образованием структуры с двумя взаимно перпендикулярными плоскостями (CClC), что приводит к появлению двух пар близко расположенных полос валентных колебаний хлор-углерод симметрии B_1 и B_2. Как показывают квантово-химические расчеты, при изменении угла (CClC) знак заряда на одном из атомов хлора меняется на противоположный. Вза-

имодействие двух противоположно заряженных атомов хлора соседних молекул обеспечивает дополнительное связывание в системе.

Для тетрахлоридов кремния и германия в спектрах жидкой фазы наблюдается только одна полоса валентного колебания элемент-хлор, которая практически не претерпевает изменений в спектрах пленок при низкой температуре. Такое поведение полос поглощения может быть связано либо с сохранением симметрии T_d, либо с образованием фрагмента $(ECl_3)^{\delta+}$, E=Si, Ge, с геометрией, близкой к плоской. При этом в первом случае не может возникнуть никаких новых центров взаимодействия, а во втором может образоваться активированный атом хлора, включенный в цепочку $E^{\delta+}\cdots Cl^{\delta-}\cdots E^{\delta+}$. Чтобы проверить это предположение, мы ввели в систему близкий по структуре донор протона - хлороформ. В смеси с четыреххлористым углеродом хлороформ не образует водородных связей. Также никаких новых полос не наблюдается и для смеси тетрахлоридов кремния и германия с хлороформом в жидкой фазе. Однако при соконденсации этих соединений с хлороформом на охлажденную до температуры 20 К подложку в спектрах появляются полосы в области валентных колебаний водородной связи (рис.2).

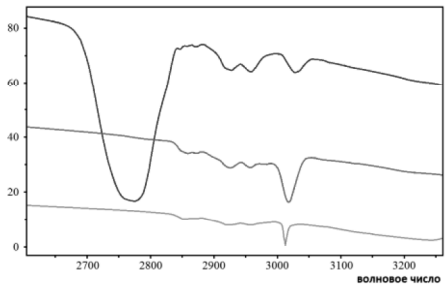


Рисунок 2. ИК-спектр низкотемпературных пленок смеси тетрахлорида Ge и хлороформа.

В спектре смеси $GeCl_4$ с хлороформом, измеренном при температуре подложки 20 К, появляется интенсивная полоса при 2770 $см^{-1}$ (на рис. 2 спектр синего цвета), которая может быть отнесена к валентному колебанию H···Cl в кластере. Полоса исчезает при отжиге пленки до температуры 160 К (на рис. 2 спектр красного цвета), и остается только полоса при 3029 $см^{-1}$, совпадающая по положению с полосой валентного колебания связи водород-углерод в хлороформе. Для тетрахлорида кремния наблюдается аналогичная картина. В то же время в этом случае наблюдаются и полоса при 2800 $см^{-1}$, и дублет при 2923 и 2957 $см^{-1}$, а также полоса при 3026 $см^{-1}$, что свидетельствует об образовании промежуточных форм кластеров с водородной связью H···Cl.

Полученные данные показывают, что в молекулярной системе тетрахлорида кремния и германия образуются активированный атом хлора и близкий по геометрии к плоскому фрагмент $(ECl_3)^{\delta+}$. Положительно заряженный атом элемента и активированный атом хлора соседних молекул могут образовать кластер, стабилизирующий конденсированную фазу.

В случае трихлорсилана валентные колебания Si-H сильно смещены (2258 $см^{-1}$) по отношению к частоте валентного колебания связи C-H (3200-2900 $см^{-1}$). Это свидетельствует об образовании активированного атома водорода с сильной поляризацией связи Si-H. В спектре пленки трихлорсилана при температуре 20 К наблюдаются две полосы в области валентного колебания кремний-водород (на рис. 3 спектр красного цвета), одна из которых исчезает при отжиге пленки до температуры 160 К (на рис. 3 спектр синего цвета).

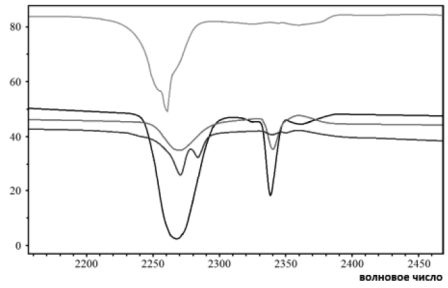


Рисунок 3. ИК-спектр трихлорсилана.

Второй полосы также нет в спектре в жидкой фазе при комнатной температуре (на рис.3 спектр зеленого цвета), однако она появляется при разбавлении жидкого трихлорсилана четыреххлористым углеродом (на рис.3 спектр черного цвета). Полученные данные показывают, что активный водород в системе образует водородную связь с атомом кремния по типу водородной связи в кластерах воды и соединений, содержащих гидроксил или аминогруппу.

Таким образом, в конденсированной фазе образуются кластеры за счет аттрактивного межмолекулярного взаимодействия, которые обеспечивают стабилизацию молекулярной системы хлоридов углерода, кремния и германия.

Скейлинг и универсальность критических индексов в квантовом эффекте Холла в наноструктурах *n*-InGaAs/GaAs с двойными сильносвязанными квантовыми ямами

Ю. Г. Арапов[*], С. В. Гудина[§], А. С. Клепикова, В. Н. Неверов, Н. Г. Шелушинина, М. В. Якунин

Институт физики металлов УрО РАН, ул. С.Ковалевской, 18, Екатеринбург, 620990.

*arapov@imp.uran.ru, §gudina@imp.uran.ru

Эксперимент выполнен на образцах n-InGaAs/GaAs с двойными квантовыми ямами с высокой подвижностью после ИК-подсветки. Полученные результаты согласуются с оценками теории двухпараметрического скейлинга, обобщенной для взаимодействующих электронов, при наличии только *короткодействующего* потенциала этого взаимодействия. Симметрия полученной диаграммы температурных траекторий зависимостей продольного кондактанса от холловского кондактанса относительно полуцелых значений последнего в единицах e^2/h при T=0.05–4.2 K в магнитных полях до 16 T, а также пиковые значения продольного кондактанса (σ_{xx}^C=0.5 e^2/h) для первого и стремление к этому значению при T→0 σ_{xx}^C для второго спин-расщепленных уровней Ландау хорошо согласуются с теоретически предсказанными для истинно скейлингового поведения в режиме квантового эффекта Холла.

Введение

Режим целочисленного квантового эффекта Холла (ЦКЭХ) в 2D-системе можно рассматривать как последовательность квантовых фазовых переходов (КФП) между локализованными (в области плато ЦКЭХ) и делокализованными состояниями в центре уровней Ландау (в области перехода «плато-плато» ЦКЭХ) в квантующем магнитном поле. В теории однопараметрического скейлинга [1-6] ширина перехода «плато – плато» ЦКЭХ зависит от температуры по степенному закону $\nu_0(T)\sim T^{\kappa}$, где κ – критический индекс, который, в свою очередь, определяется критическим индексом длины локализации γ и термическим индексом $z_T=p/2$, где p – показатель степени температурной зависимости длины неупругого рассеяния. В рамках ряда приближений теории скейлинга все критические индексы должны быть универсальными, в частности γ=2.3, p=2, κ=0.42. Однако в ряде случаев для реальных структур приближения теории скейлинга не выполняются. Экспериментально были обнаружены как отклонения от степенного закона, так и другие значения показателя степени κ в диапазоне 0.15-1.0 [5-7]. Несмотря на долгую историю теоретического ([1-6] и ссылки в [5,6]) и экспериментального ([5,7] и ссылки в них) исследования универсальности критических индексов (порядка 30 лет), эта проблема до сих пор актуальна в физике низкоразмерных структур.

В самое последнее время интерес к проблеме универсальности критических индексов сильно возрос в связи с исследованиями ЦКЭХ в квазидвумерных структурах, в которых наличие дополнительных степеней свободы, в частности, в системе двух квантовых ям (ДКЯ), двух подрешеток (графен), двух взаимосвязанных слоев графена (биграфен), приводит в дополнение к уже известному вырождению уровней Ландау по спину к вырождению по псевдоспину и по изоспину. В результате, в квазидвумерных системах существенно изменяется природа делокализованных состояний в центре уровней Ландау и, как следствие, асимптотическое поведение длины локализации при движении к критической точке КФП, а следовательно, и значение критического индекса γ. Кроме того, изменяется микроскопика неупругого электрон-электронного рассеяния, а значит, и критического индекса p [6,8]. Таким образом, универсальность критического индекса κ=p/2 становится еще большей проблемой.

В имеющейся в настоящее время литературе широко обсуждается и проблема пиковых значений продольной проводимости в режиме ЦКЭХ опять же в связи с утверждением об универсальности поведения компонент тензора проводимости, следующего

из теории двухпараметрического скейлинга [1,2]. Универсальность пиковых значений продольной проводимости и диаграмм скейлинга в координатах (σ_{xx}, σ_{xy}) не всегда подтверждается экспериментом ([9] и ссылки в ней).

Результаты эксперимента

В данной работе были проведены измерения продольного $\rho_{xx}(B)$ и холловского $\rho_{xy}(B)$ магнитосопротивлений в режиме ЦКЭХ (рис. 1) и исследована температурная зависимость ширины переходов «плато-плато», $\nu_0(T)$, в наноструктурах n-InGaAs/GaAs с сильносвязанными двойными квантовыми ямами в диапазоне магнитных полей $B=(0 \div 16)$ Т и температур $T=(0.05 \div 4.2)$ K, до и после ИК-подсветки. На рис. 2 представлены диаграммы скейлинга в координатах (σ_{xx}, σ_{xy}) для освещенного образца.

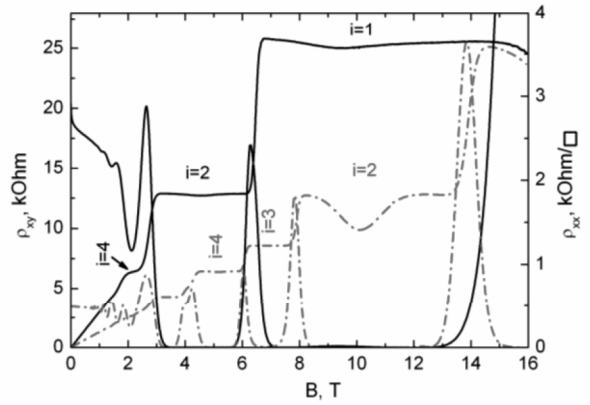


Рисунок 1. Зависимости $\rho_{xx}(B)$ и $\rho_{xy}(B)$ при T=0.05 K для неосвещенного образца (сплошные линии) и для образца после максимальной засветки (штрихпунктирные линии).

Реальное скейлинговое поведение $\nu_0(T) \sim T^{\kappa}$ наблюдается для перехода между плато ЦКЭХ с факторами заполнения $\nu=1 \rightarrow \nu=2$ в неосвещенном образце ($\kappa=0.48\pm0.04$) и для переходов $\nu=2 \rightarrow \nu=3$ ($\kappa=0.22\pm0.01$) и $\nu=3 \rightarrow \nu=4$ ($\kappa=0.21\pm0.01$) в образце после воздействия ИК-излучения. Значения κ для системы с максимальной концентрацией электронов ($n=5\times10^{15}$м$^{-2}$) и максимальной подвижностью ($\mu=2.7$м^2/(Вс)) после ИК-подсветки соответствуют оценкам теоретических работ с учетом электрон-электронного взаимодействия для случая *короткодействующего* потенциала [3, 4,6].

Симметрия огибающих кривых $\sigma_{xx}(\sigma_{xy})$ относительно полуцелых значений σ_{xy} (= 2.5 и 3.5 в единицах e^2/h), а также независимые от номера пика значения критических величин ($\sigma_{xx}^{C}=(0.5\pm0.05)e^2/h$ для пиков 1^- и 1^+ и стремление к этому значению σ_{xx}^{C} при $T \rightarrow 0$ для пиков 2^- и 2^+) прекрасно соответствуют предсказаниям теории для истинно скейлингового поведения электронного газа в режимс ЦКЭХ, а имснно, свойствам симмстрии частица – дырка и периодичности по σ_{xy} [1,2].

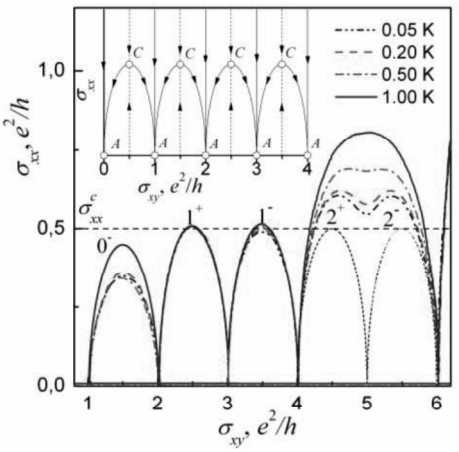


Рисунок 2. Зависимости $\sigma_{xx}(\sigma_{xy})$ для освещенного образца при разных температурах (указаны на рис.). На вставке: интегральные кривые системы уравнений двухпараметрического скейлинга в соответствии с [2-4]; (*A*) – фиксированные точки, соответствующие плато КЭХ, (*C*) – фиксированные точки, соответствующие делокализованным состояниям в центре уровня Ландау.

Работа выполнена по программе Президиума РАН 12-П-2-1051, РФФИ: 12-02-00202, 14-02-00151, 14-02-31164 – и фонда научных проектов молодых ученых и аспирантов УрО РАН, грант 14-2-НП-33.

Литература

1. A.M.M. Pruisken // Phys.Rev.Lett. **61**, 1297 (1988).
2. Д.Е.Хмельницкий // Письма в ЖЭТФ. **38**, 454 (1983).
3. A.M.M. Pruisken, M.A. Baranov // Europhys. Lett. **31**, 543 (1995).
4. A.M.M. Pruisken, I.S. Burmistrov // Письма в ЖЭТФ **87**, 252 (2008).
5. А.А. Шашкин // УФН. **175**, 139 (2005).
6. I.S.Burmistrov et al. //Ann. of Physics. 326, 1457 (2011).
7. Ю.Г. Арапов и др. // ЖЭТФ. **144**, 166(2013); //ФНТ, **39**, 66 (2013).
8. Ю.Г. Арапов и др. // ФНТ. **39**, 58 (2013); // ФТП. **47**, 1457 (2013).
9. А.А. Грешнов и др. // ЖЭТФ. **134**, 577 (2008).

Автолокализованные состояния на поверхностных Si-Si-димерах нанокристаллов кремния в матрице SiO_2 и их влияние на излучение нанокристаллов

О. Б. Гусев[1, *], Б. А. Андреев[3], А. В. Ершов[2], Д. А. Грачев[2], А. Н. Яблонский[3]

1 Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, ул. Политехническая, 24, Санкт-Петербург, 194021.

2 Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23/3, Нижний Новгород, 603950.

3 Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, дер. Афонино, Кстовский р-н, Нижегородская обл., 607680.

*oleg.gusev@mail.ioffe.ru

Мы исследовали разрешенную по времени и стационарную фотолюминесценцию нанокристаллов кремния в матрице диоксида кремния в видимой и ИК областях спектра при 77 и 300 К. Экспериментальные результаты объясняются на основе модели автолокализованных состояний, образующихся на поверхностных Si–Si-димерах. Впервые обнаружено излучение автолокализованных экситонов и определено энергетическое положение автолокализованных состояний. Рассмотрено влияние этих состояний на механизм возбуждения и фотолюминесцентные свойства нанокристаллов.

В настоящее время большое внимание уделяется нанокристаллам кремния (nc's-Si) в матрице диоксида кремния (SiO_2). Это связано с тем, что этот материал обладает высокой термической и химической стабильностью и полной совместимостью с традиционной кремниевой микроэлектронной технологией. Для излучения в видимой и ближней ИК области спектра nc's-Si должны иметь размеры не более нескольких нанометров. При таких размерах отношение поверхности нанокристалла к объему большое и поверхностные состояния могут оказывать существенное влияние на механизмы возбуждения и излучения нанокристаллов.

Цель работы – получить экспериментальные доказательства существования автолокализованных состояний на поверхности нанокристаллов кремния в матрице диоксида кремния, определить их природу и влияние на ФЛ свободных экситонов.

Приготовление образцов и методика измерений

Мы исследовали структуры, состоящие из тонких слоев диоксида кремния, содержащих нанокристаллы кремния, разделенных слоями чистого диоксида кремния. Многослойные наноструктуры *a*-SiO_x/*a*-SiO_2 были получены поочередным испарением в вакууме соответствующих исходных материалов из двух отдельных источников. Полученные структуры подвергались отжигу в азоте при 1100 °C в течение двух часов [1].

Стационарная ФЛ nc's-Si возбуждалась полупроводниковым лазером на λ = 405 нм и регистрировалась фотоэлектронным умножителем или охлаждаемым германиевым приемником. Спектры ФЛ с временным разрешением были получены при возбуждении импульсным азотным лазером на λ = 337 нм импульсами длительностью 10 нс.

Результаты и обсуждение

На рисунке 1 показаны спектры ФЛ трех полученных наноперiодических структур, содержащих ансамбли nc's-Si со средними размерами нанокристаллов 2.5, 3.5 и 4.5 нм в матрице SiO_2.

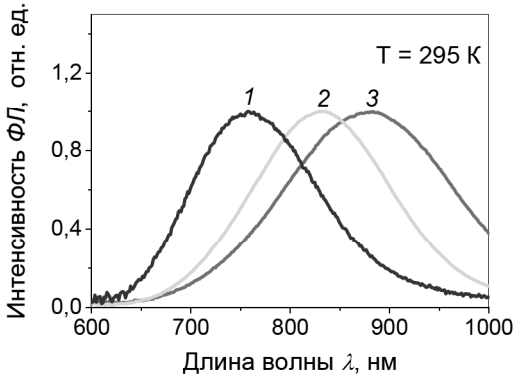


Рисунок 1. Спектры ФЛ структур, полученные при возбуждении непрерывным лазером λ = 405 нм. Средний размер нанокристаллов в ансамбле, нм: *1* – 2.5, *2* – 3.5, *3* – 4.5.

Кинетика спада ФЛ nc's-Si хорошо описывается двумя экспонентами. На рисунке 2 приведены зависимости времен спада быстрой и медленной компонент ФЛ свободных экситонов от энергии излучаемого фотона, т.е. размера nc's-Si.

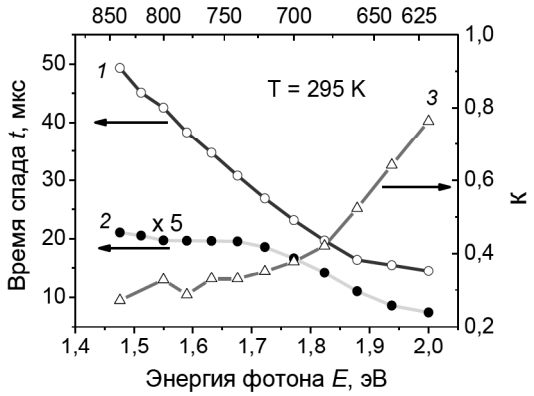


Рисунок 2. Зависимости времен спада: *1* - медленной, *2* - быстрой компонент ФЛ nc's-Si от энергии излучаемого фотона; *3* - доля (к) амплитуды быстрой компоненты в суммарной амплитуде.

Полученные результаты объяснены на основе модели автолокализованных экситонных состояний на поверхностных Si–Si-димерах STE(Si–Si) [2]. На рисунке 3 схематически представлены координационно-конфигурационные диаграммы для трех характерных размеров нанокристаллов кремния, имеющих поверхностные Si–Si-димеры.

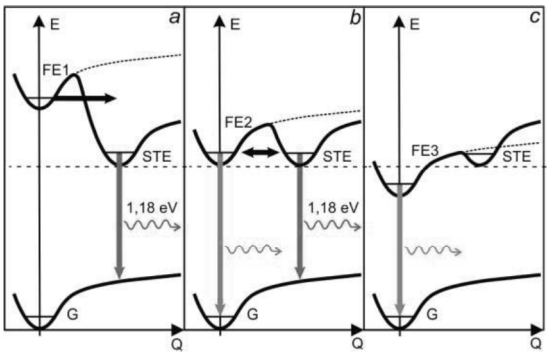


Рисунок 3. Диаграммы a,b,c, соответствуют случаям, когда энергия свободного экситона больше (мелкий nc-Si), равна (средний nc-Si) и меньше (крупный nc-Si) энергии автолокализованного состояния STE (Si-Si).

Подтверждением модели STE(Si–Si)-состояний мы считаем экспериментальное обнаружение полосы ФЛ автолокализованного экситона (АЛЭ), интенсивность которой максимальна для нанокристаллов маленького размера, когда минимум энергии адиабатического потенциала FE1 свободного экситона находится выше энергии STE(Si Si)-состояния (см. рисунок 3а). Мы выявили ФЛ АЛЭ исследуя кинетику спада ФЛ двух структур со средним размером нанокристаллов 2.5 нм и 3.5 нм при температуре 77 К (см. рисунок 4). Полосы ФЛ в области 1.2 мкм объясняются рекомбинацией электрона зоны проводимости с дыркой, находящейся в глубокой поверхностной ловушке на границе nc-Si/SiO_2. Спектр ФЛ АЛЭ наблюдается в виде широкой полосы с максимумом при 1.05 мкм (см. рисунок 4б). Большое время спада ФЛ АЛЭ порядка 5 мс является характерным для времени жизни экситона в нижнем триплетном состоянии (запрещенный оптический переход). Энергия оптического перехода АЛЭ хорошо согласуется с данными, полученными в теоретической работе [2].

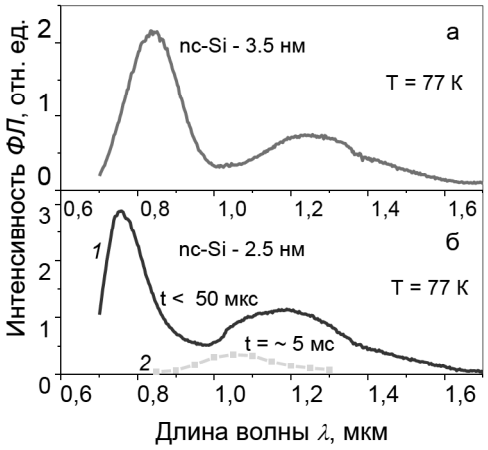


Рисунок. 4. а) Спектр ФЛ структуры со средним размером nc's-Si 3.5 нм. б) Спектр ФЛ структуры с размером nc's-Si - 2.5 нм: *1* - полный спектр ФЛ, *2* - полоса ФЛ АЛЭ, выделенная из спектра *1* по большому времени затухания.

Впервые обнаружена полоса ФЛ автолокализованного экситона в матрице SiO_2 с nc's- Si. Определены: энергетическое положение АЛЭ (1.7 эВ), энергия расщепления синглет-триплетного состояний (60–80 мэВ) и энергия оптического перехода АЛЭ (1.18 эВ). Объяснена причина голубой границы ФЛ nc's- Si в матрице SiO_2 [3].

Работа поддержана грантом РФФИ 14-02-00119.

Литература

1. А.В. Ершов, И.А. Чугров, Д.И. Тетельбаум и др. // ФТП, т. 47, 460 (2012).
2. G. Allan, C. Delerue, and M. Lannoo // Phys. Rev. Lett., V. 76, 16, 2961 (1996).
3. О.Б. Гусев, Б.А. Андреев, А.В. Ершов и др. // ЖЭТФ, т. 45(4), (2014). В печати.

Сильные эффекты примесного рассеяния в спиновой релаксации электронов проводимости в кремнии

Д.В. Гусейнов[1,*], А.А. Ежевский[1], А.В. Сухоруков[1], С.А. Попков[1], А.А. Конаков[1], В.А. Бурдов[1], Н.В. Абросимов[2], H. Riemann[2]

1 Нижегородский госуниверситет им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород

2 Leibniz Institute for Crystal Growth, Max-Born-Str. 2 D-12489 Berlin, Germany

*guseinov@phys.unn.ru

Методом электронного спинового резонанса исследовались процессы спиновой релаксации электронов проводимости в кремнии, легированном висмутом в диапазоне концентраций $1.1*10^{13}$-$7.7*10^{15}$ $см^{-3}$. Обнаружено драматическое уширение резонансной линии, начиная с концентрации доноров ~$2*10^{14}$ $см^{-3}$, связанное, по-видимому, с существенным увеличением скорости спиновой релаксации электронов проводимости и возможным переходом к другому механизму рассеяния.

Введение

Одной из ключевых задач в области спинтроники является поиск структур, с одной стороны, обладающих большими временами жизни спиновых возбуждений, а с другой – совместимых с технологиями кремниевой микроэлектроники. Кремний – материал со слабым в сравнении с типичными прямозонными полупроводниками спин-орбитальным взаимодействием и, как следствие, меньшими скоростями спиновой релаксации – удачно удовлетворяет обоим этим требованиям и, таким образом, обладает рядом преимуществ по сравнению с материалами типа A3B5 и A2B6, широко изучаемыми на предмет различных спин-зависимых явлений. Однако слабое спин-орбитальное взаимодействие в кремнии затрудняет эффективную поляризацию спинов в нем, требуемую для реализации приборов спинтроники. Оптическая ориентация электронных спинов в кремнии неэффективна в силу непрямозонности его энергетической зонной структуры, так что основным методом формирования неравновесной спиновой поляризации в кремнии, на сегодняшний день, является электрическая спиновая инжекция из ферромагнитного контакта, впервые осуществленная в [1]. Тем не менее применение такой технологии сталкивается с рядом сложностей, таких как влияние интерфейсных состояний, магнитного и магнитострикционного поля контакта, приводящих к существенной спиновой релаксации вблизи контакта. Возможным решением проблемы является использование кремния, легированного тяжелыми донорами V группы, как сурьма или висмут, приводящими к сильному спин-зависимому рассеянию, которые могли бы при определенных условиях способствовать ориентации спиновых токов. Подобная техника открывает возможность создания приборов на спиновых эффектах, совместимых с существующей элементной базой микроэлектроники. Однако роль легирования тяжелыми донорами в электронной спиновой динамике еще не изучена, в связи с чем такая цель ставится в данной работе.

Результаты и обсуждение

В настоящей работе методом электронного спинового резонанса исследовались процессы спиновой релаксации электронов проводимости в кремнии, легированном висмутом в диапазоне концентраций $1.1*10^{13}$-$7.7*10^{15}$ $см^{-3}$. Избыточная концентрация электронов проводимости (10^{16} $см^{-3}$) создавалась путем дополнительного легирования образцов донорами лития, который обладает минимальным спин-орбитальным вкладом в примесный потенциал [2]. Обнаружено драматическое уширение резонансной линии, начиная с концентрации доноров висмута ~$2*10^{14}$ $см^{-3}$, связанное, по-видимому, с существенным увеличением скорости спиновой релаксации электронов проводимости (рис. 1).

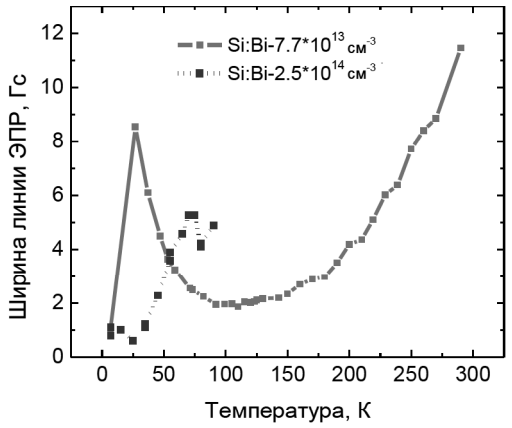


Рисунок 1. Зависимость ширины линии ЭПР от температуры в кремнии, легированном висмутом и литием

Это предположение хорошо согласуется с зависимостью g-фактора от температуры (рис. 2).

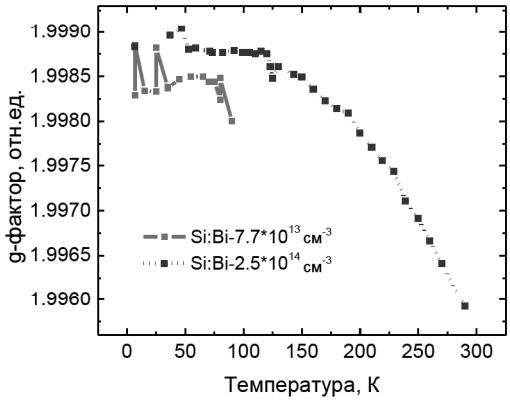


Рисунок 2. Зависимость g-фактора линии ЭПР от температуры в кремнии, легированном висмутом и литием.

Из рисунка видно, что при изменении скорости релаксации за счет изменения спин-орбитального вклада примеси происходит смещение положения спектральной линии. На рис.3 приведены зависимости электронной подвижности от температуры для исходных образцов. Видно, что зависимости очень близки, что свидетельствует о близких значениях скоростей релаксации импульса. Этот факт подтверждает существенное влияние именно спин-зависимого рассеяния на процессы спиновой релаксации. Наблюдаемый сильный эффект при столь малых концентрациях примеси невозможно объяснить в рамках известных моделей [3-4], в которых влиянием примеси пренебрегается. Проведенный нами теоретический анализ показывает, что ключевую роль в электронной и спиновой динамике носителей играют интенсивные

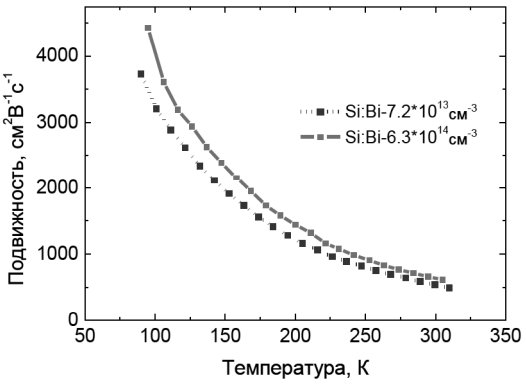


Рисунок 3. Зависимость подвижности от температуры в кремнии, легированном висмутом.

процессы рассеяния на примесном спин-орбитальном потенциале донора висмута, приводящие как к перевороту электронного спина (процессы спиновой релаксации Эллиотта-Яфета [5,6]), так и к спин-зависимому электронному переносу, который, как известно [7], лежит в основе внешнего (extrinsic) спинового эффекта Холла. Согласно нашим оценкам, «активация» примесного канала в спиновой релаксации происходит при концентрации доноров висмута $\sim 5 \cdot 10^{13}$ см$^{-3}$, что хорошо согласуется с экспериментальными данными.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 12-02-00576-а.

Литература

1. I. Appelbaum, B. Huang, D.J. Monsma // Nature, V. 447, P. 295 (2007).
2. A.A. Ezhevskii et al. Diffusion and Defect Data Pt. B: Solid State Phenomena 205-206 , pp. 191-200.
3. P. Li, H. Dery // Phys. Rev. Lett., V. 107, P. 107203 (2011).
4. J.M. Tang, B.T. Collins, M.E. Flatte // Phys. Rev. B, V. 85, P. 045202 (2012).
5. R.J. Elliott // Phys. Rev., V. 96, P. 266 (1954).
6. Y. Yafet, in Solid State Physics, edited by F. Seitz and D. Turnbull, V. 14, P. 1 (1963).
7. E.M. Hankiewicz, G. Vignale // J. Phys.: Condens. Matter, V. 21, P. 253202 (2009).

Свойства квантовых ям GaAs/InGaAs/GaAs, легированных атомами переходных 3d-элементов

О. В. Вихрова[1], Ю. А. Данилов[1,*], М. Н. Дроздов[2], Ю. Н. Дроздов[2], Б. Н. Звонков[1], П. А. Юнин[2]

1 Научно-исследовательский физико-технический институт Нижегородского государственного университета им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, корп.3, Нижний Новгород, 603950.

2 Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680.

*danilov@nifti.unn.ru

Экспериментально обнаружено изменение спектров фотолюминесценции при легировании квантовых ям GaAs/InGaAs/GaAs атомами Mn или Cr в процессе эпитаксиального выращивания. Структуры также исследованы методами рентгеновской дифракции и вторичной ионной масс-спектрометрии. Показано, что результатом легирования является уменьшение концентрации индия и ширины квантовой ямы.

Введение

Легирование GaAs атомами Mn до уровня ~ $n \cdot 10^{17}$ $см^{-3}$ приводит к значительному увеличению времени спиновой релаксации электронов [1]. Показано [2], что диффузионное вхождение атомов Mn в квантовые ямы (КЯ) GaAs/AlGaAs приводит также к увеличению спинового времени жизни. Представляет интерес модифицирование свойств квантовых ям GaAs/InGaAs/GaAs, широко используемых для изготовления структур оптоэлектроники ближнего ИК-диапазона, при их легировании атомами переходных элементов (Mn или Cr).

Методика эксперимента

В данной работе структуры с квантовыми ямами GaAs/InGaAs/GaAs выращивались методом МОС-гидридной эпитаксии, а легирование атомами переходных элементов проводилось непосредственно **в процессе выращивания** квантовых ям путем лазерного распыления соответствующих металлических мишеней внутри того же реактора. Это означает, что одновременно с подачей в реактор прекурсоров – арсина, триметилгаллия и триметилиндия – на подложку осаждались атомы примеси.

Серия образцов представляла собой структуры на подложках GaAs, вырезанных с отклонением 3° от плоскости (100), с буферным слоем толщиной 0,4 мкм, выращенным при T_g = 620-630°C. Далее при 580°C выращивались 4 квантовых ямы толщиной 10 нм, разделенные 70 нм спейсерами нелегированного GaAs. Варьировалось содержание индия в $In_xGa_{1-x}As$ квантовых ямах; при этом максимальное значение x было для КЯ, лежащей на буферном слое (КЯ-1), а минимальное – для верхней КЯ-4. Структура закрывалась покровным слоем нелегированного GaAs толщиной ≈ 0,15 - 0,2 мкм. Попарно структуры отличались тем, что при аналогичных режимах МОС-гидридного процесса одна из структур в процессе выращивания КЯ легировалась атомами переходных элементов группы железа (3d-элементов) – марганца (структуры 7025 – нелегированная и 7026 – легированная Mn) или хрома (структуры 7489 – нелегированная и 7490 – легированная Cr) путем лазерного распыления.

Исследованы кристаллическая структура (методом рентгеновской дифракции – РД), профили распределения примеси и компонентов (путем вторично-ионной масс-спектрометрии – ВИМС) и излучательные свойства (фотолюминесценция – ФЛ) гетероструктур.

Результаты и обсуждение

На рисунке 1 показаны результаты измерения ФЛ при 77 К для структур 7025 и 7026 (легирование Mn). Видно, что введение марганца вызывает «синий» (т.е. в область более высоких энергий кванта) сдвиг пиков фотолюминесценции. Величина сдвига ΔE_{PL} зависит от содержания индия в КЯ (x_{In}): сдвиг практически линейно увеличивается от 7 мэВ при

x_{In} = 0.072 до 38 мэВ при x_{In} = 0.246. При этом интенсивность ФЛ уменьшается в результате легирования незначительно: не более чем в 1.5 раза. По данным ВИМС концентрация марганца (C_{Mn}) в структуре 7026 находится ниже предела обнаружения метода (~$2\cdot10^{17}$ $см^{-3}$). Концентрационная градуировка ВИМС по марганцу была проведена с использованием эталонной GaAs-структуры с дельта<Mn>-слоем.

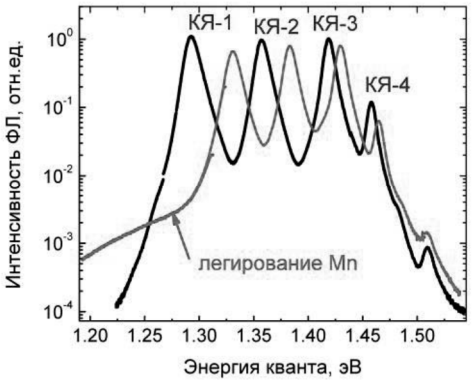


Рисунок 1. Спектры фотолюминесценции структур: нелегированной и легированной Mn.

Вышеуказанный сдвиг пиков ФЛ может возникнуть либо в результате изменения концентрации индия в КЯ (например, для КЯ с исходным значением x_{In} = 0.246 до величины 0.206), либо в результате уменьшения ширины ямы (для той же ямы с 10 до 5.7 нм).

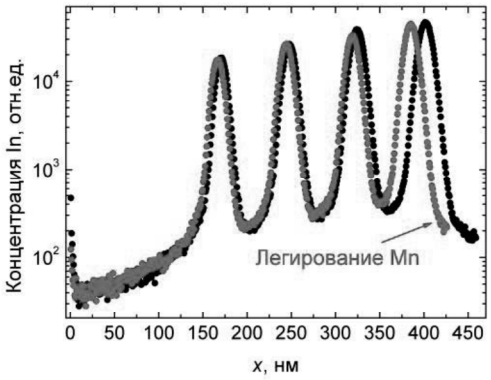


Рисунок 2. Профили индия, полученные методом ВИМС, в КЯ структур: нелегированной и легированной Mn.

Измерения РД показывают, что в результате легирования Mn меняется ширина КЯ (для структур 7025 и 7026 – от 11,6 нм в не легированных Mn КЯ до 9,6 нм – в легированных). Также по данным РД концентрация индия в твердом растворе уменьшается. В частности, для КЯ-1 величина x изменяется при легировании Mn от 0,167 до 0.125, для КЯ-2 – от 0,133 до 0,091, для КЯ-3 – от 0,090 до 0,059 и для КЯ-4 – от 0,048 до 0,044. Приходится предполагать, что введение атомов Mn в поток влияет на ростовую поверхность и, соответственно, на встраивание индия в решетку GaAs в области КЯ. Исследование профилей ВИМС (рисунок 2) показывает, что на самом деле присутствуют эти два явления: уменьшение концентрации индия и сужение КЯ. Наиболее заметен, по данным ВИМС, этот эффект в КЯ-1: концентрация In уменьшается на 5 %, а ширина КЯ – на 7,5 %. Следует при этом отметить, что изменения положений пиков КЯ на спектрах ФЛ скорее согласуются с данными РД, а не ВИМС, где изменения гораздо меньше. Причины этого расхождения пока не ясны.

На рисунке 3 показаны спектры ФЛ структур 7489 (нелегированная) и 7490 (легирование хромом в процессе выращивания КЯ). Наблюдаются изменения, подобные произошедшим при введении Mn.

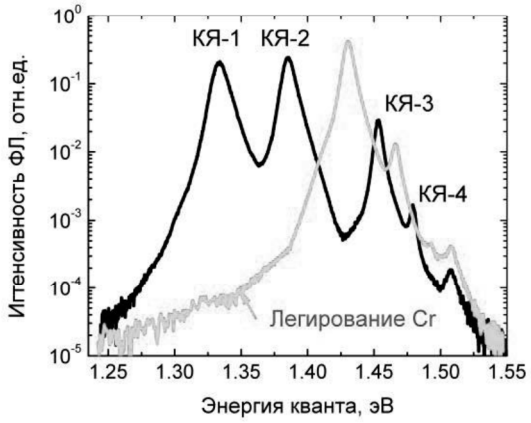


Рисунок 3. Спектры фотолюминесценции структур: нелегированной и легированной Cr.

Таким образом, зафиксировано значительное изменение параметров КЯ GaAs/InGaAs/GaAs в результате введения небольших количеств атомов переходных элементов (Mn, Cr).

Работа поддержана грантами РФФИ № 13-07-00982, 13-02-97140 и Президента РФ МК-2708.2013.2.

Литература

1. G. V. Astakhov, R. I. Dzhioev, K. V. Kavokin *et al.* // Physical Review Letters, V. 101, 076602 (2008).
2. R. Schulz, T. Korn, D. Stich *et al.* // Physica E, V. 40, 2163 (2008).

Исследование транспорта через интерфейс между двумерной электронной системой с сильным спин-орбитальным взаимодействием и металлом с макроскопическим параметром порядка

Э. В. Девятов

Институт физики твердого тела РАН, ул. Академика Осипьяна, 2, Черноголовка, Московская область, 142432.

dev@issp.ac.ru

В данной работе мы экспериментально исследовали транспорт заряда через интерфейс между краем двумерной электронной системы в узкой квантовой яме InGaAs, характеризующейся сильным спин-орбитальным взаимодействием типа Рашбы, и металлом с макроскопическим параметром порядка – сверхпроводником (Nb либо NbN). Мы обнаружили подавление андреевского отражения на интерфейсе при сверхнизких температурах (менее 300 мК) и малых напряжениях смещения. Анализ магнитополевых и температурных зависимостей позволяет однозначно интерпретировать данное подавление как результат спин-орбитального взаимодействия в двумерной системе.

Введение

Появившийся в последнее время интерес к исследованию гибридных систем сверхпроводник – низкоразмерная электронная система был первоначально вызван проблемой поиска элементарных возбуждений типа майорановского фермиона в твёрдом теле. Однако оказалось, что необходимый для реализации такого возбуждения режим топологической сверхпроводимости представляет самостоятельный интерес как с теоретической, так и с экспериментальной точек зрения [1].

Режим топологической сверхпроводимости возникает в силу проникновения макроскопического параметра порядка через интерфейс между низкоразмерной электронной системой с сильным спин-орбитальным взаимодействием и сверхпроводником. Для его реализации требуются определённые соотношения между основными параметрами задачи – спин-орбитальным расщеплением, зеемановским расщеплением и индуцированной вблизи интерфейса сверхпроводящей щелью. Теоретические работы предсказывали существование данного режима для топологического изолятора [2], двумерной [3] и одномерной [4] электронных систем. Экспериментальные результаты в данной области пока достаточно противоречивы, в основном они были получены для случая одномерной системы – квантового провода. С другой стороны, хорошо известно, что край двумерной электронной системы проявляет чётко выраженные свойства одномерного транспорта как в квантующем [5], так и в нулевом магнитных полях [6,7]. В этой связи можно поставить более общую экспериментальную задачу – исследование транспорта через интерфейс между двумерной электронной системой с сильным спин-орбитальным взаимодействием и металлом с макроскопическим параметром порядка.

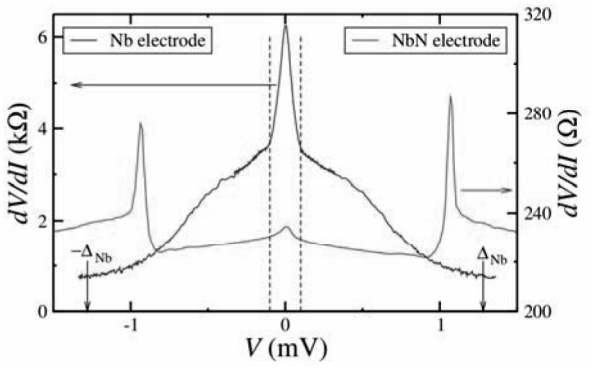


Рисунок 1. Зависимость дифференциального сопротивления S-2DEG-контакта от напряжения смещения на контакте для двух сверхпроводящих материалов - Nb и NbN.

В данной работе мы экспериментально исследовали транспорт заряда через интерфейс между краем двумерной электронной системы в узкой квантовой

яме InGaAs, характеризующейся сильным спин-орбитальным взаимодействием типа Рашбы, и металлом с макроскопическим параметром порядка – сверхпроводником (Nb, NbN) либо ферромагнетиком (пермаллой). В случае сверхпроводника мы обнаружили подавление андреевского отражения на интерфейсе при сверхнизких температурах (менее 300 мК) и малых напряжениях смещения. Анализ магнитополевых и температурных зависимостей позволяет однозначно интерпретировать данное подавление как результат спин-орбитального взаимодействия в двумерной системе. Также в области параметров, соответствующих необходимым для реализации топологической сверхпроводимости, экспериментально обнаружен пик в проводимости интерфейса при нулевых напряжениях смещения (zero bias anomaly).

Для случая ферромагнитного металла наиболее интересные результаты получены для F-N-F-структуры, где в качестве нормального металла (N) выступает край двумерной электронной системы в узкой квантовой яме InGaAs.

Частично (в части первых измерений сверхпроводящего контакта) эти результаты опубликованы в нашей работе [8].

Литература

1. Современный обзор проблемы представлен в работах: C. W. J. Beenakker // Annu. Rev. Con. Mat. Phys. 4, 113 (2013); J. Alicea // Rep. Prog. Phys. 75, 076501 (2012).
2. L. Fu and C. L. Kane // Phys. Rev. Lett. 100, 96407 (2008).
3. J. Alicea // Phys. Rev. B. 81, 125318 (2010).
4. R. M. Lutchyn, J. D. Sau, and S. D. Sarma // Phys. Rev. Lett. 105, 77001 (2010).
5. M. Buttiker // Phys. Rev. B. 38, 9375 (1988).
6. M. Konig, S. Wiedmann, C. Brne, A. Roth, H. Buhmann, L.W. Molenkamp1, X.-L. Qi, and S.-C. Zhang // Science. 318, 766 (2007).
7. G. M. Gusev, E. B. Olshanetsky, Z. D. Kvon, A. D. Levin, N. N. Mikhailov, and S. A. Dvoretsky // Phys. Rev. Lett. 108, 226804 (2012).
8. Kononov, G. Biasiol, L. Sorba, and E. V. Deviatov // Письма в ЖЭТФ. 98, вып. 7, 477 (2013).

Отклонение от закона Кюри в температурной зависимости ЭПР P_b-центров в пористом кремнии

А.С. Абросимов, Е.С. Демидов*, Н.Е. Демидова, В.В. Карзанов

Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950.
*demidov@phys.unn.ru

В докладе представлены результаты экспериментального исследования P_b-центров в пористом кремнии (ПК) методом ЭПР в интервале температур от 77 до 300 К. Обнаружено существенное отклонение температурной зависимости интенсивности от закона Кюри и температурное смещение g-фактора. Наблюдаемые эффекты связываются с термоупругими напряжениями в слоях ПК и обменом электронами между слоем ПК и подложкой.

Пористый кремний (ПК) привлекает внимание исследователей уже на протяжении ряда лет. Этот материал обладает уникальными оптическими, в том числе люминесцентными, и электрофизическими свойствами (см. обзоры [1, 2]). С другой стороны, слои ПК на монокристаллических кремниевых пластинах сравнительно просто получить путем анодирования. Согласно современным представлениям, ПК представляет собой трехфазную систему из волокон или гранул кремния, окруженных слоем SiO_2, между которыми воздух. Такая система интересна тем, что гранулы или волокна кремния имеют поперечные размеры в единицы нанометров, что позволяет экспериментально наблюдать эффекты, связанные с пространственным ограничением электронных состояний и дискретностью туннелирования электронов. Важной особенностью ПК является то, что здесь методом электронного парамагнитного резонанса (ЭПР) в широком температурном интервале можно наблюдать дефекты, получившие в литературе название P_b-центры. Их природа остается пока предметом дискуссии. В некоторых работах обсуждалась «молекулярная» модель [3] (оборванные связи на границе $Si\text{-}SiO_2$). Авторы настоящего доклада предполагают, что P_b-центры связаны со структурными нарушениями типа дислокаций и дефектов упаковки внутри гранул или волокон кремния [2].

Методика эксперимента

В качестве исходного материала использовались пластины кремния КЭС-0,01 с ориентацией (110). Пористые слои формировались путем анодирования в спиртовом растворе плавиковой кислоты при плотности тока 10 мА/см^2. Они имели пористость ~50%. Спектры ЭПР регистрировались на спектрометре Bruker EMX$^+$.

Результаты и обсуждение

В данной работе представлены результаты экспериментального исследования P_b-центров в ПК методом ЭПР в интервале температур от 77 до 300 К.

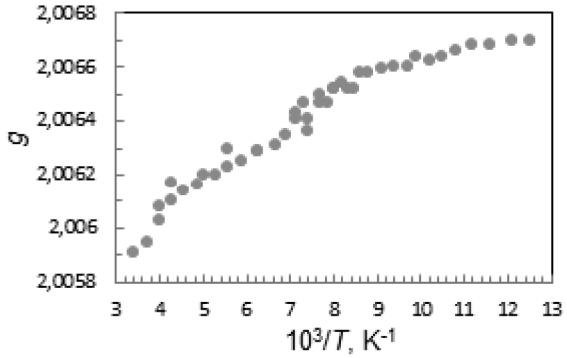


Рисунок 1. Температурная зависимость g-фактора для спектра ЭПР P_b-центров в ПК при ориентации образца в направлении <100>.

На образцах со слоями ПК наблюдался спектр ЭПР с угловой зависимостью g-фактора, характерной для P_b-центров [1-3]. Однако он появлялся только после выдержки образцов при комнатной температуре в течение нескольких месяцев или кратковременного (около 10 минут) отжига при 300 ^{0}C. Этот факт мы связываем с тем, что при низкотемпературном отжиге или длительном хранении происходит окисление кремния, что приводит к механическим напряжениям и генерации дислокаций в наночастицах кремния. Кроме того, из пор

испаряются продукты электрохимических реакций (фтор, гидроксильная группа OH), пассивирующие P_b-центры. Было установлено, что при понижении температуры g-фактор плавно смещается в сторону больших значений (рис.1), а интенсивность спектра уменьшается почти на порядок (рис.2, кривая 1), т.е. наблюдалось отклонение от закона Кюри *I=const/T*. При этом угловые зависимости остаются функционально такими же, как и при комнатной температуре. Последний факт указывает на то, что низкотемпературные спектры соответствуют всё тем же P_b-центрам.

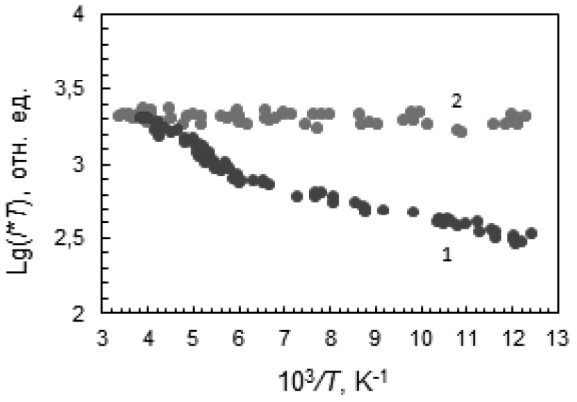


Рисунок 2. Температурная зависимость интенсивности сигнала ЭПР P_b-центров при ориентации образца в направлении <100>. 1 — после отжига 300 ^{0}C, 2 — после отжига 500 ^{0}C.

Интересным представляется тот факт, что кривая *I*T=f(T)* удовлетворительно описывается аррениусовской зависимостью: *A=B*exp(-E/kT)*. На некоторых образцах наблюдались два участка с разными значениями энергии активации, как на рис.2. После отжигов при 500 ^{0}C зависимость *I=f(T)* подчинялась закону Кюри (рис.2, кривая 2), но температурная зависимость g-фактора сохранялась прежней.

Предлагается следующее качественное объяснение. Как сказано выше, ПК представляет собой наноразмерные волокна или гранулы, «окутанные» диоксидом кремния. Кремний имеет более высокий коэффициент температурного расширения, чем SiO_2, причем эта разница растет с повышением температуры [4]. Таким образом, волокна или гранулы кремния оказываются в сжатом состоянии, с ростом температуры это сжатие нарастает. Электронная орбиталь парамагнитных электронов на P_b-центрах тоже должна деформироваться, с ростом сжатия вклад *s*-состояний в *sp*-гибридизированную орбиталь будет увеличиваться. Это и проявляется в том, что g-фактор P_b-центров сдвигается к меньшим значениям при повышении температуры. Сжатие кремния сдвигает по энергии электронные состояния, в том числе и уровень P_b-центров. Поскольку напряжения сжатия зависят от температуры, то и энергетическое положение P_b-центров также будет зависеть от температуры. Следовательно, степень заполнения этих уровней будет температурно-зависимой, если у гранул или волокон кремния в слое ПК остается возможность обмениваться электронами с подложкой (т.е. пока прослойки SiO_2 туннельно-прозрачны). В результате отжига на воздухе при 500 ^{0}C идет частичное окисление. Прослойки SiO_2 становятся толще, кремниевые волокна разбиваются на гранулы, а крупные гранулы становятся меньше, контакт с подложкой перестает быть туннельно-прозрачным, обмен электронами прекращается, и в зависимости *I=f(T)* для P_b-центров пропадает отклонение от закона Кюри. Активационный характер зависимости *I*T=f(T)*, показанной на рис.2, указывает на то, что заполнение уровня P_b-центров идет через дискретные электронные состояния. Полагая, что кремний в пористом слое находится в виде тонких волокон или нитей диаметром в единицы нанометров, используя экспериментальные значения для энергии, полученные из наклонов зависимостей $lg(I*T)=f(10^3/T)$, мы оценили диаметр этих волокон в приближении цилиндрической квантовой ямы. Для разных образцов оценка дала величины от 5 до 7 нм, что согласуется с литературными данными прямого электронно-микроскопического наблюдения поперечных срезов пористого кремния [1, 2].

Литература

1. O. Bisi, S. Ossicini, L. Pavesi // Surf. Sci. Rep., V. 38, 1 (2000).
2. Е.С. Демидов, Н.Е. Демидова // Вестник Нижегородского госуниверситета, серия Физика твёрдого тела, Вып. 1(8), 22 (2005).
3. P. J. Caplan, E. H. Poindexter, B. E. Deal, R. R. Razouk // J. Appl. Phys., V.50, 5847 (1979).
4. Таблицы физических величин. Справочник / Под ред. акад. И. К. Кикоина. – М.: Атомиздат, 1976. – 407 с.

Влияние температурной обработки на излучательные свойства гетероструктур с квантово-размерным слоем GaAsSb

Н. В. Дикарева[1, 2, *], О. В. Вихрова[1], Б. Н. Звонков[1], Н. В. Малехонова[2], С. М. Некоркин[1], А. В. Пирогов[2], Д. А. Павлов[2]

1 Научно-исследовательский физико-технический институт Нижегородского государственного университета им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23/3, Нижний Новгород, 603950.

2 Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23/3, Нижний Новгород, 603950.

*dikareva@nifti.unn.ru

Экспериментально обнаружено, что температурное воздействие при выращивании верхнего ограничивающего *p*-InGaP-слоя в процессе изготовления лазерной структуры GaAs/InGaP значительным образом может влиять на излучательные свойства активной области, содержащей квантово-размерные слои GaAsSb, только в случае формирования двухслойной квантовой ямы GaAsSb/InGaAs.

В настоящее время большое внимание уделяется исследованиям напряженных квантовых ям (КЯ) на основе твердого раствора GaAsSb. Эти системы перспективны в качестве активных сред для полупроводниковых лазеров спектрального диапазона 1.3 – 1.6 мкм. При выращивании лазерных структур на системе материалов A_3B_5 с активной областью, содержащей наноразмерные слои GaAsSb, необходимо учитывать, что верхний ограничивающий слой *p*-типа выращивается при температуре, значительно превышающей оптимальную температуру роста материала GaAsSb. Целью настоящей работы было исследование влияния подобного повышения температуры в ростовом процессе на излучательные свойства активной области с одиночной квантовой ямой GaAsSb и двухслойной квантовой ямой GaAsSb/InGaAs.

Методика эксперимента

Исследуемые гетероструктуры были выращены на подложках i-GaAs методом МОС-гидридной эпитаксии (МОСГЭ) при атмосферном давлении. Структура 1 содержала буферный слой GaAs толщиной 0.2 мкм, двухслойную квантовую яму, состоящую из слоя GaAsSb ($x_{Sb} \sim 0.25$) толщиной 10 нм и слоя InGaAs ($x_{In} \sim 0.33$) толщиной 5 нм, и покровный слой GaAs толщиной около 40 нм. Структура 2 включала в себя буферный слой GaAs толщиной 0.2 мкм, квантовую яму GaAsSb ($x_{Sb} \sim 0.25$) толщиной 10 нм и покровный слой GaAs толщиной 30 нм. Буферные слои в обоих случаях выращивались при температуре 620°C, слои КЯ − при 560 - 570°C. Структуры подвергались термическому отжигу в потоке азота при 620ºC в течение 25 мин. Температура и время отжига были выбраны в соответствии с условиями выращивания верхнего ограничивающего слоя InGaP *p*-типа в процессе формирования лазерных структур МОСГЭ. Спектры фотолюминесценции исследовались при 77 K с использованием He-Ne-лазера мощностью 30 мВт. Распределение компонентов анализировалось на поперечном срезе структур с использованием рентгеновского энергодисперсионного спектрометра X-Max Oxford-Instruments, встроенного в электронный микроскоп JEM-2100F.

Результаты и обсуждение

ПЭМ-снимки исходных структур содержат отчетливые изображения соответствующих квантовых ям (например, рис.1 для структуры с двухслойной КЯ). Толщина слоев GaAsSb и InGaAs составляет

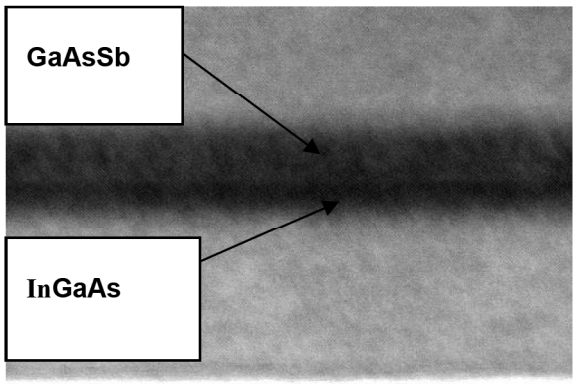


Рисунок 1. ПЭМ-изображение поперечного среза структуры с двухслойной квантовой ямой GaAsSb/InGaAs.

порядка 10 и 5 нм, что согласуется с ростовыми параметрами структуры 1.

Энергодисперсионный анализ (EDX) выявил протяженную область (около 5 нм) перекрытия концентрационных профилей In и Sb в двухслойной КЯ (рис. 2). Максимум концентрационных профилей разнесен на расстояние порядка 10 нм. Это значение можно считать оценкой расстояния между потенциальной ямой для электронов в слое InGaAs и потенциальной ямой для дырок в слое GaAsSb.



Рисунок 2. Концентрационные профили распределения сурьмы и индия в области двухслойной квантовой ямы GaAsSb/InGaAs (структура 1), полученные с применением энергодисперсионного анализа.

В спектре фотолюминесценции исходного образца структуры 1 присутствовали интенсивный пик A (1.227 эВ), обусловленный непрямыми в реальном пространстве переходами между зоной проводимости слоя InGaAs и валентной зоной слоя GaAsSb, и пик B, отвечающий основному прямому переходу в квантовой яме InGaAs (рис. 3).

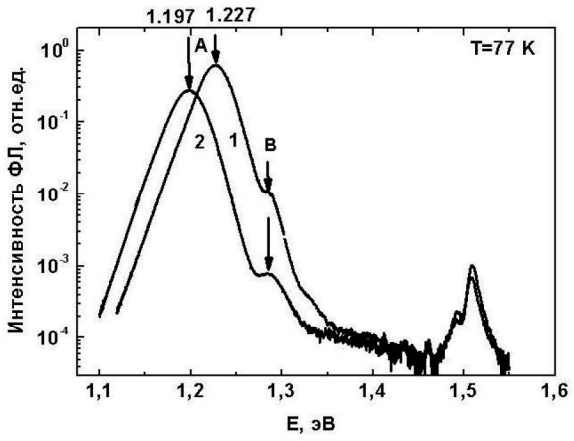


Рисунок 3. Спектры фотолюминесценции структуры с двухслойной квантовой ямой InGaAs/GaAsSb: (1) – спектр исходного образца; (2) – спектр образца, подвергавшегося отжигу в потоке азота при 620°C в течение 25 мин.

Видно, что температурная обработка структуры привела к низкоэнергетическому (красному) сдвигу пика A (30 мэВ), уменьшению его интенсивности и увеличению ширины на полувысоте. Положение пика B не изменилось, а интенсивность также понизилась. Учитывая результаты просвечивающей электронной микроскопии и энергодисперсионного анализа, можно предположить, что данные эффекты отжига, вероятно, связаны с диффузионными процессами в подрешетках элементов III и V групп в области металлургической границы раздела слоев InGaAs/GaAsSb. Вследствие этого могут образоваться области четверного твердого раствора $In_{1-x}Ga_xAs_{1-y}Sb_y$, в результате будут происходить соответствующие изменения зонной структуры, приводящие к уменьшению энергии излучения двухслойной квантовой ямы.

В случае структуры с одиночной квантовой ямой GaAsSb отжиг приводит к небольшому увеличению интенсивности излучения и смещению спектра фотолюминесценции квантовой ямы (~ 10 мэВ) в область высоких энергий, что обусловлено процессом взаимодиффузии элементов V группы на границе раздела с барьерами GaAs [1, 2], вследствие чего квантовая яма становится эффективно мельче.

Проведенные исследования показали, что в процессе выращивания лазерной структуры GaAs/InGaP с активной областью GaAsSb или GaAsSb/InGaAs повышение температуры при формировании верхнего ограничивающего *p*-InGaP-слоя оказывает влияние на излучательные свойства активной области. Причем в случае активной области, содержащей одиночную КЯ GaAsSb, наблюдается увеличение интенсивности и энергии ФЛ излучения квантовой ямы, а в случае с двухслойной КЯ GaAsSb/InGaAs − значительное уменьшение этих параметров.

Работа выполнялась при финансовой поддержке РФФИ (грант 11-02-00645а, грант 13-02-97062 р_поволжье_а) и Фонда содействия развитию малых форм предприятий в научно-технической сфере (грант УМНИК 0001285).

Литература

1. O.M. Khreis, K.P. Homewood, W.P. Gillin, K.E. Singer // J. Appl. Phys., V. 84, 4017 (1998).
2. O.M. Khreis//Solid State Comm., V. 132, 767 (2004).

Медленная релаксация и метастабильность спиновых возбуждений в квантово-холловских системах

С.М. Дикман

Институт физики твердого тела РАН, ул. Академика Осипьяна, 2, Черноголовка, Московская обл., 142432.

dickmann@issp.ac.ru

Спиновая релаксация в квантово-холловском ферромагнетике (при ν=1) достигает сотни и более наносекунд, что предсказывается расчетами и подтверждается недавними экспериментами. При отклонении фактора заполнения ν от единицы время релаксации резко падает. Спиновая релаксация в спин-неполяризованной квантово-холловской системе (КХС), при ν=2, является чрезвычайно медленной, что связано с метастабильностью спин-циклотронной моды – наинизшего по энергии возбуждения в такой системе. Время релаксации при определенных условиях должно достигать секунды и, таким образом, является значением, приближающимся к соответствующим рекордным величинам для квантовых мезоскопических систем.

Введение

Известно, что для квантово-холловской системы (КХС – двумерного электронного газа в сильном перпендикулярном магнитном поле) огромную роль играют кулоновские корреляции, поэтому низкоэнергетичные спиновые возбуждения представляют собой коллективные моды – спиновые, спин-циклотронные, спин-плазменные волны – в зависимости от величины фактора заполнения ν. По-видимому, для щелевой КХС (т.е., например, при ν=1/3, 2/5, 1, 2,..) низшие по энергии возбуждения являются спиновыми, и, безусловно, это так по крайней мере в двух простейших случаях: (i) в квантово-холловском ферромагнетике при ν=1 и (ii) спин-неполяризованной целочисленной КХС при ν=2. Доклад посвящен релаксации в нижней части спектра этих двух систем, которая сводится к элементарным процессам аннигиляции возбуждений — спиновых (при ν=1) и спин-циклотронных (при ν=2) волн. При этом процессы дефазировки или стохастизации волн, происходящие без изменения их общего числа, протекают гораздо быстрее — так что в начальный момент КХС предполагается находящейся в термодинамическом равновесии при фиксированном полном неравновесном числе спиновых возбуждений. Это число определяется типом возбуждения и отклонением полных спиновых чисел КХС S и S_z от своих равновесных значений.

Релаксация спиновых волн при ν = 1

Спиновые волны в КХС при нечетном заполнении представляют собой чисто электронные возбуждения, связанные с изменением спиновых чисел δS= δS_z= –1, в которых коллективный переворот спина соответствует переходу электрона на более высокий подуровень того же уровня Ландау и смещению его в реальном и сопряженном пространствах относительно вакансии (дырки), возникающей на прежнем спиновом подуровне. Это возбуждение – спиновый экситон – хорошо изучено теоретически и экспериментально (см. цитированные в [1] работы). В КХС спиновая релаксация обусловлена обязательным наличием взаимодействий двух типов: (i) взаимодействием, не сохраняющим спин КХС, роль которого играют спин-орбитальные (СО) члены Дрессельхауса и Рашбы или член сверхтонкого взаимодействия с ядрами решетки в гамильтониане двумерных электронов [1]; и (ii) взаимодействием, обеспечивающим необратимость процесса релаксации, а именно: межспин-экситонным взаимодействием (рассеянием экситонов друг на друге), взаимодействием с внешним случайным электростатическим полем, или электрон-фононным взаимодействием. Разнообразие возможных механизмов релаксации приводит к существенной зависимости теоретических результатов от конкретных условий задачи и, в принципе, к смене доминирующего релаксационного механизма в зависимости от таких параметров, как магнитное поле или температура. Анализ, который можно провести на основе различных теоретических расчетов, выполненных за последние 15 лет, позволяет прийти к выводу, что в наиболее распространенных условиях КХС, а именно для гетероструктур GaAs/AlGaAs при 0.4 K < T <1.5 K, в поле 4 T < B < 10 T и при амплитуде плавного случайного потенциала (ПСП) ~ 0.5–1 мэВ с длиной корреляции ~ 30–60 нм, наиболее

быстрый релаксационный канал определяется СО-взаимодействием и ПСП [1]. При этом расчет дает для характерных времен релаксации значения ~ 50–200 нс. До последнего времени этот результат считался противоречащим эксперименту, т.к. косвенные данные, полученные, например, из измерений на основе эффекта Керра или ширины линий электронного спинового резонанса в магнитотранспортных измерениях, свидетельствовали о том, что время релаксации примерно на порядок короче и составляет всего ~ 3–20 нс. Не вдаваясь здесь в причины этого расхождения, мы докладываем о новейших результатах, полученных методом прямого наблюдения резонансного рэлеевского рассеяния, используемого для зондирования состояний КХС в режиме реального времени [2]. Этот метод позволил разделить две стадии процесса: (i) короткую, соответствующую стохастизации в системе спиновых экситонов, и (ii) длинную, соответствующую собственно спиновой релаксации. Время релаксации не зависит от температуры в диапазоне 0.4–4.2 К, растет с ростом B (при фиксированном ν=1) и в полях 9–14 Т составляет 50–150 нс. Процесс протекает экспоненциально во времени, что является следствием пространственных флуктуаций ПСП, которые и определяют распределение спиновых экситонов, возникающее после стадии термолизации. Экспериментальные результаты вполне согласуются с теорией, основанной на СО–ПСП-механизме релаксации. Медленная спиновая релаксация в квантово-холловском ферромагнетике может послужить основанием для создания и наблюдения спин-экситонного конденсата.

Метастабильность спин-циклотронных возбуждений при $\nu = 2$

Спин-циклотронное возбуждение при ν=2 является наинизшим по энергии возбужденным состоянием и представляет собой коллективный переворот электронного спина с перемещением электрона с верхнего спинового подуровня нулевого уровня Ландау на нижний спиновый подуровень следующего (первого) уровня Ландау. Оно соответствует изменению спиновых чисел КХС $\delta S=\delta S_z=1$ (в основном состоянии эти числа $S=S_z=0$), отделено снизу от основного состояния щелью, меньшей, но близкой к циклотронной энергии, а сверху от ближайшей простой магнитоплазменной моды щелью, представляющей собой сумму зеемановской энергии и кулоновского сдвига. Последний измерен экспериментально методом рамановского рассеяния, а теоретически определяется членом второго порядка по *e-e*-взаимодействию (в первом порядке сдвиг равен нулю). Расчет представляет собой нетривиальное применение метода «экситонного представления» [3]. Из-за удаленности от других состояний чисто электронные механизмы релаксации спин-циклотронной моды запрещены — они «не работают» в силу закона сохранения энергии. Установлено, что быстрейший канал релаксации в этих условиях в поле, равном, например, 5 Т, связан с испусканием жесткого продольного акустического фонона с волновым вектором $k\sim3*10^7$/см. Электрон-фононное взаимодействие при этом эффективно ослаблено из-за несоразмерности короткой длины волны фонона и характерного масштаба электронной волновой функции, определяемой магнитной длиной и шириной квантовой ямы. В результате, релаксация в современных ‘широкоямных’ структурах должна быть очень медленной. Согласно расчетам [4], характерное релаксационное время достигает значений ~ 1 сек, а спин-циклотронное возбуждение является, таким образом, метастабильным состоянием. Появляется возможность создания в системе достаточно высокой плотности таких возбуждений, которые, являясь статистически бозевскими, должны образовать высококогерентное состояние — конденсат Бозе-Эйнштейна. В некотором смысле этот конденсат, хотя и сформирован в чисто электронной системе, но подобен экситонным конденсатам, экспериментально полученным в квантовых ямах. В то же время спин-циклотронный конденсат должен быть эффективно контролируем короткими лазерными импульсами включения и выключения. Максимальная длительность контролирующих импульсов не должна быть больше 1 мкс, так что отношение времени жизни существования конденсата к длительности контролирующего импульса превосходит 10^6.

Литература

1. S. Dickmann and T. Ziman // Phys. Rev. B. **85**, 045318 (2012).

2. A.S. Zhuravlev, S. Dickmann, L.V. Kulik, and I.V. Kukushkin, in press.

3. S. Dickmann and I.V. Kukushkin // Phys. Rev. B. **71**, 241310(R) (2005).

4. S. Dickmann // Phys. Rev. Lett. **110**, 166801 (2013).

Исследование пластической релаксации в слоях GeSi на подложках Si (001) и (115)

Ю.Н. Дроздов*, М.Н. Дроздов, П.А. Юнин, Д.В. Юрасов, М.А. Шалеев, А.В. Новиков

Институт физики микроструктур РАН, 603950, г.Н.Новгород, ГСП-105.
*drozdyu@ipmras.ru

Методами рентгеновской дифрактометрии и атомно-силовой микроскопии показано, что релаксация упругих напряжений в слоях GeSi происходит более эффективно на подложках (115)Si, чем на (001)Si. Возможно, это связано с преимущественной работой одной из плоскостей скольжения типа (111) на срезе (115). В результате толстые слои GeSi на (115) имеют пониженную шероховатость поверхности. Описан метод расчета параметров слоя на подложке (115) по рентгенодифракционным данным.

Введение

Релаксированные буферные слои GeSi часто используются в качестве искусственных подложек для управления упругонапряженным состоянием выращенных на них рабочих слоев [1]. Основным свойством такой искусственной подложки является изменение периода кристаллической решетки в плоскости поверхности, которое происходит в результате пластической релаксации слоя. Релаксация обусловлена дефектами и представляет собой сложное физическое явление [1]. Степень релаксации, шероховатость поверхности и плотность проникающих дислокаций зависят от многих факторов, в частности от ориентации среза подложки. Количественный анализ релаксации обычно проводится методом рентгеновской дифрактометрии.

В настоящей работе проведено экспериментальное сравнение слоев $Ge_{1-x}Si_x$ одинаковых по строению, но выращенных на подложках Si двух различных ориентаций (001) и (115).

Описание эксперимента

Два исследованных образца содержали по три слоя с x(Ge)= 0.1; 0.3 и 0.5, толщиной 0.2 мкм каждый ($Si_{0.5}Ge_{0.5}/Si_{0.7}Ge_{0.3}/Si_{0.9}Ge_{0.1}$/Si-substrate). Слои выращены методом молекулярно-пучковой эпитаксии на установке Riber SIVA-21. Образец А на Si(115), образец В – на Si(001). Строение структур по глубине проанализировано на вторично-ионном масс-спектрометре TOF.SIMS 5, морфология поверхности исследована методом атомно-силовой микроскопии (AFM) NTEGRA Prima. Рентгеновский эксперимент (XRD) выполнен на дифрактометре Bruker D8 Discover.

Результаты и обсуждение

Данные SIMS подтвердили одинаковое строение образцов А и В по толщине слоев и составу в пределах 2%, профили представлены на рис. 1.

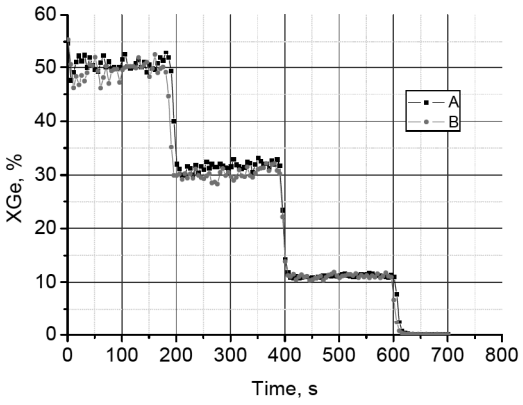


Рисунок 1. Профили послойного анализа образцов А и В методом SIMS.

Однако рентгеновские данные (см. табл. 1), показали существенное различие в степени релаксации слоев, особенно слоя №1 с x(Ge)=0.1.

Таблица 1. Коэффициенты пластической релаксации R слоев относительно предыдущего слоя по данным XRD.

Образец	**Слой 1**	**Слой 2**	**Слой 3**
A (115)Si	0.40	0.91	0.78
B (001)Si	0.09	0.75	0.56

Коэффициент R, по своему определению, меняется от R=0 для слоя, согласованного по периоду решетки с нижележащим, до R=1 для ненапряженного, полностью релаксированного слоя. Результаты

XRD говорят о том, что релаксация упругих напряжений происходит более эффективно на подложках (115). Возможно, это связано с преимущественной работой одной из плоскостей скольжения типа (111) при образовании дислокаций из-за увеличения для нее фактора Шмидта [1] на срезе (115), что снижает вероятность пересечения, торможения и закрепления дислокационных линий. AFM-изображения подтверждают это предположение: поверхность А покрыта однонаправленными линиями скольжения, а В – сеткой пересекающихся линий. В местах пересечения возникают крупные дефекты, которые не сильно влияют на среднюю шероховатость, но существенно увеличивают «размах» высот на поверхности образца В, выращенного на подложке (001)Si (см. табл. 2).

Таблица 2. Шероховатость поверхности, S_q, и «размах» высот, *P-V*, по данным атомно-силовой микроскопии.

Образец	S_q, нм	*P-V*, нм
A (115)Si	1.7	14
B (001)Si	1.9	43

Полученные результаты говорят о перспективности использования слоев GeSi/Si(115) в качестве буферных подслоев, однако при этом необходимо учитывать, что в слоях на (115) возникают сдвиговые деформации, которые могут сказываться на свойствах выращенных на них структур.

Приложение. Метод расчета параметров слоя на подложке (115) по рентгенодифракционным данным

Задача в ее общей постановке состоит в определении концентрации твердого раствора, тензора упругой деформации слоя, коэффициентов анизотропной релаксации слоя в гетеропереходе и углов взаимного разворота решеток слоя и подложки в результате пластической релаксации. Решение существенно усложняется в случае частично релаксированных эпитаксиальных слоев, нанесенных на подложку с несимметричным срезом, когда упругая деформация понижает симметрию слоя, а пластическая релаксация также является анизотропной и может приводить к разворотам решеток слоя и подложки. Реализован алгоритм, имеющий несколько отличий от описанных в литературе [2-4]. Алгоритм разделен на несколько этапов с целью повышения устойчивости решения: 1) восстановление тензора полной деформации слоя относительно подложки E_{ij} по значениям $\Delta\theta$; 2) восстановление разворотов решетки слоя относительно подложки по значениям $\Delta\omega$; 3) уточнение компонент дисторсии решетки слоя U_{ij} по значениям $\Delta\omega$; 4) определение концентрации твердого раствора, исходя из условий механического равновесия системы; 5) вычисление тензора упругой деформации слоя, коэффициентов пластической релаксации и пластических разворотов.

Устойчивость алгоритма к погрешностям и процесс переноса ошибок проанализированы путем моделирования. Один из результатов состоит в том, что учет сдвиговой компоненты деформации для слоя (115) слабо влияет на величину x(Ge), но сильно влияет на величину R, поэтому в данной задаче неприменимо приближение диагонального тензора упругой деформации слоя. Отсутствие сдвиговых деформаций в системе координат гетероперехода – часто используемое приближение, когда слой считают деформированным с понижением симметрии лишь до тетрагональной или орторомбической. В этом случае тензор деформации – диагональный. Для практики это означает, что в задаче анализа степени релаксации слоев на несимметричных срезах недостаточно измерить брэгговские углы двух отражений, а нужно как минимум три, поскольку в число неизвестных входит сдвиговая компонента. Полный набор включает 7 независимых неизвестных параметров, поэтому эксперимент приходится значительно расширять в сравнении с симметричным срезом. В случае образца А использовали 13 отражений и 3 схемы съемки каждого отражения.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ 13-02-01006, 13-02- 97077 и 14-02-31046.

Литература

1. Ю.Б. Болховитянов, О.П. Пчеляков, С.И. Чикичев // УФН. Т.171. №7. С.689 (2001).
2. F. Oehler, M.E. Vickers, M.J. Kappers *et al.* // J. Appl. Phys. V. 114, 053520 (2013).
3. M. Krysko, J.Z. Domagala, R. Czernecki *et al.* // J. Appl. Phys. V. 114, 113512 (2013).
4. A. Zhylik, A. Benediktovitch, I. Feranchuk *et al.* // J. Appl. Cryst. V. 46, P.919 (2013).

Наблюдение прямозонной фото- и электролюминесценции из GaAs-структуры с Ge квантовыми ямами

В. Я. Алешкин[1, 2], Н. В. Дикарева[3], А. А. Дубинов[1, 2, §], Б. Н. Звонков[3], К. Е. Кудрявцев[1, 2], С. М. Некоркин[3]

1 Институт физики микроструктур РАН, ГСП-105, Нижний Новгород, 603950.

2 Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского, пр. Гагарина, д. 23, Нижний Новгород, 603950.

3 НИФТИ, Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского, пр. Гагарина, д. 23, Нижний Новгород, 603950.

§sanya@ipmras.ru

С использованием метода лазерного распыления были выращена диодная структура на основе GaAs с 8 Ge квантовыми ямами. Обнаружена широкая линия фото- (ФЛ) и электролюминесценции (ЭЛ) при температуре жидкого азота в районе длины волны 1.37 мкм, соответствующая прямым в импульсном пространстве переходам в Ge квантовых ямах.

Введение

В настоящее время для волоконных линий связи востребованы полупроводниковые лазеры, генерирующие излучение на длинах волн 1.3 и 1.5 мкм, что обусловлено минимумами дисперсии и поглощения в кварцевом волокне на этой длине волны. Однако излучение таких длин волн могут генерировать только лазеры с квантовыми ямами на основе четверных соединений InGaAsP, выращенными на подложке InP. Использование более дешевых подложек GaAs для лазеров на требуемой длине волны невозможно при использовании традиционных напряженных квантовых ям InGaAs, из-за большого несоответствия постоянных решетки GaAs и InGaAs с высоким содержанием In, необходимым для сдвига длины волны излучения в такую длинноволновую область. Требуемого диапазона излучения можно добиться использованием в качестве активной среды лазера нескольких слоев самоформирующихся квантовых точек InAs, выращенных на подложке GaAs. Основной проблемой при внедрении квантово-точечных технологий является достижение воспроизводимости их параметров, требующее трудоемкого технологического контроля, что при массовом производстве на сегодняшний день себя не оправдывает.

Данная работа посвящена исследованию возможности создания эффективных светоизлучающих структур в 1.3 – 1.5 мкм диапазоне на основе GaAs с Ge квантовыми ямами. Постоянная решетки Ge близка к таковой у GaAs, а следовательно, возможно получение достаточно совершенных гетеропереходов Ge/GaAs. Германий — непрямозонный полупроводник (нижней долиной в зоне проводимости является L-долина), разница между энергиями L-долины и Г-долины составляет всего 0.14 эВ, а прямой межзонный оптический переход соответствует длине волны 1.55 мкм при комнатной температуре.

В настоящее время в литературе не сложилось общего мнения о величинах разрыва зоны проводимости и валентной зоны для гетероперехода Ge/GaAs. Возможно, это связано с поверхностными состояниями на гетерогранице полярного и неполярного материалов Ge/GaAs, что приводит к зависимости разрывов зон на этой гетерогранице от параметров роста гетероструктуры. Если гетеропереход Ge/GaAs — первого рода и разрыв зон на границе 0.28 – 0.33 эВ, то, согласно расчетам зонного спектра [1] квантовых ям Ge, выращенных на GaAs, при толщинах слоя Ge меньших 2 – 3 нм квантовая яма становится прямозонной. Подобную ФЛ удалось наблюдать в Ge/GaAs-структурах, выращенных при температурах свыше 550°C [2]. Однако для Ge/GaAs-структур, выращенных при низкой температуре (400°C), а затем отожженных при 700°C, разрыв зон на границе составил около 0.14 эВ, что сопоставимо с разницей между энергиями L-долины и Г-долины в Ge. В результате наблюдалась линия ФЛ при комнатной температуре в районе длины волны 1.3 мкм [3]. Эта линия соответствовала непрямым переходам в координатном

пространстве, но прямым в импульсном пространстве переходам между слоями GaAs и Ge.

В настоящей работе наблюдалась прямозонная ФЛ и ЭЛ из диодной структуры на основе GaAs с Ge квантовыми ямами, выращенной при температуре 400°C.

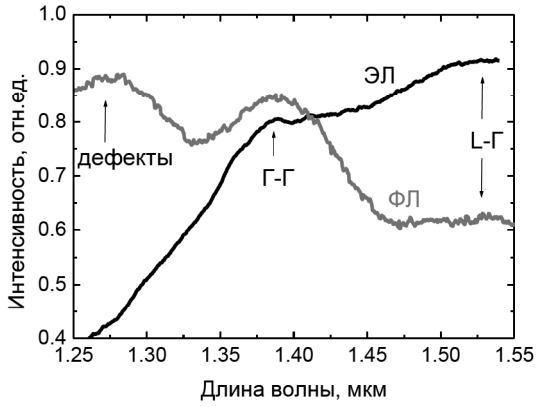


Рисунок 1. ФЛ и ЭЛ Ge/GaAs-структуры при T = 77 K.

Эксперимент

Диодная структура была выращена на подложке GaAs p^+-типа в установке МОС-гидридной эпитаксии при атмосферном давлении. Часть слоев германия и GaAs выращивались с помощью метода лазерного распыления (ЛР в таблице 1) в той же установке, часть слоев GaAs выращена методом МОС-гидридной эпитаксии (Э в таблице 1).

Таблица 1. Параметры Ge/GaAs-структуры.

№	Состав и легирование	Толщина	Метод
1	*p* – GaAs	660 нм	Э
2	*i* – GaAs	330 нм	Э
3	GaAs	33 нм	ЛР
4	Ge	6 нм	ЛР
5	GaAs	165 нм	ЛР
6 – 26	повтор 7 раз слоев № 3 – 5		
27	*i* – GaAs	165 нм	Э
28	n^+ – GaAs	330 нм	Э

Для возбуждения ФЛ в качестве накачки использовалось 720 нм импульсное излучение параметрического генератора света MOPO-SL (Spectra-Physics) с оптической накачкой третьей гармоникой (355 нм) импульсного лазера Nd:YAG (Quanta-Ray PRO-230-10, Spectra-Physics). Длительность импульса 10 нс, частота повторения импульсов составляла 10 Гц. В качестве приемника излучения использовалась диодная линейка.

Для возбуждения ЭЛ к структуре были изготовлены контакты, по которым подводился постоянный электрический ток величиной до 1.5 А. В качестве приемника излучения использовался Ge-фотодиод. Для подавления в спектре ЭЛ линии, отвечающей за переходы между дном зоны проводимости и потолком валентной зоны GaAs, использовался Si-фильтр.

Измерения ФЛ и ЭЛ были проведены при температуре 77 К. На рис. 1 приведены спектры ФЛ и ЭЛ изучаемой структуры. Из рисунка видно, что в спектрах кроме пика (на спектре ЭЛ этот пик не видно из-за Si-фильтра), отвечающего за рекомбинацию носителей на дефектах в GaAs, возникающих из-за диффузии германия в слои GaAs, наблюдаются еще 2 широких перекрывающихся пика. Как показало сравнение экспериментальных данных с расчетом (в предположении, что разрыв зон на Ge/GaAs-границе 0.28 – 0.33 эВ) в модели [1], более длинноволновый пик (L-Г на рис. 1) отвечает непрямым в импульсном пространстве переходам из первой подзоны L-долины зоны проводимости в первую подзону тяжелых дырок германиевых квантовых ям. Более коротковолновый пик (Г-Г на рис. 1) отвечает прямым в импульсном пространстве переходам из первой подзоны Г-долины зоны проводимости в первую подзону тяжелых дырок германиевых квантовых ям.

Таким образом, наблюдалась как прямозонная, так и непрямозонная ФЛ и ЭЛ в структуре на основе GaAs с Ge квантовыми ямами. Интенсивность этих пиков была сопоставима, так как ширины Ge квантовых ям были существенно больше характерной ширины, при которой нижним уровнем размерного квантования в зоне проводимости будет уровень Г-долины.

Работа поддержана РФФИ-Поволжье (13-02-97052).

Литература

1. V. Ya. Aleshkin, A. A. Dubinov // Journal of Applied Physics, V. 109, 123107 (2011).
2. В. Я. Алешкин, А. А. Дубинов, М. Н. Дроздов *и др.* // Физика и техника полупроводников, V. 47, 621 (2013).
3. V. Ya. Aleshkin, A. A. Dubinov, K. E. Kudryavtsev *et al.* // Journal of Applied Physics (принята в печать).

Механизм усиления излучения при туннелировании электронов между слоями графена

В. Я. Алешкин[1, 2], А. А. Дубинов[1, 2, §], T. Otsuji[3], В. И. Рыжий[3, 4]

1 Институт физики микроструктур РАН, ГСП-105, Нижний Новгород, 603950.

2 Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского, пр. Гагарина, д. 23, Нижний Новгород, 603950.

3 Research Institute for Electrical Communication, Tohoku University, Sendai, Japan, 980-8577.

4 НОЦ «Фотоника и ИК-техника», МГТУ им.Н. Э. Баумана, ул. 2-я Бауманская, д. 5, Москва, 105005.

§sanya@ipmras.ru

Рассмотрена концепция и изучены условия работы инжекционного терагерцового лазера на основе структуры с двумя графеновыми слоями, разделенными барьером, и с волноводом на основе поверхностных плазмонов. Рассматриваемый лазер использует резонансные излучательные переходы между графеновыми слоями. Это позволит лазеру работать при комнатной температуре, также будет возможна перестройка напряжением спектра излучения.

Введение

В настоящее время очень востребованы компактные источники терагерцового излучения. Наибольшего прогресса в этой области достигли квантово-каскадные лазеры, однако они работают только при криогенных температурах [1]. Кроме того, существует область частот (5 – 12 ТГц), где квантово-каскадные лазеры на основе GaAs и InP не могут работать из-за существенного фононного поглощения в этих полупроводниках. Поэтому остается актуальным поиск новых эффективных источников излучения в данной области частот. Ранее для создания терагерцовых лазеров были предложены различные структуры с активной областью на основе одно-, двух- и многослойного графена [2-4]. Бесщелевой спектр графена позволяет осуществлять межзонные оптические переходы в терагерцовой области частот, и при наличии межзонной инверсии населенности возможно создание терагерцового лазера. Однако в лазерах с таким механизмом усиления излучения возможно усиление только таких мод, у которых имеется компонента электрического поля, лежащая в плоскости графеновых слоев. Поэтому в таких лазерах существенно внутризонное Друде-поглощение, которое препятствует продвижению возможности работы лазеров в области нескольких ТГц.

В настоящей работе предложен другой механизм усиления терагерцового излучения и рассмотрена концепция инжекционного лазера на основе структуры с двумя графеновыми слоями, разделенными барьером, и с волноводом на основе поверхностных плазмонов, у которых компонента электрического поля, лежащая в плоскости слоев графена, мала.

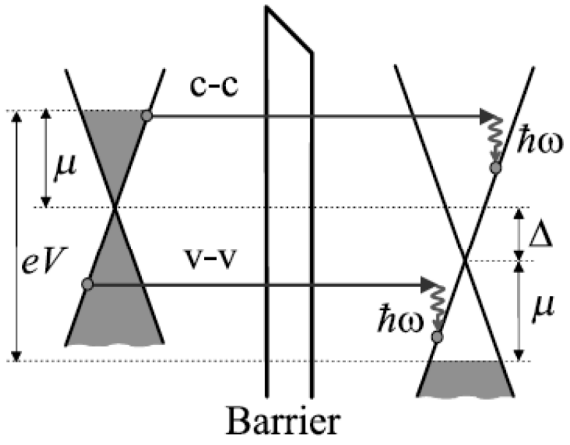


Рисунок 1. Зонная диаграмма предлагаемой структуры. Стрелки показывают резонансно-туннельные межслойные переходы с испусканием фотонов (в случае слабого деполяризационного сдвига) между состояниями зоны проводимости (c – c) и валентной зоны (v – v).

Механизм усиления излучения

Предлагаемая структура состоит из двух слоев графена, разделенных тонким слоем диэлектрика (туннельно-прозрачный барьер), с боковыми контактами к каждому из графеновых слоев. Противоположные края графеновых слоев изолированы от других контактов. При приложении напряжения между графеновыми слоями происходит инжекция

электронов из графенового слоя с *n*-типом легирования в графеновый слой с *p*-типом легирования, так что между слоями графена возникает инверсия населенности, которая может быть использована для генерации излучения с электрическим полем, перпендикулярным к плоскости графенового слоя. На рис. 1 показаны зонная диаграмма структуры (с энергией Ферми в каждом из слоев μ) под приложенным напряжением V и туннельные переходы, сопровождающиеся испусканием фотонов с энергией $\hbar\omega \sim \Delta$, где Δ является энергетическим расстоянием (зазором) между точками Дирака в графеновых слоях.

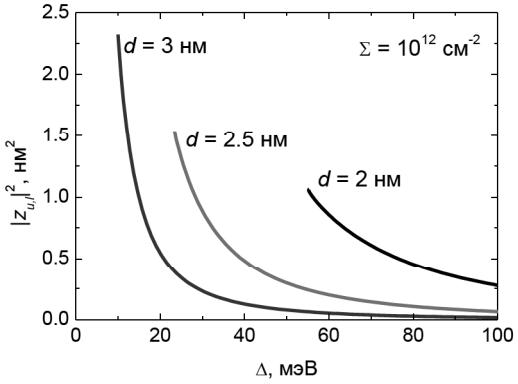


Рисунок 2. Зависимость $|z_{u,l}|^2$ от Δ для 3 значений d.

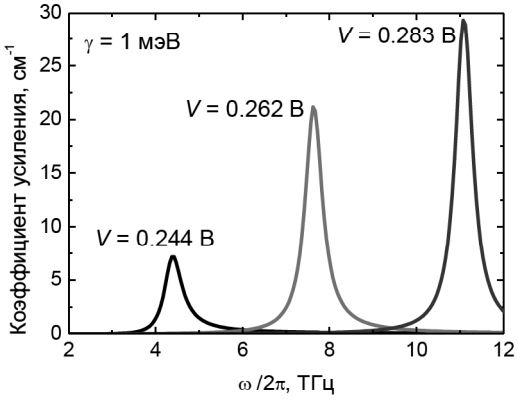


Рисунок 3. Зависимость коэффициента усиления от ω для 3 значений V.

Переходы между слоями графена с испусканием фотонов, компонента электрического поля которых перпендикулярна слоям графена, сохраняют импульс электрона без включения механизма рассеяния. Поэтому реальная часть проводимости может быть записана в следующем виде [5, 6]:

$$\mathrm{Re}\,\sigma = -\frac{2e^2\gamma\omega\left|z_{u,l}\right|^2\Sigma(1+\Delta/\delta)}{\hbar^2(\omega-\omega_{\max})^2+\gamma^2}, \qquad (\text{ф1})$$

где e — заряд электрона, $\delta = 4\pi e^2 d\Sigma/\kappa$, Σ — концентрация доноров (акцепторов) в левом (правом) слое графена на рис. 1, d и κ — толщина и диэлектрическая проницаемость барьера, соответственно, $\gamma = \hbar\nu$, ν — частота рассеяния электронов и дырок, $z_{u,l}$ — матричный элемент оптического перехода.

Δ и $\omega_{\max}$ определяются следующим образом:

$$\Delta = e(V + V_0 - \sqrt{V_0^2 + V_t^2 + 2VV_0}), \qquad (\text{ф2})$$

$$\hbar\omega_{\max} = \Delta - 8\pi e^2\left|z_{u,l}\right|^2\Sigma(1+\Delta/\delta)/(\kappa d), \qquad (\text{ф3})$$

где второе слагаемое в (ф3) — деполяризационный сдвиг, $V_0 = \hbar^2 v_w^2\kappa/(2e^2 d)$, $V_t = 2\hbar v_w\sqrt{\pi\Sigma}/e$ и $v_w \approx 10^8$ см/с.

Матричный элемент оптического перехода $z_{u,l}$ был рассчитан в модели двух дельта-слоев, разделенных тонким барьером. На рис. 2 представлена рассчитанная зависимость $|z_{u,l}|^2$ от Δ для 3 значений d диэлектрика WS_2. Был также рассчитан коэффициент усиления для терагерцовой плазмонной ТМ-моды, которая обладает маленьким Друде-поглощением в графене. Оказалось, что усиление может быть достаточно большим для создания лазера (рис. 3). Также показано, что спектр излучаемых фотонов можно регулировать с помощью изменения приложенного напряжения V (рис. 3).

Работа поддержана Фондом «Династия», РФФИ (№ 14-02-90002-Бел_а), программой ОФН РАН № 7 «Фундаментальные аспекты физики и технологии полупроводниковых лазеров как основных элементов фотоники и квантовой электроники».

Литература

1. B. S. Williams // Nature Photonics, V. 1, 517 (2007).
2. A. A. Dubinov, V. Ya. Aleshkin, M. Ryzhii *et al.* // Applied Physics Express, V. 2, 092301 (2009).
3. V. Ryzhii, M. Ryzhii, A. Satou *et al.* // Journal of Applied Physics, V. 106, 084507 (2009).
4. V. Ya. Aleshkin, A. A. Dubinov, V. Ryzhii // JETP Letters, V. 89, 63 (2009).
5. V. Ryzhii, A. A. Dubinov, V. Ya. Aleshkin *et al.* // Applied Physics Letters, V. 103, 163507 (2013).
6. V. Ryzhii, A. A. Dubinov, T. Otsuji *et al.* // Optics Express, V. 21, 31567 (2013).
7. A. A. Dubinov, V. Ya. Aleshkin, V. Ryzhii *et al.* // Journal of Applied Physics (принята в печать).

Спиновое расщепление валентных подзон в квантовых ямах

М. В. Дурнев*, М. М. Глазов, Е. Л. Ивченко

Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе, ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021.

*durnev@mail.ioffe.ru

В работе развита 14-зонная ***kp***-модель, позволяющая рассчитывать спиновые расщепления дырочных подзон в квантовых ямах. Предложен вид граничных условий на 14-компонентную огибающую, которые естественным образом описывают смешивание состояний тяжелой и легкой дырки, индуцированное низкой симметрией интерфейса (001). Расчеты в рамках развитой модели показывают, что линейное по волновому вектору ***k*** спиновое расщепление тяжелой дырки в ямах GaAs/AlGaAs может быть сравнимым с расщеплением зоны проводимости даже в отсутствие интерфейсного смешивания дырок. Учет интерфейсного смешивания приводит к существенному увеличению константы линейного по ***k*** расщепления тяжелой дырки.

Введение

Отсутствие центра пространственной инверсии в полупроводниках типа GaAs приводит к спин-орбитальному расщеплению электронных зон, которое описывается линейными и кубическими по волновому вектору электрона ***k*** слагаемыми в эффективном гамильтониане [1]. К настоящему времени спин-орбитальное расщепление состояний зоны проводимости в объемных полупроводниках и квантовых ямах на их основе хорошо изучено как экспериментально, так и теоретически, см., например, [2]. В то же время расчет дисперсии и спиновых расщеплений дырочных подзон в квантовых ямах представляет намного более сложную задачу вследствие того, что состояния валентной зоны в объемном материале четырехкратно вырождены.

Спиновое расщепление Дрессельхауза основных подзон тяжелой и легкой дырок в квантовых ямах на основе полупроводников с решеткой цинковой обманки, выращенных вдоль оси [001], было впервые рассчитано Э. И. Рашбой и Е. Я. Шерманом [3]. Для расчета использовался эффективный гамильтониан объемной дырки (матрица 4×4), состоящий из гамильтониана Латтинжера и спин-зависимых кубических по волновому вектору слагаемых. В качестве граничных условий использовались простейшие условия обращения в ноль четырехкомпонентной волновой функции дырки на границах квантовой ямы, что соответствует приближению ямы с бесконечно высокими барьерами. Такой подход позволяет получить аналитические выражения для линейных по ***k*** членов в эффективных гамильтонианах двумерных дырочных подзон, однако его невозможно обобщить на случай структур с конечным барьером из-за наличия члена $\sim k_z^3$ в спин-зависимом слагаемом объемного гамильтониана 4×4, приводящего к сингулярности оператора потока через интерфейс. В дополнение, при сшивке волновых функций валентной зоны в реалистичных структурах необходимо также учитывать дополнительные слагаемые, связанные с анизотропией химических связей на интерфейсах ямы и приводящие к смешиванию тяжелой и легкой дырки [4]. Расчеты спиновых расщеплений валентных подзон, выполненные с помощью атомистических методов, предсказывают линейные по ***k*** члены, достигающие 100 мэВÅ в подзоне тяжелых дырок, однако не позволяют разделить роль объемных и интерфейсных вкладов в спиновое расщепление [5].

Результаты и обсуждение

В данной работе развита 14-зонная ***kp***-модель для расчета спиновых расщеплений дырочных подзон в квантовых ямах. В эффективном ***kp***-гамильтониане учтены лишь не зависящие от ***k*** и линейные по ***k*** межзонные элементы. Показано, что простейшие граничные условия, описывающие смешивание тяжелых и легких дырок на интерфейсе (001), имеют вид

$$\begin{aligned} \left(f_{X'}\right)_A &= \left(f_{X'}\right)_B + t\left(f_X\right)_B, \\ \left(f_{Y'}\right)_A &= \left(f_{Y'}\right)_B + t\left(f_Y\right)_B, \end{aligned} \qquad (1)$$

с единственным феноменологическим параметром t. Здесь f_R – огибающие блоховских функций валентной зоны ($R = X, Y$) и далекой зоны проводимости ($R = X', Y'$). Параметр t связан с введенным в работе [4] параметром $t_{l\text{-}h}$ с помощью межзонного матричного элемента Q [7].

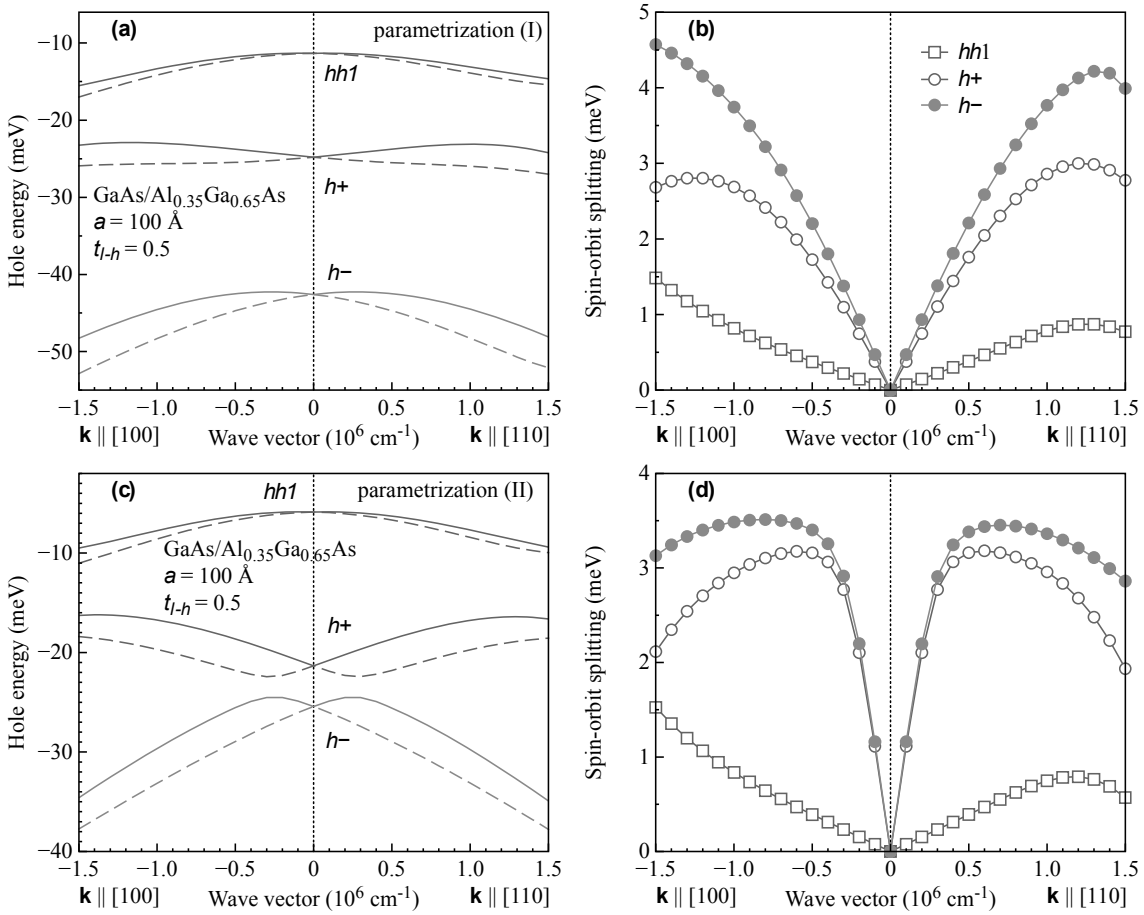


Рисунок 1. Дисперсии (a, c) и спиновые расщепления (b, d) валентных подзон в квантовой яме GaAs/$Al_{0.35}Ga_{0.65}As$ при $t_{l\text{-}h}$ = 0.5. Вычисления выполнены для двух параметризаций 14-зонной модели, взятых из работы [6] (параметризация (I)) и работы [1] (параметризация (II)).

На панелях (a, c) и (b, d) рис. 1 представлены, соответственно, энергетические дисперсии и спиновые расщепления первых трех дырочных подзон в яме GaAs/$Al_{0.35}Ga_{0.65}As$. Расчеты приведены для двух направлений волнового вектора в плоскости ямы $k \parallel [100]$ и $k \parallel [110]$ и двух параметризаций 14-зонной модели, взятых из работ [1] и [6]. Видно, что учет интерфейсного смешивания дырок приводит к заметным спиновым расщеплениям как основного состояния тяжелой дырки (*hh1*), так и основного состояния легкой дырки (*h*+) и первого возбужденного состояния тяжелой дырки (*h*-). Для сравнения расчет константы линейного по k расщепления *hh1*, $\beta_1^{(hh1)}$ для аналогичной ямы при $t_{l\text{-}h} = 0$ и параметризации [6] дает значение $\beta_1^{(hh1)}$ = 15 мэВÅ, в три раза меньшее, чем представленное на рис. 1.

В работе также выполнены расчеты константы $\beta_1^{(hh1)}$ в зависимости от параметра интерфейсного смешивания для ямы GaAs/AlAs шириной 85 Å, которые были сопоставлены с атомистическими расчетами работы [5]. Количественное согласие двух подходов возможно при величине безразмерной константы смешивания тяжелых и легких дырок $t_{l\text{-}h}$~1 [7].

Работа выполнена при поддержке фонда «Династия», РФФИ, гранта Президента РФ НШ-1085.2014.2 и проектов EC SPANGL4Q и POLAPHEN.

Литература

1. Г.Е. Пикус, В.А. Марущак, А.Н. Титков // ФТП. **22**, 185 (1988).
2. R. Winkler. Spin-orbit coupling effects in two-dimensional electron and hole systems (Springer, 2003).
3. E.I. Rashba, E.Ya. Sherman // Phys. Lett. A. **129**, 175 (1988).
4. И.Л. Алейнер, Е.Л. Ивченко // Письма в ЖЭТФ. **55**, 662 (1992).
5. J.-W. Luo et al. // Phys. Rev. Lett. **104**, 066405 (2010).
6. J.-M. Jancu et al. // Phys. Rev. B. **72**, 193201 (2005).
7. M. V. Durnev, M. M. Glazov, E. L. Ivchenko, arXiv:1311.5747 [cond-mat.mes-hall] (2013).

Intrinsic defects in SiC for spin-based quantum applications

V. Dyakonov[1,*], V. A. Soltamov[2], P.G. Baranov[2], H. Kraus[1], A. Sperlich[1], G. V. Astakhov[1]

1 Julius-Maximilian University of Wuerzburg, Wuerzburg, Germany, 97074.

2 Ioffe Physical-Technical Institute, St. Petersburg, Russia, 194021

*dyakonov@physik.uni-wuerzburg.de

Atomic-scale defects in silicon carbide usually limit the performance of this material in high-power electronics and radio-frequency communication. Here, we reveal a family of silicon vacancy-related defects in SiC exhibiting attractive spin properties. In particular, the defect spins can be initialized and readout even at room temperature by means of optically-detected magnetic resonance (ODMR), suggesting appealing quantum applications. Using this technique we detect two-quantum spin resonances, unambiguously proving S = 3/2 ground state of the silicon vacancy-related defects. The optically-induced population inversion of these high-spin ground states leads to stimulated microwave emission, which we directly observed in our silicon carbide crystals. The analysis based on the experimentally obtained parameters shows that this property can be used to implement solid-state masers and radio-frequency amplifiers.

Introduction

The material properties of silicon carbide (SiC), including intrinsic defects, have been investigated for decades. In particular, the V_{Si} centres were identified in the 1980s. The electron spin resonance (ESR) experiments on V_{Si} performed about 10 years ago were interpreted in terms of the triplet state ^{3}A. In these earlier experiments, the V_{Si}-related ESR lines were observed only under optical excitation, and it was suggested that ^{3}A is an excited state, whereas the ground state is a singlet ^{1}A. Recently, in ESR experiments performed in the W-band (95 GHz), the «high-spin-related» signal has been detected at a very low temperature in complete darkness. This excludes contribution of excited states and suggests that the V_{Si} ground singlet state is a high-spin state. In the initial interpretation, it was assumed that this ground state is a triplet ^{3}A with $S = 1$. Alternatively, it was also suggested that the V_{Si} defect is negatively charged and its ground state is a quadruplet ^{4}A with S = 3/2. The challenge in unambiguously distinguishing between these two cases is due to the presence of a large number of different types of defect, whose contributions to the ESR spectra may not be negligible.

To avoid this problem, we use the double radio-optical resonance, which allows us to selectively address only one type of defect [1]. We resonantly excite into the zero-phonon line (ZPL) transition, which is unique for each V_{Si} defect and has an extremely narrow spectral width. Owing to the intersystem crossing, the excited state relaxes through a metastable state, generating an inverse population in the ground state. Alternatively, there is a phonon-assisted radiative recombination to the ground state, which forms the phonon sideband (redshifted relative to ZPL) in the photoluminescence spectrum. Remarkably, the radiative recombination rate is different for each spin sublevel, which is a direct consequence of spin-selective intersystem crossing. Resonant microwave absorption or stimulated emission changes the spin population, resulting in a change in the photoluminescence intensity. The ODMR signal is obtained at a fixed frequency 9.4 GHz as a function of the magnetic field B applied along the c axis of SiC.

Experimental Results and Discussion

Experimental data for the V_{Si} defect attributed to the ZPL labelled as the V2-line in the photoluminescence spectrum of 6H-SiC are presented in Fig. 1a [2]. We optically excite into the V_{Si}(V2) ZPL and measure the ODMR spectrum, consists of four pairs of resonances.

The origin of these resonances is explained in the scheme of Fig. 1b. The strongest resonances are ascribed to the transitions with $\Delta m_S = \pm 1$. We stress that, on the basis only of the observation of these resonances, one cannot distinguish between spin $S = 1$ and S = 3/2 states.

The observation of a half-field resonance at $B_0/2$ ($\Delta m_S = \pm 2$) is frequently used to identify triplets ($S = 1$) in organic materials. In contrast, we observe two resonances around $B_0/2$ (Fig. 1). This observation provides strong evidence that V_{Si} has S = 3/2 spin state.

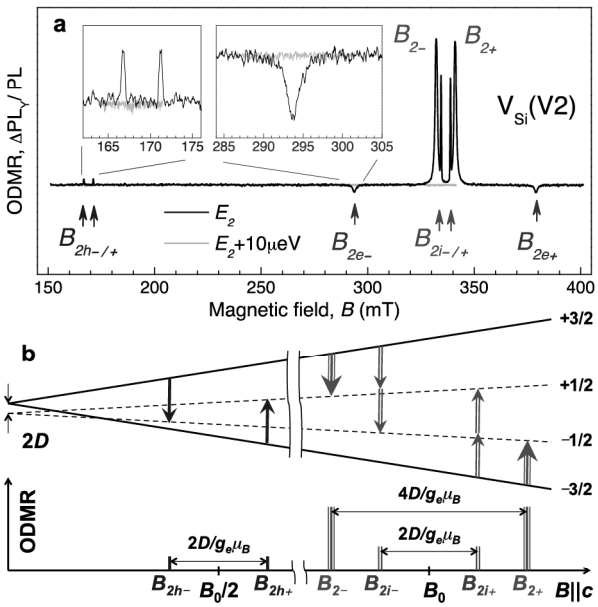


Figure 1. (a) ODMR spectrum obtained in 6H-SiC under resonant optical excitation. (b) Energy-level diagram and microwave induced transitions.

Another pair of resonances are located in between the pair of the strongest $\Delta m_S = \pm 2$ resonances and look like satellites. These inner resonances are observed for different V_{Si} defects, and they are ascribed to the two-quantum spin transitions [2], as explained in Fig. 1b. Finally, the outer resonances in Fig. 1 can be associated with the V_{Si} excited state.

As depicted in Fig. 1, a population inversion in the V_{Si} ground singlet state is generated under optical excitations. First, we demonstrate that this process remains efficient at room temperature [2]. Figure 2a shows an ODMR spectrum obtained at $T = 300$ K. The ZPLs are not resolved, and we excite into the phonon-assisted absorption band. Two pairs of resonances are observed, which can clearly be associated with the $\Delta m_S = \pm 1$ transitions of the V_{Si}(V2) and V_{Si}(V3) defects. This is the first time that ODMR is detected for identified spin defects in 6H-SiC at room temperature. Remarkably, ODMR is a standard technique to coherently manipulate single spins, suggesting that defects in SiC can be used, for instance, as qubits as well as magnetic field and temperature sensors.

A population inversion is a prerequisite for stimulated emission. As in the case of the above ODMR experiments, the samples are inserted into an X-band cavity (8.9 GHz), and we perform light induced ESR measurements [1] using an 808 nm laser with a power of 600 mW. To increase the signal-to-noise ratio at room temperature, we slightly modulate the magnetic field, resulting in the derivative shape of the ESR lines (Fig. 2b). The most pronounced effect is observed for V_{Si}(V3). The ESR signal at lower magnetic field is of nearly the same amplitude but inverted relative to the ESR signal at higher magnetic field, indicating that microwave emission occurs at one of these magnetic fields [2]. Comparison with the scheme of Fig. 1b unambiguously suggests that this is the lower magnetic field. For V_{Si}(V2) the effect is much weaker but still recognizable.

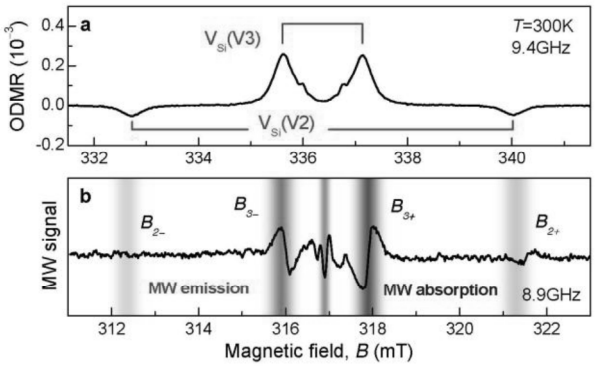


Figure 2. (a) Room-temperature ODMR spectrum. (b) Light-induced stimulated microwave (MW) emission and absorption.

Conclusions

The properties of the V_{Si} defects can be used for a broad range of quantum applications. The ODMR technique presented here is not limited to ensemble measurements and can be applied to a single defect as well. This makes V_{Si} attractive for use as room-temperature qubits and spin sensors. Furthermore, the demonstration of steady-state stimulated microwave emission in SiC at room temperature is a crucial step towards fabricating solid-state masers and travelling-wave quantum amplifiers with an extraordinarily low noise level. This can potentially bring long distance communication, radar and radio location systems to a new level that is unachievable with the present-day technologies.

References

1. D. Riedel et al. // Resonant addressing and manipulation of silicon vacancy qubits in silicon carbide // Phys. Rev. Lett. V. 109, 226402 (2012).

2. H. Kraus et al. // Room temperature quantum microwave emitters based on atomic-scale defects in silicon carbide // Nat. Phys. (2013); DOI: 10.1038/nphys2826.

МЛЭ твердых растворов $A^{III}P_xAs_{1-x}$: механизм формирования состава в подрешетке V группы

Е.А. Емельянов*, М.А. Путято, В.В. Преображенский, Б.Р. Семягин, Д.Ф. Феклин

ИФП СО РАН, пр. Академика Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090.

* e2a@isp.nsc.ru

Экспериментально исследовано влияние температуры подложки, плотности потоков молекул As_2, P_2 и атомов Ga на состав слоев твердых растворов $AlP_xAs_{1-x}(001)$, $GaP_xAs_{1-x}(001)$ и $InP_xAs_{1-x}(001)$ при молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ). Проведен анализ экспериментальных данных, полученных в широком диапазоне условий роста. Результаты анализа представлены в виде кинетической модели, описывающей процесс формирования состава твердого раствора $(A^{III})P_xAs_{1-x}$ при МЛЭ. Модель может быть использована для выбора условий роста слоев твердых растворов $(A^{III})P_xAs_{1-x}(001)$ с заданной долей фосфора.

Введение

Гетероструктуры на основе слоёв твердых растворов $(A^{III})P_xAs_{1-x}$ широко используются для создания оптоэлектронных приборов [1,2]. Такие структуры могут быть выращены методом МЛЭ. При МЛЭ твердых растворов $(A^{III})P_xAs_{1-x}$ коэффициенты встраивания мышьяка и фосфора существенно различаются между собой и зависят от условий роста. На состав слоев в подрешетке V группы определяющее влияние оказывают: температура подложки (T_S); величина и соотношение молекулярных потоков элементов III и V групп; молекулярная форма элементов пятой группы в потоке. Поэтому выращивание слоев твердых растворов соединений $A^{III}B^V$ с заданным составом в подрешетке V группы является достаточно сложной задачей.

В литературе, посвященной проблемам выращивания методом МЛЭ твердых растворов $(A^{III})P_xAs_{1-x}$, имеется обширный экспериментальный материал. Но сравнительный анализ результатов исследований, проведенных разными авторами, затруднен из-за отсутствия единых подходов как к измерению плотности молекулярных потоков элементов V группы и температуры подложки, так и к представлению результатов этих измерений. Кроме того, в литературе существуют противоречивые данные о влиянии T_S на состав твёрдого раствора GaP_xAs_{1-x}. В работе [3] показано, что с ростом T_S доля фосфора в твёрдом растворе GaP_xAs_{1-x} снижается. По данным других работ, температура подложки либо не влияет на состав твёрдого раствора [4], либо доля фосфора увеличивается с ростом T_S [5, 6]. В силу перечисленных причин составить непротиворечивую картину влияния условий роста на состав твёрдых растворов $(A^{III})P_xAs_{1-x}$ при МЛЭ, основываясь только на литературных источниках, не представляется возможным. Следует отметить, что существующие модели роста, хорошо предсказывая поведение системы $(A^{III})P_xAs_{1-x}$ в одних условиях роста, неудовлетворительно объясняют данные, полученные в других условиях роста. Поэтому задача модельного описания процесса формирования состава твердого раствора $(A^{III})P_xAs_{1-x}$ в подрешетке V группы сохраняет свою актуальность.

В настоящей работе представлены результаты экспериментального исследования влияния условий роста на состав слоев $(A^{III})P_xAs_{1-x}(001)$ в подрешетке V группы. Исследования проведены в широком диапазоне условий роста. Предложена кинетическая модель процесса формирования состава твердого раствора $(A^{III})P_xAs_{1-x}(001)$ при МЛЭ. С использованием модели проанализированы литературные данные о влиянии условий роста на состав твердого раствора $GaP_xAs_{1-x}(001)$.

Эксперимент

Проведено экспериментальное исследование влияния T_S, плотности потоков молекул As_2, P_2 и плотности потоков атомов Ga на встраивание мышьяка и фосфора при МЛЭ твёрдых растворов $AlP_xAs_{1-x}(001)$, $GaP_xAs_{1-x}(001)$ и $InP_xAs_{1-x}(001)$. Образцы со слоями твердого раствора выращивались

на подложках GaAs(001). Методика и результаты выполненных исследований подробно изложены в [7, 8, 9, 10].

Результаты

На основе анализа полученных экспериментальных данных предложена кинетическая модель, описывающая процесс формирования состава твердого раствора $(A^{III})P_xAs_{1-x}(001)$ в подрешетке V группы. Предложенная модель позволила объяснить особенности в поведении состава твердого раствора $GaP_xAs_{1-x}(001)$ в зависимости от условий роста, которые не предсказываются в рамках имеющихся в литературе модельных построений.

Например, полученные нами данные свидетельствуют о влиянии скорости роста на состав твердого раствора в подрешетке V группы [7]. Для объяснения этого влияния было принято, что области роста локализованы вдоль движущихся краев террас. В области роста формируется новый участок террасы, на поверхности которого доля атомов мышьяка и фосфора определяется коэффициентами их встраивания в зоне роста. Между областями роста на поверхности террас идут процессы адсорбции и десорбции, которые приводят к изменению соотношения мышьяка и фосфора, сложившегося в зоне роста. Это обусловлено тем, что коэффициенты встраивания мышьяка и фосфора в зоне роста и коэффициенты хемосорбции этих элементов на поверхности террас различаются.

Изменение состава на поверхности террасы начинается с момента формирования нового слоя в области роста и продолжается до момента прихода следующего фронта роста. Период времени, в течение которого данный участок поверхности находится вне зон роста, зависит от скорости роста. Поэтому разница в составе хемосорбированного слоя атомов элементов V группы в начале и конце террасы тем больше, чем ниже скорость движения области роста и чем выше температура подложки.

С использованием модели были проанализированы литературные данные о влиянии условий роста на состав твердого раствора $GaP_xAs_{1-x}(001)$. В рамках модели удалось объяснить внешне противоречивые результаты, представленные в [4,5,6].

Заключение

Модель удовлетворительно описывает поведение доли фосфора в твердых растворах $AlP_xAs_{1-x}(001)$, $GaP_xAs_{1-x}(001)$ и $InP_xAs_{1-x}(001)$ в зависимости от условий роста. С использованием модели были проанализированы экспериментальные данные, приведенные в литературе. Было показано, что существующие противоречия являются следствием значительного различия условий проведения экспериментов разными исследователями. Модель может быть использована для выбора условий роста слоев твердого раствора $(A^{III})P_xAs_{1-x}(001)$ с заданной долей фосфора.

Литература

1. T. Saka, T. Kato *et al.* // Surface Science. V. 454-456, 1042-1045 (2000).
2. C. Ellmers, M. R. Hofmann *et al.* // Applied Physics Letters. V. 74, N 10, 1367 (1999).
3. S. Gonda and Y. Matsushima. // Jpn. J. Appl. Phys. V. 47., N. 9., P. 4198-4200 (1976).
4. C.T. Foxon, B.A. Joyce and M.T. Norris // J. Gryst. Growth. V. 49, P.132-140 (1980).
5. Y. Tatsuoka, H. Kamimoto, Y. Kitano, T. Kitada, S. Shimomura, S. Hiyamizu // J. Vac. Sci. Technol. B. V. 17. - N. 3. - P. 1155-1157 (1999).
6. B.W. Liang, C.W. Tu // J. Appl. Phys. V. 74. - N. 1. - P. 255-259 (1993).
7. М.А.Путято, Диссертация канд.физ.-мат.наук. Новосибирск, (2006).
8. М.А. Путято, В.В. Преображенский, Б.Р. Семягин, Д. Ф. Фёклин, А. П. Василенко // Тезисы докладов. VI Российская конференция по физике полупроводников (27-31 октября 2003 г., г. Санкт-Петербург), С. 254-255.
9. M.A. Putyato, Yu.B. Bolkhovityanov, S.I. Chikichev, D.F. Feklin, A.M. Gilinsky, A.K. Gutakousky, V.V. Preobrazhenskii, M.A. Revenko, B.R. Semyagin and K.D. Chtcherbatchev // Semicond. Sci. Technol. V. 18. -P. 417-422 (2003).
10. M.A. Putyato, V.V. Preobrazhenskii, B.R. Semyagin, Yu.B., Bolkhovityanov A. M. Gilinsky, A. K. Gutakovskii, M.A. Revenko, O.P. Pchelyakov, and D.F. Feklin // J. Cryst. Growth. V. 247(1-2). - P. 23-27 (2003).

Размерное квантование и таммовские состояния массивных дираковских фермионов в квантовой проволоке

В. В. Еналдиев*, В. А. Волков+

Институт радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН, ул. Моховая, д. 10, стр. 7, Москва, 125009.

*vova.enaldiev@gmail.com, +volkov.v.a@gmail.com

Вычислены энергетический спектр массивных трехмерных дираковских фермионов в цилиндрической квантовой проволоке, помещенной в продольное магнитное поле, и амплитуда рассеяния назад между поверхностными состояниями.

Узкощелевые полупроводники типа халькогенидов свинца или полуметаллы типа висмута описываются эффективным 3D-гамильтонианом Дирака для огибающих волновых функций. Для описания электронных свойств низкоразмерных структур на основе этих полупроводников необходимо дополнить гамильтониан граничными условиями (ГУ). Общие ГУ для гамильтониана Дирака зависят только от одного феноменологического параметра a_0, характеризующего микроскопику поверхности [1]. На плоской поверхности, имеющей $a_0>0$, в объёмной запрещенной зоне образуются киральные поверхностные (таммовские) состояния с коническим законом дисперсии. В работе найден спектр массивных дираковских фермионов, описываемых уравнением Дирака и ГУ [1], в цилиндрической квантовой проволоке в произвольном продольном магнитном поле B. Вычислена амплитуда рассеяния назад между поверхностными состояниями [2].

Результаты и обсуждение

Спектр массивных дираковских фермионов (ДФ) в цилиндрической квантовой проволоке радиуса R состоит из трёх типов одномерных подзон: размерно-квантованных, поверхностных и гибридных, которые при малых проекциях продольного импульса k_z состоят из поверхностных состояний, а при больших из размерно-квантованных. Поверхностные и гибридные подзоны характеризуются проекцией полного углового момента j на ось проволоки и вырождены по знаку j. При B=0 для $a_0>0$ в щели объёмного спектра имеются поверхностные состояния, щель в спектре которых в квазиклассическом пределе обратно пропорциональна радиусу проволоки. Продольное магнитное поле приводит к появлению безмассовых поверхностных подзон, квазипериодически по магнитному потоку, проходящему через сечение проволоки. В квазиклассическом пределе и в слабых магнитных полях безмассовые поверхностные подзоны появляются с периодом, равным кванту магнитного потока. С ростом поля период начинает слабо зависеть от его величины. Такое поведение спектра поверхностных состояний согласуется с известным для проволок из топологического изолятора [3-5].

Величина амплитуды рассеяния назад на немагнитных примесях сильно зависит от отношения $j/(k_zR)$ для поверхностных состояний, между которыми происходит рассеяние. Так, если квантовые числа обоих состояний удовлетворяют условию $j/(k_zR) \ll 1$, которое фактически является мерой «линейности» их спектра, то амплитуда рассеяния назад между ними подавлена в меру малости $j^2/(k_zR)^2$. Для рассеяния между безмассовыми поверхностными состояниями в магнитном поле возникает дополнительный фактор, который влияет на величину амплитуды. Рассеяние назад строго запрещено лишь в случае точной электронно-дырочной симметрии спектра поверхностных состояний.

Литература

1. V.A. Volkov, T.N. Pinsker // Sov. Phys. Solid State, V. 23, 1022 (1981).
2. V.V. Enaldiev, V.A. Volkov // arXiv:1309.2504.
3. R. Egger, A. Zazunov, A. L. Yeyati // Phys. Rev. Lett., V. 105, 136403 (2010).
4. Y. Zhang, A. Vishwanath // Phys. Rev. Lett., V. 105, 206601 (2010).
5. J.H. Bardarson, P.W. Brouwer, J.E. Moore // Phys. Rev. Lett., V. 105, 156803 (2010).

Детектирование терагерцового излучения цепочкой полевых транзисторов, интегрированных на основе гетероструктуры AlGaAs/InGaAs

Д. М. Ермолаев[1,*], В.В. Попов[2], К. В. Маремьянин[3], В. И. Гавриленко[3], В. Е. Земляков[4], В. А. Беспалов[4], В. И. Егоркин[4], Н. А. Малеев[5], В. М. Устинов[5], С. Ю. Шаповал[1]

1 Институт проблем технологии микроэлектроники и особочистых материалов РАН, ул. Академика Осипьяна, 6, Черноголовка, Московская обл., 142432.

2 Саратовский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, ул. Зеленая, 38, Саратов, 410019.

3 Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, 7, Нижний Новгород, 607680.

4 Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Национальный исследовательский университет «МИЭТ», проезд 4806, 5, Зеленоград, 124498.

5 Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021.

*yermolayev@iptm.ru

Плотноупакованная цепочка последовательно соединенных полевых транзисторов изготовлена на одном кристалле гетероструктуры AlGaAs/InGaAs. Затвор имеет несимметричную форму в каждом транзисторе. Показано, что такая цепочка транзисторов демонстрирует фотовольтаическую чувствительность терагерцового детектирования более 1 кВ/Вт при комнатной температуре без использования специальных элементов связи транзисторов с падающим терагерцовым излучением.

Введение

В работе [1] было показано, что плотноупакованный массив параллельно соединенных идентичных полевых транзисторов с асимметричным затвором в каждом транзисторе демонстрирует сильный терагерцовый (ТГц) фототоковый отклик. В данной работе исследуется ТГц фотовольтаический отклик плотноупакованной цепочки (с периодом цепочки много меньше длины волны падающего ТГц излучения) последовательно соединенных транзисторов, интегрированных на одном кристалле гетероструктуры AlGaAs/InGaAs. Показано, что использование цепочки даже нескольких последовательно соединенных транзисторов позволяет получить большой ТГц фотовольтаический отклик без использования дополнительных антенных элементов связи транзисторов с падающим ТГц-излучением.

Изготовление образцов

Структура и процесс изготовления последовательной цепочки транзисторов аналогичны описанным в работе [1] с той разницей, что разводка металлизации контактов соответствует последовательному соединению 4-х транзисторов (рис. 1). Такая разводка металлизации позволяет подавать одно и то же затворное напряжение на каждый транзистор в цепочке.

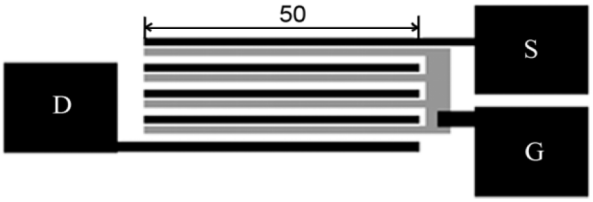


Рисунок 1. Схематический вид верхней металлизации цепочки из 4-х транзисторов (размер указан в микронах).

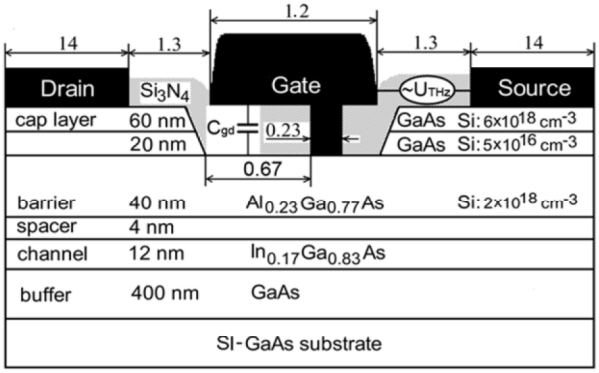


Рисунок 2. Вертикальный разрез индивидуального транзистора (латеральные размеры указаны в микронах).

Каждый индивидуальный транзистор, входящий в цепочку, имеет вид, показанный на рис. 2. Плотность электронов в канале транзистора равна 3×10^{12} см$^{-2}$ при их подвижности 5900 см^2/(В с) при комнатной температуре (что соответствует значению времени рассеяния электронов $\tau = 0.2$ пс). Ножка Т-образного затвора делит шляпку затвора в отношении 1/2. Цепочка транзисторов изготовлена таким образом, что сток каждого предыдущего транзистора одновременно является истоком последующего транзистора (см. рис. 1). Общая длина цепочки транзисторов составляет 85.2 мкм. Кристалл со структурой монтировался в кристаллодержатель, и производилась разварка контактов образца с выводами кристаллодержателя.

Методика и результаты измерений

Методики измерений статических характеристик и фотоотклика описаны в работе [2]. Напряжение отсечки канала каждого транзистора составило $U_{th} \approx -0.9$ В. Фотоотклик цепочки транзисторов измерялся на частоте $f = 615$ ГГц при комнатной температуре. Поскольку $2\pi f\tau = 0.8$, то имеет место нерезонансное детектирование ТГц-излучения на данной рабочей частоте. Излучение было поляризовано поперек контактной металлизации.

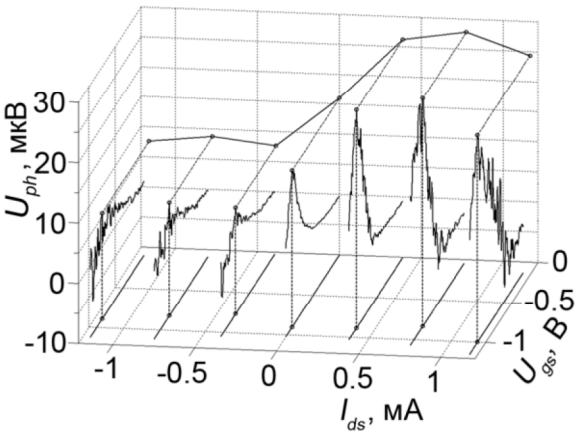


Рисунок 3. Зависимость ТГц фотонапряжения U_{ph} от затворного напряжения и тока смещения (показаны проекции кривых фотоотклика на координатные плоскости).

На рис. 3 показан ТГц-фотоотклик в зависимости от затворного напряжения U_{gs} и постоянного тока стока I_{ds}, пропускаемого через последовательно соединенные каналы транзисторов. Оценка чувствительности детектора дает 1.1 кВ/Вт при $I_{ds} = 0$ и 1.9 кВ/Вт при значении тока смещения $I_{ds} = 0.8$ мА. Оценка эквивалентной мощности шума (*NEP*) в зависимости от затворного напряжения при $I_{ds} = 0$ (рис. 4) дает минимальное значение *NEP* = 8 пВт/Гц$^{0.5}$ при $U_{gs} = -0.86$ V при комнатной температуре.

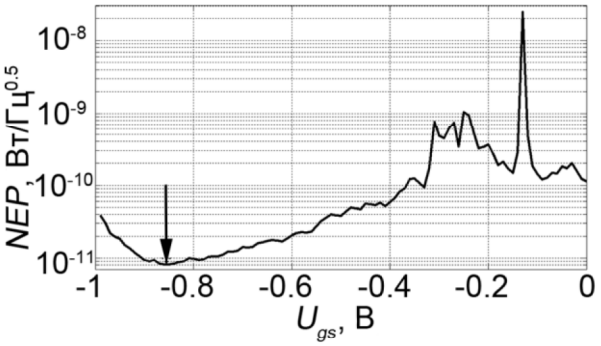


Рисунок 4. NEP детектора (стрелка указывает минимум).

Полученные характеристики достигаются за счет создания асимметричного Т-образного затвора в каждом транзисторе. Терагерцовое излучение закачивается в подзатворный участок каждого транзистора со стороны более короткого навеса шляпки Т-образного затвора (рис. 2), поскольку большая емкость C_{gd} между более длинным навесом шляпки затвора и электронным каналом транзистора эффективно шунтирует входное ТГц-напряжение. Таким образом, ТГц-фотонапряжение, U_{THz}, прикладывается главным образом между контактами истока и затвора (рис. 2). Это позволяет реализовать высокую чувствительность при нулевом токе смещения в канале транзистора, что, в свою очередь, существенно улучшает шумовые характеристики детектора. Преимуществом данной линейки транзисторов является то, что все они плотно интегрированы на одном кристалле и поэтому металлические контакты цепочки транзисторов образуют эффективную решеточную антенну.

Работа выполнена при поддержке ФЦП «Развитие электронной компонентной базы и радиоэлектроники» (госконтракт № 14.427.11.0004).

Литература

1. V.V. Popov, D.M. Ermolaev, K.V. Maremyanin, N.A. Maleev, V.E. Zemlyakov, V.I. Gavrilenko, and S.Yu. Shapoval // Appl. Phys. Lett. 98, 153504 (2011).
2. D. M. Yermolaev, K. M. Marem'yanin, D. V. Fateev, S. V. Morozov, N. A. Maleev, V. E. Zemlyakov, V. I. Gavrilenko, S. Yu. Shapoval, F. F. Sizov, and V. V. Popov // Solid State Electronic, 86C, pp. 64-67 (2013).

Развитие молекулярно-пучковой эпитаксии фотоприемных и светоизлучающих AlGaN-гетероструктур для среднего УФ-диапазона

В. Н. Жмерик[1,*], Д. В. Нечаев[1], Н. В. Ржеуцкий[2], Е. В. Луценко[2], Г. П. Яблонский[2], П. С. Копьев[1], С. В. Иванов[1]

1 Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Политехническая ул., 26, Санкт-Петербург, 194021

2 Институт физики Национальной академии наук Беларуси, Минск, Беларусь, 220072

*jmerik@pls.ioffe.ru

Демонстрируются возможности молекулярно-пучковой эпитаксии с плазменной активацией азота по изготовлению AlGaN-гетероструктур с высоким содержанием Al (>30%) на стандартных подложках с-сапфира для оптически возбуждаемых источников лазерного излучения в диапазоне длин волн λ=258 – 300 нм и минимальной пороговой плотностью мощности 150 кВт/см^2 (λ=290 нм), а также солнечно-слепых p-i-n-фотодиодов (270-290 нм).

Введение

В последнее десятилетие активно развивается оптоэлектроника на основе широкозонных соединений AlGaN для фотоприемников и источников ультрафиолетового (УФ) излучения с рабочими длинами волн вплоть до λ=210 нм. Однако до сих пор актуальны задачи повышения структурного качества AlGaN-гетероструктур (ГС) с высоким содержанием Al (>30%) (особенно при росте на с-Al_2O_3) и обеспечения в таких ГС высокой эффективности излучательной рекомбинации с необходимой ТЕ-поляризацией. Проблематично и p-легирование $Al_xGa_{1-x}N$-слоев с x>0.3. В результате выходные мощности УФ-светодиодов не превышают нескольких милливатт, а минимальная длина волны УФ-лазерных диодов составляет лишь λ=336 нм [1,2].

Молекулярно-пучковая эпитаксия с плазменной активацией (МПЭ ПА) азота обладает широкими возможностями контролируемого роста AlGaN-слоев с различной морфологией поверхности при низких температурах подложки (700 – 800°C) в безводородной атмосфере с прецизионным и безынерционным управлением всеми молекулярными пучками. В докладе сравниваются различные импульсные методы МПЭ ПА роста зародышевых и буферных слоев AlN, используемые для снижения вероятности зарождения прорастающих дислокаций и ограничения их распространения в верхние (активные) области ГС. Исследуются возможности МПЭ ПА по росту ГС, демонстрирующих преимущественную ТЕ-поляризацию для спонтанной и стимулированной фотолюминесценций (ФЛ) с λ<290 нм. Сообщается о снижении пороговой плотности стимулированного излучения в этом диапазоне длин волн за счет уменьшения плотности ПД в активных областях ГС, обеспечения в ней атомарно-гладких гетерограниц и оптимизации дизайна квантовых ям (КЯ). Кроме того, демонстрируются возможности МПЭ ПА по p-легированию AlGaN-слоев и изготовлению солнечно-слепых p-i-n-фотодиодов.

Эксперимент

Структуры выращивались на установке МПЭ ПА Compact 21T на стандартных подложках с-Al_2O_3 с использованием различных зародышевых AlN-слоев [3]. Рост буферных слоев AlN с толщиной до 2 мкм проводился в металл-обогащенных условиях с использованием контролируемых прерываний потока Al при постоянном потоке азота [4]. В эти слои для фильтрации ПД периодически вставлялись тонкие (3-5 нм) слои GaN с различной морфологией поверхности. В оптически накачиваемых лазерных ГС активные области состояли из волноводных $Al_xGa_{1-x}N$-слоев (x=0.5 – 0.8) с КЯ, которые выращивались либо на обкладочных слоях AlGaN, либо непосредственно на буферных AlN-слоях. КЯ формировались методом субмонослойной дискретной эпитаксии [5]. Для p-легирования AlGaN-слоев и роста p-i-n-структур использовался твердотельный источник Mg.

Атомно-силовая (АСМ) и просвечивающая электронная (ПЭМ) микроскопия, а также высокоразрешающая трехкристальная рентгеновская дифрактометрия (ТРД) использовались для структурной характеризации образцов. Оптические свойства исследовались с помощью измерений спектров ФЛ, возбуждавшихся с помощью 4 и 5 гармоник Nd-YAG лазера. Mg-легированные слои исследовались с помощью вторичной ионной масс-спектрометрии (ВИМС), CV- и холловских измерений.

Результаты и обсуждения

Анализ с помощью АСМ и ПЭМ процессов генерации ПД в зародышевых AlN-слоях показал преимущества высокотемпературной (~780°C) эпитаксии с повышенной миграцией адатомов по сравнению с обычной низкотемпературной (~550°C) эпитаксией с последующим отжигом [3].

Исследования буферных слоев AlN с периодическими вставками GaN обнаружили уменьшение в этих ГС концентраций как винтовых, так и краевых ПД. Это можно объяснить, во-первых, действием сжимающих напряжений, приводящих к отклонению ПД от первоначального направления распространения вдоль *c*-оси. В результате усиливаются различные виды взаимодействия между ПД, включая процессы их слияния и аннигиляции. Кроме того, наблюдалась т.н. «блокировка» ПД, происходившая, по-видимому, в результате их переориентации в латеральную плоскость при использовании тонких слоев GaN (≤3.5 нм) с переходной 2D/3D-морфологией, способствующей быстрой релаксации упругих напряжений в этих слоях. Общая концентрация ПД в верхних активных слоях не превышала $\sim 2\cdot10^{9}$ см$^{-2}$ (при концентрации винтовых ПД $\sim 1\cdot10^{8}$ см$^{-2}$).

Методом ТРД была установлена возможность псевдоморфного роста слоев $Al_xGa_{1-x}N$(x=0.5 – 0.7) с толщиной до ~100 нм непосредственно на AlN буферных слоях, что позволило получить преимущественную ТЕ-поляризацию спонтанной ФЛ вплоть до λ~255 нм. Это объясняется действием упругих сжимающих напряжений таких ГС.

Оптическое возбуждение лазерных ГС обнаружило стимулированное и лазерное излучение с ТЕ-поляризацией в диапазоне λ=258 – 290 нм при пороговой плотности мощности 650 – 150 кВт/см^2, соответственно, что иллюстрируется на рисунке 1.

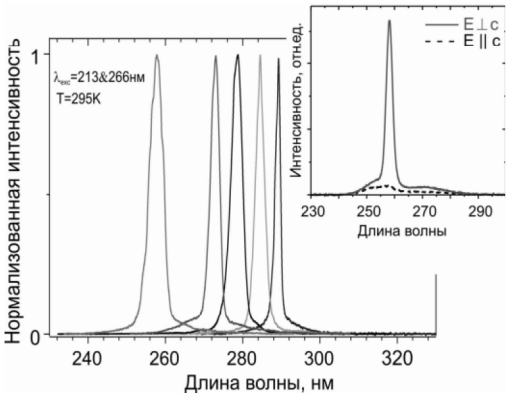


Рисунок 1. Спектры лазерного и стимулированного излучения, полученные с помощью оптического возбуждения $Al_xGa_{1-x}N/AlN/c\text{-}Al_2O_3$-гетероструктур. Вставка демонстрирует поляризационные спектры стимулированного излучения для самой коротковолновой ГС.

Исследования p-легирования $Al_xGa_{1-x}N$ (*x* до 0.45) показали, что необходимые концентрации дырок $\sim 10^{17}$см$^{-3}$ достигаются в относительно узком диапазоне концентраций [Mg]=$(2 – 5)\cdot10^{19}$ см$^{-3}$. Измерения p-i-n-фотодиодов на основе AlGaN ГС обнаружили их чувствительность в диапазоне длин волн λ=260 – 290 нм с квантовой эффективностью до η=3%.

Заключение

Показана эффективность МПЭ ПА для роста на стандартных $c\text{-}Al_2O_3$ подложках AlGaN ГС, демонстрирующих оптически возбуждаемое стимулированное УФ-лазерное излучение с λ=258 – 300 нм. Пороговые плотности мощности 150 – 600 кВт/см^2 для этих структур лишь в два раза уступают результатам для аналогичных ГС, выращенных на объемных подложках AlN. Кроме того, демонстрируются p-i-n-фотодиоды для работы в солнечно-слепом диапазоне длин волн λ=260 – 290 нм с η=3%.

Литература

1. C. Cordon, C. Miller, UV-LED // e-book Radtech (http://www.radtech.org) (2013).
2. H. Yoshida et al. // Proc. of SPIE. V. 7939, (2011).
3. D. V. Nechaev, V. N. Jmerik, S. V. Ivanov *et al.* // J. Cryst. Growth, 378, 319 (2013).
4. V. N. Jmerik, S. V. Ivanov *et al.* // J. Cryst. Growth, 354, 188 (2012).
5. V. N. Jmerik, E. V. Lutsenko, S. V. Ivanov // Phys. Status Solidi A, 210, 439 (2013).

Влияние асимметрии элементарной ячейки на энергетический спектр квантовых ям HgTe/CdHgTe(013)

М. С. Жолудев[1,*], F. Terpe[2], M. Orlita[3], В. Я. Алёшкин[1], В. И. Гавриленко[1], W. Knap[2], Н. Н. Михайлов[4], С. А. Дворецкий[4]

1 Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680.

2 Université Montpellier II, Montpellier, 34095 France.

3 Laboratoire National des Champs Magnetiques Intenses, Grenoble, 38042 France.

4 Институт физики полупроводников СО РАН, Новосибирск, 630090.

*zholudev@ipmras.ru

В спектрах магнитопоглощения квантовой ямы HgTe/$Cd_{0.64}Hg_{0.36}Te$ (013) с инвертированной зонной структурой обнаружено расщепление линий межзонного перехода и внутризонного перехода в зоне проводимости. Наблюдаемое расщепление объясняется взаимодействием уровней Ландау разных зон, вызванным отсутствием центра инверсии в кристаллах HgTe и CdTe.

Введение

В последние годы отмечается большой интерес к гетероструктурам с квантовыми ямами (КЯ) на основе соединений HgTe/CdTe, прежде всего к широким КЯ с инвертированной структурой зон, для которых характерно сильное спин-орбитальное взаимодействие в зоне проводимости и состояние топологического изолятора. Уникальные свойства делают эту систему привлекательной и для приложений в спинтронике и терагерцовой оптоэлектронике.

Характерной особенностью КЯ HgTe/CdHgTe с инвертированной зонной структурой является пересечение нижнего уровня Ландау зоны проводимости и верхнего уровня Ландау валентной зоны [1] (см. рис. 1). Расщепление линии α (рис. 1) в спектрах магнитопоглощения в квантующих магнитных полях указывает на то, что эти два уровня взаимодействуют и демонстрируют антипересечение [2, 3], причиной которого являются эффекты, связанные с отсутствием центра инверсии в кристаллах HgTe и CdTe [4].

Антипересечение уровней 0 и -2 должно также приводить к расщеплению линии β, которое не было обнаружено в предыдущих работах [2, 3]. В данной работе мы сообщаем об экспериментальном обнаружении этого расщепления и приводим результаты расчёта энергий переходов с учётом отсутствия центра инверсии в кристаллах CdTe и HgTe.

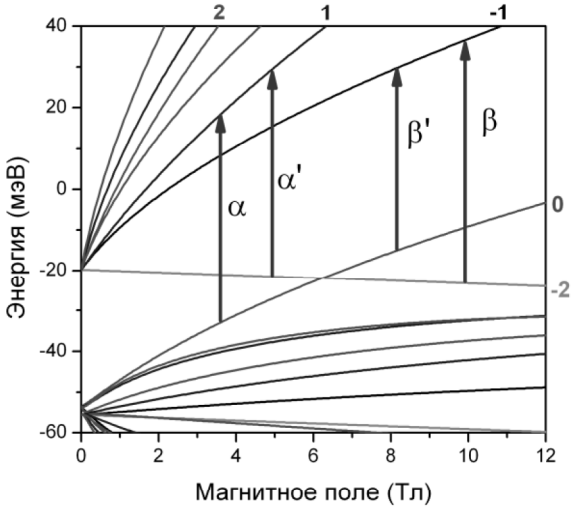


Рисунок 1. Рассчитанные энергии уровней Ландау в КЯ HgTe/$Cd_{0.64}Hg_{0.36}Te$ (013) толщиной 8 нм. Стрелками отмечены переходы, наблюдаемые в терагерцовом диапазоне.

Методика эксперимента и метод расчёта

Исследуемый образец был выращен методом молекулярно-лучевой эпитаксии на полуизолирующей подложке GaAs (013) [5] и представляет собой квантовую яму HgTe толщиной 8 нм с барьерами $Cd_{0.64}Hg_{0.36}Te$, симметрично легированными мелкими донорами.

Измерение спектров магнитопоглощения в терагерцовом диапазоне проводилось в геометрии Фарадея методом фурье-спектроскопии в постоянном магнитном поле аналогично [2, 3].

Расчёты зависимости энергии уровней Ландау от магнитного поля для структур, выращенных на плоскости (013), проводились в рамках приближения огибающих функций с эффективным гамильтонианом 8x8 (четырёхзонное приближение) с учётом встроенной деформации [3, 6]. При этом использовались те же значения параметров материалов, что и в работе [3].

Отсутствие центра инверсии было учтено путём добавления следующей поправки к блоку гамильтониана, отвечающему за взаимодействие зон Γ_6 и Γ_8:

$$\hat{\mathbf{H}}_{\text{bia}} = \begin{pmatrix} \sqrt{3}\hat{B} & \hat{B}_z & \hat{B}^+ & 0 \\ 0 & \hat{B} & \hat{B}_z & \sqrt{3}\hat{B}^+ \end{pmatrix};$$

где

$$\hat{B} = \frac{1}{\sqrt{6}}\left(\frac{3}{5}B_8 k_x k_y + \frac{2}{5}(k_x - ik_y)(B_8\hat{k}_z - \hat{k}_z B_8) - \right.$$
$$\left. - \frac{3i}{10}B_8 k_y^2 + \frac{3i}{10}\hat{k}_z B_8 \hat{k}_z \right);$$
$$\hat{B}_z = \frac{i}{\sqrt{6}}\left(\frac{8}{5}B_8 k_x k_y - \frac{3}{5}k_y(B_8\hat{k}_z - \hat{k}_z B_8)\right); \quad \hat{k}_z = -i\frac{\partial}{\partial z}.$$

Выражение для $\hat{\mathbf{H}}_{\text{bia}}$ в гетероструктурах, выращенных на плоскости (013), было получено из выражения для плоскости (001) [7] с помощью унитарного преобразования (см., например, работу [8]). Для CdTe использовалось значение B_8 = 22 эВ·Å^2 [7], а для HgTe — значение 60 эВ·Å^2 [4], при котором теоретически рассчитанное расщепление уровней Ландау с номерами -2 и 0 совпадало с экспериментальными данными.

Результаты и обсуждение

На гистограмме магнитопоглощения (рис. 2) видно, что линии α и β расщепляются вблизи критического поля 6 Тл, где должно происходить пересечение уровней Ландау (рис. 1). Смешивание волновых функций при взаимодействии уровней Ландау 0 и -2 должно привести к тому, что переходы α' и β' окажутся разрешёнными. Соответствующие им линии наблюдаются вблизи критического поля и затухают по мере удаления от него.

Результаты расчётов энергий рассматриваемых переходов хорошо согласуются с экспериментальным положением линий магнитопоглощения. То, что экспериментально расщепление для обеих линий имеет одинаковую величину, подтверждает, что оно вызвано антипересечением уровней Ландау, которое, в свою очередь, вызвано отсутствием центра инверсии в кристаллах CdTe и HgTe.

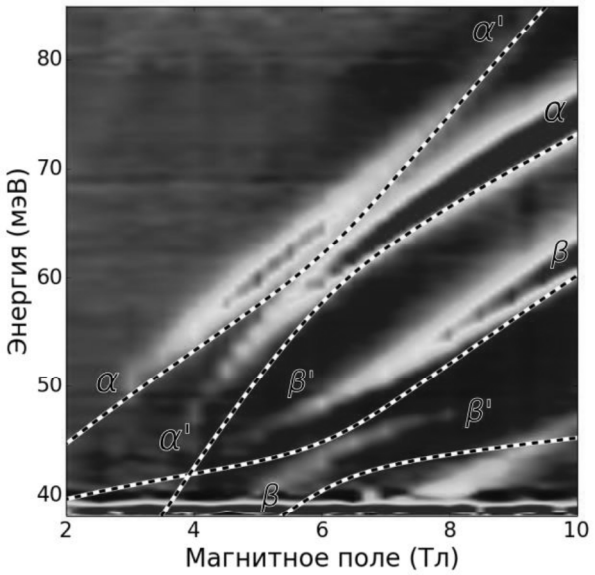


Рисунок 2. Гистограмма магнитопоглощения, измеренного для КЯ HgTe/$Cd_{0.64}Hg_{0.36}$Te (013) толщиной 8 нм. Красный цвет означает интенсивное поглощение, а синий – слабое. Пунктиром показаны рассчитанные энергии переходов.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (№13-02-97088, №14-02-31588, №14-02-01103), Минобрнауки (грант МК-3057.2013.2) и РАН.

Литература

1. M. Schultz, U. Merkt, A. Sonntag *et al.* // Phys. Rev. B. V. 57, 14772 (1998).
2. M. Orlita, K. Masztalerz, C. Faugeras *et al.* // Phys. Rev. B. V. 83, 115307 (2011).
3. M. Zholudev, F. Teppe, M. Orlita *et al.* // Phys. Rev. B. V. 86, 205420 (2012).
4. M. Pang and X. G. Wu // Phys. Rev. B. V. 88, 235309 (2013).
5. N. N. Mikhailov, R. N. Smirnov, S. A. Dvoretsky *et al.* // Int. J. Nanotechnology. V. 3, 120 (2006).
6. E. G. Novik, A. Pfeuffer-Jeschke, T. Jungwirth *et al.* // Phys. Rev. B. **72**, 35321 (2005).
7. R. Winkler, «Spin–Orbit Coupling Effects in Two-Dimensional Electron and Hole Systems». Springer Berlin / Heidelberg, 2003.
8. O. E. Raichev // Phys. Rev. B. **85**, 045310 (2012).

Спонтанное излучение терагерцового диапазона частот при оптическом возбуждении доноров в SiGe/Si и одноосно-деформированном объемном кремнии

Р. Х. Жукавин[1,*], К. А. Ковалевский[1], М. Л. Орлов[1], В.В. Цыпленков[1], Н. А. Бекин[1], S. G. Pavlov[2], N. V. Abrosimov[3], H.-W. Hübers[2,4], H. H. Radamson[5], В. Н. Шастин[1]

1 Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680, Россия.

2 Institute of Planetary Research, German Aerospace Center (DLR), Rutherfordstrasse2, 12489 Berlin, Germany.

3 Institute for Crystal Growth, Max-Born-Strasse 2, 12489 Berlin, Germany.

4 Institute fu rOptik und Atomare Physik, Technische Universitat Berlin, Strasse des 17 Juni 135, 10623 Berlin, Germany.

5 Royal Institute of Technology (KTH), 16640 Kista, Sweden.

*zhur@ipmras.ru

Представлены результаты измерений интегральной фотолюминесценции терагерцового диапазона частот доноров пятой группы в объемном кремнии (фосфор, сурьма, висмут, мышьяк) и SiGe/Si-гетероструктурах (фосфор) в зависимости от интенсивности возбуждения. Сигнал из объемного кремния измерялся также как функция одноосной деформации. Результаты измерений зависимости интенсивности спонтанного излучения от одноосной деформации достаточно хорошо согласуются с теоретическими расчетами времен релаксации возбужденных состояний доноров. В структурах вариация состава дает возможность влиять на расщепление долин в зоне проводимости, что, в свою очередь, позволяет модифицировать времена жизни состояний доноров.

Введение

Водородоподобные центры в кремнии вновь становятся объектом изучения с точки зрения создания приборов на основе их «квантово-механических» свойств, таких как квантовые вычислители [1], «одноатомные» транзисторы [2], а также лазеры на переходах между состояниями примесей [3]. В последнем случае было показано, что одноосная деформация может приводить к значительному уменьшению пороговой интенсивности накачки и возрастанию выходной мощности, а также частотной перестройке. Триумф квантово-каскадных схем [4] указывает на возможность использования многопериодных структур для создания лазеров терагерцового диапазона частот. Как представляется, вариация параметров гетероструктуры позволяет изменять ее свойства в довольно широком диапазоне, однако попытки перенести идеологию, использованную в объемном кремнии, в двумерные системы пока не привели к желаемому результату. Данная работа имеет своей целью исследование влияния деформации на интенсивность спонтанного излучения доноров пятой группы, находящихся как в объемном кремнии, так и в гетероструктурах на основе кремний-германия с напряженными слоями кремния и SiGe.

Описание эксперимента

Образцы объемного кремния представляли собой прямоугольные параллелепипеды, сориентированные в направлении [001], и имели типичные размеры 3x5x7 мм^3. Концентрация примеси варьировалась в диапазоне 10^{15}-10^{16} см$^{-3}$. Описание методики роста многопериодных гетероструктур на основе SiGe содержится в работе [5]. Структуры были выращены на буфере $Si_{1-y}Ge_y$ (y=0,06 и 0,04). Каждая структура содержала 49 периодов $Si_{1-x}Ge_x$/Si, с шириной кремниевых областей 10 нм, а для сплавных областей – 20 нм. Легированные области располагались в кремнии или в SiGe и имели ширину 3,5 нм. Концентрация фосфора составляла 10^{17}см$^{-3}$. Образцы размером 7x7 см^2 погружались в специальной криогенной вставке в жидкий гелий. Возбуждение осуществлялось излучением CO_2-лазера с длиной волны 10,6 мкм и выходной мощностью до 1 МВт/см^2. Спонтанное излучение принималось детектором на основе примесной фотопроводимости Ge:Ga. Для исключения влияния излучения возбуждения на приемник использовался холодный (4,2 К) сапфир. Для образцов объемного кремния возможно было также приложение давления до величин порядка 4-5 кбар.

Результаты измерений и обсуждение

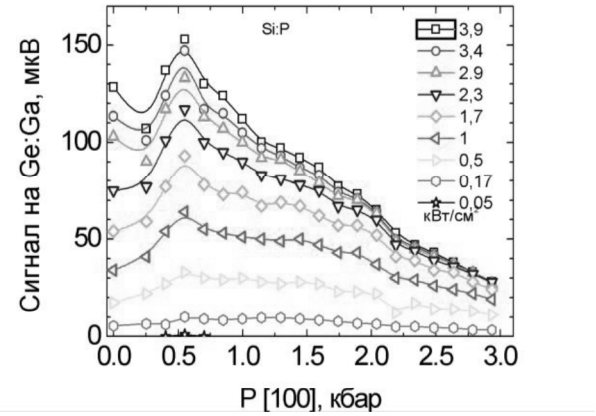


Рисунок 1. Зависимость спонтанного излучения Si:P от давления вдоль [001] для различных мощностей возбуждения.

Результаты измерений зависимости интенсивности спонтанного излучения Si:P от величины одноосной деформации вдоль направления [001] для различных значений интенсивности возбуждения представлены на рисунке 1.

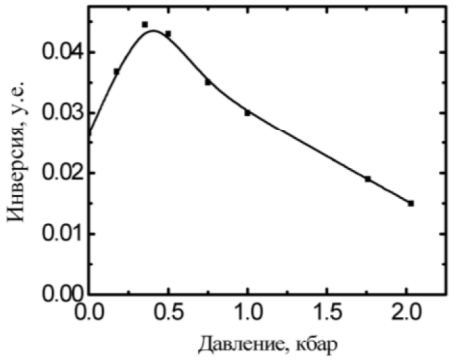


Рисунок 2. Рассчитанная зависимость величины инверсии от давления вдоль [001] для Si:P для состояний нижних долин.

Можно выделить два режима по отношению к интенсивности накачки: для малых значений зависимость достигает максимума при давлении около 500 бар, а затем происходит постепенное уменьшение интенсивности. В случае больших значений накачки при давлении около 200-300 бар наблюдается локальный минимум. Рисунок 2 демонстрирует расчет инверсии населенности между уровнями $2p_0$ и $1s(B_2)$ в Si:P. Как видно из сравнения двух рисунков, положение максимума в районе 1 кбар достаточно хорошо совпадает с теоретическим расчетом, описывающим поведение носителей в нижних долинах. В случае повышения мощности возбуждения в эксперименте при малых деформациях фиксируется понижение сигнала спонтанного излучения, и данный факт требует своего объяснения.

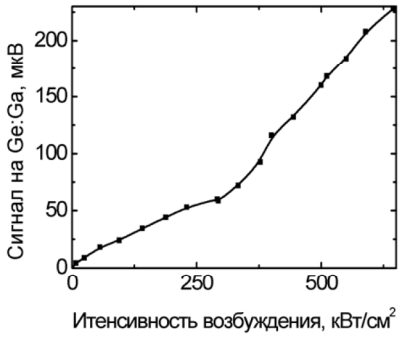


Рисунок 3. Зависимость спонтанного излучения от мощности возбуждения для структуры с x=y=0,04 и легированной кремниевой ямой. Мощность TEA CO_2-лазера пересчитывается исходя из соотношения: 100 мВ/1 МВт.

Сравнительные измерения структур с различными параметрами выявили, что наибольшим сигналом спонтанного излучения выделяется структура с наименьшей величиной расщепления долин в кремниевой яме, где атомы фосфора располагаются в кремниевом слое. Рисунок 3 демонстрирует зависимость спонтанного излучения такой структуры от мощности излучения TEA CO_2-лазера.

Российские авторы благодарят за поддержку РФФИ (гранты 12-02-01231, 13-02-97116 р_поволжье, 14-02-00638, 14-02-31628 мол).

Литература

1. V. N. Smelyanskiy, A. G. Petukhov, and V. V. Osipov // Physical Review B, V. 72, 081304 (2005).
2. L. E. Calvet, J. P. Snyder, and W. Wernsdorfer *et al.* // Nature Nanotechnology, V. 7, 242 (2012).
3. R. Kh. Zhukavin, V. V. Tsyplenkov, K. A. Kovalevsky *et al.* // Applied Physics Letters, V.90, 051101 (2007).
4. R. Kohler, A. Tredicucci, F. Beltram *et al.* // Nature, V.417, 156 (2002).
5. J.S. Christensen, H.H. Radamson, A.Yu. Kuznetzov *et al.* // Journal of Applied Physics, V. 94, 6533 (2003).

Энергетический спектр одиночной молекулы H_2O, изолированной в наноразмерной полости ионной решётки кристалла

Е. С. Жукова[1,2,3,*], Б. П. Горшунов[1,2,3], Е. А. Мотовилова[1,2], В. И. Торгашев[4], В. В. Лебедев[1,5], Г. С. Шакуров[6], Е. В. Пестряков[7], В. Г. Томас[8], Д. А. Фурсенко[8], М. Дрессель[1,3]

1 Московский физико-технический институт (ГУ), Институтский пер., 9, Долгопрудный, 141700.

2 Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, ул. Вавилова, 38, Москва, 119333.

3 I. Physikalisches Institut, Universitat Stuttgart, Germany.

4 Физический факультет Южного федерального университета, ул. Зорге, 5, Ростов-на-Дону, 344090.

5 Институт теоретической физики им. Л.Д. Ландау РАН, просп. Академика Семенова, 1-А, Черноголовка, 142432.

6 Казанский физико-технический институт им. Е.К. Завойского, Сибирский тракт,10/7, Казань, 420029.

7 Институт лазерной физики СО РАН, просп. Академика Лаврентьева, 13/3, Новосибирск, 630090.

8 Институт геологии и минералогии им. В.С. Соболева СО РАН, просп. Академика Коптюга, 3, Новосибирск, 630090.

* zhukovaelenka@gmail.com

В диапазоне частот 3 см$^{-1}$ – 7000 см$^{-1}$ и при температурах от 300 К до 5 К измерены спектры поглощения, связанные с одиночными изолированными молекулами воды, находящимися в наноразмерных полостях кристаллической решётки берилла ($Be_3Al_2Si_6O_{18}$) — прародителя обширного семейства драгоценных камней.

Методами терагерцовой и инфракрасной спектроскопии исследованы низкоэнергетические возбуждения *одиночной* молекулы воды, H_2O, изолированной в наноразмерной полости, сформированной ионами кристаллической решётки берилла $Mn:Be_3Al_2Si_6O_{18}$ (рисунок 1). С этой целью, в интервале температур от комнатных до гелиевых, измерены терагерцовые-инфракрасные (частоты 0.1 ТГц – 250 ТГц; энергии кванта от ≈1 мэВ до ≈1 эВ) спектры динамической проводимости σ(ν) и диэлектрической проницаемости ε'(ν) водосодержащего (порядка 1% веса) монокристалла. На фоне фононных линий поглощения выявлены резонансы, связанные исключительно с колебаниями молекул H_2O двух типов (рисунок 1, b и c) – I (water I, дипольный момент перпендикулярен оси c) и II (water II, дипольный момент параллелен оси c). В инфракрасном диапазоне наблюдались хорошо известные линии поглощения, обусловленные внутримолекулярными колебаниями H_2O, ν_1, ν_2, ν_3 (рисунок 2). В то же время в терагерцовой и субтерагерцовой областях обнаружен богатый набор резонансов, проявляющих резко анизотропный характер. В поляризации, когда вектор $\boldsymbol{E}$ электрического поля зондирующего излучения параллелен кристалографической оси $\boldsymbol{c}$ ($\boldsymbol{E}$//$\boldsymbol{c}$), наблюдаются две линии поглощения на ~90 см$^{-1}$ и на ~160 см$^{-1}$. В поляризации же $\boldsymbol{E}\perp\boldsymbol{c}$ обнаружены две группы резонансов, образующих зоны около 150 см$^{-1}$ – 200 см$^{-1}$ и около 400 см$^{-1}$ – 500 см$^{-1}$.

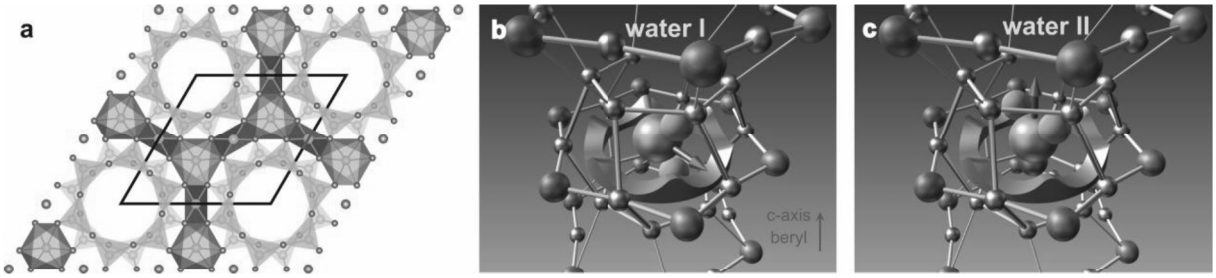


Рисунок 1. a) Схема кристаллической структуры берилла в плоскости, перпендикулярной к кристаллографической оси c. **b), c)** Молекула воды в наноразмерной полости берилла с дипольным моментом, ориентированным перпендикулярно (b) и вдоль (c) оси c. Зеленым цветом обозначен периодический потенциал, создаваемый кристаллическим окружением, в котором находится молекула воды. Направление дипольного момента H_2O показано красной стрелкой.

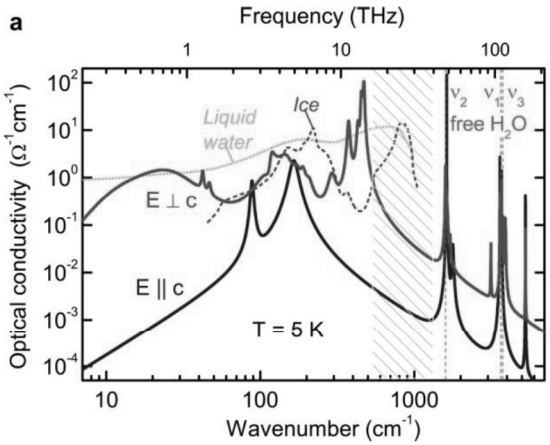


Рисунок 2. Спектры проводимости молекулы воды, измеренные при T = 5 K в двух поляризациях внешнего зондирующего излучения, когда вектор электрического поля ***E*** параллелен (синяя линия) и перпендикулярен (красная линия) оси *c* кристалла. Заштрихованная область от 500 см$^{-1}$ до 1200 см$^{-1}$ соответствует зоне фононного поглощения кристалла берилла, что затрудняет определение коэффициента поглощения воды в этом диапазоне частот. Для сравнения приведены спектры проводимости воды в жидком состоянии (T = 27^{0}C, голубая линия) и в твердом — лёд (T = 100 K, зеленая пунктирная линия).

Предлагается модель, в рамках которой природа обнаруженных зон объясняется на основе рассмотрения трансляционных и либрационных, соответственно, колебаний молекулы воды, связанной посредством водородных связей с ионным окружением нанополости. Обнаруженная «тонкая структура» зон связывается с расщеплением энергетических уровней, обусловленным квантовым туннелированием молекулярных состояний в шестиминимумном потенциальном рельефе, который «чувствует» молекула H_2O [1].

Мы полагаем, что данные результаты, полученные для *одиночной* молекулы воды, изолированной в высокосимметричной полости кристаллической решётки, могут быть полезны при анализе гораздо более сложных систем с водяными молекулами и водяными кластерами, расположенными в наноразмерных областях, таких как одномерные цепочки H_2O в углеродных нанотрубках, водяные кластеры в цеолитах, силикагелях, глинозёмах и других природных и искусственных нанопористых структурах, а также в гетерофазных биологических системах.

Литература

1. B. P. Gorshunov, E. S. Zhukova, V. I. Torgashev, *et al.* // J. Phys. Chem. Lett. V. 4, 2015 (2013).

Nucleation and growth of fortress-like SiGe quantum dot molecules

V.A. Zinovyev[1,*], A.V. Dvurechenskii[1,2], P.A. Kuchinskaya[1], and V.A. Armbrister[1]

1 Rzhanov Institute of Semiconductor Physics, Siberian Branch of the Russian Academy of Sciences, pr. Lavrent'eva, 13, Novosibirsk, 630090

2 Novosibirsk State University, Novosibirsk, 630090

*zinoviev@isp.nsc.ru

The strain field distribution at the surface of a multilayer structure with disklike SiGe nanomounds formed by heteroepitaxy is exploited to arrange the symmetric quantum dot molecules typically consisting of four elongated quantum dots ordered along the [010] and [100] directions. The morphological transition from fourfold quantum dot molecules to continuous fortresslike quantum rings with an increasing amount of deposited Ge is revealed. We examine key mechanisms underlying the formation of lateral quantum dot molecules by using scanning tunneling microscopy and numerical calculations of the strain energy distribution on the top of disklike SiGe nanomounds.

Introduction

In the past two decades semiconductor nanostructures have attracted significant interest because of their special physical properties and their potential for applications in micro- and optoelectronics. Much interest involves the formation and investigation of vertically (in the growth direction) and laterally (in the growth plane) coupled quantum dots (QDs). Such coupled QDs called quantum dot molecules (QDMs) are interesting not only for basic studies, but also as functional units with applications in quantum information processing and computing. In this work, we provide physical insights into possible mechanisms underlying the heterogeneous nucleation and growth of lateral SiGe QDMs on the top of a multilayer structure with vertically stacked QDs. We show that a key factor affecting the spatial configuration of QDMs is the elastic anisotropy of the heteroepitaxial system.

Results and discussion

The samples were grown with a solid source molecular beam epitaxy system (Riber SiVA-21). The substrates were p-type Si(001) with a resistivity of 20 Ωcm. A 150-nm-thick Si buffer layer was deposited following standard cleaning and in situ oxide desorption. Then, three layers of vertically stacked SiGe QDs separated by a 20 nm Si spacer were successively grown at a substrate temperature of 700°C. Each QD layer was formed by deposition of seven monolayers (MLs) of Ge. The top QD layer was completed by the deposition of a 5 nm Si overlayer at 700°C. Due to Si-Ge intermixing and strain redistribution, the subsequent Si deposition modifies the morphology of the QDs, leading to flat disklike mounds with a (001) top facet.

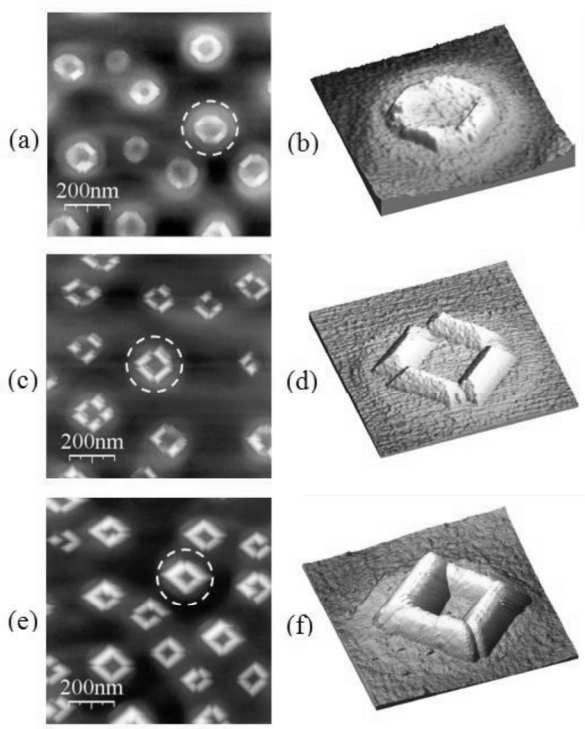


Figure 1. STM images of surface (1 × 1 μm^2) with the groups of closely spaced SiGe islands grown at 600°C on a three-layered QD superlattice template with different amounts of deposited Ge: (a) 3.5 MLs, (c) 4 MLs, (e) 5 MLs. Figures 2(b), 2(d), and 2(f) correspond to three-dimensional representations of the fourfold symmetric QDMs.

Hereafter, such structures were used as templates for formation of closely spaced QDs in the next layer. For this purpose, a few MLs of Ge were deposited over disklike SiGe nanomounds at a temperature of 600°C,

which was lower than that used to fabricate the templates. Figure 1 shows the scanning tunneling microscopy (STM) images of the samples with different amounts of deposited Ge on the top of the multilayer structure with three periods of vertically stacked buried QD layers. It is clearly visible from the figure that a fourfold symmetric configuration of small three-dimensional (3D) islands arises on the top of the disklike nanomounds after deposition of 3.5 MLs of Ge [see Figs. 1(a) and 1(b)]. STM reveals that the 3D islands are elongated in the [010] and [100] crystallographic directions and arranged around a central part of the mounds. STM linescan data show that these islands are partly faceted by {105} planes. At further growth, the partly faceted 3D islands convert to fully faceted hut clusters, and fourfold symmetric QDMs consisting of closely spaced hut clusters are formed after deposition of four MLs of Ge [see Figs. 1(c) and 1(d)]. With increasing amount of deposited Ge up to five MLs, the QDMs enlarge, and adjacent huts inside groups eventually coalesce to form continuous ridges surrounding the center of the disklike nanomounds, as shown in Figs. 1(e) and 1(f).

To explain the formation of the fourfold symmetricstructures, we use the concept of local strain-mediated chemical-potential control of self-assembly in heteroepitaxy, proposed by Yang et al. [1]. For a strained surface, the chemical potential can be written as

$$\mu = \mu_0 + \Omega\gamma\kappa + \Omega E_{strain} \qquad (1)$$

where μ_0 is the chemical potential of the flat unstrained surface, γ is the free surface energy of the wetting layer per unit area, Ω is the atomic volume, κ is the local surface curvature, and E_{strain} is the local strain energy at the surface. The second term in Eq. (1) represents the surface curvature contribution, while the third term determines the strain contribution to the surface chemical potential. These two terms control the favorable sites for 3D island formation. To clarify the relevance of the surface curvature contribution, we performed an additional growth experiment. A multilayer structure with QDMs on the top of vertically stacked SiGe QDs was grown. This structure is similar to the previous one, which is shown in Fig. 2(e), but with a two times thicker Si capping layer over the buried SiGe dots. A STM study demonstrated that, in this case, the formation of fourfold symmetric QDMs takes places also

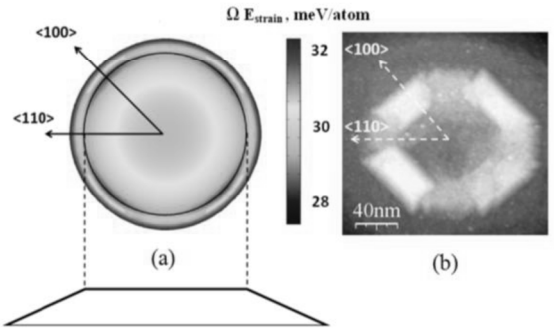


Figure 2. (a) Surface distribution of strain-dependent chemical potential on the top of a SiGe disklike nanomound covered by a thin Ge wetting layer, which was calculated by FEM. (b) STM image of small 3D islands originted on the disklike nanomound after deposition of 3.5 MLs of Ge at 600°C.

on a flat surface of the Si capping layer without nanomounds. This means that the surface curvature contribution does not affect the formation of fourfold symmetric QDMs. In the next step, we made numerical calculations of the strain energy distribution on the top of a disklike SiGe nanomound covered by a thin Ge wetting layer by a finite element method (FEM). It is clearly visible from the FEM calculated energy map that the strain-induced part of the chemical potential has four narrow potential wells, which are extended along the [100] and [010] directions at the edges of the disklike nanomound [see Fig. 2(a)]. A local maximum of the chemical potential is disposed in the central part of the mound. The four-side configuration of the strain-induced potential wells is found to reflect the cubic anisotropy of the elastic properties of Ge/Si material system. A striking correspondence between the experimental arrangement [see Fig. 2(b)] and the theoretical prediction is observed. The positions of the small 3D islands that originated on the SiGe disklike mound upon deposition of 3.5 MLs of Ge practically coincide with locations of the four lateral minima of the chemical potential. No islands are observed in the central part of the mesa, where the chemical potential reaches a local maximum. This work is supported by RFBR (Grants No. 12-02- 90036 and No. 13-02-12105).

References

1. B. Yang, F. Liu, and M. G. Lagally.// Phys. Rev. Lett., V. 92, 025502 (2004).

Влияние СВЧ-излучения и аксиального растяжения на когерентный транспорт в нанокристаллах квазиодномерных проводников с волной зарядовой плотности

С. Г. Зыбцев*, В. Я. Покровский§

Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, ул. Моховая, 11-7, Москва 125009.

*zybt@cplire.ru; §pok@cplire.ru

Экспериментально обнаружено, что СВЧ-излучение и аксиальное растяжение резко повышают когерентность движения ВЗП в квазиодномерных проводниках. Эффект особенно проявляется в кристаллах нанометровых размеров. Для создания аксиальной деформации нанокристаллов разработана оригинальная методика, позволяющая непрерывно измерять температурные зависимости, причём не только для растянутых, но и для сжатых кристаллов.

Одним из самых ярких свойств ВЗП является коллективный транспорт. В полях больше порогового ВЗП может переносить заряд, двигаясь вдоль кристалла и обусловливая нелинейную проводимость. Двигаясь в примесном потенциале, ВЗП способна генерировать напряжение на собственной, или фундаментальной, частоте, пропорциональной току ВЗП. В отличие от обычных полупроводников, проводимость в полупроводниках с ВЗП можно изменять, варьируя динамические свойства ВЗП – когерентность, подвижность и т.д. Управление этими свойствами с помощью внешних воздействий – основная цель представляемой работы.

Методика эксперимента

Исследования были проведены на образцах TaS_3, $(TaSe_4)_2I$ и NbS_3 с сечением, в основном, $<10^{-1}$ мкм^2. Квазиодномерные кристаллы с малым сечением более совершенны, и в них могут проявляться мезоскопические эффекты. Так, в нанообразцах $K_{0.3}MoO_3$ и $NbSe_3$ [1] были обнаружены дискретные “квантовые” состояния проводимости. Особый интерес представляет материал NbS_3 с температурой пайерлсовского перехода T_P= 360 К, на котором нами впервые наблюдались эффекты синхронизации (ступеньки Шапиро) в гигагерцевом диапазоне, причём при комнатной температуре [1,2]. Наблюдались также эффекты стимуляции когерентности внешней СВЧ-«накачкой» [3]. Рост когерентности ВЗП наблюдался в диапазонах токов, при которых фундаментальные частоты, соответствующие этим токам, были гораздо ниже частоты СВЧ-«накачки». Оценка когерентности производилась по виду ступенек Шапиро в присутствии СВЧ-«накачки». Для этого на образец одновременно подавались ВЧ-поле (десятки МГц) и СВЧ-поле «накачки» (порядка ГГц). По высоте пиков на дифференциальных ВАХ можно было судить о степени когерентности ВЗП.

Суть методики для аксиальной деформации заключается в том, что изначально деформация задаётся на небольшом (несколько миллиметров) чипе. Образец (вискер) фиксируется между двумя продолговатыми пластинами, одна из которых представляет собой подвижный рычаг. При точности перемещения рычага 1 мкм, соотношении длин плеч около 10 и длине вискера 200-300 мкм можно задавать удлинение с точностью 0.05% или менее. Для нанокристаллов длиной порядка нескольких микрон нами была разработана методика аксиальной деформации за счёт изгиба подложки. Для получения максимальной деформации (1 - 2 %) использовались подложки на основе полимеров, в которых предел текучести может достигать 5 %. Кроме того, благодаря плотному прилеганию таких образцов к подложке, удаётся не только растягивать, но и сжимать их, изгибая подложку в противоположную сторону.

Результаты и обсуждение

Наиболее наглядно стимуляция когерентности проявляется в синхронизации ВЗП. Для наблюдения ступенек Шапиро образцы облучались с помощью дополнительного источника СВЧ на частотах

намного меньше частоты «накачки». Под действием «накачки» амплитуду ступенек Шапиро в соединениях NbS_3, TaS_3 и $(TaSe_4)_2I$ удалось повысить почти на порядок и более [3]. Эффект стимуляции в соединении NbS_3 демонстрирует рис. 1. Рост когерентности движения ВЗП может быть качественно

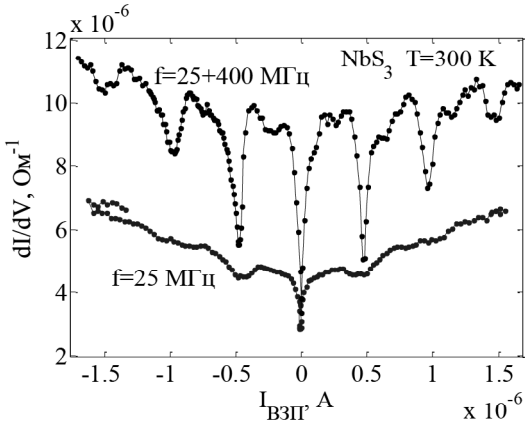


Рисунок 1. Зависимость дифференциальной проводимости NbS_3 (55 мкм× 0.1 мкм^2) от тока ВЗП при частоте облучения 25 МГц и при СВЧ-«накачке» 400 МГц.

объяснён влиянием СВЧ-«накачки» на релаксацию метастабильных состояний, возникающих при движении ВЗП. Двигаясь в потенциале пиннинга, домены ВЗП под действием накачки успевают релаксировать к равновесному состоянию и преодолевают каждый следующий барьер с одинаковой фазой, т.е. когерентно [3].

Неожиданным оказался результат по растяжению образцов TaS_3, которые считаются наиболее де-

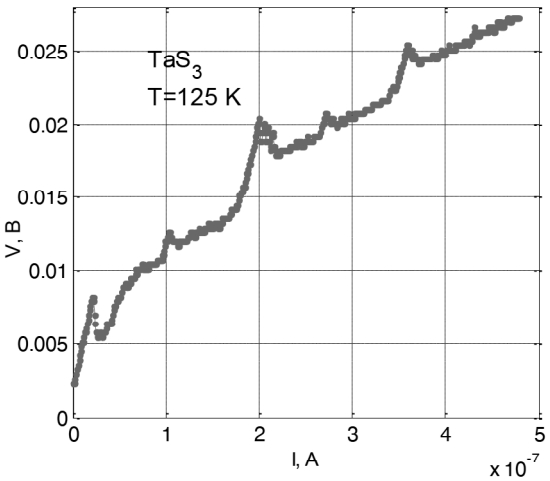


Рисунок 2. ВАХ образца TaS_3 (667 мкм× 0.3 мкм^2) при растяжении 1.5 % (методика рычага) и облучении ВЧ 600 кГц.

фектными из всех известных проводников с ВЗП. Растяжение образцов субмикронного сечения на 1 -1.5 % привело к наиболее высокой когерентности ВЗП среди всех известных материалов. Пороговые поля уменьшаются в несколько раз. Срыв ВЗП происходит гораздо резче, проводимость ВЗП воз-

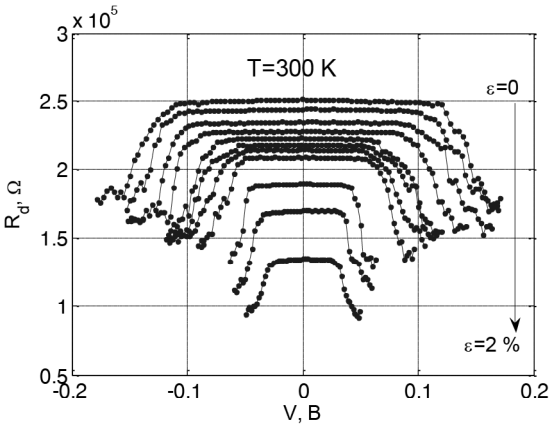


Рисунок 3. Эволюция дифференциальных ВАХ при растяжении образца.

растает в несколько раз. При облучении СВЧ возникает отрицательное дифференциальное сопротивление, наблюдается 100%-я синхронизация. Ступеньки Шапиро можно идентифицировать на обычных ВАХ, без применения дифференциальных методик (см. рис.2): четко видны как гармоники, так и субгармоники. Похожие результаты были получены и для нанокристаллов NbS_3 с помощью методики изгиба подложки. На рис. 3 показаны дифференциальные ВАХ образца NbS_3 с размерами 20 мкм× 0.005 мкм^2 при растяжении до 2 %. Видно, что пороговое поле уменьшается в 5 раз. При этом срыв ВЗП происходит резче, что указывает на повышение когерентности ВЗП.

Авторы благодарны Р.Е. Торну за предоставление высококачественных образцов TaS_3 и В.Ф. Насретдиновой, С.В. Зайцеву-Зотову за предоставление кристаллов NbS_3. Работа проводилась при поддержке РФФИ (гранты 14-02-01240, 14-02-92015, 14-02-31710, 14-02-01236).

Литература

1. В.Я. Покровский и др. // УФН. **183**, 33 (2013).
2. S. G. Zybtsev et al. // Appl. Phys. Lett. **94**, 152112 (2009).
3. S. G. Zybtsev and V. Ya. Pokrovskii // Phys. Rev. B. **88**, 125144 (2013).

Оптическое детектирование кулоновской щели в легированных квантовых ямах GaAs/AlGaAs

П. В. Петров[1], Ю. Л. Иванов[1,*], Н. С. Аверкиев [1], А. Ю. Силов [2]

1 Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе РАН, Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021

2 Институт технологии Эйндховена, 5600 MB, PO Помещение 513, Нидерланды

* yuri.ivanov@mail.ioffe.ru

Представлены результаты исследования спектров фотолюминесценции и спектров фотовозбуждения в квантовых ямах GaAs/AlGaAs с положительно заряженными акцепторами (A+ центрами). Спектральные особенности объясняются наличием кулоновской щели. Другим доказательством наличия кулоновской щели является аномально большой стоксовский сдвиг, который был обнаружен в настоящих экспериментах.

Введение

Хорошо известно, что плотность состояний (ПС) в системе локализованных зарядов при нуле температуры становится равной нулю на уровне химического потенциала μ. Это явление возникает в результате электростатического взаимодействия и называется кулоновской щелью. Ее исследование до сих пор велось в основном посредством транспортных измерений. Она проявляется в особенностях зависимости прыжковой проводимости от температуры. Кулоновская щель вблизи μ подавляет число возможных прыжков, и закон Мотта с переменной длиной прыжка $\sigma \approx \exp(T_0/T)^{1/2}$ преобразуется в закон Эфроса и Шкловского (ЭШ) [1] $\sigma \approx \exp(T_0/T)^{1/4}$ для 3D и $\sigma \approx \exp(T_0/T)^{1/3}$ для 2D. Закон Мотта и закон ЭШ хорошо прослежен в объемных компенсированных полупроводниках [2], тогда как для 2D - всего лишь несколько публикаций [3,4].

В настоящем сообщении приводится новый подход в определении кулоновской щели посредством оптических измерений. Следует заметить, что предлагаемый метод, в отличие от остальных, дает весьма наглядную картину формы кулоновской щели.

Эксперимент

Исследовались структуры $GaAs/Al_{0,35}Ga_{0,65}As$, содержащие 10 квантовых ям шириной 18 нм, разделенных барьерами, шириной 30 нм. Производилось легирование бериллием с концентрацией $6\cdot10^{17}$ см$^{-3}$ как в квантовые ямы (в середину, δ-слой шириной 3 нм), так и в барьеры. Дырки из барьеров "сваливаются" в квантовые ямы и при низких температурах локализуются на нейтральных акцепторах, образуя положительно заряженные так называемые A+-центры. Случайный потенциал A+-центров приводит к искажению потолка валентной зоны. Возникает ситуация, когда для части дырок с A+-центров выгоднее оказаться в “буграх” флуктуаций валентной зоны. Это означает, что часть A+-состояний будет заполнена, а часть – пустая. Фотолюминесценция, связанная с переходом фотовозбужденных электронов на заполненные A+-центры, будет отражать их плотность состояний. Сканирование фотовозбуждения по энергии и измерение при этом интенсивности линии фотолюминесценции, связанной с A+-центрами отражает плотность пустых A+-состояний.

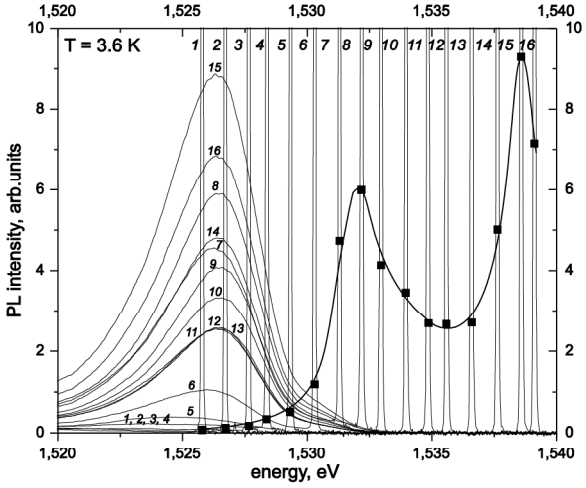


Рисунок 1.

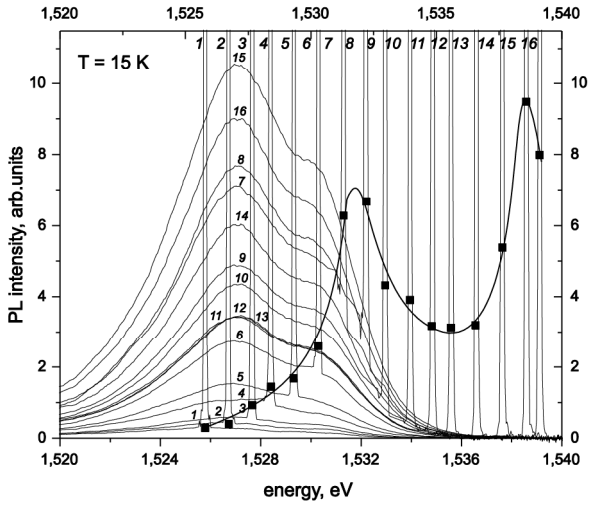


Рисунок 2.

На рис.1 и 2 представлены спектры фотолюминесценции (серия левых кривых) и спектры фотовозбуждения (обозначены квадратными точками) при разных температурах. Видно, что при энергии 1,53 эВ спектры фотолюминесценции и спектры фотовозбуждения при температуре 3,6 К не перекрываются, что означает наличие кулоновской щели в плотности состояний A+-центров. В свою очередь, это означает, что энергия кулоновского взаимодействия на среднем расстоянии между A+-центрами больше kT. При температуре 15 К эти спектры перекрываются. Это значит, что энергия кулоновского взаимодействия на среднем расстоянии между A+-центрами в этом случае меньше kT и кулоновская щель отсутствует.

Работа частично поддержана программой РФФИ (грант № 12-02-00826-а).

Литература

1. B.I. Shklovskii, A.L. Efros, Elektronnye svoistva legirovannykh poluprovodnikov. Moscow, Nauka, 1979.
2. A.G. Zabrodskii // Philos. Mag. B. 81 (2001) 1131.
3. N.V. Agrinskaya, V.I. Kozub, V.M. Ustinov, A.V. Chernyaev, D.V. Shamshur // JETP Lett. 76 (2002) 360.
4. W. Mason, S.V. Kravchenko, G.E. Bowker, J.E. Furneaux // Phys. Rev. B. 52 (1995) 7857.

Циклотронный резонанс в легированных гетероструктурах HgTe/CdHgTe с квантовыми ямами

А. В. Иконников[1, *], М. С. Жолудев[1], К. В. Маремьянин[1], Е. В. Худякова[1], В. И. Гавриленко[1], С. А. Дворецкий[2], Н. Н. Михайлов[2]

1 Институт физики микроструктур РАН, ГСП-105, Нижний Новгород, 603950.

2 Институт физики полупроводников им. А. В. Ржанова СО РАН, пр. Ак. Лаврентьева, 13б, Новосибирск, 630090.

*antikon@ipmras.ru

В работе представлены исследования циклотронного резонанса в классических магнитных полях в легированных гетероструктурах HgTe/CdHgTe с квантовыми ямами. Показано, что циклотронная масса возрастает с увеличением ширины квантовой ямы. Проведено сопоставление с теоретическими расчетами, обнаружено систематическое расхождение результатов расчетов и эксперимента.

Введение

Гетероструктуры с квантовыми ямами (КЯ) на основе HgTe/CdTe вызывают огромный интерес, что связано с их уникальными свойствами. Структуры с широкими квантовыми ямами являются двумерными топологическими изоляторами [1, 2]. В них наблюдаются большое спиновое расщепление нижней подзоны в зоне проводимости, достигающее 30 мэВ [3] в образцах с инвертированной зонной структурой; малая эффективная масса электронов из-за узкой запрещенной зоны и, как следствие, высокая подвижность носителей, составляющая при T = 4,2 К несколько сотен тысяч см^2/В·с.

Эффективным методом для определения зонной структуры является метод циклотронного резонанса (ЦР). К настоящему времени такие исследования были выполнены достаточно подробно ([3–9]). Однако, в основном, изучались нелегированные или слаболегированные образцы, в которых концентрация носителей не превышала единиц 10^{11} см$^{-2}$. В недавних работах [8, 9] была предложена коррекция зонных параметров гетероструктур на основе HgTe/CdTe: разрыва зон на гетерогранице и параметра Кейна Ep. Такая коррекция позволила значительно лучше описать результаты экспериментов по исследованию ЦР в квантующих магнитных полях. Тем не менее для «классических» полей такого сравнения не проводилось.

Целью данной работы было проведение исследований ЦР в слабых магнитных полях в легированных гетероструктурах HgTe/CdHgTe с концентрацией носителей ~1–2•10^{12} см$^{-2}$.

Методы и подходы

Исследованные структуры выращены в ИФП СО РАН методом молекулярно-лучевой эпитаксии на подложке GaAs (013). Параметры образцов HgTe/Cd$_x$Hg$_{1-x}$Te: №130211 ($d_{кя}$ − 6,6 нм, x − 0,72), №130212 (d = 8,3 нм, x = 0,72), №130213 (d = 20 нм, x = 0,72). Образцы были симметрично легированы донорной примесью In. Зонная структура образцов была инвертированной.

Измерения ЦР были выполнены с помощью лампы обратной волны (ЛОВ) (0,5–0,7 ТГц) и квантового каскадного лазера (ККЛ) (3,2 ТГц) в магнитных полях до 5,5 Тл при T = 4,2 К. Параллельно с измерениями пропускания измерялось магнитосопротивление образцов, что позволяло определять концентрацию носителей. Последнюю можно было изменять в некоторых пределах (~30%) за счет подсветки видимым светом.

Расчеты энергетических спектров в гетероструктурах HgTe/CdHgTe с КЯ, выращенных на плоскости (013), проводились в приближении огибающих функций в рамках четырехзонной модели с гамильтонианом 8*8 (основанным на модели Кейна) в аксиальном приближении с учетом встроенных упругих деформаций [9, 10]. Вычисления проводились методом разложения огибающих функций по плоским волнам. При выполнении расчетов рассматривались как «традиционные» зонные параметры [10], так и скорректированные [8, 9]. Расчет эффективной циклотронной массы производился в аксиальном приближении методом квазиклассического квантования.

Результаты и обсуждение

На рис. 1 представлены типичные спектры ЦР и кривые магнитосопротивления для образца 130212. На зависимостях магнитосопротивления хорошо видны плато квантового эффекта Холла. В спектрах ЦР наблюдается один минимум пропускания, сдвигающийся в область больших магнитных полей с увеличением концентрации. Из рис. 1 хорошо видно, что резонансным полям соответствуют факторы заполнения $\nu > 10$, что позволяет пользоваться квазиклассическим приближением.

Зависимость циклотронной массы от концентрации для всех образцов представлена на рис. 2. Измерения в образце 130212 проводились как с помощью ЛОВ, так и ККЛ, видно, что данные, полученные разными методами, хорошо совпадают.

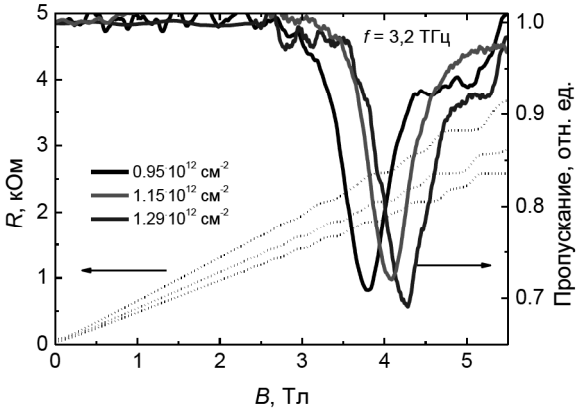


Рисунок 1. Зависимости магнитосопротивления (тонкие пунктирные линии) и спектры циклотронного резонанса (толстые линии) от магнитного поля при различных концентрациях носителей заряда в образце 130212.

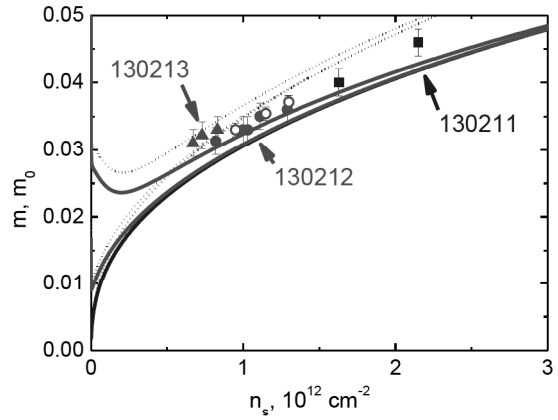


Рисунок 2. Зависимость циклотронной массы от концентрации для всех образцов. Точки — экспериментальные данные: сплошные символы — измерения с помощью ЛОВ, открытые — с помощью ККЛ. Линии — результаты расчетов: тонкие пунктирные — расчет с использованием «традиционных» параметров, толстые — с использованием скорректированных параметров.

Рассчитанные зависимости циклотронной массы от концентрации носителей на уровне Ферми представлены на рис. 2 с помощь линий: пунктирные линии — расчет с использованием «традиционных» параметров, сплошные — со скорректированными. Видно, что циклотронная масса увеличивается с ростом концентрации, что типично для полупроводников с непараболичным законом дисперсии. Так же как и в работе [4], наблюдается необычная зависимость массы от ширины квантовой ямы (увеличение ширины приводит к увеличению массы), что подтверждается как экспериментальными данными, так и теоретическими расчетами.

Важно отметить, что расчет с использованием «традиционных» параметров дает завышенное значение циклотронной массы по сравнению с экспериментальными данными. Аналогичное явление наблюдалось также и для образцов с меньшей концентрацией носителей [4]. В то же время расчет с использованием скорректированных параметров дает систематически заниженное значение массы. Такое расхождение наблюдается для всех исследованных образцов, оно не может быть связано с неточностью определения ростовых параметров. Отсутствие центра симметрии в материале гетероструктур, которое проявляет себя в спектрах ЦР в квантующих полях [7, 9, 11], по нашим оценкам, должно приводить скорее к расщеплению линии ЦР в слабых полях, чем к ее сдвигу. Поэтому, по-видимому, необходима дальнейшая корректировка зонных параметров, закладываемых в расчет.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (№ 13-02-97088, 14-02-31588, 14-02-01103), Минобрнауки (гранты НШ-1214.2014.2, МК-3057.2013.2) и РАН.

Литература

1. B. A. Bernevig *et al.* // Science **314**, 1757 (2006).
2. M. König *et al.* // Science **318**, 766 (2007).
3. К. Е. Спирин и др. // Письма в ЖЭТФ **92**, 65 (2010).
4. A.V. Ikonnikov *et al.* // Semicond. Sci. Technol. **26**, 125011 (2011).
5. M. Schultz *et al.* // PRB **57**, 14772 (1998).
6. З. Д. Квон и др // ФНТ **35**, 10 (2009).
7. M. Orlita *et al.* // PRB **83**, 115307 (2011).
8. M. S. Zholudev *et al.* // Nanoscale Research Letters **7**, 534 (2012).
9. M. Zholudev *et al.* // PRB. **86**, 205420 (2012).
10. E. G. Novik *et al.* // PRB **72**, 35321 (2005).
11. M. Pang *et al.* // PRB **88**, 35321 (2013).

Спектральная чувствительность плёнок $Pb_{1-x}Sn_xTe$:In с x>0,3

А. Н. Акимов, Д. В. Ищенко*, А. Э. Климов, И. Г. Неизвестный, Н. С. Пащин, В. Н. Шерстякова, В.Н. Шумский

Институт физики полупроводников СО РАН, ул. Академика Лаврентьева,13, Новосибирск, 360090.

*miracle4348@gmail.ru

В работе приведены данные по измерению спектральной зависимости фоточувствительности образцов с содержанием олова x ≈0,3 - 0,33 в дальней ИК-области спектра с использованием узкополосных фильтров и в субмиллиметровом диапазоне длин волн по излучению лазера на свободных электронах.

Введение

В настоящее время исследованию плёнок PbSnTe:In (СОТ:In) в литературе посвящено много работ, но они, в основном, относятся к материалу с содержанием олова x ≈ 0,22 - 0,28 [1, 2], что связано с переходом таких пленок в высокоомное состояние при температурах ниже 20 К. Авторами были впервые [3] получены пленки состава x ≈ 0,3 - 0,33, в которых также наблюдается переход в высокоомное состояние или, как его называют, «переход металл-диэлектрик».

Результаты и обсуждения

На рис. 1 показана зависимость тока от обратной температуры для образца с содержанием олова 0,3. Видно, что при температуре 10 К разница тока при освещении и в темноте составляет примерно 6 порядков.

Для определения чувствительности образцов были проведены эксперименты с использованием модели АЧТ. Образец находился при гелиевой температуре. Температура АЧТ варьировалась в пределах 20 - 170 К. На рис. 2 показаны полученные результаты измерений для образца состава x = 0,3. Ширина запрещенной зоны для данного состава, согласно [4], составляет 0,027 эВ, что соответствует красной границе $\lambda_{кр}$ = 45 мкм. Темновой ток в этом образце при гелиевой температуре составляет примерно $1 \cdot 10^{-10}$ А.

Как видно из рисунка, заметный фототок наблюдается при температуре АЧТ около 20 К, что, по-видимому, можно связать с переходом носителей заряда под действием излучения с локализованных центров в зону проводимости, глубина залегания которых соответствует чувствительности в дальней ИК или субмиллиметровой области спектра.

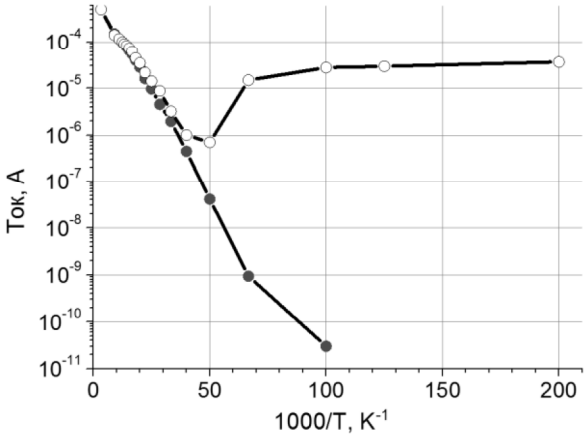


Рисунок 1. Температурная зависимость тока через образец от обратной температуры. Красные кружки – измерения без освещения, белые кружки – при освещении лампой накаливания. Состав x ≈ 0,3.

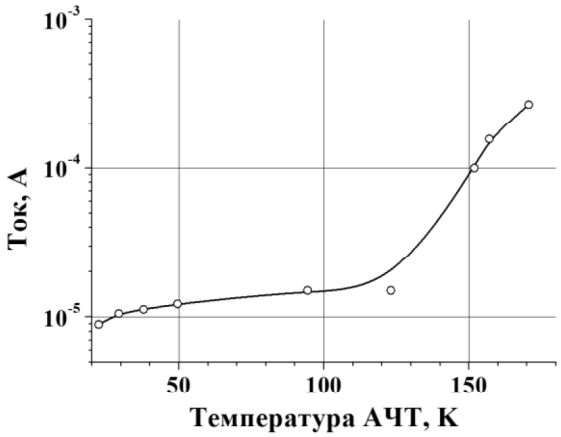


Рисунок 2. Зависимость полного тока через образец от температуры излучения черного тела.

При повышении температуры АЧТ, начиная со 120 К, начинается более быстрый рост фототока, связанный с фундаментальным поглощением - переходами электронов из валентной зоны в зону проводимости.

Измерения тока при воздействии излучения лазера на свободных электронах показали, что исследуемые образцы чувствительны в диапазоне от 100 до 200 мкм.

Таким образом, на пленках PbSnTe:In с содержанием олова x=0,3 наблюдается широкая область чувствительности, обусловленная как переходами локализованное состояние – зона проводимости, так и межзонными переходами. Это открывает новые возможности для создания фотоприемников с широкой спектральной чувствительностью.

Литература

1. Б.М. Вул. Особенности явлений переноса в $Pb_{0.78}Sn_{0.22}Te$ с большим содержанием индия / Вул Б.М., Воронова И.Д., Калюжная Г.А, Мамедов Т.С., Рагимова Т.Ш. // ПЖЭТФ. 1979. Т. 29. В. 1. С. 21 – 25.
2. Khokhlov D.R. Performance and spectral response of $Pb_{1-x}Sn_xTe$(In) far-infrared photodetectors / D.R. Khokhlov, I.I. Ivanchik, S.N. Raines, D.M. Watson, J.L. Pipher. // Appl.Phys.Lett. 2000. V. 76. No. 20. PP. 2835 - 2837.
3. Акимов А.Н. Перспективы применения твёрдых растворов $Pb_{1-x}Sn_xTe$:In с x> 0.3 для фотоприемников с расширенным спектральным диапазоном чувствительности / Акимов А.Н., Ищенко Д.В., Климов А.Э., Неизвестный И.Г., Пащин Н.С., Шерстякова В.Н., Шумский В.Н. // Микроэлектроника. 2013. Т. 42. В. 2. С. 83 – 87.
4. Anderson W.W. Gain-frequency-current relation for $Pb_{1-x}Sn_xTe$ double heterostructure lasers / W.W. Anderson // IEEE Journal of Quantum Electronics. – 1977. – Vol. QE-13, No. 7. – P. 532-543.

Исследование генерации и распространения ПАВ в алмазе со встроенными графитизированными слоями методом пикосекундной акустики

А.Ю. Клоков*, В.А. Цветков, А.И. Шарков, Д.Ф. Аминев, Р.А. Хмельницкий

Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Ленинский проспект, 53, Москва, 119991, ГСП-1.

*klokov@sci.lebedevl.ru

Зарегистрировано возбуждение ПАВ при облучении субпикосекундными лазерными импульсами алмаза со встроенными графитизированными слоями, полученными имплантацией ионов углерода. Получены данные об эффективности генерации, скорости и анизотропии распространения ПАВ от свойств графитизированного слоя: глубины залегания и толщины. Обнаружено возникновение дисперсии ПАВ при увеличении дозы имплантации до $12 \cdot 10^{15}$ см$^{-2}$.

Алмаз обладает уникальной комбинацией упругих, тепловых и электрических свойств, что делает его исключительно привлекательным материалом для изготовления МЭМС, а также устройств обработки сигналов на ПАВ гигагерцевого диапазона [1]. При реализации последних обычно требуется формирование различных периодических структур, отражающих или изменяющих условия распространения ПАВ. Подобные структуры могут быть созданы на основе встроенных в матрицу алмаза графитизированных слоев, полученных методом ионной имплантации [2]. Ранее нами было обнаружено, что такие слои при пикосекундном оптическом возбуждении генерируют объёмные когерентные фононы [3].

Данная работа посвящена исследованию возбуждения и распространения ПАВ в структурах на основе алмаза со встроенными графитизированными слоями с помощью двухцветной пикосекундной интерферометрической методики [4].

Методика эксперимента

В пластину алмаза типа IIA ориентации (100) через набор масок была выполнена имплантация ионов углерода с энергией 350 кэВ с дозами имплантации от $4 \cdot 10^{15}$ см$^{-2}$ до $12 \cdot 10^{15}$ см$^{-2}$. После отжига в вакууме при температуре ~1600 ºС были сформированы пять областей со встроенными графитизированными слоями. При увеличении дозы имплантации увеличивалась толщина графитизированного слоя (от 106 нм до 283 нм) и уменьшалась глубина залегания (от 320 нм до 235 нм).

Геометрия эксперимента показана на рисунке 1. На поверхность образца в пятно диаметром ~3 мкм был сфокусирован возбуждающий фемтосекундный импульс второй гармоники титан-сапфирового лазера (τ_p= 160 фс, λ= 400 нм, E= 0.4 nJ). Малые ($10^{-6} – 10^{-3}$) изменения фазы коэффициента отражения от поверхности образца, вызванные распространением ПАВ, детектировались с помощью интерферометра Саньяка [4].

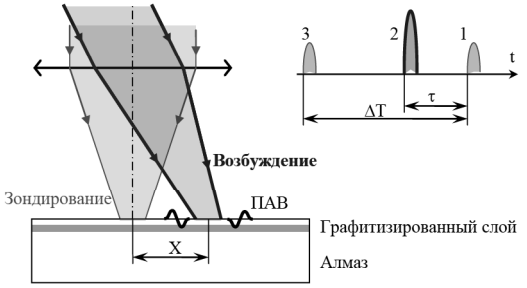


Рисунок 1. Общая схема эксперимента. Зондирующий импульс *(1)* задержан относительно возбуждающего *(2)* на время *τ*, которое может изменяться. Опорный импульс *(3)* интерферометра опережает зондирующий на время *ΔT*.

В данном интерферометре импульс первой гармоники (λ= 800 нм) того же лазера, который используется для возбуждения ПАВ, делится на два канала — опорный и зондирующий, причем импульс из опорного канала попадает на исследуемую структуру до возбуждающего импульса, а из зондирующего – после. В результате интерференции опорного и зондирующего импульсов на детекторе интерферометра получаются сигнал, пропорциональный разности фаз $\delta\varphi = \varphi(\tau) - \varphi(\tau - \Delta T)$ в моменты времени τ и $\tau - \Delta T$. Чувствительность методики составляла ~1 мкрад по фазе, пространственное разрешение ~2 мкм, а временное <1 пс. Для исследования пространственно-временного распределения поля

упругой волны проводилось сканирование поверхности образца возбуждающим лучом. Кроме того, имелась возможность изменения задержки τ между возбуждающим и зондирующим импульсами от 0 до 4 нс.

Результаты и обсуждение

Возбуждение ПАВ в исследованных структурах происходило в результате термоупругого эффекта, возникающего при поглощении короткого лазерного импульса. На рисунке 2 приведена картина поля ПАВ на области с дозой имплантации $4 \cdot 10^{15}$ см$^{-2}$. Зондирующий импульс задержан относительно возбуждающего на 3.8 нс. Распределение поля имеет вид нескольких концентрических колец, соответствующих последовательным возбуждающим импульсам, частота повторения которых 76 МГц. Отсутствие видимой анизотропии при распространении ПАВ обусловлено сравнительно слабой анизотропией упругости алмаза. Подобная картина ПАВ была зарегистрирована также на области с дозой имплантации $12 \cdot 10^{15}$ см$^{-2}$.

Для оценки зависимости частотной дисперсии от параметров слоя на областях с разной дозой имплантации сравнивались импульсы ПАВ, зарегистрированные при различном расстоянии между зондирующим и возбуждающим лучами (рисунки 3а и 3б). Длительность импульса при малом расстоянии (~15 мкм, красная кривая) между точками возбуждения и зондирования в обоих случаях ~1.2 нс, однако с увеличением расстояния до ~130 мкм (зелёная кривая) и далее до ~260 мкм (синяя кривая) импульс ПАВ на области с большей дозой имплантации существенно меняет форму – удлиняется и приобретает осциллирующий характер. В то же время на области с дозой имплантации $4 \cdot 10^{15}$ см$^{-2}$ с увеличением расстояния импульс лишь несколько уширяется.

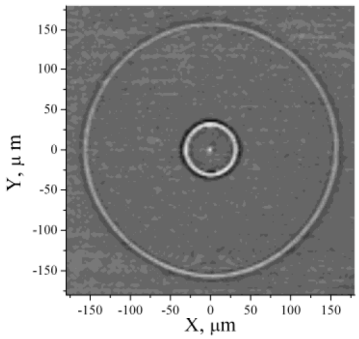


Рисунок 2. Пространственное распределение поля ПАВ.

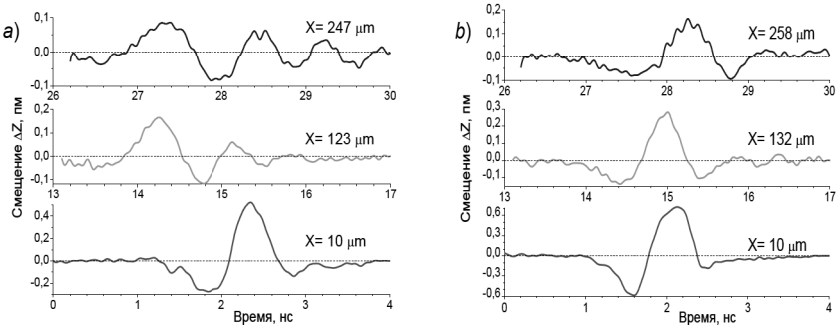


Рисунок 3. Импульс поверхностной волны, зарегистрированный на областях с дозой имплантации $12 \cdot 10^{15}$ см$^{-2}$ (a) и $4 \cdot 10^{15}$ см$^{-2}$ (b). X – расстояние между возбуждающим и зондирующим лучами.

Оценки фазовой скорости ПАВ показывают, что в области с дозой $4 \cdot 10^{15}$ см$^{-2}$ скорость практически не зависит от частоты и составляет 9700 м/с, в то время как в области с дозой $12 \cdot 10^{15}$ см$^{-2}$ скорость изменяется от 9900 м/с для низких частот до 9400 м/с для 2 ГГц. Заметим, что эти значения близки к скорости ПАВ на неповрежденном алмазе (~10500 м/с).

Таким образом, зарегистрирована ПАВ при субпикосекундном оптическом возбуждении алмаза со встроенными графитизированными слоями. Отсутствие анизотропии и заметное отличие акустических свойств этих слоев от свойств алмазной матрицы делают их перспективными с точки зрения создания отражающих и волноводных структур в алмазе.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, грант 11-02-01476; а также ПФИ Президиума РАН № 24.

Литература

1. A. R. Krauss, O. Auciello, D. M. Gruen *et al.* // Diamond and Related Materials. 10, 1952 (2001).
2. A. A. Gippius, R. A. Khmelnitsky, V. A. Dravin *et al.* // Diamond and Related Materials. 8, 1631 (1999).
3. A. Klokov, M. Kochiev, A. Sharkov *et al.* // J. Phys.: Conf. Ser. 278, 012019 (2011).
4. T. Tachizaki, T. Muroya, O. Matsuda *et al.* // Rev. Sci. Instr. 77, 043713 (2006).

Перенос носителей заряда через тонкую базу гетеробиполярного транзистора при радиационно-стимулированном воздействии

А.С. Пузанов[1,*], С.В. Оболенский[1,], В.А. Козлов[2,***]**

1 Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина, д.23, Нижний Новгород, 603600.

2 Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680.

* aspuzanov@inbox.ru , ** obolensk@rf.unn.ru, *** kozlov@ipm.sci-nnov.ru

Рассмотрено влияние радиационного воздействия на гетеробиполярные транзисторы. Показано, что уровень стойкости гетеробиполярных транзисторов выше за счет эффекта инжекции горячих электронов в короткую базу транзистора через квантовые каналы между кластерами радиационных дефектов.

Воздействие дефектообразующих излучений на полупроводники приводит к изменению темпа рекомбинации и подвижности носителей заряда [1], вследствие возникновения кластеров радиационных дефектов, характеризующихся глубокими уровнями в запрещенной зоне полупроводникового материала [2]. Кластеры дефектов имеют размер ядра ~ 30 - 100 нм, а электрическое поле, окружающее ядро, простирается на 30 - 300 нм и более, поэтому кластеры являются препятствиями для движущихся носителей заряда. В данной работе рассматривается случай уровней нейтронного воздействия с флюенсом ~ 10^{14} - 10^{15}см$^{-2}$ и энергией 1 МэВ, когда характерное расстояние между кластерами сопоставимо с длиной волны де Бройля электронов [3]. Для этого случая в работе предложена модель, описывающая кластеры радиационных дефектов, возникающих на гетерогранице биполярного гетероперехода. Эта модель отличается от классической модели Госсика [2] для кластеров в однородном полупроводнике тем, что учитывает различия в параметрах слоев гетероперехода.

Расчет структуры кластеров радиационных дефектов методом Монте-Карло по известной модели TRIM [4] показал, что размеры ядра кластера могут отличаться друг от друга в 3 - 8 раз в зависимости от химического состава полупроводниковых слоев по разные стороны от границы гетероперехода. В результате структура электрического поля, ограничивающего поток носителей заряда, может иметь форму воронки (рупора) со сложной конфигурацией стенок, что, в некоторых случаях, способствует инжекции горячих электронов в базу гетеробиполярного транзистора. Отчасти это подобно транзистору со специальными инжектирующими барьерами, предложенному в [5].

Форма кластеров дефектов, наиболее подходящая для прохождения электронов через базу между кластерами, приведена на рисунке 1 сплошной линией. Численные расчеты показали, что подобная форма может образовываться при нейтронном облучении GaAlAs/GaAs гетероперехода в случае формирования кластера атомом алюминия, получившим энергию 30 - 100 кэВ от быстрого нейтрона. Из-за того что масса Al меньше, чем у Ga и As, форма кластера дефектов будет вытянутой, так что длина к диаметру кластера может относиться как 40-200 нм к 20-50 нм. Уширение кластера в области эмиттера объясняется как смещениями, производимыми вторичными атомами Ga и As, так и отличиями в диэлектрической проницаемости материалов.

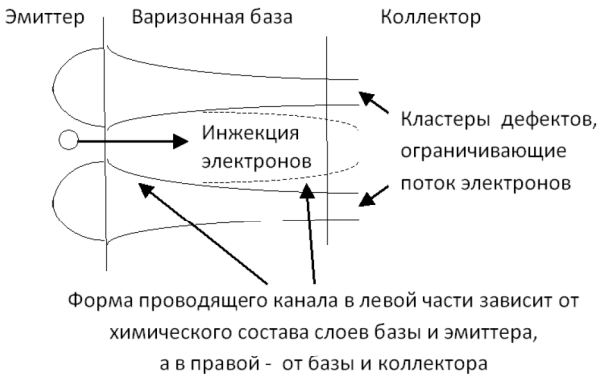


Рисунок 1. Схема инжекции электронов в базу транзистора

Наоборот, для n-Si/p-SiGe/n-Si гетеробиполярного транзистора возможна реализация «обратной» формы кластера, показанной на рисунке 1 пунктиром. Такой кластер будет образован, если вторичный атом германия из SiGe-базы будет выброшен за счет отдачи в Si-коллектор, где и произведет разрушение кристаллической решетки. Из-за того что масса атома Ge больше, чем у атомов кремния, форма кластера дефектов будет ближе к сферической, так что сечение проводящего канала между кластерами будет сужаться в сторону эмиттера.

Перенос носителей заряда в субмикронных полупроводниковых структурах обычно описывают на основе баллистического или диффузионно-дрейфового приближений, которые являются предельными случаями переноса носителей заряда в «коротких» или «длинных» структурах, соответственно. Обе модели формально неприменимы при анализе квазибаллистического переноса носителей заряда в полупроводниковых приборах с рабочими областями порядка нескольких длин свободного пробега носителей заряда, когда баллистический режим уже не работает, а диффузионно-дрейфовый режим еще не наступил, из-за отсутствия многократных столкновений [6]. Именно такая ситуация реализуется в современных гетеробиполярных транзисторах. В работе предложены аналитическая и численная модели транспорта носителей в описанных выше условиях с учетом наличия кластеров радиационных дефектов, возникающих в транзисторе при облучении.

Проведен аналитический и численный расчеты параметров транзисторов. С помощью метода Монте-Карло определены транспортные параметры электронного газа в условиях радиационного воздействия. Показано, что инжекция электронов через барьер, образованный кластерами радиационных дефектов, в базу способствует повышению скорости носителей заряда. Это отчасти компенсирует снижение выходной мощности и коэффициента усиления прибора, связанных с повышением сопротивления транзистора из-за наличия кластеров радиационных дефектов. Последнее необходимо учитывать при расчетах стойкости интегральных схем на гетеробиполярных транзисторах.

С помощью предложенной модели проведен анализ движения электронов в базе транзистора при наличии кластеров радиационных дефектов. Использование короткой ~ 30 - 70 нм базы позволяет реализовать в ней квазибаллистический характер движения электронов, что повышает их среднюю скорость и способствует увеличению коэффициента усиления и предельной частоты работы транзистора. Как показали расчеты, размер кластеров дефектов сопоставим с толщиной базы транзистора, так что один и тот же кластер модифицирует как область барьера эмиттер-база, так и саму базу транзистора. При этом как гетеробарьер, так и база транзистора разбиваются на короткие проводящие каналы, расположенные между непроводящими кластерами дефектов. Форма каналов может быть различной и определяется химическим составом базы транзистора. В случае использования варизонной базы из-за изменения химического состава поперечный размер проводящего канала может как увеличиваться, так и уменьшаться вплоть до размеров менее половины длины волны электрона. В последнем случае проводимость канала резко уменьшается, но не до нуля, так как при увеличении продольного поля в области коллекторного перехода возможно прохождение электронов с большими энергиями и меньшими поперечными длинами волн.

При проведении расчетов вольт-амперной характеристики рассмотрены случаи квазиклассического и квантового движения электронов вдоль указанных каналов от эмиттера к коллектору. Результаты расчетов сопоставлены с известными теоретическими представлениями о баллистической проводимости коротких квантовых нитей. Показано, что изменение тока в транзисторе, который оптимизирован по параметру радиационная стойкость, нелинейно зависит от флюенса нейтронного облучения и может в 2-15 раз отличаться от аналогичных величин в гомобиполярных транзисторах.

Литература

1. В.С. Вавилов. Действие излучений на полупроводники. - М.: Физматгиз, 1963. - 264 с.
2. B.R. Gossik // J. Appl. Phys. V. 30, 1214 (1959).
3. В.Т. Громов, М.А. Китаев, Е.В. Киселева, В.А. Козлов, С.В. Оболенский, В.П. Шукайло // Микроэлектроника. Т. 34, 424 (2005).
4. J.P. Biersak et al. // Nuclear instruments and methods. V. 174, 257 (1980).
5. J.R. Hayes, A.F.L. Levi, W. Wiegmann // Phys. Rev. Lett. V. 54, 1570 (1985).
6. O. Hansen // Solid State Electronics. V. 37, 1663 (1994).

Надбарьерный баллистический транспорт горячих электронов в нанометровых гетероструктурах, приводящий к терагерцовой отрицательной проводимости

В.А. Козлов*, В.А. Вербус**

Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680.

* kozlov@ipm.sci-nnov.ru, ** verbus@ipm.sci-nnov.ru

Сравниваются три способа создания инвертированных распределений горячих электронов в каскадных гетероструктурах, в которых возможно появление отрицательной терагерцовой проводимости на пролетных частотах, определяемых временем надбарьерного баллистического движения электронов.

Сейчас достигнут значительный прогресс в создании и совершенствовании полупроводниковых источников терагерцового (ТГц) излучения на основе квантовых каскадных лазеров, впервые предложенных в работе Казаринова и Суриса [1] и реализованных в группе Капассо [2]. Наибольшие трудности в использовании таких источников излучения связаны с отсутствием в них широкой частотной перестройки, обусловленной наличием встроенных в гетероструктуру (в процессе её роста) квантовых уровней, между которыми происходят переходы электронов. Одним из возможных путей устранения этих трудностей может стать применение каскадов, в которых используется переход инвертированных электронов на промежуточные виртуальные уровни энергии с последующей релаксацией на нижние состояния рис. 1. Образование виртуальных состояний может происходить при наличии в системе резонансов, которые можно перестраивать электрическим полем или внешним резонатором.

В качестве этих резонансов могут служить, например, пролетные резонансы в импульсном [3] или координатном пространстве [4 – 6], возникающие при надбарьерном баллистическом движении электронов в рабочей области гетероструктуры. Рабочая область вместе с эмиттером электронов представляет собой барьер специального профиля, расположенный между сильно легированными квантовыми ямами, образующими коллекторы, в которых происходит максвелловская релаксация отработанных электронов. Для обеспечения инверсного заселения верхних уровней нужен эмиттер электронов, который должен обеспечить рабочий ток, достаточный для преодоления паразитных потерь.

В настоящей работе рассмотрены и сравниваются три вида эмиттеров, которые можно использовать для создания инверсной заселенности верхних уровней каскада, которые лежат в области непрерывного спектра рассматриваемой системы (рис. 2). Первый тип эмиттера (рис. 2а) представляет собой просто скачок потенциала в гетероструктуре, ограничивающий с правой стороны коллектор данного каскада, так что этот коллектор становится эмиттером для следующего каскада. В этом случае хорошо известно, что ток электронов ограничивается областью пространственного заряда (смотри, например, [7]), а распределение влетающих электронов по скоростям, качественно изображенное стрелками на рис. 2а, описывается максвелловской функцией распределения.

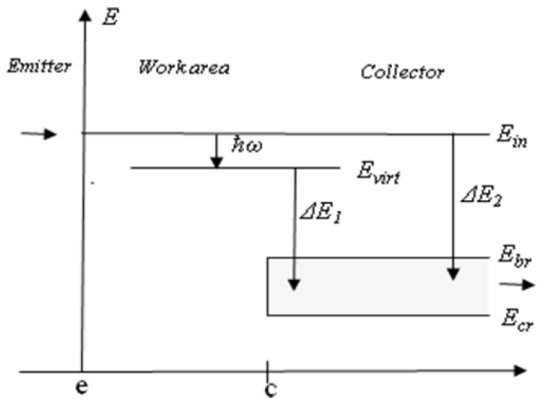
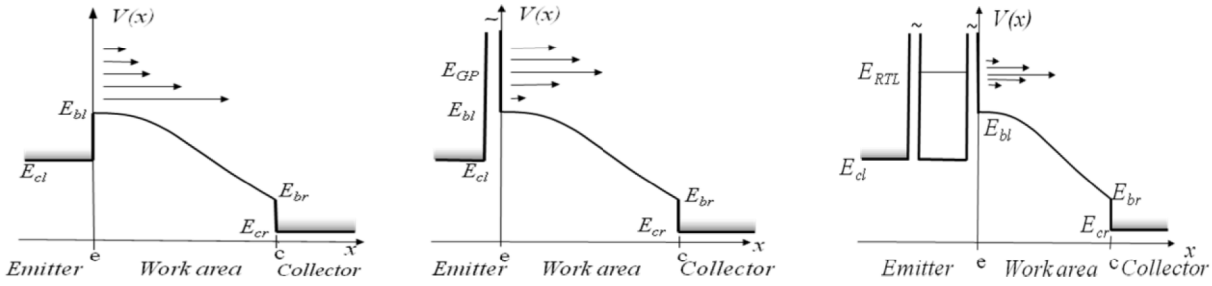


Рисунок 1. Схематическое изображение каскада в виде трехуровневой модели. Стрелками показано прохождение электронов через каскад: влет электронов из предыдущего каскада на верхний уровень E_{in}, излучение кванта $\hbar\omega$ с переходом на виртуальный уровень E_{virt}, и релаксация энергии ΔE_1 и ΔE_2 с вылетом в следующий каскад.

Второй тип эмиттера (рис. 2б) представляет собой высокий и узкий потенциальный барьер, примыкающий к рабочей области каскада. Преимущество такого эмиттера перед эмиттером первого типа заключается в том, что в таком барьере, при сравнительно низких энергиях по сравнению с высотой узкого барьера, открывается так называемое «окно Гамова», через которое проходит максимальный поток туннелирующих частиц. Это явление хорошо известно в ядерной физике и астрофизике.

Предложение использовать «окно Гамова» для создания инвертированных распределений горячих электронов в гетероструктурах было высказано в [8].



а б в

Рисунок 2. Потенциальные барьеры **V(x)** гетероструктурных каскадов с пролетной отрицательной ТГц-проводимостью: а) простой скачок потенциала; б) встроенный высокий и узкий потенциальный барьер; в) резонансно-туннельная структура.

«Окно Гамова» возникает из-за перемножения двух факторов, влияющих на формирование потока носителей, прошедших через барьер. Первый фактор – это вероятность туннельного прохождения, которая для высоких малопрозрачных барьеров экспоненциально увеличивается с ростом энергии туннелирующих частиц. Второй фактор – это поток падающих на барьер термализованных носителей, который экспоненциально спадает с ростом энергии частиц. В результате в потоке носителей, прошедших через такой барьер, возникает максимум, называемый «пиком Гамова». На рис. 2б концентрация влетающих в рабочую область носителей качественно изображена стрелками, длина которых пропорциональна концентрации. Отметим, что «пик Гамова» не является резонансным, он может быть широким или даже отсутствовать.

Третий тип эмиттера (рис. 2в) представляет собой два высоких и узких барьера. Между барьерами образуется квантовая яма, с уровнем энергии, лежащим выше скачка потенциала между каскадами. Через этот уровень энергии происходит резонансное туннелирование носителей в рабочую область, где возникает отрицательная ТГц-проводимость. Такой инжектор создает узкий энергетический поток электронов, что увеличивает эту проводимость.

В работе проведены расчеты функций распределения электронов и проводимости для гетероструктур GaAs/AlGaAs и GaN/AlGaN, выполненные квантовым методом, разработанным в [9].

Работа частично поддержана Российским фондом фундаментальных исследований.

Литература

1. Р.Ф. Казаринов, Р.А. Сурис // ФТП, Т. 5, 797, (1971).
2. J. Faist, F. Capasso et al. // Science V.264, 553 (1994).
3. А.А. Андронов, В.А. Козлов // Письма в ЖЭТФ, Т. 17, 124 (1973).
4. V.A. Kozlov, A.B. Kozyrev, A.V. Samokhvalov // Ultrafast Phenomena in Semiconductors 2001, Trans Tech Publications Ltd., P. 139 (2002).
5. В.А. Козлов, А.Б. Козырев, А.В. Самохвалов // Нанофотоника. Материалы совещания, ИФМ РАН, Нижний Новгород, 11-14 марта, 2002.
6. Z.S. Gribnicov, N.Z. Vagidov, V.V. Mitin, G.I. Haddad // J. Appl. Phys. V. 93, 5435 (2003).
7. М.В. Безногов, Р.А. Сурис // ФТП, Т. 47, 493 (2013).
8. V.A. Kozlov, V.A. Verbus // Journal of Physics: Conference series V. 193, 012032 (2009).
9. В.А. Козлов, В.А. Вербус, А.В. Николаев // Известия РАН, Серия Физическая, Т. 73, С. 87 (2009).

Акцепторные состояния в HgGdTe-материалах

Д. В. Козлов[1,2,*], С. В. Морозов[1,2], В. В. Румянцев[1,2], В. И. Гавриленко[1, 2], А. В. Антонов[1,2]

1 Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680

2 ННГУ, пр. Гагарина, д..23, Нижний Новгород, 603950

*dvkoz@ipmras.ru

Был исследован спектр фотопроводимости (ФП) нескольких образцов $Hg_{1-x}Cd_xTe$ ($0.152 \le x \le 0.195$). Расчет спектра состояний акцепторов в КРТ-структурах позволил интерпретировать наблюдаемые в спектре ФП особенности.

Введение

Твердые растворы $Hg_{1-x}Gd_xTe$ (КРТ) исследуются уже свыше четырех десятилетий, и за эти годы накоплен огромный материал по технологии и свойствам этих соединений, в которых ширину запрещенной зоны можно менять в широких пределах от нуля до 1.6 эВ за счет изменения состава. Этот материал широко применяется для создания приемников и приемных матриц среднего инфракрасного (ИК) диапазона. Исследованию примесных центров в КРТ посвящено значительное число работ, так как состояния в запрещенной зоне, особенно глубокие центры-ловушки, как правило, оказывают существенное влияние на времена жизни носителей в материале. Дискретные уровни могут быть обусловлены не только примесными атомами, но и дефектами кристаллической структуры или примесными комплексами. В обзорной статье [1] приведены сводные данные о зависимости энергии глубоких центров от доли Hg в твердом растворе $Hg_{1-x}Gd_xTe$, x = 0.2 – 0.4, полученные с помощью исследования магнитопоглощения КРТ-растворов. В нелегированных образцах КРТ было установлено наличие глубоких центров с энергиями Ev + 0.5Eg, Ev + 0.75Eg. Для x ~ 0.8 полученные значения для центра D1, лежащего в середине запрещенной зоны, разбросаны в интервале 30 – 50 мэВ. В работе [1] указано, что концентрация центров D1 была пропорциональна концентрации дырок, что позволило связать данный центр с вакансиями катионов. Из-за слабой связи Hg – Te вакансия ртути является одним из наиболее распространенных акцепторов в твердых растворах КРТ.

Спектры фотопроводимости КРТ-структур

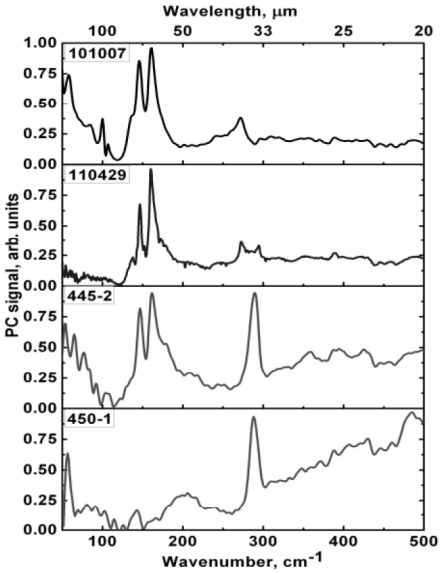


Рисунок 1. Спектры фотопроводимости образцов с узкой запрещенной зоной при T = 4.2 K.

Был исследован спектр фотопроводимости (ФП) нескольких образцов $Hg_{1-x}Cd_xTe$ ($0.152 \le x \le 0.195$), выращенных с помощью молекулярно-пучковой (MBE) и газотранспортной (CVD) эпитаксии. Исследовались структуры n-типа. Все образцы, кроме структуры № 101007, легированной In), не были намеренно легированы. Параметры исследуемых образцов даны в таблице 1.

Таблица 1. Параметры исследуемых образцов

№ образца	x_{Cd}	d, мкм	Метод роста
101007	0.152	5	MBE
110429	0.173	4	MBE
445-2	0.18<x<0.19	4.8	CVD
450-1	0.18<x<0.19	10.4	CVD

На рис.1 представлены спектры ФП исследуемых образцов. В спектрах структур видны мощные полосы в области 140—170 $см^{-1}$ и 260—300 $см^{-1}$.

Расчет акцепторных состояний и обсуждение

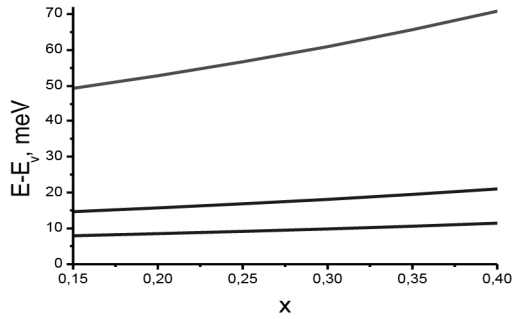


Рисунок 2a

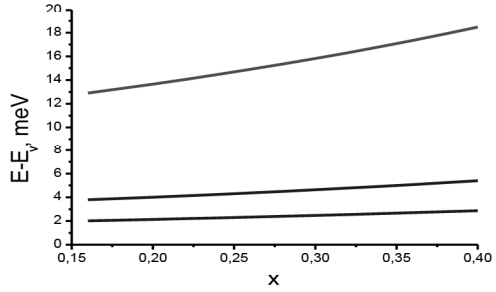


Рисунок 2b

Как уже отмечалось, вакансия ртути является одним из наиболее распространенных акцепторов в твердых растворах КРТ. Этот примесный центр является двухзарядным. Был проведен расчет спектра двухзарядного и однозарядного акцепторного центра в твердом растворе $Hg_{1-x}Gd_xTe$. Задача решалась в kp-приближении, уравнения для огибающих включали гамильтониан Латтинжера – Кона и кулоновский потенциал многозарядного иона акцептора. Значения параметров Латтинжера и диэлектрической проницаемости в твердом растворе находили с использованием линейной интерполяции между соответствующими значениями параметров в HgTe и CdTe. Уравнение для огибающих функций дырок решалось методом разложения волновой функции акцептора по волновым функциям свободных дырок. При решении уравнения Шредингера с гамильтонианом Латтинжера – Кона не учитывалось влияние зоны проводимости на спектр акцепторов. Такое влияние будет невелико, поскольку плотность состояний в зоне проводимости КРТ-структуры много меньше плотности состояний в валентной зоне. На рис.2 представлены зависимости рассчитанной энергии основного (красные линии) и двух нижних возбужденных нечетных состояний двухзарядного (рис.2a) и однозарядного (рис. 2b) акцептора в КРТ от доли Cd в твердом растворе. Отметим, что масштаб локализации волновой функции дырок на двухзарядном акцепторном центре составляет при x ~ 0.2 порядка 25 Å, что значительно превышает величину постоянной решетки (6.7 Å). Таким образом, при описании спектра акцепторов в КРТ-структурах возможно использование kp-приближения, несмотря на то, что энергия ионизации примесей сравнима с шириной запрещенной зоны. Отметим, что поскольку исследуемые образцы n-типа, уровень Ферми в ней должен находиться вблизи края зоны проводимости. Должны наблюдаться в спектре фотопроводимости оптические переходы электронов из валентной зоны на акцепторные резонансные уровни, оказывающиеся в зоне проводимости. Положение коротковолновой линии на рис. 1 хорошо согласуется с энергией перехода между основным и нижним возбужденным состояниями двухзарядного акцептора (35 мэВ, см. рис. 2a). Длинноволновая полоса может быть связана с переходами на основное состояние однозарядного акцептора или на нижнее возбужденное состояние двухзарядного акцептора (15 мэВ). Отметим, что в спектре образцов с нулевой (№ 101007) или с очень узкой, около 10 мэВ (№ 110429), запрещенной зоной коротковолновая линия слабая. Это может быть объяснено тем, что начальное состояние для соответствующих переходов также оказывается в зоне проводимости и опустошается.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проекты # 14-02-01229, 13-02-01154, 13-02-97088, 13-02-97088 р_поволжье_а), РАН и ЦКП.

Литература

1. Z.Kucera, P.Hlidek, P.Hoschl, V.Kouele, V.Prosser, M.Zvara // Phys. Stat. Sol. (b), v.158, p.K173 (1990).

Спиновое рассеяние электронов проводимости на мелких донорах в кремнии

А. А. Конаков

Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950.

anton.a.konakov@gmail.com

В работе теоретически исследуется рассеяние электронов проводимости на ионизованных мелких донорах V группы в кремнии при учете спин-орбитального взаимодействия. Во внимание принимаются как процессы переворота спина, обусловленные рассеянием на скалярном потенциале примеси, вероятность которых определяется межзонным спиновым смешиванием (процессы Эллиотта), так и индуцированные примесным спин-орбитальным взаимодействием (процессы Яфета). Наши расчеты показывают, что основную роль в спиновой релаксации играют как раз процессы Яфета, что, по-видимому, качественно объясняется более сильным спин-орбитальным взаимодействием, вносимым в систему ионными остовами примеси, в сравнении с решеточным — кремниевым. Наибольший вклад в скорость спиновой релаксации вносят междолинные переходы, в случае рассеяния на донорах определяемые их короткодействующим полем.

Введение

В последние годы кремний — ключевой материал микроэлектроники — привлекает внимание еще и как перспективный элемент для построения приборов на спиновых эффектах за счет слабого в сравнении с типичными прямозонными полупроводниками спин-орбитального взаимодействия, больших времен спиновой релаксации и длин спиновой диффузии электронов проводимости [1]. Основным механизмом спиновой релаксации электронов проводимости в кремнии является механизм Эллиотта [2] и Яфета [3]: процессы переворота спина обусловлены рассеянием электронов на фононах и статических дефектах решетки, а вероятность такого переворота пропорциональна величине спин-орбитального взаимодействия в системе и интенсивности электронных переходов. Однако в появившихся в последнее время детальных количественных расчетах скоростей спиновой релаксации электронов проводимости в кремнии [4-6] принимается во внимание взаимодействие только с колебаниями решетки, в то время как рассеянием на примесях и других дефектах пренебрегается. Такой подход справедлив, вообще говоря, только в чистых кристаллах или при небольших концентрациях примеси. С другой стороны, спин-поляризованный транспорт интенсивно исследуется в настоящее время в легированном кремнии n-типа проводимости с концентрацией примеси на уровне 10^{18} см$^{-3}$ и выше [7], где спиновое рассеяние на ионизованных донорах может оказаться доминирующим, в связи с чем представляется необходимым детальное рассмотрение влияния взаимодействия с примесными центрами на спиновую динамику электронов проводимости.

Модель

Спиновая релаксация электронов проводимости при упругом рассеянии на ионизованных донорах анализируется в рамках борновского приближения посредством «золотого правила» нестационарной квантово-механической теории возмущений. Электронные волновые функции с учетом спин-орбитального взаимодействия рассчитываются с помощью $\mathbf{k}\cdot\mathbf{p}$-метода в базисе X-точки зоны Бриллюэна в двухзонном приближении [5]. Примесный потенциал, индуцирующий перевороты спина, представляется в виде суммы скалярного V_{sc} и спин-орбитального V_{so} вкладов. Первый приводит к перевороту спина только при учете спин-орбитального взаимодействия в волновой функции электрона; вероятность такого процесса (процесс Эллиотта) пропорциональна параметру межзонного спинового смешивания, определяемого величиной собственного спин-орбитального взаимодействия в кремнии. Спин-орбитальный же вклад в примесный потенциал определяется полем, наведенным самим донором. Эффективный гамильтониан спин-орбитального взаимодействия электронов проводимости с примесными центрами может быть получен посредством частичной диагонализации [8] двухзонного $\mathbf{k}\cdot\mathbf{p}$-гамильтониана в X-точке зоны Бриллюэна. Этот же потенциал определяет и процессы спин-зависимого электронного рассеяния,

лежащие в основе внешнего (*extrinsic*) спинового эффекта Холла [9].

Результаты расчетов

Вероятность переворота спина при рассеянии на примеси в процессе Эллиотта пропорциональна скорости релаксации импульса τ^{-1} и параметру спинового смешивания η: $\tau_{Elliott}^{-1} \propto \eta\tau^{-1}$, где η изменяется от 10^{-5} для внутридолинных переходов до 10^{-3} для междолинных [5], а τ^{-1} определяется скалярным примесным потенциалом. Дальнодействующая составляющая спин-орбитального потенциала примеси может быть записана аналогично спин-орбитальному взаимодействию в вакууме:

$$V_{so} = \lambda[\nabla V_{sc} \times \mathbf{k}]\boldsymbol{\sigma}, \qquad (1)$$

где $\mathbf{k}$ — волновой вектор электрона, σ — вектор, составленный из матриц Паули, а λ — константа спин-орбитального взаимодействия, перенормированная в кремнии по сравнению с вакуумом за счет решеточного потенциала и составляющая, по нашим оценкам, $\sim 2\cdot10^{-7}$ нм^2. Короткодействующий вклад в спин-орбитальный примесный потенциал определяется разницей в ионных остовах кремния и атома донора и оценен нами для различных доноров V группы на основе анализа тонкой структуры основного состояния электрона, локализованного на примеси [10]. Полный спин-орбитальный потенциал взаимодействия с донорами определяет вероятность процессов Яфета перехода между состояниями с противоположной ориентацией спина.

Наши расчеты показывают, что основную роль в спиновой релаксации на донорах играют процессы рассеяния Яфета, что, по-видимому, качественно объясняется более сильным спин-орбитальным взаимодействием, вносимым в систему ионными остовами примесей, в сравнении с кремниевым. В случае легирования фосфором — изокорным донором — оба вклада в скорость спиновой релаксации имеют примерно одинаковую величину. Однако уже в кремнии, легированном мышьяком, вклад Яфета оказывается примерно на порядок больше. При легировании более тяжелыми элементами, например висмутом, разница в скоростях процессов Эллиотта и Яфета достигает 5 порядков. Выполненные оценки согласуются с известной зависимостью величины атомного спин-орбитального расщепления от четвертой степени порядкового номера химического элемента [3]. Кроме того, как и при взаимодействии с фононами [4 – 6], существенный вклад в скорость спиновой релаксации вносят междолинные переходы, в случае рассеяния на донорах определяемые их короткодействующим полем.

Интегральные скорости спиновой релаксации оказываются пропорциональны концентрации легирующей примеси N_d в силу использования борновского приближения. В кремнии, легированном фосфором, скорость спиновой релаксации на донорах становится сопоставимой с фонон-индуцированной при $N_d \sim 3\cdot10^{18}$ см$^{-3}$. В случае же такой тяжелой примеси, как висмут, «активация» примесного канала в спиновой релаксации происходит при $N_d \sim 5\cdot10^{13}$ см$^{-3}$. Результаты проведенных расчетов согласуются с экспериментальными данными [11].

Благодарности

Автор признателен В. А. Бурдову и А. А. Ежевскому за стимулирующие обсуждения.

Работа частично поддержана грантами РФФИ № 12-02-00576-а, 13-02-00717-а, 14-02-31637-мол_а и Фондом некоммерческих программ «Династия».

Литература

1. R. Jansen // Nature Materials, V. 11, 400 (2012).
2. R. J. Elliott // Physical Review, V. 96, 266 (1954).
3. Y. Yafet // in *Solid State Physics*, edited by F. Seitz and D. Turnbull, V. 14, P. 1 (1963).
4. J. L. Cheng, M. W. Wu, J. Fabian // Physical Review Letters, V. 104, 016601 (2010).
5. P. Li, H. Dery // Physical Review Letters, V. 107, 107203 (2011).
6. J. M. Tang, B. T. Collins, M. E. Flatte // Physical Review B, V. 85, 045202 (2012).
7. R. Jansen, S. P. Dash, S. Sharma *et al.* // Semiconductor Science and Technology, V. 27, 083001 (2012).
8. Г. Л. Бир, Г. Е. Пикус // *Симметрия и деформационные эффекты в полупроводниках*, М.: Наука, 1972.
9. G. Vignale // Journal of Superconductivity and Novel Magnetism, V. 23, 3 (2010).
10. A. K. Ramdas, S. Rodriguez // Reports on Progress in Physics, V. 44, 1297 (1981).
11. A. A. Ezhevskii, A. V. Soukhorukov, D. V. Guseinov *et al.* // AIP Conference Proceedings, V. 1399, 743 (2011).

Эффект магнитоиндуцированной пространственной дисперсии в КЯ

В.П. Кочерешко[1,2,*], В.Н. Кац[1,2], А.В. Платонов[1,2], D. Wolverson[3]

1 Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе, 194021, С.-Петербург, Россия

2 Лаборатория оптики спина, физический факультет, С.-Петербургский государственный университет, С.-Петербург, Россия

3 University of Bath, Bath, UK

*vladimir.kochereshko@mail.ioffe.ru

В данной работе мы предсказали и наблюдали новый магнитооптический эффект – «эффект четности». Этот эффект проявлялся как перераспределение силы осциллятора экситона между пространственно четными и нечетными состояниями квантования движения центра масс экситона в квантовой яме.

Главной отличительной особенностью экситона в полупроводниковом кристалле является то, что он не локализован в определенном месте, а может свободно перемещаться по кристаллу. Доказательство движения экситона по кристаллу впервые было получено в работах [1]. Несмотря на то, что слово «экситон» часто используется и для локализованных состояний, все основные особенности свободно движущегося экситона сохраняются и в этом случае.

В наших предыдущих работах было обнаружено, что зеемановское расщепление экситона увеличивается, когда экситон движется через кристалл [2]. Это явление объясняется смешением относительного движения электрона и дырки в экситоне и движения центра инерции экситона. В результате этого смешивания 1s-состояние внутреннего движения в экситоне смешивается со всеми p-состояниями, которые имеют ненулевой орбитальный момент. Это смешивание, пропорциональное квадрату волнового вектора центра масс экситона, приводит к росту зеемановского расщепления. В данной работе мы предсказываем новое явление, линейное по волновому вектору экситона и магнитному полю, и представляем первые экспериментальные доказательства существования этого эффекта.

Гамильтониан движения центра масс экситона с учетом линейных по магнитному полю и волновому вектору центра масс членов может быть построен методом инвариантов [3]:

$$H_{exc} = H_{exch}(0) + H_{ex}(H) + \\ + H_{ex}(K) + H_{ex}(KH) + H_{ex}(K^2)\,. \qquad (1)$$

Здесь H_{exch} - гамильтониан обменного взаимодействия в экситоне; H_{ex} - вклады в гамильтониан, линейные по соответствующему аргументу.

В структуре симметрии D_{2d} билинейный по волновому вектору и магнитному полю вклад в геометрии Фарадея имеет вид [3, 4]:

$$BK_zH_z\left(J_x^2 - J_y^2\right). \qquad (2)$$

Для экситонных поляритонов в линейно поляризованных компонентах, в спектральной области вблизи резонанса тяжелого экситона, пренебрегая зеемановским расщеплением легкого экситона по сравнению с расщеплением между легким и тяжелым экситоном, получим уравнения движения:

$$\left(\varepsilon_{HH}^0 - \hbar\omega\right)|x\rangle_{HH} + i\mu g_{HH}H_z|y\rangle_{HH} - \\ = d_xE_x + BH_z\frac{d_x}{3\left|\varepsilon_{LH}^0 - \varepsilon_{HH}^0\right|}i\nabla_zE_x, \qquad (3а)$$

$$\left(\varepsilon_{HH}^0 - \hbar\omega\right)|y\rangle_{HH} - i\mu g_{HH}H_z|x\rangle_{HH} = \\ = d_yE_y - BH_z\frac{d_y}{3\left|\varepsilon_{LH}^0 - \varepsilon_{HH}^0\right|}i\nabla_zE_y. \qquad (3б)$$

Здесь d_i – дипольный матричный элемент соответствующего экситонного перехода, E_i – i-компонента электрического поля. Видно, что экситон-фотонное взаимодействие содержит не только электромагнитное поле, но и его градиент.

В широкой квантовой яме (КЯ), движение центра масс экситона квантуется в поперечном направлении (z). Состояния размерного квантования экситона определяются условием $KL=\pi N$, где L – ширина КЯ, K – волновой вектор центра масс. Волновые функции этих квантованных состояний являются четными или нечетными по отношению к отраже-

нию в центре КЯ. В случае если ширина КЯ удовлетворяет условию $K_zL=2\pi N$, только пространственно четные состояния могут взаимодействовать со светом, если же $K_zL=\pi(2N+1)$, то только нечетные состояния являются оптически активными [5]. Этот эффект возникает из-за различного перекрытия электромагнитного поля и экситонных волновых функций.

Как видно из (3а) и (3б), в случае билинейного вклада это правило отбора не работает, и как четные, так и нечетные состояния становятся оптически активными в КЯ любой ширины. Из формул (3а,б) следует, что перераспределение силы осциллятора можно наблюдать, только когда падающий свет линейно поляризован вдоль осей <100>, а анализируется линейная поляризация в тех же осях или циркулярная. В то же время эффект должен отсутствовать для света, поляризованного вдоль осей <110>. Для циркулярной поляризации падающего и отраженного света мы увидим только обычное зеемановское расщепление.

Все эти выводы подтверждаются экспериментом. На рисунке 1 показаны спектры отражения от структуры с КЯ $GaAs/Al_{0.3}Ga_{0.7}As$ шириной 280 нм, при нормальном падении света в магнитном поле 0 и 5 Т. Спектры были записаны, когда падающий свет был линейно поляризован вдоль оси [100], а анализировались циркулярно-поляризованные компоненты отраженного света. В спектре видны состояния размерного квантования поляритонов. В связи с тем, что толщина КЯ близка к λ/2, в отсутствие поля видны только четные состояния (рис.1а). В магнитном поле дополнительно к обычному зеемановскому расщеплению мы можем увидеть перераспределение интенсивностей для линий с разной четностью (рис.1б). На этом рисунке мы вычли зеемановское расщепление экситонных линий, чтобы подчеркнуть «эффект четности». Видно, что в магнитном поле нечетные состояния экситонов становятся наблюдаемыми в дополнение к четным состояниям.

Перераспределение силы осциллятора между четными и нечетными состояниями, в соответствии с формулами (3а,б), имеет место в основном для экситонов с тяжелой дыркой, которые близки по энергии к экситонным состояниям с легкой дыркой. Когда расщепление между этими состояниями возрастает, эффект исчезает. Это подтверждается спектрами структур с КЯ CdTe/CdMgTe, в которых расщепление дырок велико из-за деформации.

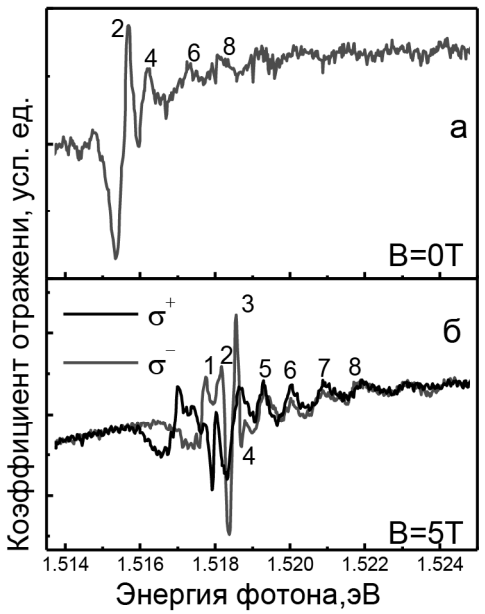


Рисунок 1. Спектры отражения КЯ GaAs/AlGaAs шириной 280 нм. Падающий свет линейно поляризован вдоль [100], и анализируется круговая поляризация отраженного света. Показаны номера экситонных состояний. а) В магнитном поле 0 Тл, б) в магнитном поле 5 Тл.

Выводы: В оптических спектрах структур с квантовыми ямами предсказан и обнаружен новый магнитно-оптический эффект - «эффект четности». Этот эффект проявляется в перераспределении силы осциллятора от нечетных к четным состояниям квантования центра масс экситона и, наоборот, от четных к нечетным состояниям, когда приложено магнитное поле.

Работа получила частичную финансовую поддержку РФФИ, программы ОФН РАН, СПбГУ (№ 11.37.646.2013) и МОиН РФ (№ 11.G34.31.0067).

Литература

1. E.F. Gross, B.P. Zakharchenia, O.V. Konstantinov // Sov.Phys. Solid State. 3, 305 (1961).
2. J.J. Davies, D. Wolverson, V.P. Kochereshko, et al. // Phys. Rev. Lett. 97, 187403 (2006).
3. E.L. Ivchenko, V.P. Kochereshko, et al. // Phys.Stat.Sol. (b). 121, 221 (1984).
4. O.V. Gogolin, V.A. Tsvetkov, E.G. Tsitsishvilli // JETP. 87, 1038 (1984).
5. Y. Merle d'Aubigne, Le Si Dang, A. Wasiela, N. Magnea, F. d'Albo and A. Million // Journal de Physique. 48, C5-363 (1987).

Активные волноводные структуры Si:Er/SOI с рекомбинационным и ударным механизмами возбуждения люминесценции

Л.В. Красильникова[1,2*], К.Е. Кудрявцев[1,2], Д.В. Шенгуров[1], В.Б. Шмагин[1], З.Ф. Красильник[1]

1 Институт физики микроструктур РАН, ГСП-105, Н. Новгород, 603950.

2 Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, пр-т Гагарина, д. 23, Н. Новгород, 603950

*luda@ipmras.ru

Изготовлены волноводные структуры Si:Er/SOI, в том числе диодные структуры для реализации токовой накачки ионов Er^{3+}. На основе фотолюминесцентных данных оценено качество получаемых структур, исследованы особенности электролюминесценции эрбия в режиме ударного возбуждения ионов Er^{3+} при обратном смещении p/n-перехода. Обсуждаются температурное гашение люминесценции и достижимость инверсной населенности атомных состояний эрбия в полученных структурах.

Введение

Структуры на основе кремния, легированного эрбием, интересны как перспективные для создания на их основе не только светодиодного, но и лазерного источника излучения с длиной волны $\lambda \sim 1.5$ мкм [1]. Температурное гашение люминесценции эрбия, наблюдаемое при рекомбинационном (экситонном) возбуждении ионов Er^{3+}, препятствует практической реализации инжекционных светодиодных структур Si:Er/Si. В то же время при ударном возбуждении эрбия горячими носителями заряда, реализуемом в обратно смещенных p/n-переходах, может быть достигнута интенсивная эрбиевая люминесценция при комнатной температуре [2]. В данной работе сообщается об изготовлении диодных структур Si:Er/SOI, в которых сформированы оптически активные центры ионов Er^{3+} с атомно-узкими линиями люминесценции, и исследовании их фото- и электролюминесцентных свойств. Оценено качество получаемых меза-структур, рассмотрены особенности токовой накачки ионов Er^{3+} и температурного гашения электролюминесценции.

Результаты и обсуждение

Исходные структуры Si:Er/SOI были выращены методом сублимационной МЛЭ [3] на подложках "кремний-на-изоляторе" (SOI). Температура роста активного слоя варьировалась в пределах от 400ºС до 600ºС. Проведенные исследования эффективности возбуждения фотолюминесценции (рис.1) показали, что значения сечения возбуждения ионов Er^{3+} в выращенных структурах Si:Er/SOI существенно различаются для образцов с различными типами излучающих центров и составляют от $\sigma = 4.3 \cdot 10^{-16}$ см^2 до $\sigma = 5.7 \cdot 10^{-14}$ см^2 при температуре T=4.2 K. Значения, полученные для центров типа Er-1, не уступают характерным величинам эффективного сечения возбуждения ионов Er^{3+} в кремнии [4].

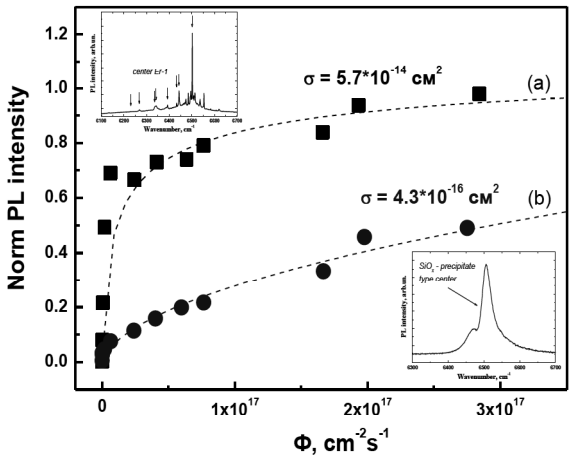


Рисунок 1. Зависимость интенсивности эрбиевой ФЛ от плотности потока фотонов для структур Si:Er/SOI с излучающими центрами Er-1 (a) и центрами Er^{3+} в SiO_x-подобных преципитатах (b).

Для волноводных структур Si:Er/SOI с различными типами излучающих центров иона эрбия (Er-O1, Er-1, центры иона Er^{3+} в SiO_x-подобных преципитатах) были проведены оценки внешней квантовой эффек-

тивности люминесценции (η_{ext}) и концентрации оптически активных центров иона эрбия (N_{Er}^{opt}). Значения величин η_{ext} и N_{Er}^{opt} рассчитывались на основе абсолютных измерений излучаемой мощности при оптической накачке в условиях низких температур. Полученные значения внешней квантовой эффективности люминесценции составили η_{ext} ~ 0.12-0.7%, максимальная величина η_{ext} достигается в структурах Si:Er/SOI с линейчатым спектром излучения. Доля оптически активных центров эрбия в исследуемых структурах Si:Er/SOI оценивается на уровне ~4 % от общего числа ионов эрбия, что является достаточно характерной величиной для структур на основе Si:Er.

На основе выращенных диодных структур Si:Er/SOI методами контактной фотолитографии и сухого химического травления были изготовлены отдельные меза-диоды. При температуре T−77 K получена интенсивная электролюминесценция эрбия в режиме прямого смещения p/n-перехода и сравнимая с ней по интенсивности люминесценция в режиме обратного смещения. Важно, что при ударном возбуждении ионов Er^{3+} в режиме обратного смещения p/n-перехода излучают те же центры с линейчатым спектром, что и при рекомбинационном возбуждении (при прямом смещении p/n-перехода). Таким образом, в условиях низкотемпературного СМЛЭ-роста в слоях Si:Er действительно формируются только идентичные центры ионов Er^{3+} с линейчатым спектром люминесценции. Это отличает исследуемые образцы от ранее изученных образцов с излучающими центрами преципитатного типа. Для последних было показано [5], что люминесценция в режимах прямого и обратного смещений p/n-перехода определяется излучающими центрами различной структуры.

Сопоставление температурных зависимостей интенсивности люминесценции эрбия для образцов с центрами преципитатного типа и образцов с центрами Er-1 приведено на рис.2. Измерения проводились при обратном смещении p/n-перехода в режиме, линейном по мощности накачки. В обоих образцах был реализован смешанный пробой p/n-перехода, оптимальный с точки зрения эффективности возбуждения ионов Er^{3+} [6]. Также приведена интенсивность «горячей люминесценции», обусловленной внутризонными переходами горячих носителей заряда. Видно, что для центров типа Er-1 температурное гашение значительно более сильное, чем для преципитатных центров.

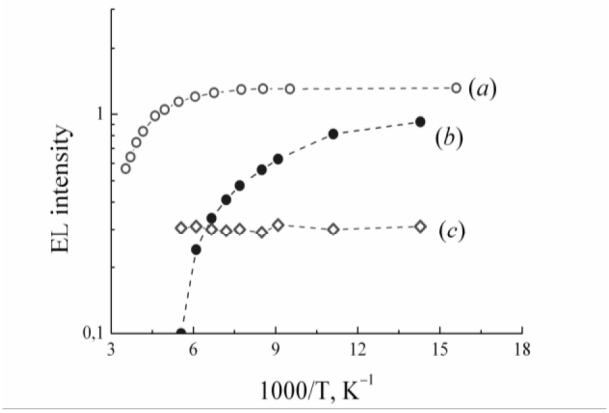


Рисунок 2. Температурные зависимости интенсивности люминесценции центров преципитатного типа (a) и центров типа Er-1 (b) при ударном возбуждении, а также «горячей люминесценции» (c).

Анализ спектров и температурной зависимости «горячей люминесценции» позволяет заключить, что эффективность ударного возбуждения ионов Er^{3+} в исследуемых образцах не меняется с температурой, а температурное гашение связано с процессами безызлучательной релаксации эрбия. Это ограничивает возможности достижения инверсной населенности при температурах, близких к комнатной. В то время как для образцов с центрами преципитатного типа насыщение люминесценции достижимо при плотности тока порядка 10 А/см^2 во всем интервале температур T=77-300 K, для образцов с центрами типа Er-1 мы наблюдали насыщение люминесценции лишь при достаточно низких (T<100 K) температурах. По мере повышения температуры «ток насыщения» возрастает и при T~150 K оценивается величиной ~100 А/см^2.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (13-02-00397, 14-02-31660) и с использованием оборудования ЦКП «Физика и технология микро- и наноструктур» ИФМ РАН.

Литература

1. Y.H. Xie *et al*. // J. Appl. Phys. **70**, 3223 (1991).
2. G. Franzo *et al*. // Appl. Phys. Lett. **64**, 2235 (1994).
3. В.П. Кузнецов *и др*. // ФТП. **34**, 519 (2000)
4. Б.А. Андреев *и др*. // ФТП. **46**, 1398 (2012).
5. G. Franzo *et al*. // J. Lumin. **80**, 19 (1999).
6. В.Б. Шмагин *и др*. // ФТТ. **46**, 110 (2005).

Структурные и оптические свойства метастабильных эпитаксиальных слоев $Si_{1-x}Ge_x/Si(001)$

В. С. Багаев[1], В. С. Кривобок[1,*], Д. Н. Лобанов[2], В. П. Мартовицкий[1], А. Н. Миннуллин[1], С. Н. Николаев[1], Е.Е. Онищенко[1], А. А. Пручкина[1], Н. В. Шалеев[2]

1 ФИАН, Ленинский проспект, 53, Москва, 119991.

2 Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680.
*krivobok@lebedev.ru

С помощью оптической спектроскопии, рентгеноструктурного анализа и атомно-силовой микроскопии исследованы одиночные эпитаксиальные слои $Si_{1-x}Ge_x$ (x<16%) без покровного слоя кремния, выращенные методом МПЭ на бездислокационных кремниевых подложках Si(001). Обсуждаются эффекты, вызванные локальной потерей плоского фронта кристаллизации, и рассматривается влияние этих эффектов на различные свойства гетероструктур.

Введение

Моделирование роста метастабильных эпитаксиальных пленок с помощью нестационарного уравнения диффузии предсказывает пороговое изменение морфологии при наличии малого возмущения ростовой поверхности [1,2]. Данное изменение, проявляющееся при учете нелинейных поправок, возникает за счет взаимосвязи диффузии адатомов с напряжениями в пленке. Для трехмерного роста расчеты предсказывают формирование кольцевых структур, характерный размер которых определяется параметрами материалов пленки и подложки, а не размером исходного возмущения [2]. В случае тонких пленок формирование подобных кольцевых структур подавляется за счет эффектов смачивания.

В данной работе обсуждается возможность экспериментального наблюдения описанной нестабильности для толстых (нерелаксированных) эпитаксиальных слоев SiGe/Si с низким содержанием германия.

Результаты и обсуждение

Исследуемые структуры представляли собой одиночные эпитаксиальные слои $Si_{1-x}Ge_x$ (10%<x<16%) без покровного слоя кремния, выращенные методом МПЭ на бездислокационных кремниевых подложках Si(001). Толщина каждого из слоев превышала расчетную критическую толщину, при которой происходит пластическая релаксация напряжений. Во всех структурах дислокации несоответствия отсутствовали из-за наличия кинетического барьера.

Исследования морфологии поверхности, выполненные с помощью АСМ, выявили кольцевые образования во всех образцах, выращенных при температуре 500ºС и выше. Таким образом, регистрируется частичная потеря плоского фронта кристаллизации. В одном из образцов, выращенном при температуре 700ºС, кольцевые образования малого размера формировали однородный массив на поверхности слоя, см. рис. 1. При уменьшении температуры до 350ºС либо данные образования не наблюдались вовсе, либо их поверхностная плотность была мала. Характерный размер кольцевых образований качественно соответствовал теоретическим оценкам, выполненным на основе результатов [2].

Анализ рентгеновских кривых качания показал, что для удовлетворительного согласия экспериментальных и расчетных кривых необходимо (1) разбиение слоя SiGe на несколько фрагментов с разной концентрацией германия, (2) допущение о частичной потере когерентности для излучения, рассеянного данными фрагментами. При этом, по крайней мере для некоторых образцов, результаты измерений рефлектометрических кривых исключают присутствие выраженной слоистой структуры в твердом растворе. Анализ двумерных картин дифракции вблизи рефлекса (004) позволяет утверждать, что фрагменты слоев SiGe с различной концентрацией германия частично перекрываются (без образования дислокаций), а не лежат слой над слоем. Данную особенность хорошо объясняет модель, аналогичная препирамидам роста.

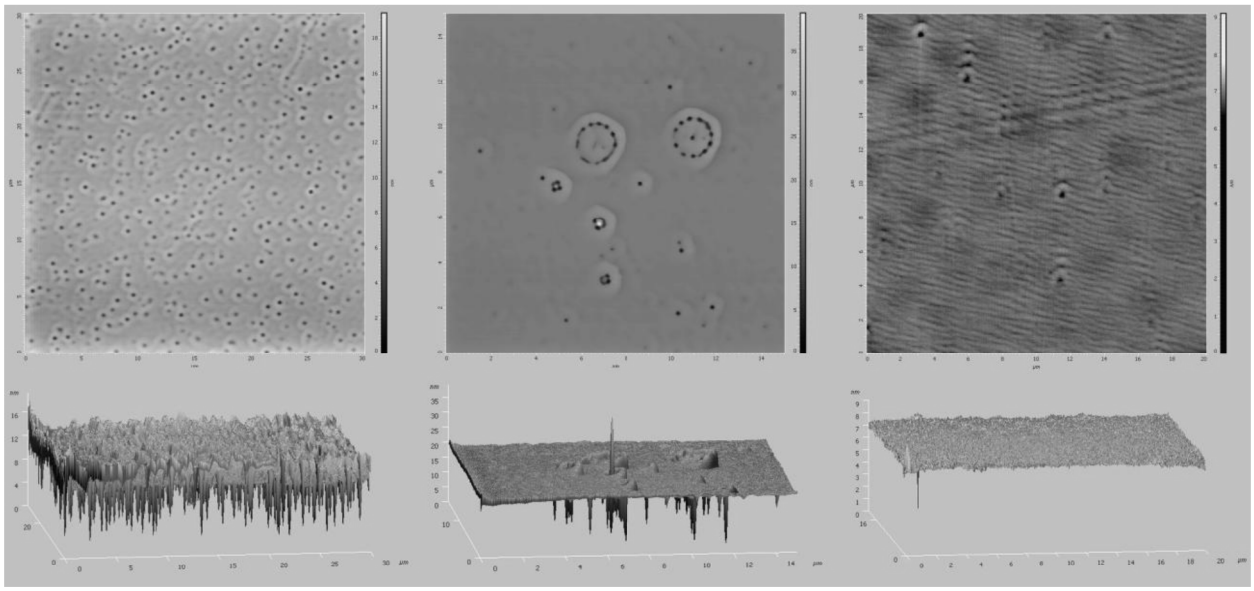


Рисунок 1. Пример морфологии поверхности, полученной с помощью АСМ, для структур $Si_{1-x}Ge_x$, выращенных при температуре 700ºС (слева), 500ºС (в середине) и 350ºС (справа).

Обнаруженные структурные особенности слоев влияют на их оптические свойства: коэффициент отражения в ближнем УФ-диапазоне и низкотемпературную люминесценцию. В частности, люминесцентные характеристики подложки зависят от параметров слоя SiGe и температуры роста. В образце с однородным массивом кольцевых образований на поверхности времена затухания люминесценции экситонно-примесных комплексов и электронно-дырочной жидкости отличаются от аналогичных величин в объемном кремнии. Это указывает на наличие неоднородных деформационных и/или электрических полей, проникающих в подложку.

Для всех образцов удается зарегистрировать экситонную люминесценцию из слоя SiGe. Концентрация германия, оцененная по спектрам фотолюминесценции, на несколько процентов превышает технологическую. В образце, выращенном при температуре 700ºС и содержащем плотный массив кольцевых образований на поверхности, регистрируется длинновременная экситонная люминесценция. Эта люминесценция вызвана, по-видимому, связыванием непрямых экситонов на интерфейсе SiGe/Si. Таким образом, несмотря на большую плотность кольцевых структур, в эпитаксиальном слое присутствуют области, свободные от дефектов.

Совокупность проведенных исследований указывает на то, что в толстых напряженных слоях SiGe/Si с низким содержанием германия может развиваться нестабильность, вызванная связью двух процессов – диффузией адатомов и распределением напряжений в структуре. По-видимому, одним из типов возмущений, играющих роль «критического зародыша», являются малые скопления неконтролируемых примесей. Жидкие (квазижидкие) слои фоновых примесей блокируют/стимулируют эпитаксиальный рост в локальных областях, формируя критическое возмущение для порогового изменения морфологии. Данные изменения не только влияют на свойства самого слоя SiGe, но и сказываются на некоторых свойствах подложки. Подавление квазижидких примесных слоев объясняет уменьшение роли данных эффектов при переходе к низкой температуре роста (350ºС).

Литература

1. Yaoyu Pang and Rui Huang // Physical Review B, V. 74, 075413 (2006).

2. W. H. Yang and D. J. Srolovitzg // Physical Review Letters, V. 71, 1593 (1993).

Исследование кристаллической структуры наноостровков кремния на сапфире

Н. О. Кривулин*, А. В. Пирогов, Д. А. Павлов, А. И. Бобров

Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950.
*Krivulin@phys.unn.ru

Показано, что основными дефектами в наноостровках кремния на сапфире являются дефекты двойникования. В результате формирования таких дефектов в островках кремния на сапфире формируются различные кристаллические ориентации.

Ранее нами была показана возможность формирования плотных массивов наноостровков кремния на сапфире [1]. Их поверхностная плотность может достигать величин порядка 10^{11} см$^{-2}$, что сравнимо с результатами, получаемыми в системе кремний-германий [2]. При этом размеры островков измеряются единицами нанометров. В данной работе приводятся результаты исследования кристаллической структуры наноостровков кремния на сапфире.

Для получения наноостровковых структур кремния на сапфире использовался метод сублимационной молекулярно-лучевой эпитаксии. Исследование поперечного среза полученных образцов проводилось в просвечивающем электронном микроскопе JEM-2100F (JEOL, Япония).

Согласно данным ПЭМ, на начальных стадиях МЛЭ в островках не содержится никаких дефектов. При этом по форме наноостровки представляют собой сегмент сферы. Когда высота островка достигает 8 нм, он начинает расти преимущественно в латеральных направлениях. Начиная с этого момента островок по форме становится похож на усеченный купол. На некоторых островках шириной 25 нм и более были обнаружены дефекты двойникования. Двойники ориентированы под углом 70° по отношению к подложке сапфира – это двойники по плоскости {111}, типичные для эпитаксиального слоя кремния ориентацией (100). При этом не понятно, являются ли данные островки следствием коалесценции более маленьких. При коалесценции двух и более островков дефекты формируются в местах их соприкосновения. Наличие таких дефектов можно, кроме того, объяснить релаксацией напряжений в кремниевых островках. Так как постоянная решетки кремния больше, чем постоянные решетки сапфира в плоскости r-среза, кремниевый островок оказывается сжат. При росте островка напряжения, образующиеся в результате сжатия, накапливаются, и в какой-то момент происходит релаксация этих напряжений с образованием дефекта. Дислокаций в наноостровках обнаружено не было.

На рис. 1 представлен типичный островок кремния на сапфире с таким дефектом. Данный снимок был обработан с помощью программного обеспечения Digital Micrograpf.

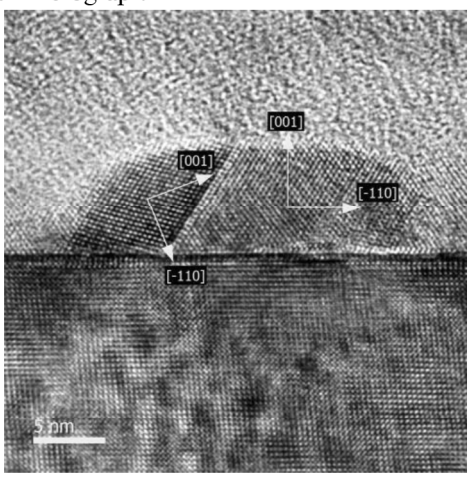


Рисунок 1. Островок кремния с дефектом двойникования

Обработка снимка заключалась в следующем. Первоначально, путем быстрого фурье-преобразования изображения высокого разрешения, мы получали картину пространственных частот, аналогичную картине дифракции. Затем путем выбора различных участков снимка была определена принадлежность того или иного рефлекса к определенной области снимка. Далее, путем наложения масок на картины пространственных частот и проведения обратного фурье-преобразования, выявлялись семейства раз-

личных плоскостей в островке. Данный метод подробно описан в литературе, например в [3].

В обеих частях островка имеется одно семейство плоскостей типа (111), остальные же семейства располагаются под углом друг к другу. Выявляя различные семейства плоскостей, определялись кристаллографические направления различных частей нанооствровков. На рисунке 1 показаны эти направления. Справа от границы двойникования мы видим 2 семейства плоскостей типа [111]. Угол между ними составляет 70 градусов. Направление (100) этой части островка совпадает с нормалью к поверхности. Справа от границы двойникования также присутствует 2 семейства плоскостей типа [111], угол между ними тот же. Однако направление типа (100) для данной области уже не совпадает с нормалью, а отклоняется от неё на угол 70 градусов.

Таким образом, на начальных стадиях молекулярно-лучевой эпитаксии кремния на сапфире присутствуют 2 основные ориентации – 100 (порядка 60%) перпендикулярно поверхности и (100) под углом 70 градусов к поверхности (порядка 40%).

Литература

1. Д.А. Павлов, Е.В. Коротков, П.А. Шиляев, Н.О. Кривулин. Формирование нанокристаллического кремния на сапфире методом молекулярно-лучевой эпитаксии // Письма в ЖТФ, 2010, том 36, вып. 12, с. 16-22.
2. A. Portavoce et al. Ge atom distribution in buried dome islands // Appl. Phys. lett. 2012. Vol. 100. P. 164105-1 – 164105-4; V.L. Mironov, O. L. Ermolacva, E. V. Skorohodov *et al.* // Physical Rcvicw B, V. 85, 144418 (2012).
3. M. J. Hytch, E. Snoeck, R. Kitaas. Quantitative measurement of displacement and strain fields from HREM micrographs // Ultramicroscopy. 1998. V. 74. P. 131–146.

Токовая зависимость потенциального рельефа резонансно-туннельного диода с аккумуляционным 2D-слоем в эмиттере

В. Г. Криштоп[1,2, *], В.Г. Попов[1,2], M. Henini[3], Yu. Krupko[4], J.-C. Portal[4,5,6]

1 Институт проблем технологии микроэлектроники РАН, НОЦ, Черноголовка

2 ФФКЭ, Московский физико-технический институт, Долгопрудный

3 School of Physics and Astronomy of Nottingham University, UK

4 Grenoble High Magnetic Field Laboratory, France

5 INSA, 135 Avenue de Rangueil, France

6 Institut Universitaire de France, France.

*krishtop@iptm.ru

Исследованы вольт-амперные характеристики резонансно-туннельного диода в магнитном поле различной ориентации. Определён «leverage factor» при различных приложенных напряжениях в различных магнитных полях, и показано, что «leverage factor» меняется под напряжением. Это изменение может быть объяснено накоплением заряда в 2D аккумуляционном слое и экранировкой электрического поля в спейсерной области эмиттера.

Резонансно-туннельная спектроскопия является мощным методом для изучения многочисленных эффектов в низкоразмерных структурах, таких как взаимодействие электронов друг с другом [1,2], с фононами [3], поляронами [4] и плазмонами [5]. Резонансно-туннельные диоды имеют огромный потенциал для практического применения [6], в том числе и потому, что диоды являются самыми быстрыми твердотельными устройствами, работающими на частотах вплоть до 1 ТГц [7]. Последняя реализация RTD на графене открывает широкое поле для будущих применений.

В данной работе были экспериментально исследованы вольт-амперные характеристики резонансно-туннельного диода с асимметричными барьерами в магнитных полях различной ориентации. Показано, что значение леверидж-фактора может изменяться в широких пределах в зависимости от тока и леверидж-фактор на нашем образце может меняться почти в два раза. Такое изменение может быть объяснено накоплением заряда в 2D аккумуляционном слое, который экранирует электрическое поле в спейсерной области эмиттера. При резонансе в условиях протекания большого туннельного тока подзона в эмиттере опустошается и возникает дополнительное падение напряжения на спейсерном слое в эмиттере, которое влияет на положение основного резонансного пика в токе по напряжению (рис.1). Это явление наблюдается как эффективное увеличение величины «леверидж-фактора» в условиях резонанса.

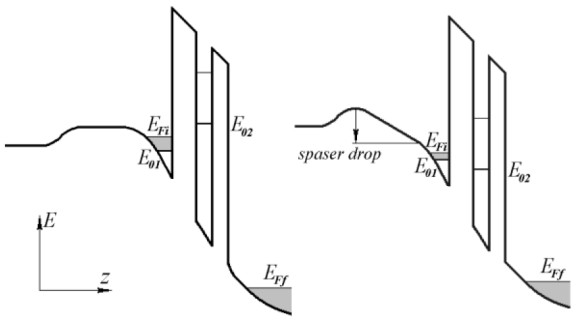


Рисунок 1. На левом рисунке показана зонная диаграмма резонансно-туннельного диода с накоплением заряда в аккумуляционном слое эмиттера. На правом рисунке изображена зонная диаграмма резонансного туннельного диода при резонансе.

Литература

1. V.G. Popov, O.N. Makarovskiy, V.T. Renard, J.-C. Portal // Physica E: Low-dimensional Systems and Nanostructures. 2010. T. 43. N1.
2. E.B. Olshanetskii, V. Renard, Z.D. Kvon, I.V. Gornyi , A.I. Toropov, J.-C. Portal // Phys. Usp. 49 (2006).
3. 3. M.L. Leadbeater, E.S. Alves, L. Eaves, M. Henini, O.H. Hughes, A. Celeste, J.-C. Portal, G. Hill, M.A. Pate // Phys. Rev. B 39, 34383441 (1989).

4. V.G. Popov, V.G. Krishtop, O.N. Makarovskii, and M. Henini // JETP, 2010, Vol. 111, No. 2.
5. C. Zhang, M. L. F. Lerch, A. D. Martin, P. E. Simmonds, and L. Eaves // Phys. Rev. Lett., 1997, V 72, 21 , pp. 3397 3400.
6. H. Mizuta and T. Tanoue, The Physics and Applications of Resonant Tunneling Diodes // Cambridge Univ. Press,Cambridge, 1995.
7. H. Sugiyama, S. Suzuki, M. Asada. // NTT Tech. Rev. 9, 1 (2011).
8. L. Britnell, R. V. Gorbachev, A. K. Geim, L. A. Ponomarenko, A. Mishchenko, M. T. Greenaway, T. M. Fromhold, K. S. Novoselov, L. Eaves, // Nature Communications 4, Article number 1794, DOI: 10.1038/ncomms2817.

Эффекты e-e-взаимодействия в спиновом резонансе в 2D-системах со спин-орбитальным взаимодействием

С. С. Криштопенко

Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680.
sergey.krishtopenko@mail.ru,

Теоретически исследовано влияние электрон-электронного (e-e) взаимодействия на частоту спинового резонанса (СР) двумерных (2D) электронов в системах со спин-орбитальным взаимодействием (СОВ) Рашбы и Дрессельхауза. Показано, что *e-e*-взаимодействие может как увеличивать, так и уменьшать частоту СР, причем величина эффекта зависит от знака g-фактора и фактора заполнения уровней Ландау.

Введение

Современные представления о резонансном отклике 2D-системы с СОВ основаны на работе Рашбы и Шека [1], в которой было предсказано возбуждение СР в 2D-системе с СОВ Рашбы [2] с помощью переменного электрического поля. Отметим, что в соответствии с теоремой Лармора [3] *e-e*-взаимодействие не оказывает влияния на энергию поглощения в СР в 2D-системе в отсутствие СОВ. Проблема многочастичных эффектов в СР в 2D-системе с СОВ Рашбы впервые рассматривалась в работе [4]. Была продемонстрирована перенормировка частоты СР в нулевом магнитном поле, за счёт *e-e*-взаимодействия. Впервые был предложен термин «хиральный СР», чтобы подчеркнуть тот факт, что СР в нулевом магнитном поле возникает за счёт переходов электронов между состояниями с различной хиральностью. В перпендикулярном магнитном поле эффекты *e-e*-взаимодействия в СР в 2D системах с СОВ исследовались в работе [5]. Численные расчёты, выполненные для отрицательных значений g-фактора, продемонстрировали увеличение энергии СР, связанное с *e-e*-взаимодействием, для состояний дробного квантового эффекта Холла. В настоящей работе выполнены теоретические исследования эффектов *e-e*-взаимодействия в СР в 2D-системах с СОВ Рашбы или Дрессельхауза в перпендикулярном магнитном поле.

Метод расчета

Энергии поглощения в СР с учётом *e-e*-взаимодействия рассчитывались в приближении Хартри-Фока с использованием экситонного представления [6], а также гамильтониана СОВ Рашбы (SIA) $H_R(\mathbf{k})$:

$$H_R(\mathrm{k}) = \alpha(k_y\sigma_x - k_x\sigma_y) \qquad (\text{ф1})$$

или гамильтониана Дрессельхауз (BIA) $H_D(\mathbf{k})$:

$$H_D(\mathrm{k}) = H_D^{(1)}(\mathrm{k}) + H_D^{(3)}(\mathrm{k}),$$

$$H_D^{(1)}(\mathrm{k}) = \beta(k_x\sigma_x - k_y\sigma_y),$$

$$H_D^{(3)}(\mathrm{k}) = \gamma(k_y k_x k_y\sigma_x - k_x k_y k_x\sigma_y), \qquad (\text{ф2})$$

где $\boldsymbol{\sigma}$ — матрицы Паули, а α, β, γ — константы, независящие от волнового вектора **k**. Расчёты выполнялись для 2D-системы нулевой толщины вдоль оси z (ориентированной по направлению [001]). В расчётах использовались характерные для 2D-структур на основе GaAs/AlGaAs значения диэлектрической проницаемости $\varepsilon = 12.5$, эффективной массы электронов $m^* = 0.067m_0$ (m_0 — масса свободного электрона), $\gamma = -11$ эВ·Å^3 [8] и g-фактора, изменяющегося от −0.4 до +0.4. Концентрация 2D электронов полагалась равной $4.0\cdot10^{11}$ см$^{-2}$.

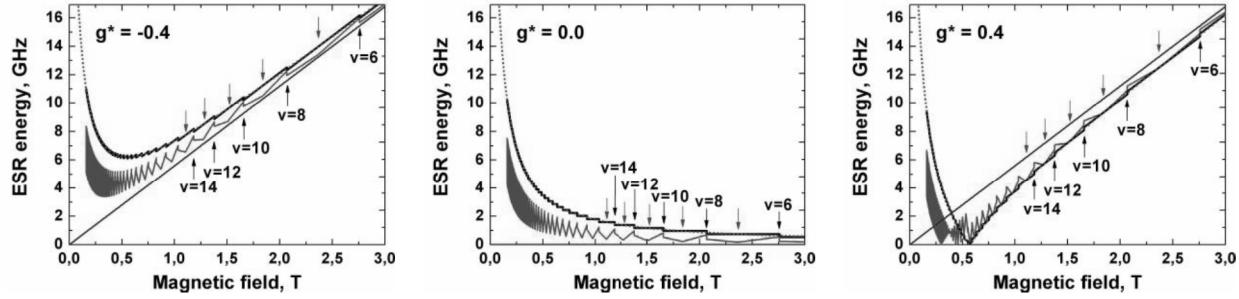
Результаты и обсуждение

Рис. 1 — результаты численных расчётов частоты СР в 2D-системе с СОВ Рашбы при различных значениях g-фактора. Чёрные кривые соответствуют «одночастичным» частотам СР, красные — результатам расчёта с учётом *e-e*-взаимодействия. Вклад в частоту СР, соответствующий зеемановской энергии, представлен синей кривой. Зелёная точечная кривая описывается приближённым выражением

$$\Delta_{ESR}^{(0)}/\hbar\cdot 2\pi \approx \left|\sqrt{\left(\hbar\omega_c - g^*\mu_B B\right)^2 + \Delta_R^2} - \hbar\omega_c\right|. \qquad (\text{ф3})$$

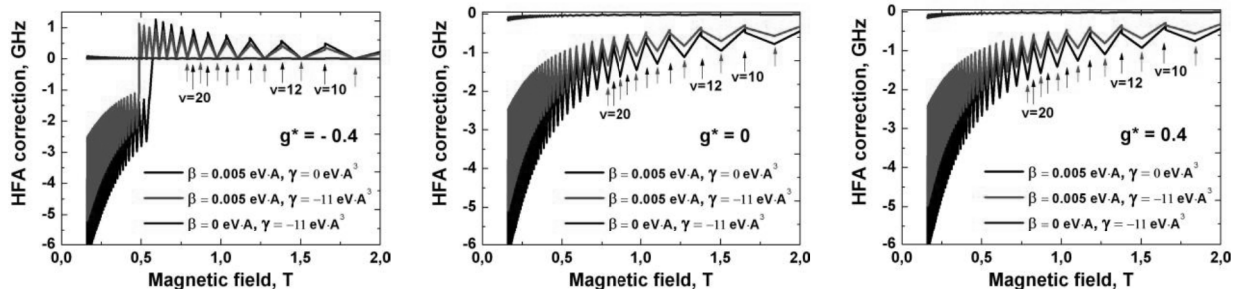
Многочастичное взаимодействие приводит к значительной перенормировке частоты СР в области магнитных полей, в которой СОВ оказывает заметное влияние на одночастичную частоту СР. Видно, что *e-e*-взаимодействие может как увеличивать, так и уменьшать частоту СР, причем величина эффекта зависит от знака g-фактора и фактора заполнения уровней Ландау. Осциллирующее поведение «многочастичной» частоты СР в магнитном поле связано с осцилляциями разности заполнения уровней Ландау, вовлечённых в переход, соответствующий СР.

Отметим, что частота СР в 2D-системе с СОВ Дрессельхауза при $\gamma = 0$ может быть получена из соответствующих выражений для частоты СР в 2D-системе с СОВ Рашбы путем замены $\alpha \to \beta$ и $g^* \to -g^*$.



а б в

Рисунок 1. Частота СР в 2D-системе с СОВ Рашбы при α = 0.005 эВ·Å при различных значениях g-фактора *g**. Чёрными стрелками отмечены магнитные поля, соответствующие чётным факторам заполнения уровней Ландау *v*, зелёными — нечётным значениям *v*.



а б в

Рисунок 2. Обменные поправки к энергии СР в 2D-системе с СОВ Дрессельхауза при различных значениях g-фактора *g**.

На рис. 2 приведены «многочастичные» поправки к энергии СР в 2D-системе с СОВ Дрессельхауза при различных значениях g-фактора и параметров β и γ. Видно, что учёт кубичного по **k** слагаемого СОВ Дрессельхауза приводит к уменьшению «многочастичных» поправок к частоте СР, связанных с $H_D^{(1)}(\mathbf{k})$. Кроме этого, «многочастичные» поправки, связанные только с кубичным по **k** СОВ Дрессельхауза ($\beta = 0$), оказываются значительно меньше соответствующих поправок, индуцированных $H_D^{(1)}(\mathbf{k})$. В настоящей работе продемонстрировано, что при зонных параметрах, типичных для 2D-структур на основе GaAs/AlGaAs, вклад в частоту СР, обусловленный *e-e*-взаимодействием, может быть сравним по величине с вкладом СОВ, а значит, должен учитываться при анализе экспериментальных данных.

Литература

1. E.I. Rashba and V.I. Sheka // Sov. Phys. Solid State. V. 3, 1257 (1961).
2. E.I. Rashba. // Sov. Phys. Solid State. V. 2, 1109 (1960).
3. C. Kallin and B.I. Halperin // Phys. Rev. B. V. 30, 5655 (1984).
4. A. Shekhter *et al.* // Phys. Rev. B. V. 71, 165329 (2005).
5. M. Califano *et al.* // Phys. Rev. B. V. 73, 113315 (2006).
6. С.М. Дикман *и др.* // ЖЭТФ. Т. 28, 105 (2005).
7. S.S. Krishtopenko // ArXiv:1309.6098.
8. M.P. Walser *et al.* // Phys. Rev. B **86**, 195309 (2012).

Перенормировка спинового расщепления Рашбы вблизи дна зоны проводимости объемного кристалла BiTeI

С. С. Криштопенко

Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680.
sergey.krishtopenko@mail.ru

Исследовано влияние электрон-электронного (*e*-*e*) взаимодействия на перенормировку константы расщепления α_R, волнового вектора k_R и энергии Рашбы E_R электронов вблизи дна зоны проводимости объёмного кристалла BiTeI. «Многочастичные» значения α_R, k_R и E_R, полученные в приближении Хартри-Фока (ХФ) с использованием модели Рашбы для описания энергетического спектра вблизи дна зоны проводимости, сравниваются с результатами экспериментальных исследований и теоретическими значениями, полученными из первых принципов с помощью методов теории функционала плотности в работе Phys. Rev. B **87**, 205103 (2013).

В последние годы наблюдается значительный интерес к полярным слоистым полупроводникам типа BiTeX (X = I, Cl, Br), сильное спин-орбитальное взаимодействие (СОВ) в которых приводит к гигантскому спиновому расщеплению энергетического спектра в зоне проводимости и валентных зонах, величина достигает сотен мэВ. Расщепление спектра вблизи дна зоны проводимости может быть описано в рамках модели Рашбы [1], и гамильтониан для одноэлектронных состояний в кристаллах BiTeX принимает вид:

$$H = \frac{\hbar^2 k_z^2}{2m_c} + \frac{\hbar^2 \mathbf{k}^2}{2m_c} + \alpha_R \hat{\sigma} \cdot \left(\mathbf{z}_0 \times \mathbf{k}\right), \qquad (\text{ф1})$$

где $\mathbf{z_0}$ – единичный вектор оси z, совпадающей с направлением [001], $\mathbf{k}$ – волновой вектор электрона в плоскости xy, $\hat{\sigma} = (\sigma_x, \sigma_y, \sigma_z)$ — матрицы Паули. К настоящему времени установлено, что для BiTeI $\alpha_R = 4.35$ эВ·Å и $m_c = 0.09 m_0$, где m_0 – масса свободного электрона. Эти значения находятся в хорошем согласии с результатами многочисленных экспериментов [2-5].

В недавней работе [6] методами теории функционала плотности впервые были выполнены теоретические исследования влияния *e*-*e*-взаимодействия на зонную структуру объёмных кристаллов BiTeI. Расчёты проводились как в приближении локальной плотности (local-density approximation, LDA), так и с использованием обобщённого градиентного приближения (generalized gradient approximation, GGA). Учёт эффектов экранирования проводился в приближении хаотических фаз (random phase approximation, RPA).

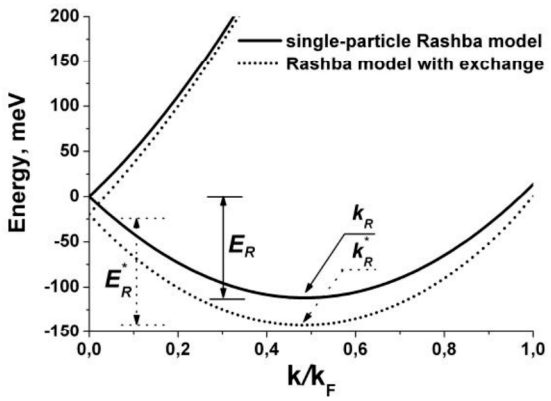


Рисунок 1. Энергия электронов вблизи дна зоны проводимости объёмного кристалла BiTeI в «одноэлектронной» модели Рашбы (сплошные кривые) и в приближении ХФ в отсутствие экранировки (точечные кривые). Энергия и волновой вектор Рашбы, определяющие минимум нижней спиновой подзоны, отмечены стрелками.

Значения константы спинового расщепления α_R, энергии и волнового вектора Рашбы, полученные в приближении LDA, оказались равными α_R = 5.6 эВ·Å, E_R = 159 мэВ, k_R = 0.056 Å^{-1}. Использование приближения GGA приводило к значениям α_R = 4.8 Å·эВ, E_R = 122 мэВ, k_R = 0.050 Å^{-1}. С учётом поправок, обусловленных *e*-*e*-взаимодействием, перенормированные значения α_R, E_R, k_R в приближениях LDA и GGA оказались равными 6.3 Å·эВ, 117 мэВ, 0.037 Å^{-1} и 5.1 Å·эВ, 93 мэВ, 0.037 Å^{-1} соответственно. Таким образом, было продемонстрировано

не только увеличение константы расщепления (на 6-12%), но и уменьшение энергии (на 24-26%) и волнового вектора Рашбы (на 26-34%) за счёт *e-e*-взаимодействия. Отметим, что новые «многочастичные» значения α_R, E_R, k_R, полученные из первых принципов с использованием приближений LDA и GGA, находятся в более «худшем» согласии с результатами экспериментальных исследований [2-5]. В настоящей работе с использованием приближения ХФ с учётом экранировки в модели Томаса-Ферми выполнены теоретические расчёты перенормировки значений E_R, k_R и α_R вблизи дна зоны проводимости (см. рис. 1). Продемонстрировано, что перенормировка значений α_R, k_R и E_R в модели Рашбы (ф1) за счёт *e-e*-взаимодействия значительно меньше перенормировки соответствующих значений, полученных в работе [6]. Для описания величины перенормировки α_R^*, k_R^* и E_R^* по отношению к «одноэлектронным» параметрам α_R, k_R и E_R удобно определить безразмерные величины λ_R, λ_k и λ_E:

$$\alpha_R^*/\alpha_R = 1+\lambda_R,$$
$$k_R^*/k_R = 1+\lambda_k,$$
$$E_R^*/E_R = 1+\lambda_E. \qquad (ф2)$$

По аналогии с работой [7] также введем безразмерный параметр r_S, равный отношению масштабов кинетической энергии электронов и кулоновского взаимодействия при $\alpha_R = 0$:

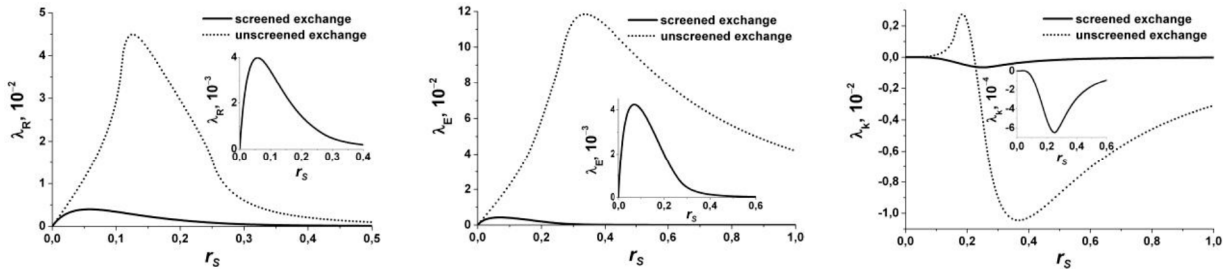
$$r_S = 2m_c e^2/\varepsilon_0\hbar^2 k_F, \qquad (ф3)$$

где ε_0 — диэлектрическая проницаемость BiTeI, $k_F = \sqrt[3]{3\pi^2 n}$ — фермиевский волновой вектор, n — концентрация электронов.

На рис. 2 представлены результаты расчётов λ_R, λ_k и λ_E как функции параметра r_S в приближении ХФ. Известно, что модель Томаса-Ферми для описания «экранированного» кулоновского потенциала переоценивает эффекты, связанные с экранировкой, при больших значениях r_S [8]. Поэтому значения λ_R, λ_k и λ_E, полученные в модели Томаса-Ферми, при больших r_S следует воспринимать как оценки снизу для α_R^*, k_R^* и E_R^*. С другой стороны, очевидно, что теоретические расчёты с использованием неэкранированного кулоновского потенциала приводят к заведомо завышенным значениям α_R^*, k_R^* и E_R^*, которые при больших значения r_S можно рассматривать как оценку сверху.

Таким образом, видно, что перенормировка зонных параметров α_R, k_R и E_R в модели Рашбы, связанная с *e-e*-взаимодействием вблизи дна зоны проводимости объёмного кристалле BiTeI, не превышает 5%, что не превосходит точности экспериментальных исследований [2-5]. «Многочастичные» значения α_R, k_R и E_R в модели Рашбы существенно меньше теоретических значений, полученных в работе [6].

.



а б в

Рисунок 2. Результаты расчётов λ_R, λ_k и λ_E как функции параметра r_S в приближении ХФ с учётом (сплошные кривые) и без учёта эффектов экранировки (точечные кривые). На вставках результаты расчётов в «экранированном» приближении ХФ представлены в более крупном масштабе.

Литература

1. E.I. Rashba. // Sov. Phys. Solid State V. 2, 1109 (1960).
2. K. Ishizaka *et al.* // Nature Mater. V. 10, 521 (2011).
3. J.S. Lee *et al.* // Phys. Rev. Lett. V. 107, 117401 (2011).
4. L. Demko *et al.* // Phys. Rev. Lett. V. 109, 167401 (2012).
5. M. Sakano *et al.* // Phys. Rev. Lett. V. 110, 107204 (2013).
6. I.P. Rusinov *et al.* // Phys. Rev. B V. 87, 205103 (2013).
7. G.-H. Chen and M.E. Raikh. // Phys. Rev. B V. 60, 4826 (1999).
8. S. Yarlagadda and G. F. Giuliani. // Phys. Rev. B V. 40, 5432 (1989).

Исследование люминесцентных свойств гетероструктур с КЯ InGaAs/GaAsSb/GaAs излучающих в области 1-1.3 мкм

С.В. Морозов[1], Д.И. Крыжков[1,*], В.Я. Алешкин[1], Б.Н. Звонков[2], О.В. Вихрова[2], З.Ф. Красильник[1]

1 Институт физики микроструктур РАН, Н.Новгород

2 НИФТИ, ННГУ, Н.Новгород

*krizh@ipmras.ru

В работе проведено исследование спектрокинетических свойств с пикосекундным и наносекундным временным разрешением гетероструктур с КЯ на основе GaAs/GaAsSb и GaAsSb/InGaAs/GaAs, излучающих в области длин волн 1.0-1.3 мкм. Были исследованы структуры, выращенные как классическим методом ГФЭ МОС, так и с помощью лазерного распыления. На основе сравнительных исследований делается вывод о преимуществах использования лазерного распыления GaSb для роста таких структур.

Введение

Система $GaAs_{1-x}Sb_x$/GaAs с молярной долей сурьмы больше 35% исследуется на протяжении последнего десятилетия главным образом в связи с возможностью создания вертикально излучающего лазера, работающего при T = 300 K вблизи 1.3 мкм. Несмотря на довольно интенсивный сигнал фотолюминесценции (ФЛ) при комнатной температуре, VECSEL высокой мощности на основе КЯ GaAsSb/GaAs еще не реализованы [1, 2]. КЯ GaAsSb, ограниченная барьерами GaAs, может рассматриваться как система с хорошо локализованными дырками (в слое GaAsSb) и слабо локализованными (или делокализованными) электронами. Задача улучшения электронной локализации в данной гетеросистеме может быть решена использованием в качестве обкладочного слоя между GaAsSb и GaAs слоя материала с сильной электронной локализацией. В частности, перспективной, на наш взгляд, является гетероситема с двойной КЯ $GaAs/In_xGa_{1-x}As/GaAs_ySb_{1-y}$/GaAs [3, 4]. В этом случае электроны эффективно локализованы в КЯ материала InGaAs, а дырки в КЯ материала GaAsSb.

Результаты и обсуждение

В данной работе представлено исследование спектрокинетических свойств гетероструктур с двойной квантовой ямой InGaAs/GaAsSb/GaAs. Были исследованы структуры, выращенные как классическим методом ГФЭ МОС, так и с помощью лазерного распыления. В таких методах роста, как молекулярно-лучевая эпитаксия (МЛЭ) и газофазная эпитаксия из металлоорганических соединений (ГФЭ МОС), Sb попадает на поверхность роста в виде отдельного атома, что способствует его подвижности, а соответственно неоднородности распределения и сегрегации сурьмы. В случае лазерного распыления на ростовую поверхность попадают молекулы GaSb, приводя к лучшему встраиванию сурьмы. Действительно, сравнительные исследования показали более высокое оптическое качество структур, полученных неравновесным методом лазерного распыления GaSb.

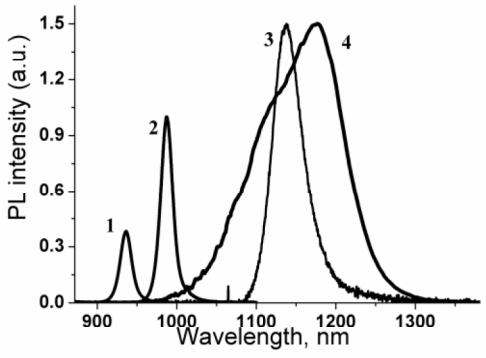


Рисунок 1. Спектры ФЛ исследуемых структур: 1 - №6533; 2 - №6534, 3 - №6854 при T = 77 K и 4 - №6854 при T = 300 K.

На рис.1 приведены спектры ФЛ следующих гетероструктур: структуры №6533 GaAsSb/GaAs – содержание Sb ~ 15%, ширина ямы 5 нм; структуры

№6534 InGaAs/GaAsSb/GaAs – содержание Sb ~ 15%, содержание In ~ 15%, толщины слоёв по 5 нм; структуры №6854 InGaAs/GaAsSb/GaAs – содержание Sb ~ 20%, содержание In ~ 15%, толщины слоёв 6 нм и 10 нм соответственно.

Структура № 6534 демонстрировала интенсивную люминесценцию вплоть до комнатной температуры. В структуре №6534 (рис. 1, кривая 2) было обнаружено увеличение сигнала ФЛ в 2.5 раза и сдвиг положения максимума пика ФЛ (~100 мэВ) в длинноволновую область по сравнению со структурой-спутником GaAsSb/GaAs (рис. 1, кривая 1). Исследование спектров структуры №6854 с бóльшими содержанием Sb и толщиной слоя InGaAs показало, что с увеличением молярной доли Sb и толщины слоя InGaAs энергия основного перехода уменьшается на 140 мэВ по отношению к структуре №6534 (рис. 1, кривая 3). При 300 К длина волны излучения в такой структуре составляла 1.180 мкм (рис. 1, кривая 4). Кроме того, увеличение толщины слоя InGaAs привело к увеличению интенсивности ФЛ при комнатной температуре в 60 раз, что связано с уменьшением энергии основного состояния для электронов в слое InGaAs, а следовательно, к лучшей локализацией электронов и меньшему температурному гашению ФЛ.

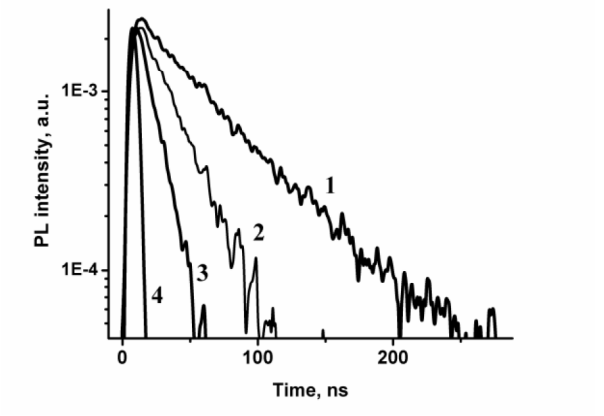


Рисунок 2. Кинетика спада фотолюминесценции структуры №6854 InGaAs/GaAsSb/GaAs при различных температурах: 1 – 20 К, 2 – 50 К, 3 – 100 К, 4 – 300 К.

Была измерена кинетика ФЛ структур при 4.2 К. Время спада сигнала ФЛ для структур №6534 и №6533 составляло 8 нс и 2 нс, соответственно. Это соответствует временам непрямых (№6534) и прямых (№6533) в пространстве излучательных переходов. Время спада ФЛ структуры №6854 при 20 К составляло 40 пс, что связано с усилением локализации электронов в слое InGaAs и, следовательно, с уменьшением перекрытия волновых функций электронов и дырок, локализованных в слое GaAsSb.

На рис.2 приведены кинетики спада сигнала ФЛ для разных температур для структуры №6854 при фиксированной интенсивности накачки. С увеличением температуры время спада сигнала ФЛ уменьшается от 40 нс при 20 К до 5 нс при 150 К. При дальнейшем увеличении температуры вплоть до 300 К время спада остается равным 5 нс и определяется временным разрешением измерительной установки. Энергия температурного гашения ФЛ, определенная из зависимости времени спада ФЛ от температуры в диапазоне от 20 до 150 К, составляет 5 мэВ, что значительно меньше энергии ионизации уровней (как электронных, так и дырочных) в КЯ. Это не позволяет интерпретировать уменьшение интенсивности сигнала ФЛ с ростом температуры термическим выбросом носителей из КЯ в континуум. Такое поведение, на наш взгляд, может быть связано с наличием областей эффективной безызлучательной рекомбинации непосредственно в КЯ InGaAs/GaAsSb, например в дефектной области на гетероинтерфейсе, связанной с сегрегацией Sb.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РФФИ № 13-02-01314 и поддержке Министерства образования и науки Российской Федерации, соглашение 8578. В работе было использовано оборудование ЦКП "Физика и технологии микро- и наноструктур" (ЦКП ИФМ РАН).

Литература

1. T. Anan, M. Yamada, K. Tokutome, S. Sugou, K. Nishi, and A. Kamei // Electron. Lett. 35, 903 (1999).

2. P. Dowd, S.R. Johnson, S.A. Feld, M. Adamcyk, S.A. Chaparro, J. Joseph, K. Hilgers, M.P. Horning, K. Shiralagi, and Y.-H. Zhang // Appl. Electron. Lett. 39, 987 (2003).

3. J.-B. Wang, S. R. Johnson, S. A. Chaparro et al. // Phys. Rev.B. v.70, 195339 (2004).

4. J. F. Klem, O. Blum, S. R. Kurtz, I. J. Fritz, and K. D. Choquette // J. Vac. Sci. Technol. 18(3), 1605 (2000).

Сечение оптического поглощения ионов Er^{3+} в кремнии

К.Е. Кудрявцев*, Д.И. Крыжков, Л.В. Красильникова, Д.В. Шенгуров, В.Б. Шмагин, Б.А. Андреев, З.Ф. Красильник

Институт физики микроструктур РАН, ГСП-105, Нижний Новгород, 603950.
*konstantin@ipmras.ru

В работе были исследованы спектры пропускания волноведущих слоев Si:Er/SOI и выявлены линии поглощения излучения на внутриатомных переходах эрбия. Коэффициент поглощения для наиболее интенсивной линии составил при комнатной температуре $\alpha_{Er}^{(300K)}$~8.5×10^{-3} см$^{-1}$, а сечение перехода оценено на уровне $\sigma_{300K}=10^{-18}$ см^2. Исследовано температурное уширение линий люминесценции, что позволило оценить величины α_{Er} и σ при низких температурах: $\alpha_{Er}^{(10K)}$~0.1 см$^{-1}$ и $\sigma_{10K}=10^{-17}$ см^2.

Введение

В работах [1, 2] было продемонстрировано оптическое усиление в микроструктурах на основе SiO_2:Er. В то же время возможность токовой накачки и перспективы интеграции в современную микроэлектронику поддерживают интерес к структурам на основе c-Si:Er. Для этих структур характерны относительно невысокие достижимые концентрация эрбия (на уровне N_{Er}~10^{18} см$^{-3}$) и малая (~1-10% [3]) оптическая активность вводимого эрбия, что определяет малость эффектов взаимодействия излучения с центрами эрбия в структурах на основе c-Si:Er. Это затрудняет использование “классических” методик определения коэффициентов усиления и потерь в лазерных структурах, таких как variable stripe length (VSL [4]) and shifting excitation spot (SES [5]). Оригинальные методики измерения коэффициента усиления в волноведущих слоях Si:Er/SOI были разработаны и применены в [6, 7], однако не дали достоверных результатов в связи со сложностью интерпретации получаемых экспериментальных данных.

Достижения метода сублимационной молекулярно-лучевой эпитаксии [8] позволяют получать волноводные структуры Si:Er/SOI, характеризующиеся высокой интегральной интенсивностью люминесценции, в которых селективно сформированы излучающие центры с четкой внутренней структурой и атомно-узкими линиями люминесценции [9], оптимальные с точки зрения возможности оптического усиления. Подобные структуры позволяют провести оценку сечения перехода (и достижимого оптического усиления) на основании прямого измерения спектров пропускания слоев Si:Er в спектральном диапазоне ~1.5 мкм.

Методика эксперимента

При регистрации спектров пропускания слоев Si:Er/SOI свет пропускался вдоль волноведущего слоя (рис. 1) с тем, чтобы обеспечить возможно большую длину взаимодействия (~1 см).

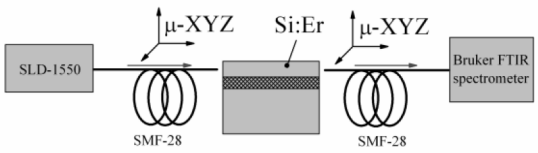


Рисунок 1. Схема измерения спектров пропускания.

Заведение излучения в активный слой Si:Er и сбор прошедшего излучения осуществлялись с помощью одномодовых оптических волокон.

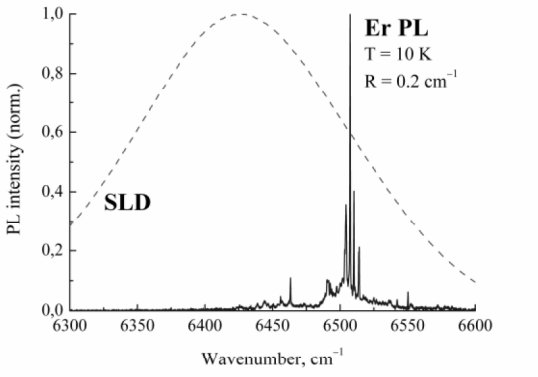


Рисунок 2. Спектры излучения исследуемого образца (Er) и источника для измерения спектров пропускания (SLD).

В качестве источника излучения при измерении спектров пропускания использовался суперлюминесцентный диод с центром линии излучения λ_{max}=1550 нм и шириной линии $\Delta\lambda$=45 нм, хорошо перекрывающий спектр излучения исследуемого образца (рис. 2). Для спектрального анализа прошедшего излучения использовался фурье-спектрометр высокого разрешения Bruker Vertex80v с германиевым фотоприемником, охлаждаемым жидким азотом. Спектры пропускания регистрировались при температуре T=300 K с разрешением не хуже 0.5 см$^{-1}$.

Результаты и обсуждение

На рис. 3 приведен спектр пропускания слоя Si:Er в диапазоне вблизи ν~6500 см$^{-1}$ (λ~1.54 мкм), измеренный при T=300 K. Сопоставление спектра пропускания с приведенным на том же рисунке спектром люминесценции (измеренным при T=77 K) позволяет четко выявить слабые линии поглощения в области излучательных переходов эрбия.

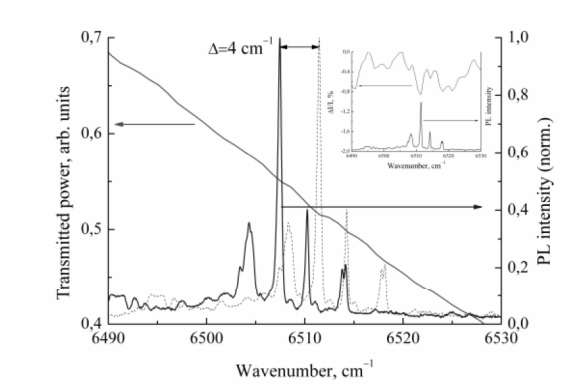


Рисунок 3. Спектр прошедшего излучения в сравнении со спектром люминесценции исследуемого образца. На вставке: нормированный спектр пропускания, дополнительно сдвинутый на величину стоксова сдвига (~4 см$^{-1}$).

Для всех обозначенных линий наблюдается красный сдвиг люминесценции относительно поглощения, составляющий ~4 см$^{-1}$, что близко к значениям стоксова сдвига, характерным для эрбия в стеклах (например, [10]). Величина резонансного поглощения на внутриатомных переходах эрбия составила до 0.8% (см. вставку на рис.3), а соответствующий коэффициент поглощения составил при комнатной температуре $\alpha_{Er}^{(300K)}$~8.5×10^{-3} см$^{-1}$.

Абсолютные измерения излучаемой мощности в режиме насыщения эрбиевой ФЛ позволяют оценить концентрацию оптически активных центров на уровне N_{Er}~ 8×10^{16} см$^{-3}$ (~5% от полной концентрации введенного эрбия), при этом вклад наиболее интенсивной из рассматриваемых линий люминесценции в интегральный сигнал составляет ~10%. Таким образом, сечение перехода для этой линии можно оценить на уровне σ_{300K}~8×10^{-19} см^2.

Оценка величин α_{Er} и σ для низких температур может быть проведена на основании измеренного температурного уширения спектральных линий эрбия. Соответствующие значения составили, при T=10 K, $\sigma^{(10K)}$=10^{-17} см^2 и $\alpha_{Er}^{(10K)}$~0.1 см$^{-1}$.

Здесь мы предполагаем, что в люминесценцию и поглощение света на интересующих нас энергиях вносят вклад одни и те же идентичные центры эрбия и что насыщение эрбиевой ФЛ обусловлено возбуждением всех оптически активных центров. По этой причине приведенные оценки для величины сечения перехода являются оценками сверху. Отметим, что полученное низкотемпературное значение (σ_{10K}~10^{-17} см^2) соответствует данным работы [7], а также теоретическим оценкам, получаемым исходя из ширины линии люминесценции по формуле, приводимой в работе [11].

Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты 13-02-00397, 14-02-31660) на оборудовании ЦКП «Физика и технологии микро- и наноструктур» ИФМ РАН.

Литература

1. H.S. Han, S.Y. Seo, J.H. Shin // *Appl. Phys. Lett.*, **79**(27), 4568 (2001).
2. A. Polman *et al.* // *Appl. Phys. Lett.*, **84**, 1037 (2004).
3. A. Polman // *J. Appl. Phys.*, **82**(1), 1 (1997).
4. K.L. Shaklee, R.F. Leheny // *Appl. Phys. Lett.*, **18**, 475 (1971).
5. J. Valenta, I. Pelant, J. Linnros // *Appl. Phys. Lett.*, **81**, 1396 (2002).
6. M.A. Lourenco, R.M. Gwilliam, K.P. Homewood // *Appl. Phys. Lett.*, **91**, 141122 (2007).
7. N.N. На *et al.* // *Phys. Rev. B*, **81**, 195206 (2010).
8. В.П. Кузнецов, З.Ф. Красильник // *ФТП*, **44**(3), 413 (2010).
9. B.A. Andreev *et al.* // *J. Lum.*, **132**(12), 3148 (2012).
10. Konkanen S. et al. // *Proc. SPIE*, **32** 2996 (1997).
11. Y.H. Xie, E.A. Fitzgerald, Y.J. Mii // *J. Appl. Phys.*, **70**, 3223 (1991).

Особенности “back-transfer”-релаксации ионов Er^{3+} в эпитаксиальных кремниевых структурах

К.Е. Кудрявцев*, А.В. Антонов, Д.И. Крыжков, Д.В. Шенгуров, В.Б. Шмагин, З.Ф. Красильник

Институт физики микроструктур РАН, ГСП-105, Нижний Новгород, 603950.
*konstantin@ipmras.ru

Исследованы особенности безызлучательной релаксации ионов Er^{3+} в слоях Si:Er, выращенных методом сублимационной молекулярно-лучевой эпитаксии. В диодных структурах Si:Er/Si с излучающими центрами преципитатного типа наблюдался резонансный фотоотклик на длине волны λ~1.5 мкм, указывающий на безызлучательную релаксацию ионов эрбия по механизму обратной передачи энергии («back-transfer»). Впервые наблюдалось насыщение «эрбиевого» фототока в области высоких температур, что позволило оценить концентрацию эрбиевых центров, подверженных «back-transfer»-релаксации (N_0~5×10^{16} см$^{-3}$). Оценка N_0 соответствует концентрации оптически активных ионов эрбия при рекомбинационном механизме возбуждения слоев Si:Er.

Введение

«Оптическое легирование» кремния эрбием представляет один из подходов к созданию светоизлучающих структур для кремниевой фотоники [1]. Структуры Si:Er/Si, получаемые методом сублимационной молекулярно-лучевой эпитаксии (СМЛЭ), демонстрируют наиболее интенсивную в классе структур c-Si:Er люминесценцию ионов Er^{3+}. В то же время для этих структур достаточно слабо изучены процессы безызлучательной релаксации ионов Er^{3+}, прежде всего релаксации по механизму обратной передачи энергии («back-transfer»), включающиеся с температурой и определяющие гашение эрбиевой люминесценции в диапазоне температур T>100 K. Предшествующие исследования показали, что как по составу электрически активных центров [2], так и по характеру температурного гашения люминесценции [3] СМЛЭ-структуры Si:Er/Si заметно отличаются от структур Si:Er/Si, получаемых ионной имплантацией. В предлагаемой работе особенности безызлучательной релаксации ионов Er^{3+} в эпитаксиальных Si:Er/Si-диодах исследуются с помощью спектроскопии люминесценции с временным разрешением и спектроскопии фототока.

Методика эксперимента

Исследовались СМЛЭ диодные структуры типа p^+-Si/n-Si:Er/n^+-Si. Толщина слоя n-Si:Er составляла ~1 мкм при концентрации носителей ~10^{16} см$^{-3}$, толщина контактных слоев p^+-Si ([B]~2×10^{18} см$^{-3}$) и n^+-Si ([P]~10^{18} см$^{-3}$) составляла ~0.2 мкм. Спектры фототока регистрировались без подачи смещения на p/n-переход. Источником возбуждающего излучения была лампа накаливания. Часть спектра источника с энергией кванта, превышающей ширину запрещенной зоны кремния, отсекалась полосовыми фильтрами, что позволило увеличить отношение сигнал/шум и более четко фиксировать слабые резонансные особенности в спектрах фототока. Для усиления фототока использовался малошумящий усилитель тока Stanford Research Systems SR570, для спектрального анализа – фурье-спектрометр Bruker Vertex80v.

Результаты и обсуждение

Спектр фототока диодной структуры Si:Er/Si с излучающими центрами преципитатного типа, зарегистрированный при температуре T=300 K, в спектральном диапазоне вблизи 6500 см$^{-1}$, представлен на рис. 1. На том же рисунке приведен спектр фотолюминесценции исследуемого образца. Сопоставление этих спектров показывает, что резонансная особенность, наблюдаемая в спектре фототока на фоне широкополосной «подставки», соответствует области излучательных переходов эрбия. Это непосредственно указывает, что при высоких температурах ионы Er^{3+}, входящие в состав центров преципитатного типа в СМЛЭ-структурах Si:Er/Si возбуждаемые оптически при поглощении фотонов

с длиной волны ~1.5 мкм, релаксируют безызлучательно именно по механизму “back-transfer”.

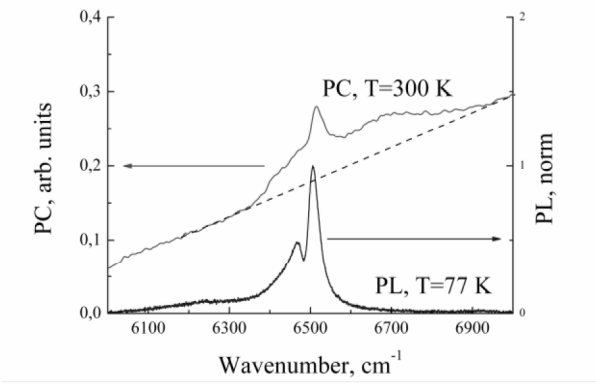


Рисунок 1. Спектры фототока (PC) и фотолюминесценции (PL) исследуемого Si:Er/Si-диода.

Температурная зависимость интегральной величины «эрбиевого» фототока приведена на рис. 2. Видны три температурных интервала с различным поведением фототока: фонового тока (T=80-120 K), активационного роста (T=120-250 K) и насыщения (T=250-300 K).

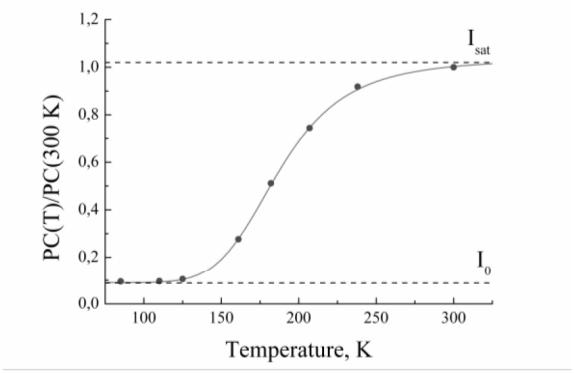


Рисунок 2. Температурная зависимость интегральной величины резонансного «эрбиевого» фотоотклика.

Насыщение фототока при высоких температурах логично и означает, что все возбуждаемые ионы Er^{3+} релаксируют по механизму «back-transfer», значительно более быстрому по сравнению с излучательной релаксацией. В то же время в выполненных ранее исследованиях [4] подобное насыщение фототока не наблюдалось. С нашей точки зрения, это может быть обусловлено значительно меньшей дефектностью слоев Si:Er, выращиваемых в процессе СМЛЭ, по сравнению с имплантационными структурами.

В рамках двухуровневой модели излучающего центра [5] может быть получено следующее выражение для «тока насыщения» I_{sat}:

$$I_{sat} = e \cdot \sigma\Phi \cdot N_0 V .$$

Здесь σ – сечение прямого оптического возбуждения ионов эрбия (на длине волны λ~1.53 мкм), Ф – плотность потока фотонов накачки, N_0 – концентрация ионов Er^{3+}, поглощающих свет с длиной волны вблизи 1.5 мкм и подверженных «back-transfer»-релаксации, V – объем активной области, e – заряд электрона. Для сечения возбуждения использовалось значение $\sigma=2\times10^{-20}$ см^2 [4], поскольку мы исследуем те же центры преципитатного типа, что и в [4]. Полученные данные позволяют оценить величину N_0 на уровне N_0~5×10^{16} см$^{-3}$, что составляет ~5% от полной концентрации эрбия в слое Si:Er и соответствует оценке концентрации оптически активного эрбия, полученной по данным люминесценции. Последнее обстоятельство позволяет предположить, что эрбийсодержащие центры, дающие вклад в люминесценцию при рекомбинационном механизме возбуждения, обязательно подвержены «back-transfer»-релаксации.

Модельные расчеты, выполненные на основании данных фототока, показали, что «back-transfer»-релаксация не должна влиять на время спада люминесценции эрбия при температурах ниже T~180-190 K. Это было подтверждено люминесцентными измерениями с временным разрешением. В то же время в диапазоне температур T=80-170 K интенсивность эрбиевой ФЛ испытывает сильное гашение (на два порядка величины). Таким образом, безызлучательная «back-transfer»-релаксация ионов Er^{3+} не является определяющей в температурном гашении люминесценции исследованных нами СМЛЭ-структур Si:Er/Si, и включение «back-transfer»-процесса происходит при существенно более высоких температурах, по сравнению с имплантационными структурами [4, 6].

Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты 13-02-00397, 14-02-31660) на оборудовании ЦКП «Физика и технологии микро- и наноструктур» ИФМ РАН.

Литература

1. A.J. Kenyon // Semic. Sci. Tech., **20**, R65 (2005).
2. В.Б. Шмагин и др. // ФТП, **36**, 178 (2002).
3. K.E. Kudryavtsev et al. // Physica E, **41**, 899 (2009).
4. N. Hamelin et al. // J.Appl. Phys., **88**, 5381 (2000).
5. S. Coffa et al. // Phys. Rev. B, **48**, 11782 (1993).
6. F. Priolo et al. // Phys. Rev. B, **57**, 4443 (1998).

Зависимость оптических свойств нанокомпозитов Ag/ПАН/ПВП от формы металлических частиц

А. И. Машин[1], М. А. Кудряшов[1,*], А. А. Логунов[1], G. Chidichimo[2], G. De Filpo[2]

1 Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950.

2 Department of Chemistry, University of Calabria, P. Bucci-15c, Rende (CS), Italy, 87036.

*Kudryashov@phys.unn.ru

Синтезированы нанокомпозиты «серебро/полиакрилонитрил/поливинилпирролидон». Экспериментально обнаружено влияние формы наночастиц серебра на спектры пропускания полученных нанокомпозитов.

Введение

Нанокомпозитные материалы, состоящие из диспергированных металлических наночастиц в матрице диэлектрического материала, показывают необычные физические свойства и могут быть использованы для оптических, электрических и медицинских применений, а также для хранения данных. Эти свойства композитов очень чувствительны к малым изменениям количества, размера и формы нановключений. Исследования показали, что размер, форма и концентрация наночастиц металлов сильно зависят от условий получения, кинетики взаимодействия ионов металлов с восстановителем и адсорбционными процессами стабилизирующей матрицы с металлическими частицами [1]. Таким образом, разработка новых способов синтеза металлодиэлектрических нанокомпозитов, в котором контролируются параметры нановключений, имеет огромный интерес.

Методика эксперимента

В данной работе представлен новый метод синтеза нанокомпозитных пленок «серебро / полиакрилонитрил / поливинилпирролидон» (Ag/ПАН/ПВП). В этом методе растворяли 15 мас.% нитрата серебра, 10 мас.% ПВП и 0.3 мас.% гидрохинона в акрилонитриле. В данную смесь добавляли 1 мас.% фотоинициатора 2,2-диметокси-1,2-дифенилэтан-1-она для последующей ее фотополимеризации. Смесь хранилась при комнатной температуре в темноте. Только что приготовленный раствор приобретал желто-коричневую окраску, свидетельствующую о формировании в нем сферических наночастиц (НЧ) серебра [2]. В течение 30 мин. смесь становилась красноватой, а после 120 мин. уже имела зеленый оттенок. Через сутки раствор приобретал коричневый цвет. На определенных этапах эволюции цвета смеси ее помещали между стекол с зазором 20 мкм и полимеризовали под УФ с $\lambda = 365$ нм в течение 120 мин. В результате получались твердые пленки нанокомпозитов Ag/ПАН/ПВП, у которых исследовались морфология и оптические свойства. Морфология ультратонких поперечных срезов пленок была изучена на просвечивающем электронном микроскопе Morgagni 268D. Спектральные характеристики нанокомпозитов в диапазоне 0.3-1.5 мкм снимались на спектрофотометре Cary 5000.

Результаты и обсуждение

На рис. 1 показаны изображения просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ), которые отображают зависимость формы и размера от времени хранения исходной смеси. В композите Ag/ПАН/ПВП, полученном из только что приготовленного раствора, наблюдаются сферические НЧ со средним размером 15-20 нм. При времени хранения смеси 120 мин. мы видим, помимо таких же сферических частиц, нановключения с формой, близкой к треугольной пластине со стороной ~ 40 нм и толщиной ~ 20 нм. Можно предположить, что НЧ Ag треугольной формы возникают из сферических частиц серебра за счет коалесценции. В только что приготовленном растворе за очень короткий промежуток времени возникают маленькие сферические НЧ Ag, которые сначала увеличиваются, а потом «слипаются» и могут образовывать треугольные пластины. Если судить по размерам полученных сферических и «треугольных» частиц, то можно увидеть, что треугольные пластины могут являться «плотнейшей упаковкой» трех сферических включений серебра. Эти треугольные пластины существуют и продолжают формироваться в растворе в определенном интервале времени, т.к.

наша система является динамичной (в ней присутствует избыток ионов серебра, которые постоянно восстанавливаются).

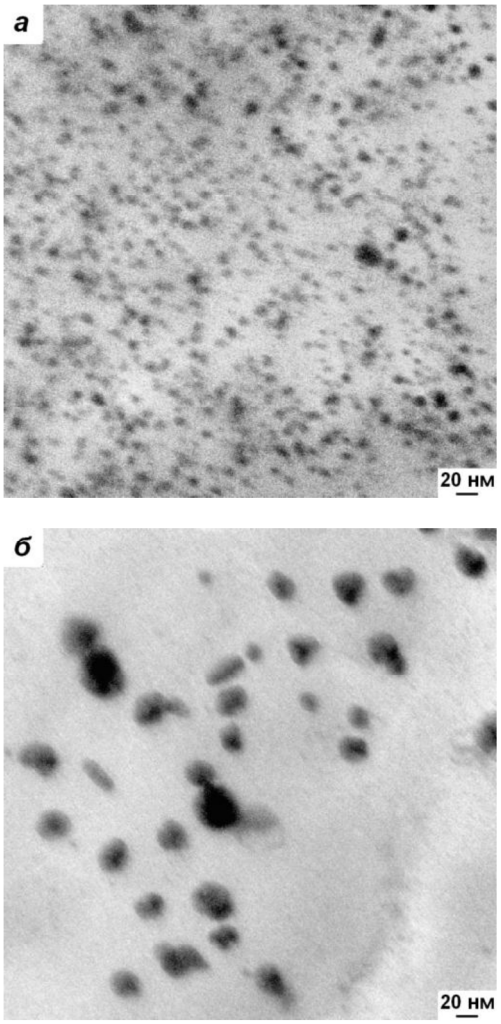


Рисунок 1. Изображения ПЭМ нанокомпозитных пленок Ag/ПАН/ПВП, полученных из только что приготовленного раствора (*а*) и смеси, хранившейся 120 мин. (*б*).

На рис. 2 представлены спектры пропускания полученных нанокомпозитных пленок в зависимости от времени хранения исходной смеси. Пленкам, синтезированным из желтой смеси (время хранения до 30 мин.), соответствуют спектры пропускания с характерным минимумом в области 420-450 нм. Далее данный минимум расширяется, и после 60 мин из него начинают формироваться два минимума с длинами волн вблизи 400 и 540 нм. После 120 мин. хранения исходной смеси на спектрах пропускания полученных нанокомпозитов отчетливо наблюдаются два минимума в области 450 и 630-650 нм, что соответствует зеленому цвету начального раствора. Спектр пропускания нанокомпозита, полученного из смеси, хранившейся сутки (1440 мин.), показывает нам явный минимум при 430 нм, что наблюдается при наличии сферических НЧ Ag в полимерной матрице.

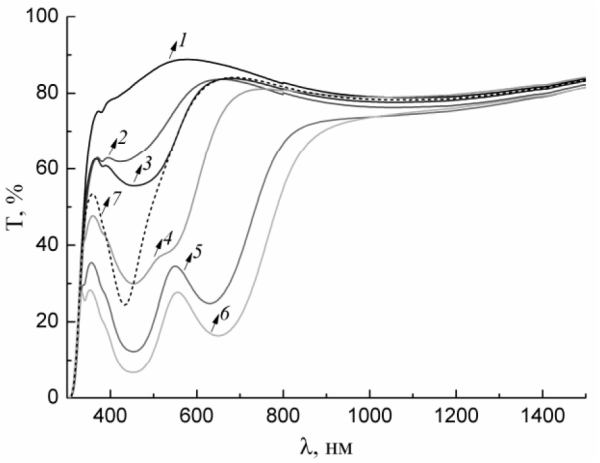


Рисунок 2. Спектры пропускания нанокомпозитных пленок Ag/ПАН/ПВП, полученных при различных временах хранения исходной смеси, мин.: *1* – 0, *2* – 10, *3* – 30, *4* – 60, *5* – 120, *6* – 150, *7* – 1440.

Из исследований морфологии и оптических свойств нанокомпозитов Ag/ПАН/ПВП обнаружено, что изменение формы НЧ Ag приводит к изменению положения минимумов на спектрах пропускания. Отсюда можно заключить, что минимум в области 420-450 нм на спектре пропускания обусловлен наличием сферических частиц, в то время как максимум при 630-650 нм определяется несферическими (треугольные пластины) включениями металла.

Заключение

Таким образом, в данной работе показана возможность контроля формы и размера частиц серебра, диспергированных в полимере, и, следовательно, получения нанокомпозитов Ag/ПАН/ПВП с характерными оптическими свойствами. Время хранения исходной смеси играет важную роль в определении формы и размера металлических нановключений.

Литература

1. S. Sengupta, D. Eavarone, I. Capila *et al.* // Nature, V. 436, 568 (2005).
2. J.A. Machulek, H.P.M. De Oliveira, M.H. Gehlen // Photochemical & Photobiological Sciences, V. 2, 921 (2003).

Увеличение радиационного времени жизни экситонов Ванье-Мотта в нанокластерах прямозонных узкозонных полупроводников, внедрённых в широкозонные полупроводники

В. А. Кукушкин

Институт прикладной физики РАН, ул. Ульянова, 46, Нижний Новгород, 603950.

Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950.
vakuk@appl.sci-nnov.ru

Показано, что радиационное время жизни экситонов Ванье – Мотта может быть значительно увеличено, если они возбуждаются в нанокластерах прямозонных узкозонных полупроводников, внедрённых в широкозонные полупроводники. Расчеты выполнены на примере сферического нанокластера InAs, внедрённого в GaAs. Установлено, что при радиусе такого нанокластера, равном радиусу экситона (по порядку величины составляющем 30 нм), и температуре 1,7 К радиационное время жизни помещённого в него экситона увеличивается примерно в 5 раз по сравнению с его величиной в неограниченном InAs. При температуре 11 К это увеличение сохраняется, но становится значительно меньшим, достигая примерно 2 раз.

В полупроводниках и основанных на них наноструктурах наиболее часто наблюдаются рассматриваемые в данной работе экситоны Ванье – Мотта. Они образуются связанными электронами и дырками, которые могут находиться в различных узлах кристаллической решётки или в пространстве между ними. Важнейшей характеристикой экситонов является их время жизни, определяющее максимально возможную продолжительность всех связанных с ними явлений. Время жизни экситона определяется процессами нерадиационной и радиационной рекомбинации составляющих его электрона и дырки. Последняя сопровождается излучением фотона с энергией, примерно равной энергии экситона. Её скорость не связана с особенностями процесса получения полупроводникового кристалла и его чистотой и зависит лишь от его фундаментальных параметров. Поэтому определяемое ей радиационное время жизни экситона одинаково для всех кристаллов данного элементного состава и является, таким образом, максимально возможным временем жизни находящихся в них экситонов.

В настоящей работе предложен и обоснован расчётами один из способов увеличения радиационного времени жизни экситонов. Он заключается в их возбуждении в нанокластерах прямозонных узкозонных полупроводников, внедрённых в широкозонные полупроводники.

Метод расчёта

В качестве примера рассмотрен сферический нанокластер InAs, внедрённый в GaAs. Структура экситона Ванье – Мотта в InAs описывалась с помощью приближённого подхода, использовавшегося в [1]. Его взаимодействие с электромагнитным полем рассматривалось в рамках стандартной квантовой электродинамики [2]. Эволюция системы «экситон+фотон» описывалась с помощью уравнения Шредингера. Последнее было сведено к линейному интегродифференциальному уравнению для временной зависимости амплитуды волновой функции основного внутреннего состояния экситона, которое принималось за его начальное состояние. Решение указанного уравнения было найдено с помощью преобразования Лапласа. Полученная в результатс скорость радиационной рскомбинации экситона была усреднена по максвелловскому распределению импульса его центра масс. В итоге было определено радиационное время жизни экситона τ в зависимости от радиуса нанокластера R и температуры образца T. При этом для сохранения структуры экситона R выбирался большим его радиуса r (по порядку величины составляющего 30 нм), а T бралась меньшей температуры, отвечающей энергии связи его основного внутреннего состояния (т.е. примерно 11 К). Конкретно были рассмотрены случаи $T = 1{,}7$ и 11 К, когда тепловая

длина волны де Бройля центра масс экситона $\lambda_Б$ составляла 125 и 49 нм соответственно. Длина волны рекомбинационного излучения экситона λ в нанокластере равнялась 846 нм. Таким образом, при всех допустимых температурах выполнялись неравенства $r < \lambda_Б \ll \lambda$.

Результаты и обсуждение

Проведённые таким образом расчёты показали, что при $R = r$ и $T = 1{,}7$ К радиационное время жизни экситона в нанокластере InAs увеличивается примерно в 5 раз по сравнению с его величиной в неограниченном InAs. При температуре 11 К это увеличение сохраняется, но становится значительно меньшим, достигая примерно 2 раз (см. табл. 1).

Таблица 1. Величина τ в зависимости от R и T.

R, **нм**	**2000**	**1000**	**100**	**60**	**30**
τ, **нс** ($T = 1{,}7$ **К**)	0,14	0,15	0,20	0,26	0,70
τ, **нс** ($T = 11$ **К**)	2,29	2,34	2,78	3,05	4,29

Объяснение такой зависимости τ от R состоит в следующем. При уменьшении R, пока он удовлетворяет неравенству $R \gg \lambda$, закон сохранения квазиимпульса системы «экситон+фотон» разрешает радиационную рекомбинацию лишь экситонов, величины квазиволновых векторов центров масс которых отличаются от $2\pi / \lambda$ на величину, не превышающую значительно $1/R$, причём для каждого такого экситона возможно излучение фотонов с волновыми векторами, лежащими в телесном угле порядка $\lambda^2 / (2\pi R)^2$ вокруг направления квазиволнового вектора центра масс экситона. Число таких экситонов пропорционально $1/R$, а число таких фотонов пропорционально $1/R^2$. При умножении пропорционального $1/R^3$ произведения этих чисел на пропорциональный R^3 квадрат абсолютной величины матричного элемента рекомбинационного перехода экситона τ сокращается, что и объясняет независимость τ от R при $R \gg \lambda$.

При дальнейшем уменьшении R, когда он удовлетворяет неравенству $\lambda_Б \ll R \ll \lambda$, закон сохранения квазиимпульса системы «экситон+фотон» разрешает радиационную рекомбинацию лишь экситонов, квазиволновые векторы центров масс которых по величине не превышают $1/R$. При умножении пропорционального $1/R^3$ числа таких экситонов на пропорциональный R^3 квадрат абсолютной величины матричного элемента рекомбинационного перехода экситона R сокращается, что и объясняет независимость τ от R при $\lambda_Б \ll R \ll \lambda$.

Наконец, при $r < R < \lambda_Б$ практически все экситоны по отношению к движению их центров масс в нанокластере занимают основное квантовое состояние. Вследствие этого, а также выполняющегося при таких R неравенства $R \ll \lambda$, почти все экситоны в нанокластере способны к радиационной рекомбинации, несмотря на несохранение суммарного квазиимпульса системы «экситон+фотон». Поскольку квадрат абсолютной величины матричного элемента рекомбинационного перехода экситона пропорционален R^3, то уменьшение R в этой области его значений приводит к увеличению τ.

Ослабление эффекта увеличения τ с уменьшением R при росте T объясняется тем, что при повышении T уменьшается $\lambda_Б$. В результате сокращается интервал значений R, в котором $r < R < \lambda_Б$ и, согласно сказанному выше, только в котором происходит увеличение τ с уменьшением R.

Расчёты показывают, что в случае нанокластеров непрямозонных полупроводников (например, нанокластеров алмаза, внедрённых в полимер) τ зависит от R слабо. Это объясняется тем, что рекомбинация экситонов в таких материалах происходит эффективно лишь при одновременном излучении фононов.

Таким образом установлено, что радиационное время жизни экситона Ванье – Мотта в прямозонных полупроводниках значительно увеличивается, если последние представляют собой нанокластеры с размерами порядка радиуса экситона, внедрённые в широкозонные материалы.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты 12-02-00855-а, 13-02-97130-р_поволжье_а и 14-02-00766-а), Правительства РФ (Постановление 220 от 09.04.2010, договор 14.B25.31.0021), Совета по грантам Президента РФ для государственной поддержки ведущих научных школ (грант НШ-1041.2014.2) и Сколковского института науки и технологии (договор 204 – MRA).

Литература

1. R.J. Elliott // Physical Review, V. 108, P. 1384 (1957).
2. В.Б. Берестецкий, Е.М. Лифшиц, Л.П. Питаевский Квантовая электродинамика. М.: Наука, 1989.

Электронная структура нанокристаллов кремния, допированных атомом серы: расчет из первых принципов

Н. В. Курова*, А. А. Конаков, В. А. Бурдов

ННГУ им. Н. И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950
*kurova_natasha@mail.ru

Показано, что допирование нанокристаллического кремния атомом серы приводит к сильному уменьшению ширины оптической щели по сравнению с «чистыми» нанокристаллами, а также к заметному (больше чем в 2 раза) увеличению величины синглет-триплетного расщепления донорного уровня по сравнению с легированным объемным кремнием.

В последние годы все больший интерес привлекают исследования электронной структуры кремниевых нанокристаллов, в связи с возможностью построения на их основе оптоэлектронных приборов. Поскольку характерные значения скоростей излучательной рекомбинации в кремниевых кристаллитах оказываются на порядки меньше скоростей конкурирующих безызлучательных процессов, таких, к примеру, как релаксация по механизму Оже, возникает необходимость модификации их электронной структуры с целью подавления подобных «паразитных» процессов.

Одним из методов воздействия на электронные состояния в нанокристаллах является допирование их различными примесями. Много работ было посвящено изучению роли фосфора в ускорении излучательных межзонных переходов в нанокристаллах кремния [1, 2]. Однако, как оказалось, его внедрение приводит также и к довольно резкому увеличению вероятности безызлучательных процессов по сравнению с «чистыми» кристаллитами [3].

В данной работе внимание сосредоточено на исследовании влияния донора VI группы — серы — на электронные свойства нанокристаллов. Такие центры интересны тем, что, в отличие от хорошо изученных доноров V группы, они являются двухзарядными. Как следствие, эффективный боровский радиус локализованных на них электронов уменьшается в сравнении с однозарядными примесями, что затрудняет применение известных полуэмпирических подходов [4] к описанию электронной структуры легированных кристаллитов. Кроме того существенным становится взаимодействие между парой электронов, эмитированных донором. Оба эти фактора способствуют внесению значительного изменения в электронную структуру нанокластеров, что должно сказаться и на скоростях излучательных и безызлучательных переходов, а значит, и в целом на динамике фотолюминесценции.

Рассмотрены нанокристаллы кремния диаметрами от одного до двух нанометров с одним атомом серы в центре. Оборванные связи на границе кристаллита были насыщены водородом. Релаксация кристаллической структуры нанокластера была выполнена в рамках подхода, предложенного в [5]. Расчет электронных и дырочных состояний данных нанокластеров проведен из первых принципов в рамках стационарной теории функционала плотности на основе самосогласованного расчета электронной плотности и полной энергии системы с использованием программного комплекса OCTOPUS [6]. Применение данного подхода позволило естественным образом преодолеть проблему учета взаимодействия электронов с примесным центром и между собой. Для обменно-корреляционного слагаемого было использовано обобщенно-градиентное приближение в модели PBE [7]. Как известно, стационарная теория Кона-Шэма приводит к ошибкам в определении ширины запрещенной зоны исследуемых материалов, а также энергий возбужденных состояний. В связи с этим был применен метод нестационарной теории функционала плотности [8] в приближении Касиды [9], разработанный для систем конечных размеров, который позволяет в ходе самосогласованного расчета уточнить энергетический спектр зоны проводимости. В качестве граничного условия применялось обращение в нуль волновой функции на поверхности кристаллита.

Энергетические спектры и оптическая щель рассчитаны в зависимости от размера нанокристалла. На рисунке 1 приведены зависимости ширины оптической щели от размера нанокристалла для нескольких случаев: «чистых» кристаллитов и кристаллитов с одним атомом фосфора или серы в центре.

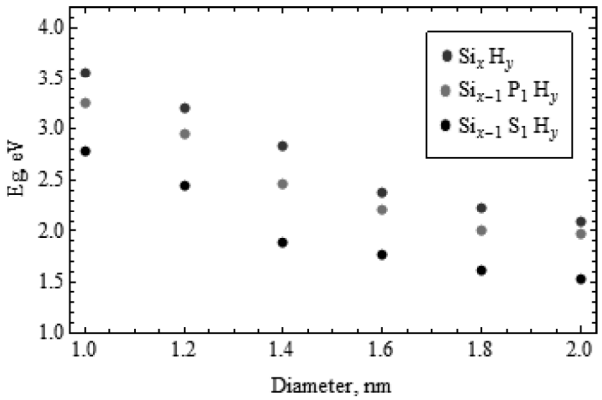


Рисунок 1. Зависимость ширины оптической щели от диаметра кремниевых нанокристаллов. Каждому из диаметров соответствуют следующие конфигурации нанокластеров: 1.0 нм – $Si_{35}H_{36}$, 1.2 нм – $Si_{59}H_{60}$, 1.4 нм – $Si_{87}H_{76}$, 1.6 нм – $Si_{123}H_{100}$, 1.8 нм – $Si_{147}H_{100}$, 2.0 нм – $Si_{175}H_{116}$.

Показано, что сера довольно сильно модифицирует электронную структуру кристаллита, что приводит к уменьшению энергии основного электронно-дырочного перехода примерно на 15 – 20 % по сравнению с нелегированным нанокристаллом и на 10 – 15 % по отношению к нанокристаллу с фосфором. Как показывает расчет, основной вклад в уменьшение ширины оптической щели вносят электронные состояния, энергии которых располагаются выше оптической щели нанокристалла. Согласно результатам эксперимента [10], легирование серой объемного кремния приводит к появлению довольно глубоких примесных уровней: синглетный уровень лежит вблизи середины запрещенной зоны (~ -0.59 эВ относительно дна зоны проводимости), а синглет-триплетное расщепление имеет величину порядка 0.3 эВ. В случае допирования атомом серы нанокристаллического кремния показано, что появляется глубокий уровень с энергией синглет-триплетного расщепления в пределах 0.88 – 0.53 эВ для кристаллитов с размерами 1 – 2 нм соответственно. Увеличение расщепления донорных уровней больше чем в 2 раза по сравнению с объемным кремнием обусловлено потенциалом конфайнмента, наиболее сильно проявляющемся в квантовых точках малых размеров.

Благодарности

Работа частично поддержана грантами РФФИ № 12-02-00576-а, 14-07-00582-а, 14-02-31637-мол_а и Фондом некоммерческих программ «Династия».

Литература

1. T.-L. Chan, M. L. Tiago, E. Kaxiras *et al.* // Nano Letters, V. 8, 596 (2008).
2. Z. Zhou // Physical Review B, V. 71, 245308 (2005).
3. Н. В. Курова, В. А. Бурдов // ФТП, Т. 47, 1604 (2013).
4. V. A. Belyakov, V. A. Burdov // Physical Review B, V. 76, 045335 (2007).
5. R. P. Feynman // Physical Review, V. 56, 340 (1939).
6. A. Castro // Physica Status Solidi (b), V. 243, 2465 (2006).
7. J. P. Perdew, K. Burke, M. Ernzerhof // Physical Review Letters, V. 77, 3865 (1996).
8. E. Runge, E. K. U. Gross // Physical Review Letters, V. 52, 997 (1984).
9. M. E. Casida // in *Recent Developments and Applications of Modern Density Functional Theory*, edited by J. M. Seminario (Elsevier Science, Amsterdam), P. 391 (1996).
10. M. Steger, A. Yang, M. L. W. Thewalt // Physical Review B, V. 80, 115204 (2009).

Спин-зависимые явления в полупроводниках и гетероструктурах полупроводник/ферромагнетик

Ю.Г. Кусраев

Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, 194021, ул. Политехническая, 26
kusrayev@orient.ioffe.ru

В докладе приведен обзор результатов по спиновым явлениям в полупроводниках и гетероструктурах полупроводник/ферромагнетик, полученных в лаборатории оптики полупроводников ФТИ им. А.Ф. Иоффе в последние годы. Основное внимание уделено таким явлениям, как спиновая релаксация, спин-зависимая рекомбинация, спиновый перенос и др. Последние два десятилетия полупроводниковая спиновая физика получила огромный импульс, связанный с идеей использования спиновых степеней свободы в электронных устройствах хранения и обработки информации. Основной задачей спиновой физики в связи со спинтроникой является изучение возможностей создания и детектирования спиновой поляризации, а также эффективного управления спиновым состоянием электрона внешними полями. Преимуществами устройств спинтроники считаются энергонезависимость, малые токи утечки, маленькая энергия переключения, высокое быстродействие. Для реализации этих амбициозных идей есть множество препятствий. Например, для хранения и обработки информации, записанной в виде спинового состояния, необходимы долгие времена спиновой релаксации. Это условие можно выполнить, например, если спин-орбитальное взаимодействие слабое. С другой стороны, для управления спиновым состоянием с помощью электрического поля (магнитное поле для этих целей громоздко и инерционно) необходимо сильное спин-орбитальное взаимодействие. Обсуждаются способы преодоления некоторых трудностей на пути спинтроники.

1. Оказывается, что различные каналы спиновой релаксации могут интерферировать как конструктивно, так и деструктивно. Т.о. два или более канала спиновой релаксации могут компенсировать друг друга и привести к долгим временам жизни спина.

2. Спиновая поляризация электронов проводимости полупроводника может быть передана локализованным парамагнитным центрам или ядрам решетки, где она может храниться долго.

3. Проблема высокой спиновой поляризации при комнатной температуре может быть решена за счет спин-зависимой рекомбинации электронов проводимости полупроводника через глубокие примесные центры.

4. Многие предлагаемые устройства спинтроники основаны на магнитных полупроводниках. Эти материалы чаще всего или плохие полупроводники, или плохие магнетики. Гибридные системы ФМ/полупроводник представляются более перспективными. В распоряжении экспериментатора имеется большое разнообразие практически важных полупроводников и магнитных материалов. Приведены примеры некоторых практических устройств на основе структур ФМ/полупроводник.

Спиновая динамика двумерных электронов в холловском ферромагнетике

А. В. Ларионов

Институт физики твердого тела РАН, ул. Академика Осипьяна, 2, Черноголовка, 142432.
larionov@issp.ac.ru

Экспериментально изучена когерентная спиновая динамика высокоподвижного квазидвумерного электронного газа в GaAs квантовой яме в режиме целочисленного квантового эффекта Холла. Исследования проводились с помощью время-разрешенного спинового эффекта Керра в оптическом криостате с расщепленным соленоидом в магнитном поле до 6 Тл, при температуре около 2 К. Обнаружено, что время спиновой дефазировки двумерных электронов нижнего спинового подуровня Ландау ведет себя немонотонно вблизи нечетных факторов заполнения $\nu = 1$ и $\nu = 3$. Экспериментально обнаруженное немонотонное поведение времени спиновой дефазировки может быть объяснено в терминах нового типа циклотронных мод, возникающих в спин-текстурных жидкостях.

Введение

За прошедшие два десятилетия был достигнут значительный прогресс в понимании и описании таких фундаментальных эффектов, как целочисленный и дробный квантовые эффекты Холла. Тем не менее значительная область проблем физики двумерных электронных систем, по существу, не исследована. Речь идет о создании макроскопических неравновесных систем электронных спинов в режиме целочисленного и дробного квантового эффекта Холла и исследовании процессов релаксации неравновесных спиновых систем. На данный момент имеются теоретические работы, описывающие процесс релаксации спиновых волн в холловском ферромагнетике (см., например, [1]), в которых предложена модель, описывающая процесс релаксации как аннигиляцию спиновых экситонов с нулевым импульсом с последующей генерацией спиновых экситонов с ненулевым импульсом. Недавно появились пионерские экспериментальные исследования ([2]), в которых рассматривалось влияние спиновых текстур (скирмионов) на процесс релаксации спиновых волн в холловских ферромагнитных состояниях. Авторами впервые было обнаружено немонотонное поведение времени спиновой дефазировки электронов вблизи нечетных (ν = 1,3,5) факторов заполнения. В то же время в работе [3] показано, что вблизи тех же факторов заполнения в спектре возбуждения электронной системы появляются новые ветви спиновых возбуждений с энергией существенно меньшей энергии нулевых спиновых экситонов. Предполагается, что именно эти ветви ответственны за немонотонное поведение времени спиновой релаксации электронов вблизи нечетных факторов заполнения.

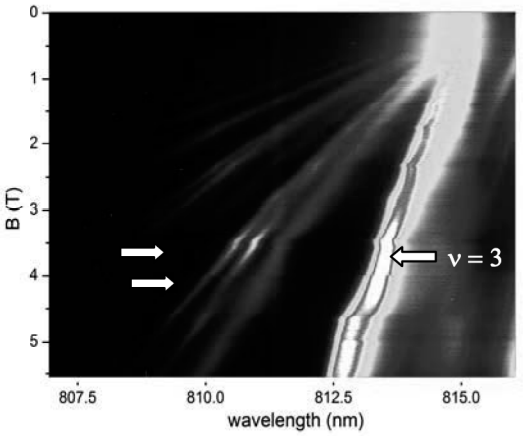


Рисунок 1. Спектры фотолюминесценции при внутрибарьерном фотовозбуждении 17 нм GaAs квантовой ямы с темновой концентрацией электронов $2.4*10^{11}$ см$^{-2}$ (образец А) при развертке магнитного поля (геометрия 45 градусов). Стрелками слева показаны верхний и нижний спиновые подуровни Ландау ($\nu = 3$).

Методика эксперимента

Изучались полупроводниковые наноструктуры с 17 нм GaAs квантовой ямой, содержащие высокоподвижный ($\mu \sim 5*10^6$ см^2/(В*сек)) квазидвумерный электронный газ разной (темновой) концентрации – $2.4*10^{11}$ (образец А) и $0.77*10^{11}$ см$^{-2}$ (образец В). Измерения времени спиновой дефазировки проводились методом время-разрешенного спинового эффекта Керра в наклонном магнитном поле (образец располагался под углом примерно 45 гра-

дусов по отношению к внешнему магнитному полю) с использованием оптического криостата с расщепленным соленоидом, при температуре около 2 К. Выбранная геометрия эксперимента позволяла как выбирать необходимый фактор заполнения (фарадеевская компонента магнитного поля), так и обеспечивать квантовые спиновые биения двумерных электронов за счет квантования проекции спина электронов (S_z) на направление магнитного поля (фойгтовская компонента магнитного поля). Возможности оптического криостата позволяли изучать образец А вблизи фактора заполнения $\nu = 3$, а образец В - вблизи фактора заполнения $\nu = 1$.

Экспериментальные результаты и выводы

Основной интерес исследований был направлен на изучение поведения спиновой дефазировки двумерных электронов вблизи нечетных факторов заполнения $\nu = 1$ и $\nu = 3$, когда полностью заполнен нижайший спиновый подуровень Ландау (квантово-холловский ферромагнетик). При проведении эксперимента было установлено, что время спиновой дефазировки электронов максимально при нечетных факторах заполнения и составляет более 3 нсек для $\nu = 1$ и около 2 нс для $\nu = 3$.

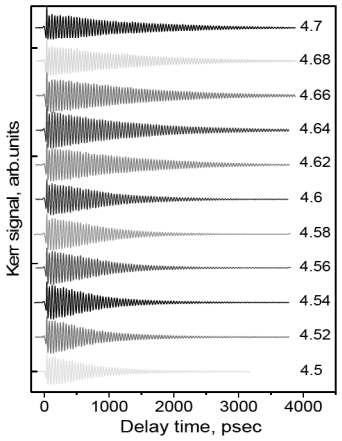


Рисунок 2. Сигнал керровского вращения, записанный вблизи фактора заполнения $\nu = 3$ и в спектральном положении, соответствующем нижнему спиновому подуровню Ландау. Цифры справа - величина магнитного поля в теслах (магнитное поле B = 4.66T соответствует $\nu = 3$).

Проведенный анализ экспериментальных зависимостей показал, что в наклонном магнитном поле можно разделить вклад в керровский сигнал от циклотронной прецессии электронов, обусловленный квантующей (фарадеевской) компонентой магнитного поля, от осциллирующего вклада, обусловленного ларморовской прецессией электронов относительно направления внешнего магнитного поля (фойгтовская компонента). Установлено, что время спиновой релаксации, связанное с процессом переворота спина и энергетической релаксацией, существенно длиннее времени спиновой дефазировки и составляет более 30 нсек для электронов верхнего спинового подуровня Ландау и несколько сот наносекунд для электронов нижнего спинового подуровня Ландау при температуре 2 К, при которой проводились измерения. Также нами было экспериментально обнаружено, что время спиновой дефазировки электронов на верхнем спиновом подуровне Ландау существенно короче (порядка 300 псек вблизи фактора заполнения $\nu = 3$ и около 1 нсек вблизи фактора заполнения $\nu = 1$), чем время спиновой дефазировки электронов на нижнем спиновом подуровне Ландау, и не чувствительно к фактору заполнения. При этом процесс спиновой дефазировки электронов нижнего спинового подуровня Ландау описывается двумя характерными временами затухания. Короткое время составляет несколько сот пикосекунд и слабо зависит от фактора заполнения, в то время как длинное время (около 2 нсек вблизи фактора заполнения $\nu = 3$ и более 3 нсек вблизи фактора заполнения $\nu = 1$) существенным образом зависит от нечетных факторов заполнения.

Максимальное значение времени спиновой дефазировки точно при нечетных факторах заполнения мы связываем с особенностью поведения голдстоуновской моды, возбуждаемой в нашем эксперименте. Немонотонное поведение вблизи нечетных факторов заполнения может быть обусловлено новым типом спиновых возбуждений, обнаруженных в работе [4].

Мы благодарим Л.В. Кулика за плодотворные обсуждения, РФФИ (грант №12-02-00796) за финансовую поддержку проведенных исследований.

Литература

1. S. Dickmann // Phys. Rev. Lett. 93, 206804 (2004).
2. D. Fokuoka, K. Oto, K. Muro, Y. Hirayama and N. Kumada // Phys. Rev. Lett., 105, pp. 126802 (2010).
3. I.K. Drozdov, L.V. Kulik, A. S. Zhuravlev, V. E. Kirpichev, I.V. Kukushkin, S. Schmult, and W. Dietsche // Phys. Rev. Lett. 105, 126802 (2010).
4. L.V. Kulik, A.S. Zhuravlev, V.E. Kirpichev, V.E. Bisti and I.V. Kukushkin // Phys. Rev. B, 87, pp. 045316 (2013).

Особенности перестройки квантовых каскадных лазеров терагерцового диапазона в течение импульса излучения

А. А. Ластовкин[1,*], А. В. Антонов[1], А. В. Иконников[1], В. Я. Алёшкин[1], В. И. Гавриленко[1], Ю. Г. Садофьев[2]

1 Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680.

2 ФИАН, Ленинский пр-т, д. 53, Москва, 119991.

*Lastovkin@ipmras.ru

Работа посвящена исследованию перестройки частоты излучения импульсных квантовых каскадных лазеров терагерцового диапазона в течение импульса генерации. Продемонстрировано немонотонное изменение частоты моды излучения лазера за время импульса. Показано, что такая перестройка связана как с изменением решёточной части диэлектрической проницаемости при разогреве лазера во время излучения, так и с изменением электронной части диэлектрической проницаемости, уменьшение которой происходит с ростом амплитуды интенсивности излучения лазера.

Введение

С развитием технологий квантовой инженерии стало возможным создание квантовых каскадных лазеров (ККЛ) в терагерцовом (ТГц) диапазоне частот. При этом такие свойства лазеров, как когерентность излучения, компактность, возможность проектирования лазера заданной частоты, возможность перестройки частоты лазера температурой, током, внешними резонаторами и др., определили востребованность таких источников в различных приложениях, в частности терагерцовой спектроскопии. При этом актуальной остаётся задача управления частотой ККЛ в течение импульса излучения, решение которой позволит использовать ККЛ в приборах селективного обнаружения примесей разнообразных веществ. Настоящая работа посвящена исследованию перестройки частоты излучения импульсного ККЛ ТГц-диапазона в течение импульса генерации.

Исследуемые структуры

Исследуемый ККЛ, изготовленный фирмой Trion Technology (г.Темпе, Аризона, США), был выполнен в виде полосковой меза-структуры с характерными шириной около 100 микрон и длиной 1-2 мм. Дизайн структур соответствовал описанному в работе [1]. Следует отметить, что резонатор лазера сформирован на сколах по выделенному кристаллографическому направлению [110].

Методика эксперимента

Для измерения спектров излучения ККЛ использовался фурье-спектрометр высокого (до 0,003 $см^{-1}$) разрешения BOMEM DA3.36. Поскольку данный спектрометр не способен работать в режиме пошагового сканирования, использовалась следующая схема эксперимента. Терагерцовое излучение лазера проходило через спектрометр и через волновод попадало на примесный фотоприемник Ge:Ga, который располагался в жидком гелии в транспортном сосуде Дьюара. Импульсный сигнал с приемника усиливался широкополосным усилителем UNIPAN 232B с верхней частотой 150 кГц. Таким образом на выходе усилителя формировалась последовательность импульсов, амплитуда которых регистрировалась с помощью строб-интегратора фирмы Stenford Research Systems SR-250 во временном окне импульса строба длительностью от 2 и более мкс. В результате при движении зеркала спектрометра на выходе строб-интегратора формировалась интерферограмма, которая записывалась в память ЭВМ с помощью аналого-цифрового преобразователя фурье-спектрометра. Преобразование Фурье записанной таким образом интерферограммы давало спектр излучения лазера во временном окне импульса строба. Изменение времени задержки строба относительно импульса излучения ККЛ позволяло проводить измерения спектров в различные моменты импульса генерации.

Экспериментальные результаты и обсуждение

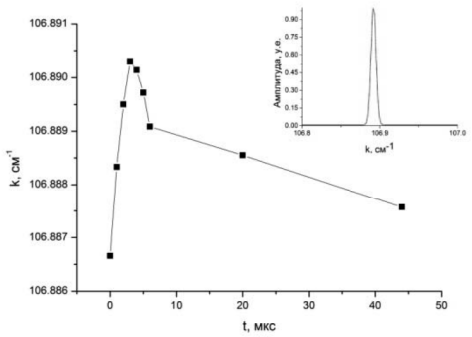


Рисунок 1. Частота излучения ККЛ в различные моменты импульса генерации *t*. На вставке приведен типичный спектр излучения лазера, измеренный при *t* = 5 мкс. Температура — 10 К. Длительность импульса строба — 2 мкс.

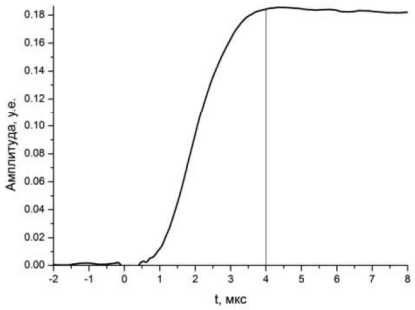


Рисунок 2. Осциллограмма начального участка импульса излучения лазера. Значение t = 0 соответствует началу импульса питания лазера.

На рисунке 1 представлены результаты измерения частоты излучения ККЛ диапазона 3.2 ТГц в различные моменты импульса генерации лазера *t*. На вставке приведён типичный спектр излучения лазера, измеренный при $t = 5$ мкс. Как видно из представленной зависимости, в первые 4 мкс ($0 \le t \le 3$ мкс) наблюдается резкий рост частоты излучения. При этом частота меняется на 110 МГц. Далее, при $3 < t \le 44$ мкс, частота излучения плавно уменьшается (перестройка частоты 81 МГц).

Наблюдаемое поведение частоты генерации лазера в течение импульса объясняется нами конкуренцией процессов, связанных с изменением решёточной ($\varepsilon_{реш}^{эфф}$) и электронной ($\varepsilon_{эл}$) частей диэлектрической проницаемости ε, что приводит к перестройке частоты моды резонатора Фабри–Перо (см. ф1):

$$f_m = (m \cdot c) \big/ (2 \cdot \sqrt{\varepsilon} \cdot L) \ , \qquad (ф1)$$

где $\varepsilon = \varepsilon_{реш}^{эфф} + \varepsilon_{эл}$.

Поведение частоты излучения ККЛ при $t \ge 4$ мкс легко объяснить разогревом лазерной структуры за время импульса излучения. При увеличении температуры происходит рост решёточной части диэлектрической проницаемости $\varepsilon_{реш}^{эфф}$ (см., например, [2]), что обеспечивает плавное уменьшение частоты генерации в течение импульса. Резкий рост частоты генерации в первые 4 мкс можно объяснить изменением электронной части диэлектрической проницаемости $\varepsilon_{эл}$. Как видно из рисунка 2, в первые 4 мкс импульса наблюдается рост интенсивности излучения лазера. Можно показать, что при этом уменьшается инверсия населённостей на рабочем лазерном переходе Δn, что приводит к уменьшению $\varepsilon_{эл}$ (см. ф2) и, как следствие, к росту частоты моды излучения (см. ф1):

$$\varepsilon_{эл}(\omega) = (4\pi \cdot \alpha \cdot \omega_{21} \cdot \Delta n) \big/ \left((\omega_{21} - \omega) + 1/\tau\right) \qquad (ф2),$$

где ω_{21} -частота, соответствующая энергии рабочего лазерного перехода; τ -время релаксации фазы. Работа выполнена при поддержке ЦКП "Физика и технологии микро- и наноструктур" при ИФМ РАН.

Литература

1. S. Kumar, B. S. Williams, S. Kohen, Q. Hu, .J. L. Reno // Appl. Phys. Lett. 84, 2494 (2004).
2. L. Betz, R. T. Boreiko *et al.* // Optics Letters, 30, 1837 (2005).

Сегрегация донорных примесей в слоях GaN, выращенных в различных условиях методом МПЭ с плазменной активацией азота

Д. Н. Лобанов[1,*], А. В. Новиков[1,2], М. Н. Дроздов[1,§], М. В. Шалеев[1], П. А. Юнин[1]

1 Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород, ГСП-105, 603950.

2 ННГУ им. Н.И.Лобачевского, пр. Гагарина, д. 23, Нижний Новгород, 603950.

*dima@ipmras.ru

Экспериментально исследовано влияние условий роста и полярности слоя GaN, выращенного методом молекулярно-пучковой эпитаксии с плазменной активацией азота, на сегрегацию донорной примеси Si в нём. Показано, что при росте в условиях соотношения компонент III/V > 1 происходит существенное изменение профиля концентрации примеси, вызванное сегрегацией, что связывается с большей шероховатостью поверхности роста по сравнению с условиями III/V < 1.

Введение

В девяностых годах прошлого столетия произошел стремительный прогресс в технологии выращивания III-N материалов, что открыло перспективы для создания разнообразных приборов на их основе. В настоящее время нитриды являются основой для создания эффективных коротковолновых светодиодов, лазеров и фотодиодов, а также мощных СВЧ-транзисторов [1]. Одной из проблем, стоящих на пути дальнейшего расширения приборных применений структур на основе нитридов, а также улучшения характеристик уже существующих приборов, является легирование нитридов как донорными, так и акцепторными примесями [2]. Ранее проблемы легирования в основном были связаны с улучшением встраивания и электрической активацией примесей. Более сложные конструкции приборов требуют дополнительно контроля над профилем распределения примесей в структуре. В связи с этим при создании резких профилей распределения примесей возникают проблемы, связанные с их сегрегацией [3].

Представляемые в данной работе результаты призваны продемонстрировать возможности создания резких профилей распределения донорной примеси в GaN-структурах, выращенных методом молекулярно-пучковой эпитаксии с плазменной активацией азота (МПЭ ПА).

Эксперимент

Все исследуемые образцы были выращены методом МПЭ ПА на подложках с-Al_2O_3 на установке STE 3N3. В образцах с металлической полярностью рост начинался с осаждения AlN толщиной 260 нм, на который осаждался слой GaN. Рост образцов с азотной полярностью начинался непосредственно с осаждения GaN. В процессе роста GaN скачкообразным образом менялся поток Si, что задавало необходимый профиль легирования. Температура роста слоёв GaN составляла 720^0C. Экспериментальные исследования распределения примеси Si в слоях GaN проводились методом вторичной ионной масс-спектрометрии (ВИМС) на установке TOF.SIMS 5. Исследования поверхности роста проводились с помощью сканирующего зондового микроскопа NTEGRA Prima.

Результаты и обсуждение

Для слоев с GaN с металлической полярностью было исследовано влияние соотношения потоков элементов III и V на распределение Si. На рисунке 1 показана технологическая схема образцов для этих исследований, которые отличались только условиями роста слоя GaN (III/V ~ 1.2 и 1). Исследования образцов с металлической полярностью показали, что при переходе от металл-обогащённых (III/V ~ 1.2) до близких к стехиометрическим (III/V ~ 1) условий роста GaN наблюдается существенное ухудшение морфологии поверхности (рис. 2). Подобное влияние соотношения потоков элементов III и V групп на морфологию поверхности роста методом МПЭ ПА хорошо известно в литературе [4]. Технологически, границы слоёв GaN с разной концентрацией примеси должны были бы быть не более 15 нм. Это связано с тем, что рост

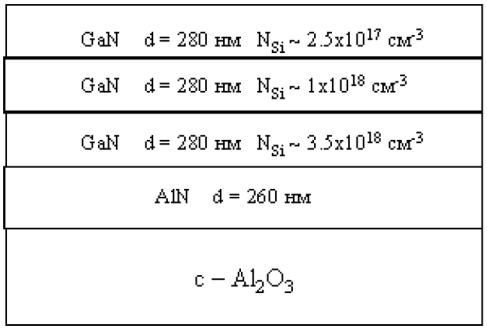


Рисунок 1. Схема образцов, выращенных для исследования сегрегации Si в слоях GaN.

GaN не прерывался во время изменения потока Si. Без учёта процессов объёмной диффузии и сегрегации дополнительное размытие границ слоёв с разной степенью легирования должно определяться шероховатостью поверхности роста. В случае слоя GaN, выращенного в металл-обогащённых условиях, методами ВИМС было показано, что размытие границ областей с разной степенью легирования составляет ~ 25 нм (рис. 3). Это согласуется с данными о шероховатости поверхности в металл-обогащённых условиях роста (рис. 2a). В случае роста в стехиометрических условиях (III/V ~ 1) распределение концентрации примеси Si в слое

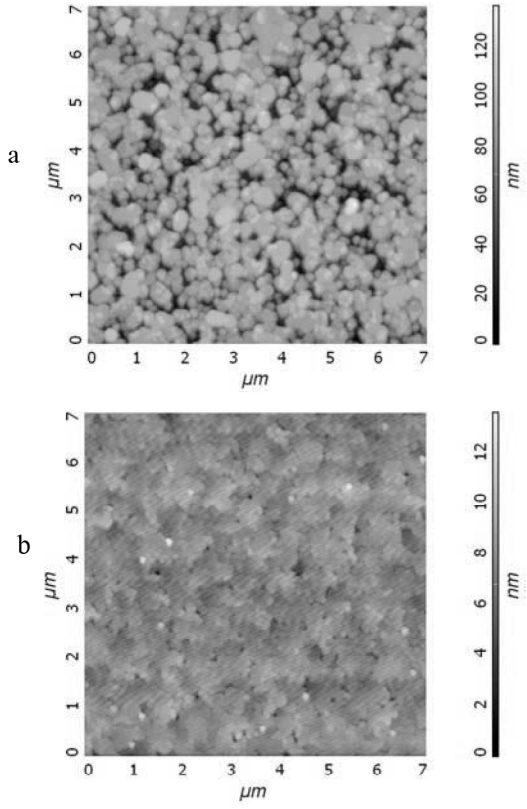


Рисунок 2. АСМ-снимок поверхности слоя GaN с металлической полярностью, выращенного в условиях отношения потоков элементов III/V ~ 1.2 (a) и ~ 1 (b).

GaN значительно отличается от технологически заданного (рис. 3). Причём размытие границы при переходе от слоя GaN с концентрацией Si 3.5 x 10^{18} см$^{-3}$ к слою GaN с концентрацией Si 10^{18} см$^{-3}$, составляющее ~ 100 нм, ещё можно связать с шероховатостью поверхности (рис. 2b). Однако отличие в 4 раза концентрации Si в приповерхностном слое GaN толщиной 280 нм можно лишь объяснить существенным вкладом процессов сегрегации в перераспределение примеси.

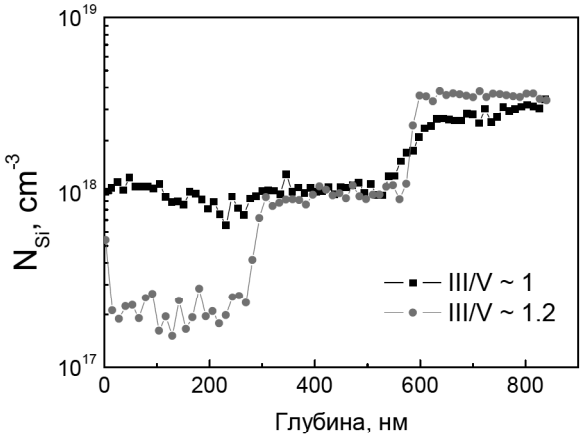


Рисунок 3. Профили концентрации примеси Si, измеренные ВИМС, для образцов, выращенных при разных соотношениях III/V, схема которых представлена на рисунке 1.

Основное отличие легирования GaN-слоев с азотной полярностью состоит в том, что как при росте в металл-обогащённых, так и стехиометрических условиях профили легирования близки к технологически заданным, а размытие границ областей с разной концентрацией примеси не превосходит шероховатости поверхности роста.

Выполнение работы было бы невозможно без использования оборудования ЦКП "Физика и технологии микро- и наноструктур" при ИФМ РАН.

Литература

1. M.T.Hardy, D.F.Feezell, S.P.DenBaars *et al.* // Materials Today, V. 14, 408 (2011).
2. Chris G. Van de Walle, Jorg Neugebauer // J. Appl. Phys., V. 95, 3851 (2004).
3. N.Karar, R Opila, T.Beebe *et al.* // ECS J. Sol. St. Science and Technology, V. 1, 164 (2012).
4. O.Ambacher // J. Phys. D: Appl. Phys., V. 31, 2653 (1999).

Солнечные элементы на основе пористого диоксида титана и органических красителей с контактами из титана и золота

А. А. Логунов*, А. И. Машин

Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, г. Нижний Новгород, Россия.
*logunov@phys.unn.ru

Изготовлены фотоэлектрические ячейки на основе диоксида титана и ди-(изотиоцианат)-бис-(2,2'-бипиридил-4,4'-дикарбоксилат)рутения(II) с электродами из титана и золота. Из анализа темновых и световых вольт-амперных характеристик делаются выводы о влиянии материала электрода на основные параметры солнечных элементов, такие как напряжение холостого хода, ток короткого замыкания и кпд солнечных элементов.

Введение

Начиная с первых работ Гратцеля [1] солнечные элементы на основе пористого оксидного полупроводника, сенсибилизированного органическим красителем, широко исследовались. Большое значение для эффективной работы этих элементов имеет транспорт зарядов через оксидный полупроводник к собирающему электроду. В качестве прозрачного электрода обычно используют оксид индия-олова (ITO). Существенным недостатком этого материала является низкая термическая стабильность, и зависимость проводящих свойств от способа формирования. В ряде работ [2, 3] было показано, что на границе TiO_2 – прозрачный электрод (ITO) возникает барьер Шоттки, препятствующий переходу электронов из полупроводника на электрод. Величина барьера Шоттки зависит от соотношения работ выхода материала прозрачного проводящего электрода и полупроводника. В настоящей работе мы изготовили солнечные элементы на основе пористого TiO_2, сенсибилизированного комплексом ди-(изотиоцианат)-бис-(2,2'-бипиридил-4,4'-дикарбоксилат)рутений(II) (N3) с электродами из ITO, титана и золота.

Методика эксперимента

Материалы и реактивы. Стекло с электропроводящим покрытием In-допированного SnO_2 (ITO) с сопротивлением 100 Ω/квадрат. Диоксид титана в кристаллической форме анатаза-наноразмерный порошок с размером частиц 25 нм (Aldrich), бутоксид титана (IV) (Fluka), этилцеллюлоза (Sigma-Aldrich), ди-(изотиоцианат)-бис-(2,2'-бипиридил-4,4'-дикарбоксилат)рутений(II) (Aldrich), хлороплатиновая кислота $H_2PtCl_6 \cdot nH_2O$ (Aldrich), бутанол-1 (чда, ГОСТ 6006-78) и ацетонитрил (чда) использовали без дополнительной очистки.

Облучение образцов солнечных элементов проводили на имитаторе солнечного света Sol1A при интенсивности падающего света 100 мВт/см^2. Вольт-амперные характеристики получали на измерителе параметров полупроводниковых приборов KEITHLEY 2420 SourceMeter.

Сборка солнечной ячейки. Пористый слой диоксида титана формировали нанесением суспензии, полученной смешиванием 150 мг порошка TiO_2, 0.2 мл 1 М раствора бутоксида титана(IV) в н-бутаноле и 0.5 мл 2.5% раствора этилцеллюлозы в н-бутаноле, методом «doctor blades» на стекло с проводящим слоем ITO. После высушивания и отжига при температуре 450°C в течение 40 мин подложку с пористым слоем выдерживали в $3 \cdot 10^{-4}$ М растворе красителя N3 в смеси ацетонитрил : н-бутанол 1:1 в течение 1.5 ч. Вторым электродом служила прозрачная стеклянная пластинка с проводящим слоем ITO, покрытая слоем мелкодисперсной платины. Для этого 2% раствор гексахлороплатиновой кислоты в н-бутаноле наносили на стекло с ITO и прокаливали при 300°C в течение 10 мин.

Результаты и обсуждение

Для оценки влияния материала электрода на производительность солнечного элемента мы проанализировали ВАХ, измеренные в различных условиях освещенности.

На рисунке 1 представлены темновые вольт-амперные характеристики элементов с электродом

из ITO, титана и золота. Видно, что в области положительных напряжений ток в ячейках на ITO и Ti начинает расти практически при одном и том же значении напряжения. Это соотносится с близкими размерами барьеров для обратного тока для ITO и Ti. В области прямого тока (отрицательных напряжений) у образца на титане ток отсутствует. Это говорит об образовании барьера на границе раздела Ti/TiO_2.

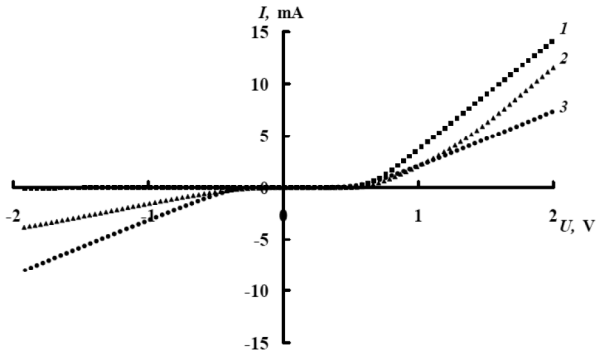


Рисунок 1. ВАХ солнечных элементов на 1 – Ti, 2 – Au, 3 – ITO без освещения.

В работе [4] сообщалось, что на границе Ti/TiO_2 при отжиге происходит диффузия Ti в поверхностный слой TiO_2 и возникают промежуточные оксиды TiO_x. В результате переход получается неоднородным, а контакт не омическим. Можно предположить, что эффективность элемента на титане должна быть ниже. Но из ВАХ, измеренных при освещении (рис. 2), видно, что ток короткого замыкания и кпд у элемента с титановым электродом примерно в 2 раза выше, по сравнению со стандартным элементом на ITO.

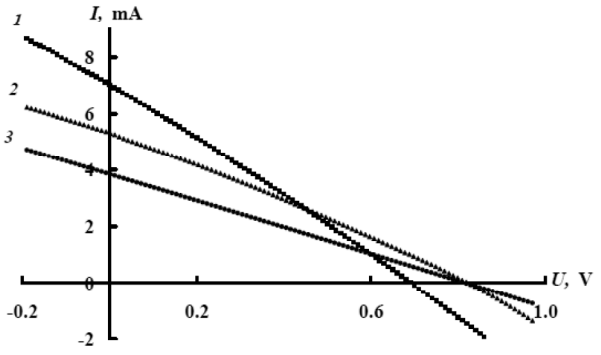


Рисунок 2. ВАХ солнечных элементов с электродами из 1 – Ti, 2 – Au, 3 – ITO при освещении.

Можно предположить, что возрастание тока обусловлено наличием разности потенциалов, возникающей при облучении светом границы металл – полупроводник. Чтобы проверить это предположение, мы измерили ВАХ элемента на титане без красителя, исключив разность потенциалов, обусловленную поглощением света красителем. Однако из характеристик, измеренных в темноте и при освещении, следует, что дополнительный потенциал на этой границе не возникает. Следовательно, повышение эффективности можно объяснить только снижением сопротивления границы металл-полупроводник. Измерив ВАХ при различной интенсивности освещения, мы рассчитали последовательное сопротивление ячеек, для образца с титановым электродом 65.1 Ом, с электродом из ITO – 91.2 Ом. Основные параметры всех солнечных элементов, полученные из световых ВАХ, сведены в таблицу. Элемент с электродом из золота показал средние характеристики. Скорее всего, это связано с малой толщиной слоя золота и наличием подслоя хрома, обладающего более высоким сопротивлением.

Таблица 1. Характеристики солнечных элементов с разными материалами электрода.

Материал электрода	U, В	I, мА	FF	кпд, %
ITO	0.72	3.7	0.25	0.22
Ti	0.69	7.2	0.25	0.40
Au	0.82	5.3	0.27	0.27

Полученные нами результаты позволяют утверждать, что в солнечных элементах на основе диоксида титана и рутениевого красителя возможно применение таких металлов, как титан и золото, в качестве материала проводящего покрытия вместо ITO, при этом наблюдается возрастание тока короткого замыкания и кпд солнечного элемента.

Литература

1. B.O'Regan, M. Grätzel // Nature, 353, 737, (1991).

2. H. J. Snaith, M. Grätzel // Adv. Mater. 18, 1910, (2006).

3. E. Hendry, M. Koeberg, B. O'Regan, M. Bonn // Nano Lett., 6(4), 755 (2006).

4. А.П. Болтаев, Т.М. Бурбаев, Г.А. Калюжная, В.А. Курбатов, Н.А. Пенин // ФТП, 28(9), 1569, (1994).

Исследование быстродействующих полупроводниковых вертикально-излучающих лазеров на основе AlInGaAs-наногетероструктур с большой спектральной расстройкой усиления

Н.А. Малеев[1,*], С.А. Блохин[1], М.А. Бобров[1], А.Г. Кузьменков[1], P. Wolf[2], P. Moser[2], J.A. Lott[2], D. Bimberg[2], В.М. Устинов[1]

1 ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021.

2 Technical University Berlin, Hardenbergstrasse 36, Berlin, Germany.

*maleev@beam.ioffe.ru

Исследовано влияние спектральной расстройки максимума спектра усиления активной области на основе AlInGaAs-наногетероструктур относительно резонансной длины волны вертикального микрорезонатора на статические, спектральные и динамические характеристики быстродействующих вертикально-излучающих лазеров спектрального диапазона 850 нм с двумя селективно-окисленными токовыми апертурами. Для приборов с величиной спектральной расстройки более 20 нм обнаружено явление аномального начала лазерной генерации через моды высшего порядка.

Последние достижения по созданию быстродействующих полупроводниковых вертикально-излучающих лазеров (ВИЛ, vertical-cavity surface emitting lasers - VCSELs) спектрального диапазона 850 нм с полосой рабочих частот 15–20 ГГц и выше связаны с использованием активных областей на основе напряженных квантово-размерных наногетероструктур AlInGaAs, размещением анодной контактной площадки на толстом планаризующем слое с низкой диэлектрической проницаемостью и снижением внутренней паразитной емкости за счет использования нескольких селективно-окисленных слоев токовых апертур [1]. Для обеспечения требуемых характеристик ВИЛ в широком диапазоне рабочих температур (как правило, 20-85°C) широко используется преднамеренная спектральная расстройка (СР) максимума спектра усиления активной области в коротковолновую область относительно резонансной длины волны вертикального оптического микрорезонатора. Теоретические и экспериментальные исследования особенностей лазерной генерации в зависимости от величины СР для ВИЛ спектрального диапазона 910–965 нм с одной селективно-окисленной токовой апертурой круглой формы показали возможность последовательной реализации лазерной генерации в трех режимах (на одной или нескольких поперечных модах высшего порядка; одновременно на нескольких поперечных модах, включая фундаментальную; на фундаментальной моде) в диапазоне низких рабочих температур (110–220 K) [2]. Подобное поведение в диапазоне рабочих температур 20-85°C недавно было обнаружено для ВИЛ спектрального диапазона 965 нм [3]. В докладе обсуждается эффект аномального начала лазерной генерации через моды высшего порядка в быстродействующих ВИЛ спектрального диапазона 850 нм с активной областью на основе напряженных квантово-размерных наногетероструктур AlInGaAs и двумя селективно-окисленными токовыми апертурами при большой величине СР. Рассмотрено влияние обнаруженного эффекта на спектральные, статические и динамические характеристики.

Детали конструкции и технология изготовления исследуемых быстродействующих ВИЛ спектрального диапазона 850 нм опубликованы ранее [4]. Следует отметить, что в исследуемых приборах токовая апертура в плане имела форму, близкую к квадрату. Статические ватт-вольт-амперные, спектральные и динамические характеристики ВИЛ с латеральным размером токовой апертуры 3–7 мкм были выполнены в непрерывном режиме для набора рабочих температур. Характеристики ВИЛ, изготовленных из эпитаксиальных структур с вели-

чиной СР менее 10 нм, для всех размеров токовых апертур имеют классический вид с четко выраженным спектром лазерной генерации на нескольких поперечных модах низкого порядка.

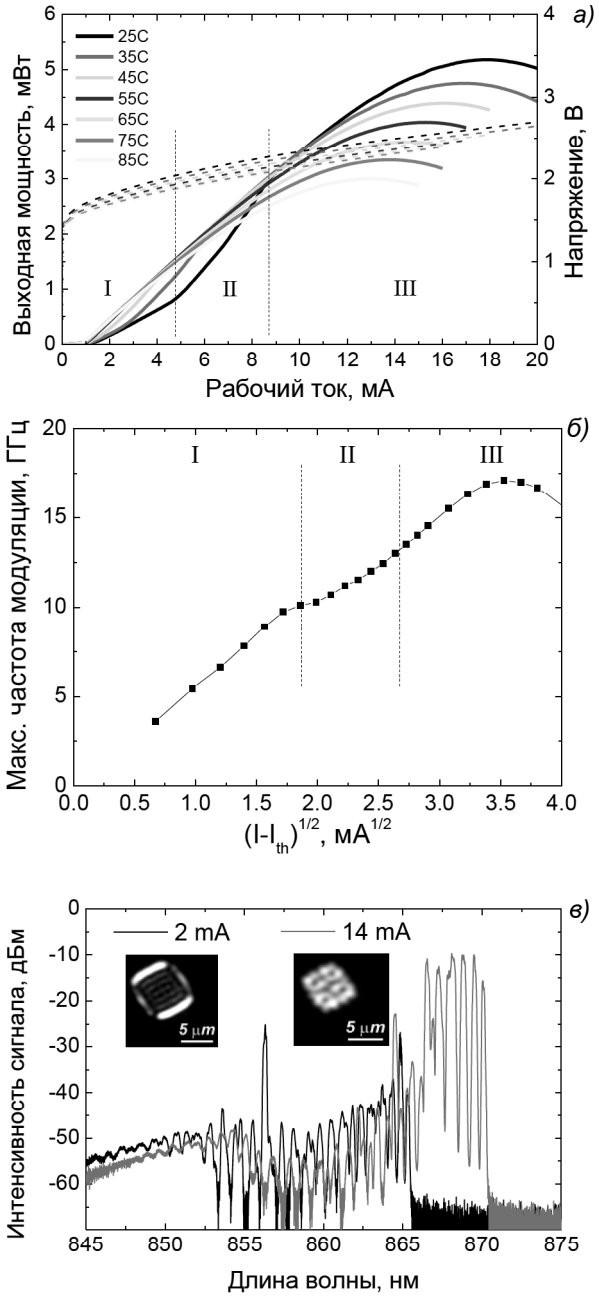


Рисунок 1. ВИЛ с токовой апертурой 6 мкм и величиной СР более 20 нм: а) Семейство ватт-вольт-амперных характеристик; б) Зависимость максимальной частоты эффективной модуляции от уровня токовой накачки при температуре 25°С; в) Спектры лазерной генерации и картины ближнего поля излучения при температуре 25°С.

В то же время для ВИЛ с размером токовой апертуры более 6 мкм и величиной СР более 20 нм при относительно низких рабочих температурах (от 20 до 40°С) на ватт-амперных характеристиках (рис.1.а) можно выделить три участка: начальный с относительно низкой дифференциальной эффективностью (I), средний с резким ее возрастанием (II) и завершающий с классическим ходом ватт-амперной характеристики (III). Соответствующие участки можно выделить и на зависимости максимальной частоты модуляции от тока накачки (рис.1.б). Измерения спектров и картин ближнего поля излучения ВИЛ в зависимости от рабочего тока (см. рис.1.в) позволяют сделать вывод о последовательной реализации лазерной генерации на одной из поперечных мод высшего порядка (участок I), преимущественно локализованной на границе токовой апертуры, затем одновременно на нескольких поперечных модах высокого и низкого порядка (участок II) с последующим переходом к классической многомодовой генерации на поперечных модах низкого порядка (участок III). Конкуренция между модой высшего порядка и модами низкого порядка за носители заряда приводит к падению скорости нарастания частоты эффективной модуляции с током накачки.

Рост рабочей температуры, а также уменьшение размеров токовой апертуры ВИЛ (менее 5 мкм) приводит к классической картине лазерной генерации и нормальному ходу зависимости предельной частоты модуляции от тока накачки. Результаты моделирования показывают, что наблюдаемые эффекты, которые необходимо учитывать при оптимизации конструкции быстродействующих ВИЛ, обусловлены сочетанием высокого усиления активной области, низких внутренних потерь, большой спектральной расстройки и наличием двух селективно-окисленных токовых апертур.

Работа выполнена при частичной поддержке проекта РФФИ 13-02-12142 офи-м.

Литература

1. Michalzik R., VCSELs: Fundamentals, Technology and Applications of Vertical-Cavity Surface-Emitting Lasers / R.Michalzik: - Springer, 2013.
2. C. Degen, I. Fischer, W. Elsäßer *et al.* // Physical Review A, V. 63, 023817 (2001).
3. S.A. Blokhin, N.A. Maleev, A.G. Kuzmenkov *et al.* // Proc. SPIE 8276, 82760W (2012).
4. L.Ya. Karachinsky, S.A. Blokhin, I.I. Novikov, N.A. Maleev, A.G. Kuzmenkov, *et al.* //Semicond. Sci. Technol. V.28, 065010 (2013).

Структура и электрофизические свойства сверхрешеток AlGaAs/GaAs, выращенных с различным временем прерывания эпитаксиального роста

Н.В. Малехонова*, Д.А. Павлов, А.И. Бобров, Э.А. Коблов, Д.С. Сорокин

Нижегородский государственный университет им. Н.И.Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950

* malekhonova@phys.unn.ru

Экспериментально показаны различия в спектрах фотолюминесценции, подвижности и концентрации носителей по глубине для сверхрешеток AlGaAs/GaAs, эпитаксиальных рост которых осуществлялся с различным временем прерывания роста (0, 1 и 3 с). Построение полей упругих деформаций по снимкам высокоразрешающей просвечивающей электронной микроскопии позволило обнаружить наличие областей сжатия и растяжения кристаллической решетки в барьерных слоях AlGaAs в структурах, время прерывания роста которых составляло 1 с и 3 с. Установлена различная степень размытия гетерограниц.

Введение

Сверхрешетки представляют собой квазиматериалы с изменяющимися, в зависимости от их параметров, свойствами, такими как ширина запрещенной зоны, ширины разрешенных и запрещенных мини-зон. В настоящее время сверхрешетки (СР) широко используются в таких оптоэлектронных устройствах, как фотодетекторы среднего и дальнего ИК-диапазонах, и квантово-каскадных лазерах [1]. В подавляющем большинстве работ по росту сверхрешеток методом МОС-гидридной эпитаксии для получения Ga-содержащих слоев используется TMGa (триметилгаллий) [2, 3]. В данной работе при росте сверхрешеток AlGaAs/GaAs прекурсором Ga являлся TEGa (триэтилгаллий), который позволяет получить более качественный гетеропереход с наименьшим содержанием DX-центров и большую подвижность по сравнению с TMGa.

Целью данной работы является определение оптимальных параметров роста сверхрешеток AlGaAs/GaAs, выращенных методом МОС-гидридной эпитаксии при пониженном давлении в данной системе материалов.

Методика эксперимента

Методом МОС-гидридной эпитаксии на установке AIX 200 RF были выращены образцы сверхрешеток AlGaAs/GaAs с квантовыми ямами GaAs 10 нм и квантовым барьерами AlGaAs 1,5 нм. Рост происходил при постоянном давлении 50 мбар с использованием TEGa и TMAl (триметилалюминий) в качестве исходных компонентов III группы и AsH_3 (арсин) – V группы. Слои i-GaAs и n-GaAs (легированные до ~10^{17} $см^{-3}$), обкладывающие СР с обеих сторон, были выращены при температуре 750˚C. Всего было получено три образца СР, которые отличались лишь временем прерывания роста на гетеропереходе (0, 1 с и 3 с). Время прерывания – это время, в течение которого в реактор не подаются вещества III группы, то есть TEGa и TMAl.

С образцов были сняты спектры фотолюминесценции (ФЛ), проведены измерения эффекта Холла и измерены CV-характеристики, по которым были определены профили концентрации свободных носителей по глубине. Структурный и элементный анализ поперечного среза СР проводился на просвечивающем электронном микроскопе высокого разрешения JEM-2100F, оснащённом рентгеновским энергодисперсионным спектрометром X-Max Oxford Instruments.

Результаты и обсуждение

Установлено, что наибольшей интенсивностью ФЛ обладает образец, выращенный со временем прерывания 1 секунда (рис. 1), а наибольшей подвижностью – со временем прерывания роста на гетерогранице 3 секунды (рис. 2).

Из измеренных CV-характеристик были получены профили распределения концентрации носителей по глубине. Концентрация носителей в сверхрешетках, в зависимости от параметров роста, лежит в пределах от 10^{16} до $6 \cdot 10^{16}$ $см^{-3}$. Установлено, что с увеличением времени прерывания концентрация носителей падает (рис. 2).

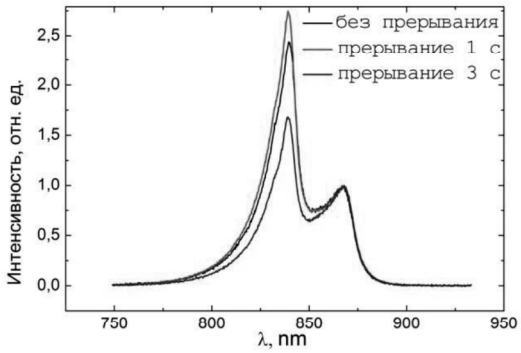


Рисунок 1. Спектры ФЛ от образцов с различными временами прерывания роста, нормированные на интенсивность пика от GaAs.

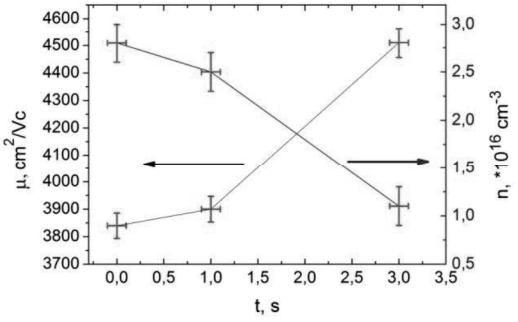
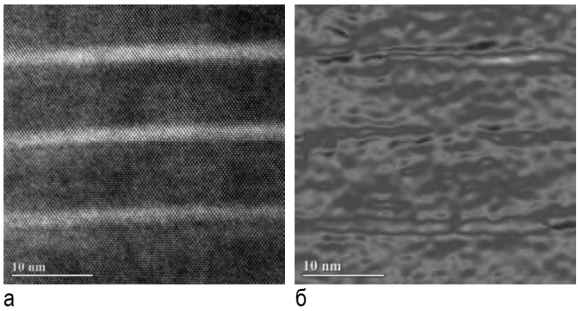


Рисунок 2. Зависимость подвижности и концентрации носителей в сверхрешетке от времени прерывания.

Методом высокоразрешающей просвечивающей электронной микроскопии (ВРПЭМ) были получены снимки поперечного среза всех трех структур в атомном разрешении. По этим снимкам методом геометрической фазы [4] были построены поля упругих деформаций. В результате чего удалось установить, что если эпитаксиальный рост СР происходил без прерывания на гетеропереходе, то упругие деформации кристаллической решетки практически отсутствуют. В структурах же, при формировании которых осуществлялось прерывание роста 1 с и 3 с, наблюдаются и сжатия (красный цвет на рис.3б), и растяжения (синий цвет на рис.3б) кристаллической решетки в барьерных слоях AlGaAs.



а б

Рисунок 3. а) ВРПЭМ-снимок СР с временем прерывания роста 3 с; б) распределения полей деформации кристаллической решетки в направлении роста.

В сканирующем режиме просвечивающей электронной микроскопии (СПЭМ) были получены снимки с различным увеличением, позволяющие определить качество гетерограниц, форму барьеров и период СР.

В темнопольном режиме СПЭМ основной вклад в формирование изображения поперечного среза структуры вносит Z-контраст [5], т.е. контраст на изображении зависит от атомного номера и концентрации элементов, входящих в состав образца в исследуемой области. Таким образом, на инвертированных темнопольных СПЭМ-снимках барьерные слои, содержащие более легкий элемент Al, характеризуются более светлым контрастом. По таким снимкам было обнаружено, что структура, рост которой осуществлялся без прерывания, обладает более резкими гетерограницами. В СР, время прерывания роста которых составило 1 с и 3 с, наблюдается заметное размытие гетеропереходов. Однако данный факт никак не отразился на спектрах ФЛ (рис.1).

На обзорном снимке, приведенном на рис.4, видна высокая периодичность СР. Измерения периода по подобным снимкам для всех трех исследуемых образцов показали величину 10,5±0,3 нм, что на 1 нм отличается от предполагаемого значения.

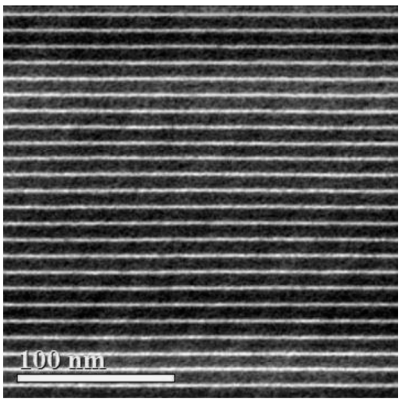


Рисунок 4. Инвертированный СПЭМ-снимок СР с временем прерывания роста 3 с, полученный в темнопольном режиме.

Элементный анализ методом энергодисперсионной спектрометрии показал максимальное содержание Al во всех исследуемых СР 36 атомных %, что сильно не совпадает с закладываемым параметром 45 атомных %. Однако объяснение данного факта требует дальнейших исследований.

Литература

1. A.B. Krysa, D.G. Revin, J.P. Commin, C.N. Atkins, K. Kennedy, Y. Qiu, T. Walther, J.W.

Cockburn. // IEEE Photonics Technology Letters, V.23,12, 774-776 (2011).
2. Н.В. Байдусь, А.А. Бирюков, Е.П. Додин, Ю.Н. Дроздов, М.Н. Дроздов, Ю.Н. Ноздрин, А.А. Андронов// ФТП, 46, 12, 1593-1596 (2012).
3. J.S. Roberts, J.P.R. David, Y.H. Chen, T.E. Sale// Journal of Crystal Growth**,** 170, 621–625 (1997).
4. Hÿtch M. J., J.-L. Putaux, J. Thibault // Philosophical Magazine, 86: 29-31,4641-4656 (2006).
5. С.В. Хазанова, Н.В. Байдусь, Б.Н.Звонков, Н.В.Малехонова, Д.А.Павлов, А.И.Бобров, В.Е. Дегтярев, Д.С. Смотрин//ФТП, 46, 1510‑1514 (2012).

Влияние слабого магнитного поля на резонансы проводимости в системе с открытым биллиардом в присутствии спин-орбитального взаимодействия Рашбы

А. И. Малышев*, Г. Г. Исупова

ННГУ им. Н. И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950.
*malyshev@phys.unn.ru

Рассматривается влияние слабого однородного магнитного поля на транспортные свойства открытого круглого биллиарда со спин-орбитальным взаимодействием Рашбы. Показано, что включение магнитного поля вызывает смещение резонансов Фано, обнаруженных ранее на зависимости проводимости от энергии. Установлено, что слабое магнитное поле, ориентированное в плоскости структуры, не меняет спиновую поляризацию волны в выходном канале.

Введение

Как недавно было показано [1], спин-орбитальное взаимодействие (далее СОВ) в открытых системах с биллиардами приводит к появлению на зависимости проводимости от энергии носителей дополнительных асимметричных резонансов Фано, ширина которых при малой интенсивности СОВ пропорциональна четвертой степени параметра СОВ (Рашбы или Дрессельхауза). В работе [2], в частности, показано, что области появления подобных резонансов однозначно соответствуют уровням энергии в соответствующем закрытом биллиарде. В работе [3] обсуждается влияние слабого однородного магнитного поля, ориентированного перпендикулярно плоскости структуры, на проводимость системы. Показано, что включение магнитного поля вызывает расщепление резонансов Фано на пары резонансов вдвое меньшей амплитуды. Показано также, что слабое магнитное поле вызывает качественное изменение спиновой поляризации волны в выходном канале.

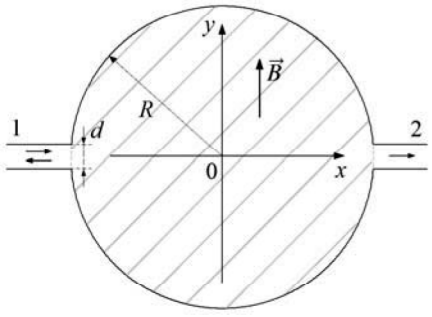


Рисунок 1. Круглый биллиард с примыкающими входным (1) и выходным (2) каналами.

Настоящая работа посвящена исследованию транспортных свойств открытой квантовой системы, представляющей собой круглый биллиард с примыкающими входным и выходным каналами, с учетом СОВ Рашбы и слабого однородного магнитного поля. Ориентация магнитного поля выбрана в плоскости структуры (см. рис. 1).

Двумерный электронный газ с СОВ в слабом магнитном поле

Рассмотрим сначала свободный двумерный электронный газ с СОВ Рашбы в присутствии слабого однородного магнитного поля, ориентированного в плоскости. Если кинетическая энергия определяется параболическим законом дисперсии с эффективной массой m, а потенциальная энергия постоянна, то квантовые состояния описываются гамильтонианом

$$\hat{H} = \frac{\hat{p}^2}{2m} + \frac{\alpha}{\hbar}\left(\hat{\sigma}_x \hat{p}_y - \hat{\sigma}_y \hat{p}_x\right) + \frac{\mu_B}{2} g B_y \hat{\sigma}_y . \qquad (1)$$

Энергетический спектр такой системы имеет вид:

$$E_\lambda\left(\vec{k}\right) = \frac{\hbar^2 \vec{k}^2}{2m} + \lambda\sqrt{\left(\alpha k_x \quad \gamma\right)^2 + \alpha^2 k_y^2} , \qquad (2)$$

где $\gamma = \mu_B g B_y / 2$, а $\lambda = \pm 1$ — дискретное квантовое число, которое соответствует двум ветвям исходного параболического спектра, расщеплённого СОВ и магнитным полем. В линейном по магнитному полю приближении:

$$E_{\lambda}\left(k,\theta\right)=\frac{\hbar^2k^2}{2m}+\lambda\left(\alpha k-\gamma\cos\theta\right), \qquad (3)$$

где θ — полярный угол в плоскости (k_x, k_y). При этом фиксированному значению энергии E отвечают состояния, расположенные в этой плоскости на замкнутых кривых, уравнение которых в полярных координатах имеет следующий вид:

$$k_{\pm}=\mp\frac{m\alpha}{\hbar^2}+\chi\left(1\pm\frac{m}{\hbar^2\chi^2}\gamma\cos\theta\right), \qquad (4)$$

где $\chi=\sqrt{2mE+m^2\alpha^2/\hbar^2}\,/\hbar$, индексы «±» указывают на знак соответствующего квантового числа λ.

Транспортные свойства открытого биллиарда с СОВ в слабом магнитном поле

Обратимся к расчёту транспортных характеристик открытого круглого биллиарда радиуса R с учётом СОВ Рашбы и слабого однородного магнитного поля, ориентированного в плоскости структуры и отличного от нуля лишь в области биллиарда (см. рис. 1).

Действуя по той же методике, что и в наших предыдущих работах [1 – 3], с применением метода, изложенного в [4], рассчитаем проводимость системы. На рис. 2 представлен пример зависимости проводимости системы от волнового вектора k_F (характеризующего полную энергию Ферми $E=\hbar^2k_F^2/2m$) в системе с СОВ Рашбы без магнитного поля, а также с магнитным полем.

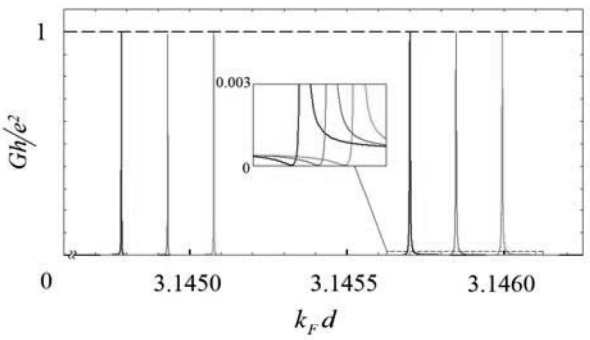


Рисунок 2. Фрагмент зависимости проводимости системы от волнового вектора в системе с СОВ Рашбы без магнитного поля (серая кривая), а также с магнитным полем (красная и синяя кривые отвечают разным спиновым поляризациям входного состояния).

Первое, на что следует обратить внимание, это влияние выбора ориентации магнитного поля на сохранение спиновой поляризации. Ранее было отмечено [3], что включение в исследуемой системе магнитного поля, ориентированного перпендикулярно плоскости структуры, приводит к тому, что выходное состояние всегда является суперпозицией двух волн, имеющих разную спиновую поляризацию. В случае же ориентации магнитного поля в плоскости структуры спиновая поляризация сохраняется, как и в отсутствие магнитного поля.

Второй важный результат состоит в том, что слабое магнитное поле приводит к смещению резонансов Фано, связанных с СОВ. При этом структура резонансов не меняется: они по-прежнему имеют ярко выраженные «ноль» и «единицу». Важно отметить, что для разных спиновых поляризаций входного состояния сдвиг резонансов происходит в разные стороны (симметрично относительно резонанса в системе без магнитного поля). Таким образом, проводимость системы становится зависимой от спиновой поляризации состояния во входном канале.

Из второго результата прямо следует, что если подать на вход системы смешанное состояние, то можно так подобрать величину магнитного поля, что при сдвиге резонансов «ноль» резонанса для одной спиновой поляризации совпадёт с «единицей» резонанса для другой спиновой поляризации. Таким образом, на выходе из системы окажется полностью прошедшее состояние с одной спиновой поляризацией. В такой ситуации, фактически, выбранная система играет роль спинового фильтра, пропускными характеристиками которого можно управлять, меняя амплитуду магнитного поля.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 13-02-00717).

Литература

1. Г. Г. Исупова, А. И. Малышев // Письма в ЖЭТФ, Т. 94(7), 597 (2011) (JETP Letters, V. 94(7), 556 (2011)).
2. А. И. Малышев, Г. Г. Исупова // Известия РАН. Серия физическая, Т. 77(1), 78 (2013) (Bulletin of the RAS, V. 77(1), 78 (2013)).
3. А. И. Малышев, Г. Г. Исупова // ЖЭТФ, Т. 144, вып. 6(12), 1260 (2013).
4. Г. Г. Исупова, А. И. Малышев // Журнал вычислительной математики и математической физики, Т. 52(2), 342 (2012).

Управление спиновым состоянием носителей в неоднородном канале со спин-орбитальным взаимодействием Рашбы и Дрессельхауза

А. И. Малышев*, А. С. Козулин

ННГУ им. Н. И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950
*malyshev@phys.unn.ru

Рассматривается бесконечный канал, имеющий неоднородность – участок конечной длины со спин-орбитальным взаимодействием. В случае одной делокализованной моды выявлены возможности управления спиновым состоянием «на выходе» из системы. Это позволяет рассматривать изучаемую систему как модель простейшего устройства для манипуляций спиновым состоянием носителей.

Введение

Как известно, спин-орбитальное взаимодействие (далее СОВ) проявляется в физике твердого тела на фундаментальном уровне, определяя электронные квантовые состояния и приводя к многочисленным транспортным и оптическим эффектам, многие из которых имеют практический интерес. Одному из таких эффектов и посвящена настоящая работа.

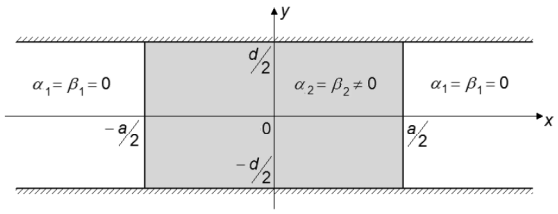


Рисунок 1. Геометрия модельной системы.

В качестве модели рассмотрим бесконечный канал, имеющий неоднородность – область конечной длины с СОВ Рашбы и Дрессельхауза в вырожденном случае (см. рис. 1). Как показывает опыт, соблюдение этого равенства для реальной структуры не представляет принципиальной сложности [1]. Системы, подобные исследуемой, рассматривались ранее (см., например, [2, 3]).

Квантовые состояния в канале с СОВ Рашбы и Дрессельхауза

Рассмотрим для начала бесконечный канал с СОВ Рашбы и Дрессельхауза в вырожденном случае, когда их константы равны друг другу: $\beta = \alpha$. Гамильтониан такой системы имеет вид:

$$\hat{H} = \frac{\hat{\vec{p}}^2}{2m} + \frac{\alpha}{\hbar}\left(\hat{\sigma}_x - \hat{\sigma}_y\right)\left(\hat{p}_x + \hat{p}_y\right) + V(y), \qquad (1)$$

где потенциал конфайнмента $V(y)$ описывает бесконечно глубокую потенциальную яму ширины d. Стационарное уравнение Шрёдингера допускает аналитическое решение: дисперсионные кривые имеют вид парабол

$$E_{n,\lambda}(k_x) = E_n + \frac{\hbar^2 k_x^2}{2m} + \lambda\alpha k_x\sqrt{2} - \frac{m\alpha^2}{\hbar^2}. \qquad (2)$$

Здесь $E_n = \pi^2\hbar^2 n^2/2md^2$, а $\lambda = \pm 1$ — квантовое число, определяющее спиновую поляризацию состояния. Волновая функция

$$\psi_{n,\lambda,k_x} = \frac{1}{\sqrt{2}} e^{ik_x x} e^{-i\lambda\frac{gy}{\hbar}} \begin{pmatrix} 1 \\ \lambda e^{-i\pi/4} \end{pmatrix} \varphi_n(y), \qquad (3)$$

где $\varphi_n(y) = \sqrt{2/d}\cdot\sin\pi n(y + d/2)/d$ и $g = \alpha m\sqrt{2}/\hbar$, описывает волны, бегущие вдоль канала. Фиксированному значению энергии E отвечают четыре волны с волновыми векторами

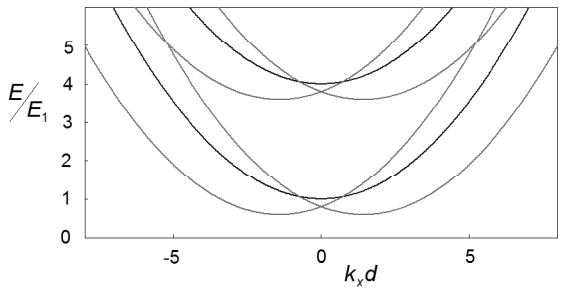


Рисунок 2. Примеры дисперсионных кривых для канала без СОВ (синего цвета), а также с СОВ согласно выбранной модели (красного цвета).

$$k_{1,2}^{(\lambda)} = -\frac{\lambda g}{\hbar} \pm \sqrt{\frac{2m}{\hbar^2}\left(E - E_n + 2\frac{m\alpha^2}{\hbar^2}\right)}. \qquad (4)$$

На рис. 2 представлены примеры дисперсионных кривых для канала без СОВ, а также с СОВ согласно выбранной модели.

Управление спиновым состоянием носителей

Обратимся теперь к модели, представленной на рис. 1. Пусть слева падает плоская волна, отвечающая n-й моде размерного квантования и полной энергии носителей E; для неё волновой вектор $k_n = \sqrt{2m(E - E_n)}/\hbar$. Наряду с отражёнными волнами, распространяющимися в противоположном направлении, в левой области в итоге будем иметь:

$$\psi_1(x,y) = e^{ik_n x}\varphi_n(y)\begin{pmatrix}\chi_1\\ \chi_2\end{pmatrix} + \sum_{j=1}^{N} e^{-ik_j x}\varphi_j(y)\begin{pmatrix}A_j\\ B_j\end{pmatrix}. \qquad (5)$$

В области неоднородности с СОВ волновая функция будет иметь вид:

$$\psi_2(x,y) = \sum_{\lambda=\pm1}\sum_{j=1}^{N}\left(C_{j,\lambda}\psi_{j,\lambda,k_1^{(\lambda)}} + D_{j,\lambda}\psi_{j,\lambda,k_2^{(\lambda)}}\right). \qquad (6)$$

В правой области — только прошедшие волны, бегущие в положительном направлении оси Ox:

$$\psi_3(x,y) = \sum_{j=1}^{N} e^{ik_j x}\varphi_j(y)\begin{pmatrix}F_j\\ G_j\end{pmatrix}. \qquad (7)$$

Параметры χ_1 и χ_2 здесь определяют спиновую поляризацию падающей волны, а N — число мод, учитываемых в расчёте. Сшивая решения (5)-(7), нетрудно получить неоднородную систему из $8N$ линейных уравнений относительно $8N$ неизвестных коэффициентов A_j, B_j, $C_{j,\pm1}$, $D_{j,\pm1}$, F_j и G_j.

Проанализируем ориентацию вектора среднего спина на выходе из системы. На рис. 3 показаны зависимости углов φ_{out} и θ_{out}, которые вектор среднего спина образует с осями координат Ox и Oz, при условии, что на входе системы вектор среднего спина лежит в плоскости структуры и образует угол φ_{in} с осью Ox. Аналитическое решение системы уравнений, которое можно получить при $N = 1$, даёт аналогичный результат, удобный для анализа.

Красная кривая на рис. 3 отвечает ситуации, когда на выходе из системы вектор среднего спина остаётся в плоскости структуры, поворачиваясь при этом по часовой стрелке на $\pi/2$. Другую крайнюю ситуацию демонстрируют зелёная и фиолетовая кривые: проекция вектора среднего спина на плоскость xOy ориентируется строго вдоль одной из диагоналей под углом $3\pi/4$ или $-\pi/4$ относительно оси Ox, при этом вектор в целом на заметный угол выходит из плоскости.

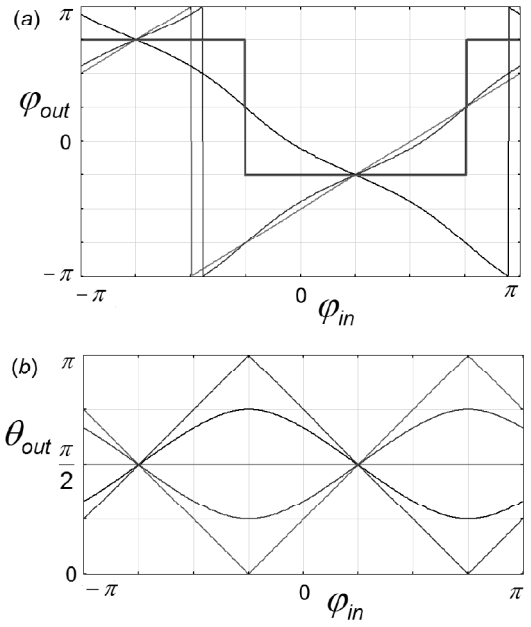


Рисунок 3. Ориентация вектора среднего спина на выходе из структуры в зависимости от его ориентации на входе. Здесь $a = d = m = \hbar = 1$, $N = 11$. Графики отвечают $\alpha = \pi/4\sqrt{2}$ (зелёный), $\alpha = 9\pi/24\sqrt{2}$ (синий), $\alpha = \pi/2\sqrt{2}$ (красный), $\alpha = 3\pi/4\sqrt{2}$ (фиолетовый), $\alpha = 7\pi/8\sqrt{2}$ (чёрный).

Описываемые ситуации, реализуемые надлежащим подбором параметров (длины области неоднородности и амплитуды СОВ), открывают принципиально новые возможности манипулирования спиновыми степенями свободы без приложения внешних полей, что, в свою очередь, открывает новые перспективы для разработки инновационных типов приборов наноэлектроники.

Литература

1. J. Schliemann, J. C. Egues, and D. Loss // Physical Review Letters, V. 90, 146801 (2003).
2. L. Zhang, P. Brusheim, and H. Q. Xu // Physical Review B, V. 72, 045347 (2005).
3. Xi Fu, Z. Chen, F. Zhong, G. Zhou // Physica B, V. 405, 4785 (2010).

Non-stationary effects in the coupled quantum dots in the presence of Coulomb interaction

V.N. Mantsevich[1], N.S. Maslova[1] , P.I. Arseyev[2]

1 Moscow State University, Leninskie gory 1/2, Moscow.

2 Lebedev Physical Insititute of RAS, pr-t Leninskii, 53, Moscow.

e-mail: vmantsev@spmlab.phys.msu.ru

We investigated the localized electrons filling numbers time evolution in the system of two coupled single-level quantum dots (QDs) connected with the continuous spectrum states in the presence of Coulomb interaction. We revealed the presence of dynamical charge trapping effect in the first QD in the situation when both dots are occupied at the initial time moment.

Introduction

The control and manipulation of localized charge in the small size systems is one of the most important points in nanoelectronics [1]. Single semiconductor QDs [2] and coupled QDs - "artificial" molecules [3] are perspective structures that may serve for creation of extremely small devices. Several coupled QDs can be used for electronic devices creation dealing with quantum kinetics of individual localized states [4] Due to this fact the behavior of coupled QDs in different configurations is recently under careful investigation [4,5].

Main results and discussion

We considered charge relaxation in the double QDs due to the coupling with the continuous spectrum states. Tunneling from the first QD to the continuum is possible only through the second dot. We obtained the closed system of equations for time evolution of the localized electrons filling numbers which exactly takes into account all order correlation functions for localized electrons. We considered different initial charge configurations and took into account Coulomb correlations within both QDs and between electrons localized in the diverse dots. We found some peculiarities in electrons filling numbers dynamics arising due to the Coulomb correlation effects. We demonstrated that depending on the different initial charge configurations, the effect of dynamical charge trapping can be observed in the proposed system.

We considered system of coupled QDs with the single particle levels ε_1 and ε_2 connected to an electronic reservoir (γ). Relaxation of the localized charge is governed by the Hamiltonian:

$$\begin{aligned}\hat{H} = &\sum_{i,\sigma=1,2}\varepsilon_i c_{i\sigma}^{+}c_{i\sigma} + \sum_{i=1,2}U_{ii}n_{ii\sigma}n_{ii-\sigma} + \\ &+\sum_{\sigma}T\,(c_{1\sigma}^{+}c_{2\sigma} + c_{2\sigma}^{+}c_{1\sigma}) + \sum_{p,\sigma}\varepsilon_p c_{p\sigma}^{+}c_{p\sigma} + \\ &+U_{12}(n_{11\sigma}+n_{11-\sigma})(n_{22\sigma}+n_{22-\sigma}) + \\ &+\sum_{p,\sigma}t(c_{p\sigma}^{+}c_{2\sigma} + c_{2\sigma}^{+}c_{p\sigma})\end{aligned} \quad (1)$$

T - tunneling amplitude between the QDs. $\gamma = \pi\nu_0 t^2$. $c_{i\sigma}^{+}/c_{i\sigma}$ - electron creation/annihilation operators in the QDs. c_p^{+}/c_p - electrons creation/annihilation operators in the reservoir and $n_{i\sigma}$ are electron filling numbers in the dots. U_{ij} - on-site Coulomb repulsion. The time evolution of localized charge can be carefully analyzed by means of kinetic equations for bilinear combinations of Heisenberg operators:

$$\begin{aligned}&c_{1\sigma}^{+}c_{1\sigma} = n_1^{\sigma}(t); c_{2\sigma}^{+}c_{2\sigma} = n_2^{\sigma}(t)\\ &c_{1\upsilon}^{+}c_{2\upsilon} = n_{12}^{\sigma}(t); c_{2\upsilon}^{+}c_{1\upsilon} = n_{21}^{\sigma}(t)\end{aligned} \quad (2)$$

Localized charge time evolution can be analyzed from the system of equations written in the matrix form:

$$i\frac{\partial}{\partial t}K = [K, H'] + \{K, \Gamma\} + \mathrm{X} \quad (3)$$

where K is the pair correlators matrix:

$$\begin{pmatrix} K_{2211}^{\sigma-\sigma} & K_{1211}^{\sigma-\sigma} & K_{2221}^{\sigma-\sigma} & K_{1221}^{\sigma-\sigma} \\ K_{2111}^{\sigma-\sigma} & K_{1111}^{\sigma-\sigma} & K_{2121}^{\sigma-\sigma} & K_{1121}^{\sigma-\sigma} \\ K_{2212}^{\sigma-\sigma} & K_{1212}^{\sigma-\sigma} & K_{2222}^{\sigma-\sigma} & K_{1222}^{\sigma-\sigma} \\ K_{2112}^{\sigma-\sigma} & K_{1112}^{\sigma-\sigma} & K_{2122}^{\sigma-\sigma} & K_{1122}^{\sigma-\sigma} \end{pmatrix} \quad (4)$$

and matrix H' has the following form:

$$\begin{pmatrix} 0 & T & T & 0 \\ T & \Delta\varepsilon + U_{11} - U_{21} & 0 & T \\ T & 0 & -\Delta\varepsilon + U_{22} - U_{12} & T \\ 0 & T & T & 0 \end{pmatrix} \quad (5)$$

Parameter $\Delta\varepsilon = \varepsilon_1 - \varepsilon_2$ is involved. The tunneling coupling matrix Γ has only three nonzero elements $\| \Gamma \|_{11} = \| \Gamma \|_{44} = -i\gamma$ and $\| \Gamma \|_{33} = -2i\gamma$. Matrix X contains contribution from the high order correlation functions. The high-order correlators are exactly equal to zero due to the fact that they are the solution of the linear homogeneous system of equations with zero initial conditions. Consequently, the system of equations (3) which determines the localized charge evolution in the coupled QDs connected with the reservoir can be solved numerically.

Time evolution of the electron filling numbers strongly depend on the initial charge configuration of the system and on the relations between the system parameters. The most interesting situation corresponds to the case when at the initial time moment charge is equally distributed between the dots (Fig.1). Let us first of all describe the most interesting features of relaxation process which are valid both in the presence and in the absence of on-site Coulomb repulsion and take place for both values of initial detuning. Localized charge time evolution in the both QDs reveal three typical time intervals with different values of the relaxation rate. The first time interval in the first QD demonstrates the plateau on the time interval of the order of γ. This interval demonstrates that quite all the charge continue being localized in the first QD because the second dot is occupied. The charge starts to flow from the first dot to the second one only when the second dot energy level becomes nearly half empty due to the direct tunneling from the second dot to the continuous spectrum states. Charge transfer between the dots is forbidden due to the Pauli principle. So, at the first stage of relaxation the charge in the first QD is trapped. Charge time evolution in the second QD takes place with the typical relaxation rate very close to γ. The second time interval is connected with the formation of the plateau in the filling numbers time evolution in the second QD. The time interval which determines the plateau is of the order of γ. This interval corresponds to the process of relaxation regime and consequently rates changing in the both dots. The following time interval demonstrates localized charge relaxation in the both QDs with the typical relaxation rate very close to the γ_{nonres}. This time interval corresponds to the situation when both dots are quite empty.

A special relaxation regime exists in the system when Coulomb correlations result in formation of a dip in the time evolution of the localized charge (Fig.2). At the initial relaxation stage the charge in the first QD rapidly decreases due to the almost resonant relation between the level in the second QD and effective single electron energy in the first dot.

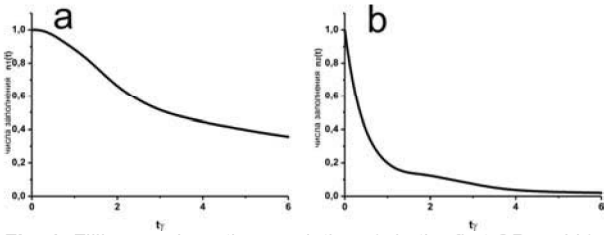


Fig. 1. Filling numbers time evolution a). in the first QD and b). in the second QD in the case of negative detuning between energy levels $(\Delta\varepsilon = -0.8)$ for $U_{11} = 1.8,\ U_{12} = U_{21} = 1.3, U_{22} = 1.5$. Parameter $T/\gamma = 0.6$ is the same for all the figures.

At a certain instant of time the effective single electron level falls down beneath the level in the second QD. At this moment the inverse charge begins to flow from the second QD to the first one. The occupation in the first QD demonstrates significant increasing after reaching minima value (the dip formation). Filling numbers almost reach the initial value for the large values of Coulomb interaction.

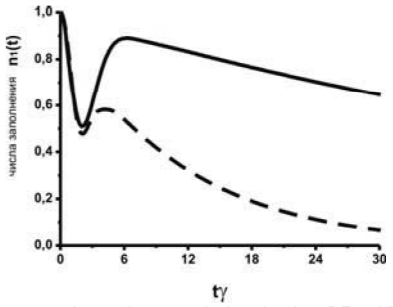


Fig. 2. Filling numbers time evolution in the QD with the initial charge in the presence of Coulomb interaction. $U_1 - U_2 / \gamma = 10.0$; $\varepsilon_1 - \varepsilon_2 / \gamma = -7.0$ - black line; $U_1 - U_2 / \gamma = 3.0$; $\varepsilon_1 - \varepsilon_2 / \gamma = -2.5$ - black-dashed line;. Parameter $T/\gamma = 0.6$ is the same for all the figures.

To conclude, we studied time evolution of the filling numbers in the system of two interacting QDs coupled with the continuous spectrum states in the presence of Coulomb interaction for a wide range of the system parameters. We found an interesting manifestation of Coulomb correlations: dynamical charge trapping and formation of the dip in the time evolution of the localized charge.

References

1. C.P. Collier, E.W. Wong, M. Belohradsky, et al. // Science, 1999, V. 285, P. 391.
2. M.A. Kastner // Rev. Mod. Phys. 1992, V. 4, P. 849.
3. T.H. Oosterkamp, T. Fujisawa, W.G. van der Wiel et al. // Nature, 1998, V. 395, P. 873.
4. C.A. Stafford, and N. Wingreen // Phys. Rev. Lett., 1996, V. 76, P. 1916.
5. F.R. Waugh, M.J. Berry, D.J. Mar // Phys. Rev. Lett., 1995, V. 75, P. 705.

Обменное усиление g-фактора электронов в напряжённых гетероструктурах InGaAs/InP

С. С. Криштопенко[1], К. В. Маремьянин[1,2,§], К. П. Калинин[1,3], К. Е. Спирин[1,4], В. И. Гавриленко[1,2], Н. В. Байдусь[2], Б. Н. Звонков[2]

1 Институт физики микроструктур РАН, ГСП-105, Нижний Новгород, 603950.

2 Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950.

3 Факультет общей и прикладной физики, Московский физико-технический институт, Институтский пер., 9, г. Долгопрудный, Московская обл., 141700.

4 International Laboratory of High Magnetic Fields and Low Temperatures, 95 Gajowicka str., 53-421, Wroclaw, Poland

§kirillm@ipmras.ru

Исследовано обменное усиление g-фактора в напряжённых гетероструктурах InGaAs/InP с двумерным электронным газом. Из анализа температурной зависимости сопротивления в минимумах осцилляций Шубникова-де Гааза в перпендикулярных магнитных полях до 12 Тл вблизи нечётных факторов заполнения уровней Ландау определены значения эффективного фактора Ланде электронов g* = –(8.6–10.1). Полученные экспериментальные значения сравниваются с теоретическими расчетами g-фактора квазичастиц, выполненными с использованием 8-зонного k·p-гамильтониана с учётом обменного взаимодействия в 2D электронном газе. Показано, что в условиях сильного перекрытия расщепленных по спину уровней Ландау максимум g-фактора квазичастиц может достигаться вблизи чётных значений фактора заполнения, что обусловлено непараболичностью закона дисперсии электронов.

Исследования магнитотранспорта в структурах с двумерным (2D) электронным газом, помещённых в сильное магнитное поле, позволяют определять величину спинового расщепления на уровне Ферми и g-фактор квазичастиц. Значения g-фактора, полученного таким образом, зависят от магнитного поля, уширения плотности состояний и фактора заполнения уровней Ландау. Величина g-фактора квазичастиц при этом может значительно отличаться от значений, полученных из измерений спинового резонанса в том же образце, что связано с обменным взаимодействием между электронами [1].

В настоящей работе исследовано обменное усиление g-фактора квазичастиц в структурах $In_{0.7}Ga_{0.3}As/InP$ с симметричным профилем квантовой ямы. Значения подвижности и эффективной массы 2D-электронов определялись из анализа температурной зависимости амплитуды осцилляций Шубникова-де Гааза (ШдГ) в слабых магнитных полях, измеренной на оборудовании ЦКП "Физика и технологии микро- и наноструктур" при ИФМ РАН. Для определения значений эффективного g-фактора нами анализировалась температурная зависимость минимумов магнитосопротивления $R_{xx}^{(\min)}$ при нечётных факторах заполнения уровней Ландау, вблизи которых наблюдается зеемановское расщепление осцилляций ШдГ (рис.1). Значения g-фактора квазичастиц, определённого таким образом, оказалось равным $g^* = -(8.6–10.1)$. Полученные значения величины обменного усиления g-фактора квазичастиц находятся в хорошем согласии с теоретическими расчётами (рис.2), выполненными с использованием 8-зонного **k·p** гамильтониана и с учётом обменного взаимодействия в 2D электронном газе [2,3].

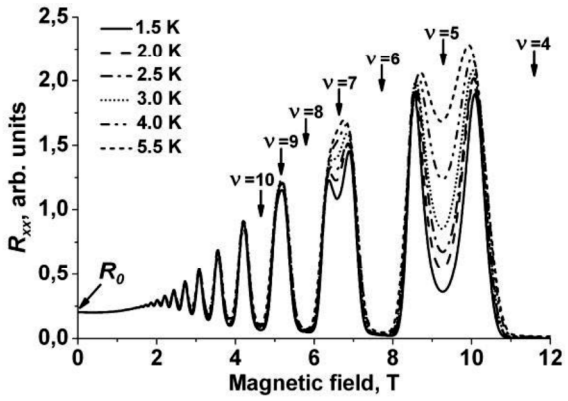


Рисунок 1. Осцилляции Шубникова-де Гааза в образце s7131 в перпендикулярном магнитном поле в интервале температур от 1.5 до 5.5 K. Стрелками отмечены магнитные поля, соответствующие целочисленным факторам заполнения уровней Ландау при $n_S = 1.12 \cdot 10^{12}$ см$^{-2}$.

В работе также были выполнены расчёты плотности состояний на уровне Ферми в зависимости от магнитного поля при различном уширении уровней Ландау (рис.3). Показано, что в условиях сильного перекрытия расщепленных по спину уровней

Ландау максимум g-фактора квазичастиц может достигаться при чётных факторах заполнения уровней Ландау. Величина локального максимума вблизи чётных факторов может значительно превышать значение g-фактора вблизи нечётных факторов заполнения при сильном перекрытии спин-расщеплённых уровней Ландау. Данный эффект обусловлен спин-орбитальным взаимодействием и непараболичностью, связанной с замешиванием состояний валентной зоны и зоны проводимости. Отметим отсутствие данного эффекта в 2D-системах с параболическим законом дисперсии [1].

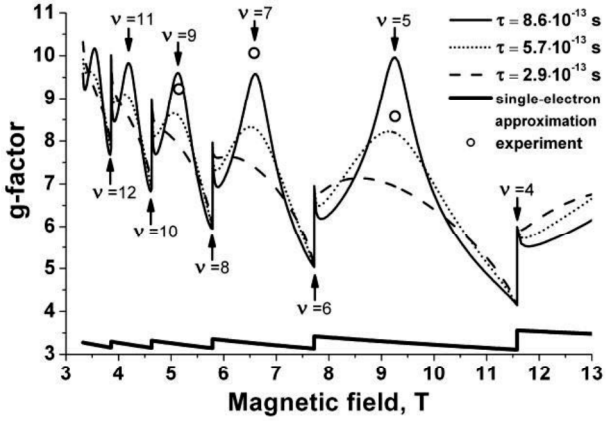


Рисунок 2. Осцилляции g-фактора квазичастиц в образце s7131 при различных значениях τ_q, рассчитанные в «экранированном» приближении Хартри-Фока. Жирная сплошная кривая – результаты одноэлектронного расчёта. Открытые символы соответствуют экспериментальным значениям g^*, полученным из анализа осцилляций ШдГ при ν = 5, 7 и 9. Стрелками отмечены магнитные поля, соответствующие целочисленным факторам заполнения уровней Ландау.

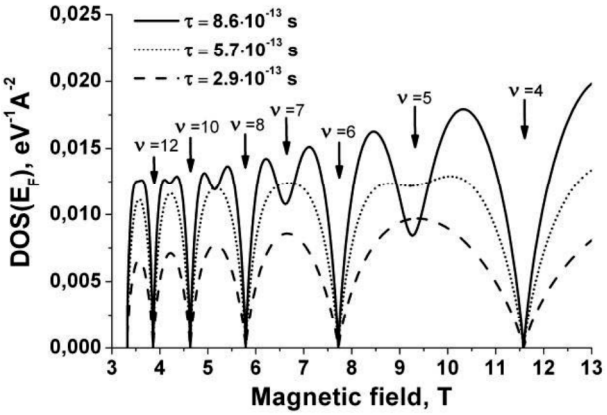


Рисунок 3. Зависимость плотности состояний на уровне Ферми в образце s7131 от магнитного поля при различных значениях квантового времени жизни τ_q (ширины уровней Ландау).

Появление «пиковых» особенностей g-фактора квазичастиц вблизи чётных факторов заполнения уровней Ландау (см. рис. 2) также обусловлено экранированием обменного взаимодействия в 2D электронном газе. На рис. 4 представлены результаты расчётов g-фактора квазичастиц как функции магнитного поля в образце s7131, выполненные с учётом (сплошная кривая) и без учёта (точечная кривая) эффектов экранирования обменного взаимодействия. Из сравнения кривых на рис. 3 и 4, соответствующих $\tau_q = 0.86$ пс, видно, что в той области, где плотность состояний на уровне Ферми имеет локальный минимум, g-фактор квазичастиц имеет локальный максимум.

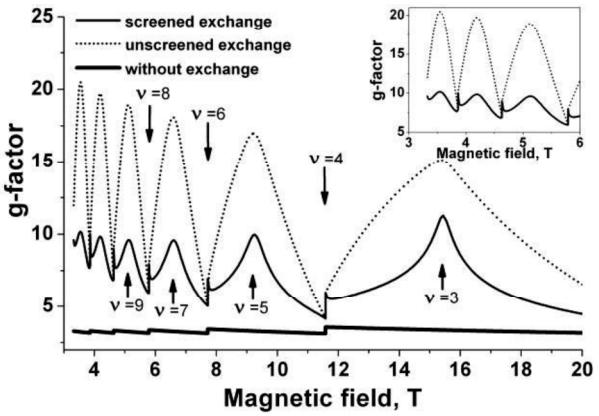


Рисунок 4. Зависимость g-фактора квазичастиц от магнитного поля в КЯ $In_{0.7}Ga_{0.3}As/InP$ шириной 10 нм, концентрацией 2D электронного газа $n_S = 1.12 \cdot 10^{12}$ см$^{-2}$ и $\tau_q = 0.86$ пс, рассчитанная с учётом (сплошная кривая) и без учёта (точечная кривая) экранировки. Жирная сплошная кривая – результаты одноэлектронного расчёта. Стрелками отмечены магнитные поля, соответствующие целочисленным факторам заполнения уровней Ландау. На вставке – результаты расчёта в слабых магнитных полях.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты 12-02-00940, 13-02-00894), гранта Президента РФ (МК-4758.2014.2) и Российской академии наук. Авторы благодарят за поддержку Фонд некоммерческих программ «Династия».

Литература

1. T. Ando, Y. Uemura // J. Phys. Soc. Jpn., V. 37, 1044 (1974).
2. S.S. Krishtopenko, V.I. Gavrilenko, M. Goiran // J. Phys.: Condens. Matter, V. 23, 385601 (2012).
3. S.S. Krishtopenko, V.I. Gavrilenko, M. Goiran // J. Phys.: Condens. Matter, V. 24, 135601 (2012).

Диагностика квантово-каскадных структур GaAs/AlGaAs оптическими методами в ближнем ИК-диапазоне

Д. И. Крыжков[1,2], К. В. Маремьянин[1,2,§], С. В. Морозов[1,2], С. М. Сергеев[1], Д. И. Курицын[1], В. И. Гавриленко[1,2], Ю. Г. Садофьев[3]

1 Институт физики микроструктур РАН, ГСП-105, Нижний Новгород, 603950.

2 Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950.

3 Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Ленинский проспект, 53, Москва, 119991.

§kirillm@ipmras.ru

В работе было выполнено исследование время-разрешенной фотолюминесценции квантово-каскадных структур GaAs/AlGaAs в условиях мощного импульсного возбуждения, которое дало возможность в начальные моменты времени после возбуждения наблюдать особенности на спектре фотолюминесценции, соответствующие переходам как между основными, так и между возбуждёнными состояниями двух туннельно-связанных ям, которые не видны при интегральных измерениях спектров фотолюминесценции. Высокий уровень накачки приводит к сильному разогреву электронного газа в начальный момент времени, что даёт возможность наблюдать межзонные переходы не только основного, но и возбужденных состояний. Характерное время спада температуры неравновесных носителей составляло ~ 100 пс.

За два с лишним десятилетия работ по созданию квантово-каскадных лазеров (ККЛ) вопросам межзонной люминесценции структур уделялось очень мало внимания. В то время как время-разрешенные исследования фотолюминесценции (ФЛ) позволяют определять времена жизни носителей на основных и возбужденных состояниях в квантовых ямах (КЯ) и могут быть полезны для предварительной диагностики соответствия выращенных структур расчетному дизайну [1,2].

В данной работе представлены результаты цикла исследований спектров и кинетики релаксации межзонной ФЛ в ближнем ИК-диапазоне гетероструктур GaAs/AlGaAs ККЛ терагерцового диапазона. Была исследована структура #750, «сконструированная» для генерации в области 4.4 ТГц. Структура содержала двести каскадов, каждый из которых состоял из двух туннельно-связанных КЯ (рис.1). Период структуры составляет 40 нм, общая толщина структуры 8 мкм (рис.1). В работе на оборудовании ЦКП "Физика и технологии микро- и наноструктур" при ИФМ РАН было проведено измерение кинетики ФЛ структур, соответствующей переходам как между основными, так и между возбужденными электронными и дырочными уровнями. На основе этих данных были построены спектры излучения в различные моменты времени после прихода возбуждающего импульса. Исследование кинетики время-разрешенной фотолюминесценции дает возможность наблюдать особенности на кривых сигнала ФЛ, связанные с люминесценцией при переходах между подзонами, отвечающими различным уровням размерного квантования в паре КЯ, которые не видны при интегральных измерениях спектров ФЛ. На рис. 2 представлены результаты такого построения: спектры ФЛ структуры #750, измеренные в различные моменты времени от начала импульса накачки в интервале длин волн 760 – 820 нм.

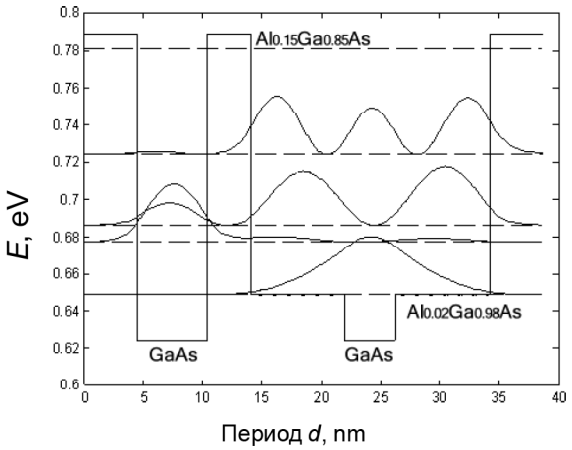


Рисунок 1. Расчетный дизайн зоны проводимости одного периода квантово-каскадной структуры #750. Пунктирными горизонтальными линиями показаны края подзон размерного квантования, сплошные кривые – квадраты волновых функций электронов.

При больших мощностях оптического возбуждения в начальные моменты времени после импульса возбуждения в спектре ФЛ наблюдаются линии, отвечающие переходам между следующими уровнями размерного квантования электронов и дырок. Для структуры #750 в спектре ФЛ удалось наблюдать шесть пиков, связанных с переходами между возбуждёнными уровнями размерного квантования (рис.3). Сопоставляя спектры ФЛ с теоретическими расчетами энергий межзонных переходов в КЯ, волновых функций электронов и дырок, а также их интегралов перекрытия, можно идентифицировать различные особенности в спектрах ФЛ (на рис.3 стрелками обозначены энергии, отвечающие переходам между возбуждёнными состояниями). Эти особенности в спектре ФЛ исчезают через несколько десятков пикосекунд после возбуждающего импульса, что много быстрее времени рекомбинации неравновесных носителей (~ 600 пс). Таким образом, наблюдение в спектре линий, соответствующих переходам между возбуждёнными состояниями, не может объясняться простой «заливкой» возбуждённых состояний вследствие высокой концентрации неравновесных носителей.

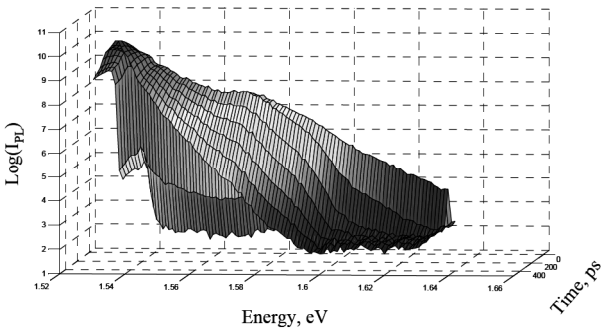


Рисунок 2. Спектры ФЛ квантово-каскадной структуры #750 в различные моменты времени от начала импульса накачки.

В данной работе по коротковолновому краю линий ФЛ была определена температура электронов и дырок в зависимости от времени, прошедшего после возбуждающего импульса. В начальный момент температура носителей значительно выше 4.2 К и далее спадает с характерным временем ~ 100 пс. Объясняется это следующим образом: в случае высокого уровня накачки в процессе остывания носителей рождается большое количество неравновесных LO-фононов, если время жизни фононов (которое определяется временем их распада на другие типы фононов) не является слишком малым, то испущенные горячими электронами фононы накапливаются и могут влиять на процессы как эмиссии, так и поглощения фононов горячими электронами. Эффект накопления фононов уменьшает скорость релаксации энергии электронов вследствие резкого увеличения количества актов поглощения накопившихся неравновесных фононов. При высоких уровнях возбуждения в процессе энергетической релаксации горячих электронов число неравновесных LO-фононов возрастает до такой величины, что скорость релаксации энергии электронов падает на один-два порядка. Таким образом, высокая температура неравновесных электронов в начальный момент времени обеспечивает заметную населенность высоколежащих подзон размерного квантования, что даёт возможность наблюдать межзонные переходы не только основного, но и возбужденных состояний. Изменение температуры неравновесных носителей от времени не описывается экспоненциальной зависимостью, и определение характерного времени спада температуры (~ 100 пс) довольно условно. Это время много больше времени распада оптофононов (~ 10 пс), и релаксация температуры неравновесных носителей определяется процессами диффузии тепла из области возбуждения в глубь образца.

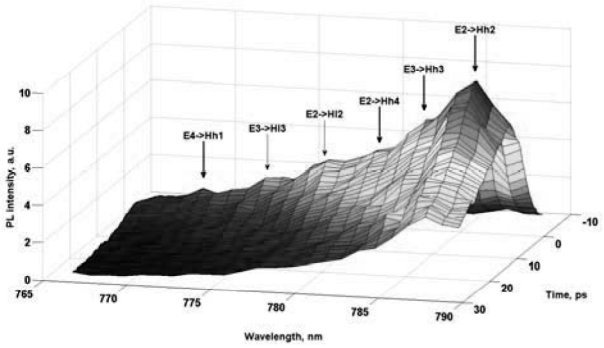


Рисунок 3. Спектры ФЛ квантово-каскадной структуры #750 (представлена коротковолновая часть спектра). Стрелками обозначены энергии, отвечающие переходам между возбуждёнными состояниями.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант 12-02-00783) и Российской академии наук.

Литература

1. M.S. Vitiello, G. Scamarcio, V. Spagnolo et al. // Appl. Phys. Lett., V. 86, 111115 (2005).
2. Ю.Г. Садофьев и др. // Труды XV Межд. симп. «Нанофизика и наноэлектроника» (Нижний Новгород, Россия, 2011) т.2, стр.522.

Эпитаксиальная интеграция наногетероструктур для лазерных приложений

А. А. Мармалюк*, М. В. Зверков, А. В. Иванов, В. П. Коняев, В. В. Кричевский, В. Д. Курносов, М. А. Ладугин, А. С. Мешков, А. А. Падалица, В. И. Романцевич, Ю. Л. Рябоштан, В. А. Симаков

ОАО «НИИ «Полюс» им. М.Ф. Стельмаха, ул. Введенского, 3, к. 1, Москва, 117342.
*almarm@mail.ru

В работе представлены результаты применения эпитаксиальной интеграции для создания лазерных излучателей с расширенными функциональными возможностями. Показано, что использование эпитаксиально-интегрированных гетероструктур позволяет создавать лазерные излучатели с повышенной мощностью и яркостью. Исследована возможность создания двух- и трехспектральных лазерных излучателей. Обсуждены перспективы монолитной интеграции лазерного диода и электронного ключа в рамках одного кристалла.

Введение

Эпитаксиальная интеграция зарекомендовала себя в последнее время как перспективный путь создания полупроводниковых излучателей с выходными характеристиками, превосходящими возможности отдельных лазерных диодов (ЛД). Традиционно при помощи интеграции решается задача повышения выходной мощности [1]. Однако возможна интеграция ЛД с различающимися спектральными характеристиками [2] или интеграция ЛД с электронными приборами, что значительно расширяет функциональные возможности таких излучателей.

Эксперимент

Лазерные квантоворазмерные гетероструктуры (ГС) (Al,Ga,In)As/GaAs и (Al,Ga,In)As/InP формировались методом МОС-гидридной эпитаксии. Излучающие секции в эпитаксиально-интегрированных ГС соединялись посредством сильнолегированных туннельных переходов. Из полученных ГС изготавливались ЛД с полосковым контактом шириной 100-200 мкм и длиной резонатора 1000-2000 мкм. На грани резонатора наносились просветляющие и отражающие покрытия с R_1~0.05 и R_2~0.95. ЛД собирались в линейки и решетки ЛД (ЛЛД и РЛД) различных конструкций и изучались их выходные характеристики в импульсном (длительность импульсов - 100 нс, частота повторения - 10 кГц) и квазинепрерывном (длительность импульсов - 200 мкс, частота повторения - 20 Гц) режимах работы.

Результаты и обсуждение

Классическим вариантом использования интегрированных лазерных излучателей является решение задачи повышения выходной мощности. Для этой цели были созданы и исследованы характеристики ЛД с несколькими излучающими секциями.

Достигнуто увеличение квантовой эффективности ЛД с двумя активными областями в 1.7-2.0 раза, с тремя – в 2.5-3.0 раза, с четырьмя – в 3.4-4.0 раза. Ватт-амперные характеристики изученных образцов представлены на рис.1.

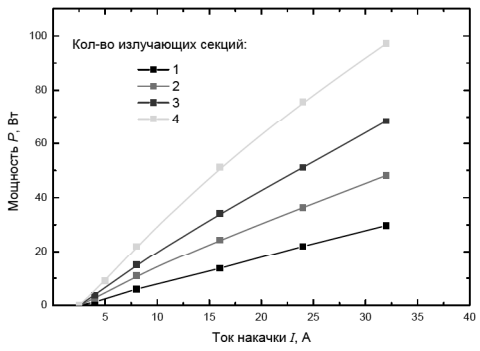


Рисунок 1. Ватт-амперные характеристики ЛД, содержащих несколько излучающих секций: 1 – одну; 2 – две; 3 – три; 4 – четыре.

РЛД, изготовленные из указанных ГС позволили достигнуть более 1 кВт выходной мощности в импульсном режиме для широкого спектрального диапазона 900-1060 нм.

В широком диапазоне параметров накачки не наблюдалось изменения квантовой эффективности РЛД. ГС с двумя излучающими секциями позволили создать ЛЛД, излучающие в квазинепрерывном режиме на длине волны 808 нм, с наклоном ВтАХ 2.3 Вт/А, по сравнению с 1.2 Вт/А для ЛЛД на основе ГС с одной излучающей областью. Для ЛЛД на основе ГС с двумя излучающими секциями спектрального диапазона 1.5-1.6 мкм достигнуто значение мощности 36 Вт, что в 1.6 раза превышает мощность ЛЛД на основе ГС с одной излучающей областью.

Развитие подхода по эпитаксиальной интеграции позволило создать оптически несвязанные излучающие секции в рамках одной ГС, каждая их которых излучает на своей длине волны. Исследованы характеристики многоволновых ЛД и ЛЛД на основе указанных ГС с двумя и тремя излучающими секциями в диапазоне λ=795-825 нм (рис. 2).

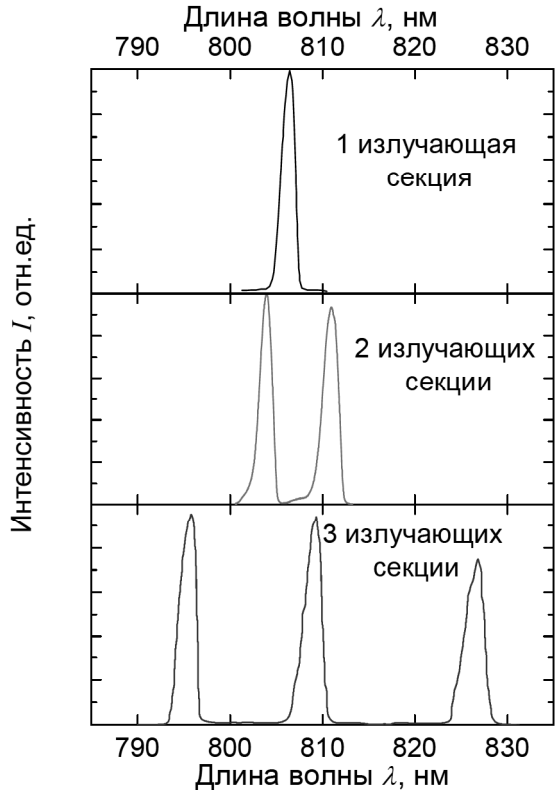


Рисунок 2. Спектральные характеристики ЛД с одной, двумя и тремя излучающими секциями.

Спектр излучения указанных многоволновых ЛД содержал одну, две или три полосы генерации соответственно. При этом выходная мощность увеличивалась кратно количеству излучающих секций.

Эпитаксиальная интеграция также открывает путь к созданию нескольких функционально различных компонентов в рамках одного кристалла. Широко востребованным на практике вариантом интеграции является соединение ЛД с элементами силового управления, обычно динисторами или тиристорами. Решая задачу миниатюризации, повышения надежности работы в широком диапазоне воздействующих факторов, рассмотрены перспективы создания в едином процессе роста двух самостоятельных, последовательно формируемых ГС: динистора (тиристора) и лазера. Изучены основные параметры таких интегрированных приборов. Вольтамперные характеристики имели характерную S-образную форму. Наклон ватт-амперной характеристики составлял ~1.1 Вт/А, что соответствует значениям, наблюдаемым для традиционных ЛД.

Выводы

Эпитаксиально-интегрированные ГС позволяют создавать лазерные излучатели с повышенной мощностью и яркостью. Приведены результаты исследования ГС с вариацией числа излучающих областей от 1 до 4. Компактные РЛД характеризовались выходной мощностью более 1кВт в импульсном режиме.

Исследована возможность создания многоспектральных лазерных излучателей. Приведены характеристики эпитаксиально-интегрированных ЛД с различающимися излучающими секциями.

Обсуждены перспективы эпитаксиальной интеграции для создания нескольких функционально различных компонентов в рамках одного кристалла.

Литература

1. М. В. Зверков , В. П. Коняев , В. В. Кричевский , М. А. Ладугин , А. А. Мармалюк , А. А. Падалица , В. А. Симаков , А. В. Сухарев // Квантовая электроника, Т. 38, 989 (2008).
2. Е. И. Давыдова , В. П. Коняев , М. А. Ладугин , Е. И. Лебедева , А. А. Мармалюк , А. А. Падалица , С. В. Петров , С. М. Сапожников , В. А. Симаков , М. Б. Успенский , И. В. Яроцкая // Квантовая электроника, Т. 40, 697 (2010).

Низкотемпературная гетероэпитаксия слоев германия на Si(100) с использованием метода горячей проволоки

С. А. Денисов[1], С. А. Матвеев[2], В. Ю. Чалков[1], А.В. Нежданов[2], Д. В. Гусейнов[1], В. Н. Трушин[1], Д. О. Филатов[1], В. Г. Шенгуров[1,*]

1 НИФТИ ННГУ им. Н.И. Лобачевского, пр-т Гагарина, д. 23, корп. 3, Нижний Новгород, 603950.

2 Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, пр-т Гагарина, д. 23, Нижний Новгород, 603950.

*shengurov@phys.unn.ru

Продемонстрирована возможность низкотемпературного (350 °С) выращивания эпитаксиальных слоев Ge толщиной 0,2 -3 мкм на подложках Si(100) методом «горячей проволоки». Исследования методом рентгеновской дифракции показали, что слои Ge на Si(001) являются монокристаллическими. Ширина кривой качания дифракционного пика Ge(004) на половине его максимума интенсивности (англ.: FWHM) варьируется от 5,7 до 10,8 угл. мин, что значительно ниже, чем в слоях Ge, выращенных другими низкотемпературными методами. Слои Ge имеют гладкую однородную поверхность. По данным холловских измерений слои имеют *p*-тип проводимости с N ≈ $1 \cdot 10^{17}$ $см^{-3}$ и подвижностью, близкой к подвижности объемного германия.

Введение

Гетероэпитаксия Ge на Si имеет значительную технологическую важность. Особенно важным приложением является интеграция Ge-фотодетекторов с поликристаллическими Si-волноводами [1] и электронными приборами на основе Si для распространения и детектирования оптического сигнала на λ = 1,3 и 1,54 мкм на Si. Оптоэлектронные интегральные схемы на основе Si или кремниевые микрофотонные системы предлагаются взамен металлических межсоединений.

Однако в гетероэпитаксии Ge на Si имеются определенные трудности, поскольку разница параметров решеток составляет ~ 4% и имеется большое рассогласование линейных коэффициентов термического расширения. Для получения идеальной гетероструктуры без перемешивания между Si и Ge необходимо проводить эпитаксиальный рост при очень низкой температуре.

Недавно было показано, что метод «горячей проволоки» может быть использован для роста тонких (≤300 нм) эпитаксиальных слоев Ge на Si(100) [2]. Методом просвечивающей электронной микроскопии было показано, что только вблизи границы слоя Ge с Si подложкой наблюдались несовершенства кристаллической решетки, которыми могли быть дефекты упаковки. В объеме слоя они отсутствовали.

В данной работе были исследованы условия низкотемпературного роста методом «горячей проволоки» высококачественных толстых (0,2-0,3 мкм) слоев Ge на Si(100) и некоторые их структурные и электрофизические свойства.

Методика эксперимента

Для выращивания слоев Ge использовалась сверхвысоковакуумная установка с базовым давлением $5 \cdot 10^{-9}$ Торр [3]. Танталовую (99,9) полоску (Ta) толщиной 0,1 мкм и шириной 6 мм размещали на расстоянии 30 мм от подложки Si. Скорость роста варьировалась изменением температуры полоски Ta в пределах от 1200 до 1500 °С. Моногерман (GeH_4) напускали в камеру роста до давления $4 \cdot 10^{-4}$ Торр. Температура подложки составляла T_S = 350 °С, а толщина слоев Ge — 0,2 - 3 мкм.

Структурное совершенство выращенных слоев исследовалось методом рентгеновской дифракции (дифрактометр Bruker D8 Discover). Использовался также метод комбинированного рассеяния света (комплекс NT-MDT Integra Spectra). Морфология поверхности слоев исследовали с использованием атомно-силового микроскопа «Solver PRO-M».

Результаты и обсуждение

Установлено, что скорость роста слоя Ge линейно зависит от температуры танталовой полоски. По-видимому, с повышением температуры нити увеличивается интенсивность разложения германа и, как следствие, плотность потока Ge на подложку.

Кристалличность слоев Ge подтверждают данные рентгенодифракционного анализа, на что указывает наличие интенсивного пика Ge(004) на дифракционной кривой. Ширина дифракционного пика на половине его максимума интенсивности (англ.: FWHM) при изменении температуры (T_{Ta} = 1200 – 1550 °C) полоски тантала варьируется от 5,7 до 10,8 угл.мин (рис.1), что значительно ниже, чем в слоях Ge, выращенных другими низкотемпературными методами (например, МПЭ [4]).

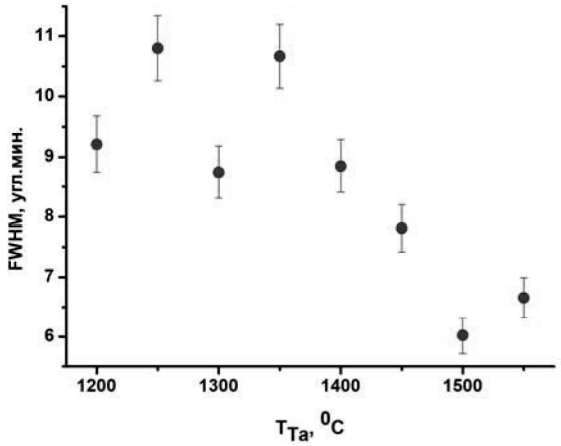


Рисунок 1. Зависимость величины FWHM слоя Ge(001) от температуры (T_{Ta}) полоски тантала.

По данным просвечивающей электронной микроскопии, на границе раздела Ge/Si видны напряженные поля. Из-за сетки дислокаций несоответствия, локализованной в плоскости границы раздела, непосредственно в эпитаксиальном слое дефектов практически не наблюдается. Плотность прорастающих дислокаций, измеренная методом ямок травления, составляет $(3\div6)\cdot10^5$ см$^{-2}$, что на 1,5–2 порядка величины ниже, чем в структурах, выращенных методом газофазной эпитаксии [5].

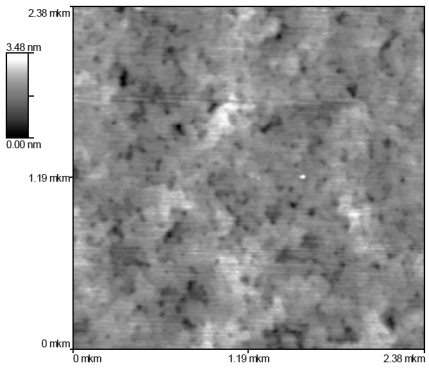


Рисунок 2. Морфология поверхности слоя Ge, полученная с помощью АСМ.

Исследование слоев Ge на Si(001) методом комбинированного рассеяния света показало, что наблюдается резкий рамановский пик около 300 см$^{-1}$, что указывает на наличие связи Ge-Ge.

Исследование морфологии поверхности слоев Ge на Si(100) показало, что слои имеют террасчатую структуру (рис. 2), свидетельствующую о слоевом механизме роста слоев Ge. Среднеквадратичная шероховатость поверхности (RMS) слоев Ge на площади 2,5 × 2,5 мкм^2 составила 0,4 нм.

Электрофизические параметры слоев Ge/Si(001) определялись методом измерения эффекта Холла на образцах, выращенных на подложках КНИ для исключения шунтирования. Слои Ge имели *p*-тип проводимости, концентрация дырок составляла $1{,}5\cdot10^{17}$ см$^{-3}$, подвижность 885 см^2/В·с (300 К), что близко к параметрам объемного германия. Повторное измерение на других частях этой же структуры подтвердило эти результаты.

Заключение

В заключение можно сказать, что достаточно толстые эпитаксиальные слои Ge на Si(100) подложке могут быть выращены методом «горячей проволоки». Структурные исследования слоев показали, что они имеют высокую кристалличность, преимущественную ориентацию (вплоть до нескольких мкм). Успешный рост эпитаксиальных слоев Ge на Si демонстрирует возможность интеграции на Si различных функциональных приборов.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект № 14-02-31370 мол_а).

Литература

1. A.M. Agarwal, L. Liao et al. // Journal Applied Physics, V. 80. 6120 (1996).
2. C. Mukherjee, H. Seitz, B. Schroder // Applied Physics Letters, V. 78, 3457 (2001).
3. В.Г. Шенгуров, В.Ю. Чалков, С.А. Денисов и др. // Вакуумная техника и технология, Т. 21, 45 (2011).
4. V. Sorianello, L. Colace et al. // Optical Material Express, V. 1, 856 (2011).
5. Y.H. Tan, C.S. Tan // Thin Solid Films, V. 520, 2711 (2012).

Оптические явления, связанные с поверхностными плазмон-поляритонами в структурах на основе *n*-GaN

Г. А. Мелентьев[1]*, В. А. Шалыгин[1], М. Д. Молдавская[1], Л. Е. Воробьев[1], Д. А. Фирсов[1], В. Ю. Паневин[1], H. Nykänen[2], L. Riuttanen[3], O. Svensk[3], S. Suihkonen[3]

1 С.-Петербургский государственный политехнический университет, ул. Политехническая, 29, Санкт-Петербург, 195251.

2 Oy AJAT Ltd., Tietotie 3, Espoo, 02150, Finland.

3 Aalto University, School of Electrical Engineering, Otakaari 1, Espoo, 02150, Finland.

*gamelen@spbstu.ru

В данной работе исследованы поверхностные плазмон-поляритоны в *n*-GaN. Эксперименты по оптическому отражению продемонстрировали возможность возбуждения поверхностных плазмон-поляритонов терагерцовым излучением с помощью дифракционной решетки на поверхности структуры. Исследование эмиссии терагерцового излучения в латеральном электрическом поле показали, что рассеяние горячих поверхностных плазмон-поляритонов на дифракционной решетке дает существенный вклад в интенсивность излучения. В определенной области спектра этот механизм эмиссии превалирует.

Одним из перспективных материалов для получения терагерцового (ТГц) излучения является нитрид галлия. В микро- и наноструктурах на основе GaN уже наблюдалась эмиссия ТГц-излучения. В слаболегированных эпислоях *n*-GaN получено излучение, связанное с внутрицентровыми оптическими переходами [1]. В гетеропереходе AlGaN/GaN исследовано тепловое излучение горячих электронов в ТГц диапазоне [2]. Эмиссия ТГц-излучения наблюдалась также при возбуждении плазмонов в транзисторных структурах GaN/AlGaN с субмикронной длиной затвора [3].

Возможно получение ТГц-излучения и с помощью поверхностных плазмон-поляритонов (ППП). В работе [4] была обнаружена эмиссия ТГц-излучения при протекании электрического тока в неоднородных эпитаксиальных слоях *n*-InN, в которых структурные неоднородности формируют случайную решетку. Было показано, что обнаруженное излучение связано с рассеянием ППП на неоднородностях эпитаксиального слоя.

В данной работе исследованы оптические явления в микроструктурах на основе сильнолегированных эпитаксиальных слоев *n*-GaN с профилированной поверхностью. Цель работы — выявить эффекты, связанные с рассеянием ППП на регулярной дифракционной решетке, созданной на поверхности эпитаксиального слоя.

Методика эксперимента

Исследованы эпитаксиальные слои с разной концентрацией доноров (Si): $3{,}6\cdot10^{19}$ и $5\cdot10^{18}$ см$^{-3}$, имевшие толщину 6 и 10 мкм соответственно. Дифракционная решетка изготавливалась методом фотолитографии и имела период 86 мкм. Глубина решетки варьировалась от 2 до 4,5 мкм. Дополнительно были изготовлены и исследованы реперные образцы, имевшие плоскую границу раздела полупроводник/воздух.

Исследования спектров отражения проводились при комнатной температуре, с помощью Фурье-спектрометра и пироэлектрического приемника. Источником излучения служила ртутная лампа, угол падения света составлял 11°, плоскость падения была перпендикулярна штрихам дифракционной решетки. Спектры снимались для *s*- и *p*-поляризаций.

Эмиссия ТГц-излучения возникала при приложении к образцу латерального электрического поля. Напряжение подавалось в виде импульсов частотой 87 Гц и длительностью 2,5 мкс. Спектральные исследования излучения проводились с помощью Фурье-спектрометра при температуре 12 К; излучение регистрировалось кремниевым болометром.

Исследование зависимости интегральной интенсивности ТГц-люминесценции от электрического

поля проводились при температуре $T = 4{,}2$ К. Напряжение подавалось в виде последовательности одиночных импульсов длительностью 2 мкс. Излучение регистрировалась фотодетектором Ge:Ga (полоса чувствительности 2,2 – 7 ТГц).

Результаты и их обсуждение

На спектрах отражения для *p*-поляризации видны четкие провалы (рис. 1). На спектрах отражения для *s*-поляризации таких особенностей не наблюдается. Обнаруженная поляризационная зависимость указывает на то, что провалы могут быть связаны с возбуждением ППП, поскольку последние представляет собой электромагнитную волну ТМ-типа. Согласно расчету, спектральные положения провалов соответствуют условию фазового синхронизма для ППП и фотонов, что также указывает на возникновение ППП под действием ТГц излучения.

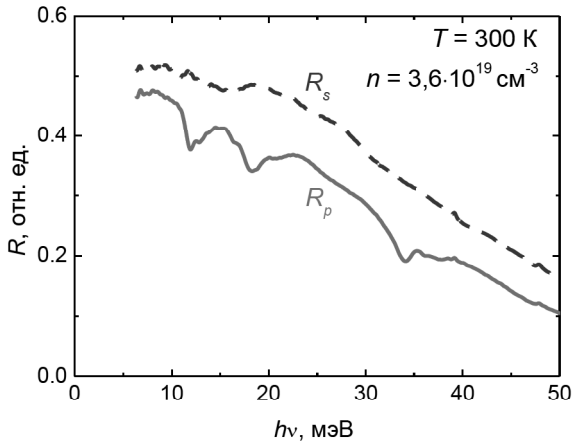


Рисунок 1. Спектры отражения для поляризаций: *p* (сплошная линия) и *s* (пунктир). Глубина дифракционной решетки 4,5 мкм, концентрация свободных электронов $3{,}6\cdot10^{19}$ см$^{-3}$.

При воздействии на образцы латерального электрического поля была обнаружена эмиссия ТГц-излучения, которую мы связываем с отклонением ансамблей электронов и ППП от равновесия. На рис. 2 изображено отношение спектральной плотности излучения образца с дифракционной решеткой $I(H)$ к спектральной плотности излучения образца с плоской границей раздела полупроводник/воздух $I(0)$. В обоих образцах концентрация свободных электронов была одинакова ($5\cdot10^{18}$ см$^{-3}$). Эмиссия ТГц-излучения из образца с плоской границей обусловлена тепловым излучением горячих электронов [5]. Как видно из рис. 2, в спектральном интервале от 8 до 41 мэВ отношение $I(H)/I(0)$ превышает единицу. По нашему мнению, это свидетельствует о том, что в образцах с профилированной поверхностью появляется дополнительный вклад в ТГц-излучение за счет рассеяния горячих ППП на дифракционной решетке.

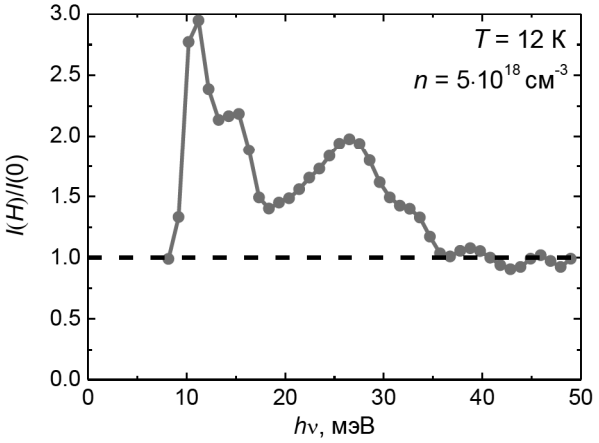


Рисунок 2. Отношение спектральной плотности излучения образца с дифракционной решеткой $I(H)$ к спектральной плотности излучения образца с плоской границей раздела полупроводник/воздух $I(0)$. Глубина дифракционной решетки 2 мкм. Мощность электрической накачки 1,4 кВт.

Измерения интегральной интенсивности ТГц-излучения показали, что в образцах с регулярной дифракционной решеткой она возрастает в два раза по сравнению с образцами без решетки (при мощности электрической накачки 1 кВт). Это также говорит о существенном вкладе ППП в эмиссию ТГц-излучения.

Работа поддержана Германо-Российской программой BMBF, грантами РФФИ и Правительства С.-Петербурга.

Литература

1. V. A. Shalygin, L. E. Vorobjev, D. A. Firsov *et al.* // Journal of Applied Physics, V. 106, 123523 (2009).
2. V. A. Shalygin, L. E. Vorobjev, D. A. Firsov *et al.* // Journal of Applied Physics, V. 109, 073108 (2011).
3. A. El. Fatimy, N. Dyakonova, Y. Meziani *et al.* // Journal of Applied Physics, V. 107, 024504 (2010).
4. T. V. Shubina, N. A. Gippius, V. A. Shalygin *et al.* // Physical Review B, V. 83, 165312 (2011).
5. Г.А. Мелентьев, В.А. Шалыгин, Л.Е. Воробьев *и др.* // Нанофизика и наноэлектроника. Труды XVI Международного симпозиума (12 – 16 марта 2012 г., Н. Новгород), Т. 1, 312 (2012).

Оптические и электрофизические свойства плотной *e-h* системы вблизи фазового перехода "металл-диэлектрик" в КЯ SiGe/Si

В. С. Багаев[1], С. А. Колосов[1], В. С. Кривобок[1, 3, *], А. Н. Миннулин[1, 3], С. Н. Николаев[1], А. В. Новиков[2], А. А. Пручкина[1]

1Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, ГСП-1, Ленинский пр., д. 53, Москва, 119991.

2 Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680.

3 Московский физико-технический институт (государственный университет), Институтский пер., д. 9, Московская область, г. Долгопрудный, 141700.
*krivobok@lebedev.ru

Вблизи фазового перехода второго рода «металл-диэлектрик» в квантовых ямах SiGe/Si была обнаружена необычная экситонная фаза. Спектроскопия люминесценции в видимой и инфракрасной областях спектра, а также электрофизические измерения позволили подтвердить экситонный характер данного состояния и связь с коллективными эффектами.

Введение

Исследование фазовых переходов "газ-жидкость" и "металл-диэлектрик" в низкоразмерных системах представляет значительный фундаментальный интерес. При исследовании конденсированной фазы в квазидвумерных системах на основе SiGe/Si квантовых ям были обнаружены необычные особенности фазового перехода «газ-жидкость»: конденсат образуется при существенно меньших плотностях возбуждения, чем в объемном кремнии, фазовый переход сопровождается образованием многочастичных (в том числе заряженных) комплексов, барьер для электронов в слое твердого раствора приводит к существенному повышению критической температуры образования ЭДЖ [1]. В данной работе исследовались свойства электронно-дырочной плазмы в SiGe/Si квантовых ямах толщиной 5 нм, содержание германия в которых превышало 9%.

Результаты и их обсуждение

Как было показано ранее, барьер для электронов в слое твердого раствора для таких структур подавляет образование ЭДЖ. При повышении плотности экситонного газа наблюдается фазовый переход "экситонный газ-плазма". Для определения характера фазового перехода в электронной подсистеме этих КЯ были проведены измерения спектров фотолюминесценции как в ИК, так и в видимой области (2Eg-люминесценция), а также латеральной фотопроводимости гетероструктуры при лазерном возбуждении. 2Eg-люминесценция наблюдается при одновременной рекомбинации двух электронов и двух дырок, поэтому свободные и локализованные на примеси экситоны не дают вклад в видимое излучение структур.

Анализ спектров ИК- и 2Eg-люминесценции показал постепенное сужение линии излучения плазмы и увеличение времени жизни носителей в ней по мере уменьшения плотности мощности возбуждения. При этом спектральное положение этой линии меняется достаточно слабо. При снижении концентрации плазменной фазы до 10^{11}-10^{12} $см^{-2}$ в спектрах 2Eg-люминесценции наблюдается асимметричная линия, длинноволновый спад которой хорошо описывается обратным больцмановским профилем (см. рис. 1). Такую форму линии можно объяснить в рамках представления о многочастичном состоянии, когда после рекомбинации 2-х электронов и 2-х дырок энергия и импульс передаются оставшимся частицам (см. вставку на рисунке), массу которых составила ~5 m_0 (оценка сделана по наклону длинноволнового крыла). Длинноволновое крыло в 2Eg-спектрах наблюдается в широком диапазоне температур, что хорошо видно по спектрам на рис. 1.

Дальнейшее снижение концентрации носителей заряда в КЯ (примерно в 5 раз) приводит к заметному сужению линии 2Eg-люминесценции при сохранении ее спектрального положения (рис. 2). Отметим, что максимум линии в 2Eg-спектрах совпадает с удвоенной энергией основного экситонного

состояния. Однако, в отличии от люминесценции в видимой области спектра, в ИК-спектрах КЯ наблюдается резкое тушение линии свободного экситона. Такая немонотонная зависимость интенсивности излучения в 2Eg- и ИК-спектрах может

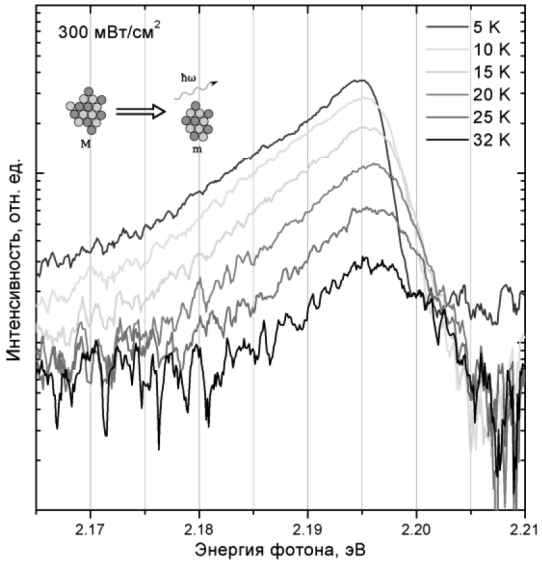


Рисунок 1. Температурная зависимость спектра 2Eg-люминесценции квантовой ямы шириной 5 нм и содержанием германия 9.5% при средней плотности мощности возбуждения. На вставке приведено схематическое изображение модели, объясняющей длинноволновой хвост линии излучения.

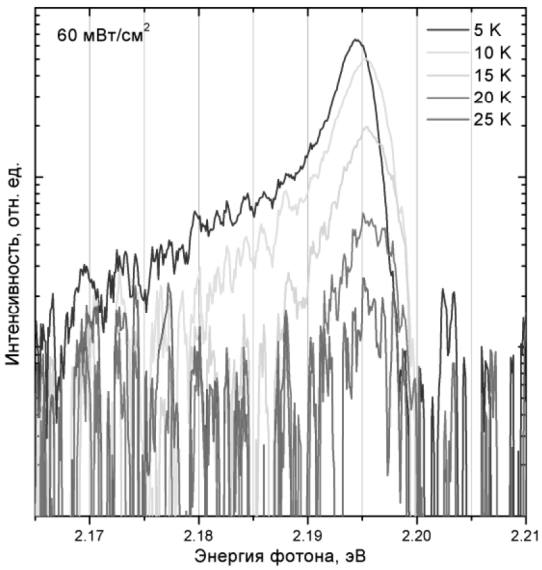


Рисунок 2. Температурная зависимость спектра 2Eg-люминесценции того же образца при низкой плотности мощности возбуждения.

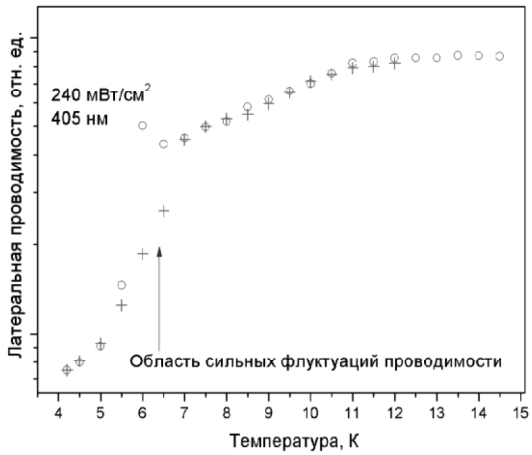


Рисунок 3. Температурная зависимость латеральной фотопроводимости образца с квантовой ямой SiGe/Si, демонстрирующая резкое падение проводимости и флуктуации фототока вблизи 6.5 К.

свидетельствовать о вырождении экситонного газа и связанных с этим когерентных эффектах.

Для структуры с содержанием германия 9.5% условия, при которых наблюдается нестандартная экситонная фаза, были воссозданы при измерении латеральной фотопроводимости. Вблизи фазового перехода при 15 К проводимость, как функция плотности мощности возбуждения, описывается корневой зависимостью, что указывает на связывание носителей заряда в экситоны при фотовозбуждении. С уменьшением температуры до ~6.5 К возникает резкое уменьшение проводимости, сопровождающееся сильными флуктуациями фототока (рис. 3). Данное поведение характерно для перехода электронно-дырочной плазмы в сверхтекучую фазу, аналогичную БКШ.

Таким образом, вблизи фазового перехода второго рода обнаружено формирование микроскопических экситонных капель (многоэкситонных комплексов) обладающих нестандартными свойствами. Определен диапазон концентраций плотной электронно-дырочной плазмы, в котором может наблюдаться переход в диэлектрическую фазу типа БКШ и проведено предварительное исследование электрофизических свойств такой системы.

Литература

1. В. С. Багаев, и др. // Письма в ЖЭТФ, **94**, 1, 63-67 (2011).

Электрофизические свойства структур «металл – диэлектрик – металл» на основе оксида кремния, проявляющих эффект резистивного переключения

А.Н. Михайлов *, А.И. Белов, Д.В. Гусейнов, Д.С. Королев, И.Н. Антонов, С.В. Тихов, А.П. Касаткин, О.Н. Горшков, Д.И. Тетельбаум

Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950.
*mian@nifti.unn.ru

Изучены электрофизические характеристики тонкопленочных структур Au/Zr/SiO_x/TiN, проявляющих стабильное резистивное переключение (эффект резистивной памяти). Температурные зависимости вольтамперных характеристик и анализ малосигнальных диэлектрических параметров позволили сделать выводы о механизмах протекания тока и природе различных резистивных состояний.

Введение

В последнее время интенсивно разрабатываются устройства энергонезависимой памяти, функционирующие на основе новых физических принципов. Резистивная память (Resistive Random Access Memory – RRAM) – новое поколение энергонезависимой памяти, основанное на использовании двух устойчивых состояний материала: состояние с высоким сопротивлением (СВС) и состояние с низким сопротивлением (СНС), переключение между которыми осуществляется путем приложения напряжения определенной величины. Благодаря простоте изготовления, масштабируемости и малому времени переключения, устройства RRAM могут заменить всю иерархию компьютерной памяти.

В настоящее время сформировались представления о возможных механизмах резистивного переключения (РП) в оксидных материалах, однако остались не рассмотренными многие вопросы, касающиеся как выбора оптимальной комбинации материалов в структуре «металл-диэлектрик-металл» (МДМ), так и механизмов протекания тока в зависимости от состояния диэлектрика. Ключевой проблемой остается совместимость выбранных материалов и технологических процессов с традиционной кремниевой микроэлектронной технологией. Эта проблема может быть решена при использовании в качестве диэлектрика оксида кремния. РП в МДМ-структурах на основе SiO_x впервые наблюдалось еще в 1960-е годы (см. обзор [1]). В последние годы получены новые результаты, которые интерпретируются на основе электрохимических процессов с участием кислородных вакансий и нанокластеров Si в тонких пленках SiO_x [2]. Основная информация была получена на основе анализа вольтамперных характеристик (ВАХ) МДМ-структур, однако для понимания механизмов РП требуется комплексное исследование электрофизических характеристик соответствующих конденсаторных структур.

В работе изучены электрофизические характеристики МДМ-структур с наноразмерными слоями SiO_x, осажденными методом ВЧ-магнетронного распыления.

Методика эксперимента

Пленка SiO_x (толщина – 40 нм, показатель преломления – 1,46 по данным эллипсометрии) осаждалась на промышленную подложку TiN/Ti/SiO_2/Si методом ВЧ-магнетронного распыления. Верхние электроды Au (40 нм) с подслоем Zr (3 нм) площадью $8{,}4\cdot10^{-3}$ $см^{-2}$ наносились методом магнетронного распыления на постоянном токе. ВАХ и малосигнальные характеристики адмиттанса (дифференциальные емкость, проводимость и потери, сопротивление в эквивалентных схемах замещения конденсатора для частот $10^3 \div 10^7$ Гц) измерялись на анализаторе параметров полупроводниковых приборов Agilent B1500 A в интервале температур 77÷500 К.

Результаты и их обсуждение

Малосигнальные измерения адмиттанса и ВАХ в исходном состоянии (ИС) позволили сделать вывод, что локальная структура и дефектный состав диэлектрика близки к таковым для нестехиометрического оксида SiO_x, а протекание тока происходит по механизму Шоттки. После формовки, которая соответствует мягкому пробою барьера Шоттки, значения тока возрастают на несколько порядков и структура проявляет воспроизводимое биполярное РП с напряжениями переключения 3-4 В. СВС характеризуется худшими (по сравнению с ИС) диэлектрическими свойствами, нелинейной ВАХ, которая сильно зависит от температуры и может быть описана в рамках модели токов, ограниченных пространственным зарядом, или модели дискретного туннелирования в условиях кулоновской блокады [3]. В СНС ВАХ является линейной, практически не зависящей от температуры, и наблюдается резкое ухудшение диэлектрических свойств (по сути их полное исчезновение), связанное с появлением сильной сквозной утечки через диэлектрик.

Температурные зависимости значений тока в состояниях СНС и СВС, определенные по кривым переключения при напряжении +2 В (рис. 2), дают информацию о природе этих состояний. В СВС с ростом температуры реализуется прыжковый перенос заряда по дефектным состояниям в оксиде с энергией активации ~ 0,1 эВ. При температуре более 450 К СВС практически не отличается от СНС, в котором реализуется безактивационный транспорт электронов в зоне, встроенной в щель подвижности оксида.

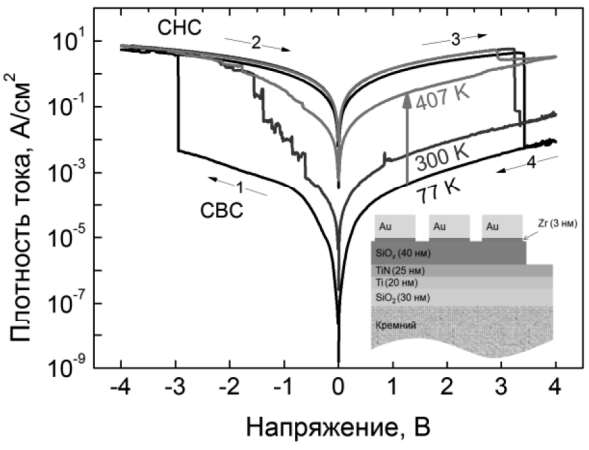


Рисунок 1. ВАХ, измеренные в циклическом режиме при различных температурах. На вставке приведено схематическое изображение поперечного сечения структуры. Знак напряжения на структуре соответствует потенциалу верхнего электрода (Au) относительно потенциала нижнего электрода (TiN). Номера и стрелки показывают направление и последовательность измерения ветвей ВАХ.

Установленные закономерности могут быть объяснены в рамках представлений о проводящих каналах (шнурах) в диэлектрике [1], которые в случае SiO_x представлены цепочками из кислородных вакансий или кластеров кремния. Особенности РП в этом случае могут быть связаны с температурнозависимой конкуренцией между процессами окисления-восстановления, которые обеспечивают разрыв шнура (с образованием дефектной диэлектрической прослойки) при переходе СНС › СВС и восстановление шнура при переходе СВС → СНС.

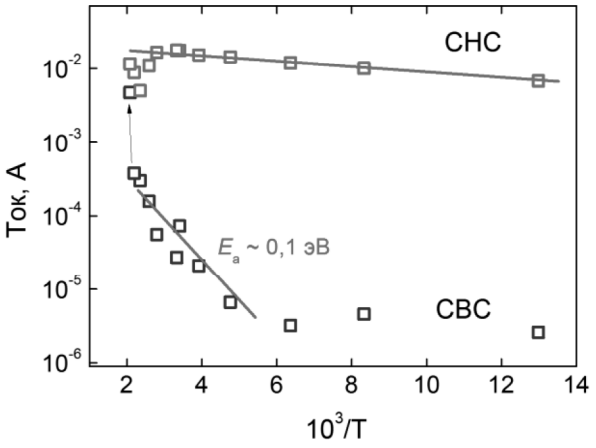


Рисунок 2. Зависимости значений тока (при напряжении +2 В) от температуры измерения циклических ВАХ.

Заключение

Комплексный анализ электрофизических характеристик МДМ-структур на основе SiO_x, проявляющих РП, существенно дополнил измерения ВАХ и позволил получить ценную информацию для понимания механизма РП. С практической точки зрения важно отметить, что используемые материалы и операции могут быть встроены в стандартный технологический процесс производства микросхем.

Благодарности

Работа выполнена при поддержке Министерства образования и науки РФ.

Литература

1. Дж. Дирнлей *и др.* // Успехи физических наук, Т.112, 83 (1974).
2. A. Mehonic *et al.* // J. Appl. Phys., V.111, 074507 (2012).
3. Е.С. Демидов *и др.* // Физика твердого тела, Т.51, 385 (2009).

Гетероструктуры HgCdTe для двухспектральных фотоприемников

В.В. Васильев, В.С. Варавин, С.А. Дворецкий, Н.Н. Михайлов*, А.В. Предеин, В.Г. Ремесник, И.В. Сабинина, Г.Ю. Сидоров, Ю.Г. Сидоров, А.О. Сусляков,

1 Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН, проспект ак. Лаврентьева 13, Новосибирск, 630090.
mikhailov@isp.nsc.ru

В работе представлены результаты по разработке дизайна двухслойной структуры КРТ с фоточувствительными слоями составов X_{CdTe} = 0,29-0,32 и X_{CdTe} = 0,220-0,230, обеспечивающих чувствительность в спектральных диапазонах 3-5 и 8-12 мкм, барьерным слоем между ними и широкозонными варизонными слоями на гетерогранице и поверхности, выращенных на подложке из GaAs с буферным слоем ZnTe и CdTe.

Для двухспектральных фотоприемников разработана технология, определен дизайн и проведено выращивание методом молекулярно-лучевой эпитаксии двухслойных ГЭС КРТ МЛЭ на подложках (013)CdTe/ZnTe/GaAs с мольным содержанием теллурида кадмия $X_{CdTe}\approx0,3$ и $X_{CdTe}\approx0,22$ в фоточувствительных слоях, разделенных широкозонным барьерным слоем (рисунок 1).

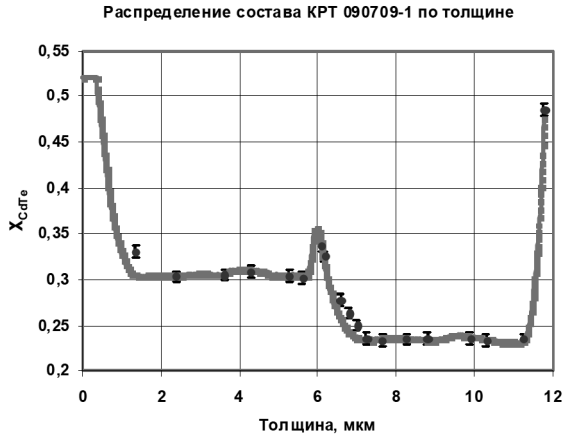


Рисунок 1. Распределение состава ГЭС КРТ МЛЭ для двух-спектральных фотодиодов.

Контроль состава и толщины слоев двухслойных ГЭНС КРТ МЛЭ in-situ проводился с помощью измерений эллипсометрических параметров. Состав фоточувсвительных слоев ГЭС КРТ МЛЭ ex-situ определялся из анализа спектров поглощения, полученных из спектров пропускания с использованием данных эллипсометрических измерений. Наблюдается хорошее соответствие полученных данных состава слоев двухслойной ГЭС КРТ МЛЭ с эллипсометрическими измерениями и определенных из спектров отражения при послойном травлении. После выращивания ГЭС КРТ МЛЭ имеют электронный тип проводимости. Термический отжиг в инертной среде позволяет получить ГЭС КРТ МЛЭ дырочного типа проводимости концентрацией дырок $p_{77K}=8\times10^{15}$см$^{-3}$ и $p_{77K}=1\times10^{16}$см$^{-3}$ в широкозонном и узкозонном слоях соответственно. Для определения высоты барьера между фоточувствительными слоями при температуре жидкого азота (77 К) проводилось измерение спектральных зависимостей фотопроводимости. Из этих измерений была определена минимальная величина барьера, при котором взаимное влияние фоточувствительных слоев будет минимальным, составляющая $\delta X \geq 0,048$ мольных долей теллурида кадмия (или $\delta X \geq 0,085$ эВ).

Двухспектральные ИК-фотоприемники представляют гибридную сборку на основе индиевых столбов разной высоты фоточувствительных элементов, полученных ионной имплантацией бором с кремниевым мультиплексором (рисунок 2).

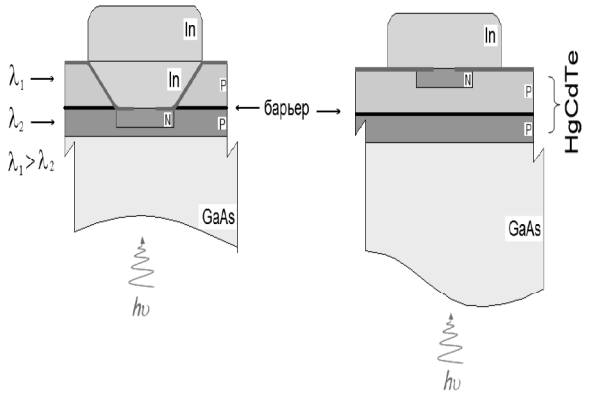


Рисунок 2. Схема двухспектральных фотодиодов.

На рис. 3 показана спектральная зависимость двухспектрального ИК фотоприемника на основе двух-

слойных ГЭС КРТ МЛЭ с $\lambda_{0,5}$ =5,6 мкм (3-5 мкм) и $\lambda_{0,5}$ = 8,9 мкм.

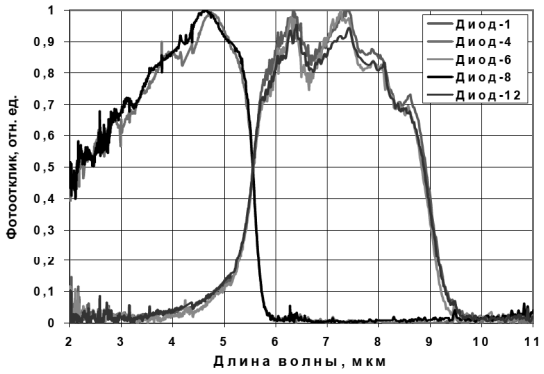


Рисунок 3. Спектральные характеристики фотодиодов.

Результаты работы

Разработан дизайн и проведено выращивание двухслойной структуры КРТ с фоточувствительными слоями составов, обеспечивающих чувствительность в спектральных диапазонах 3-5 и 8-12 мкм, барьерным слоем между ними и широкозонными варизонными слоями на подложке из GaAs с буферным слоем ZnTE и CdTe.

Контроль состава и толщины слоев в реальном масштабе времени и ex-situ проводился эллипсометрическим методом и по измерениям пиков отражения E1 и E1+Δ при послойном травлении. Получено хорошее соответствие полученных данным по изменению состава двухслойной структуры различными методами.

Определена минимальная величина барьера для устранения взаимного влияния фоточувствительных слоев, которая должна быть на 0,05 мольных долей больше, чем состав фоточувствительного слоя, обеспечивающего чувствительность в диапазоне спектра 3-5 мкм.

Определены условия термического отжига для получения необходимой концентрации дырок в фоточувствительных слоях проводимости. Температура отжига составляла 220-240ºС. Концентрация дырок в фоточувствительных слоях отличается в 2 раза и составляет $(4\text{-}10)\times10^{15}$ см$^{-3}$ и $(8\text{-}20)\times10^{15}$ см$^{-3}$ при 77 К для материала р-типа проводимости. Отработана технология конверсии типа пропроводимости.

Генерация терагерцового излучения в графене с диффузионной накачкой

М. Ю. Морозов[1*], И. М. Моисеенко[2], А. Р. Давоян[3], В. В. Попов[1]

1 Саратовский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, ул. Зеленая, 38, Саратов, 410019.

2 Национальный исследовательский Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского, ул. Астраханская, 83, Саратов, 410012.

3 University of Pennsylvania, Philadelphia, Pennsylvania, 19104, USA.

*mikkym@mail.ru

Предложена концепция терагерцового лазера с вертикальным резонатором на основе графена с диффузионной накачкой. При таком типе накачки инверсное распределение концентрации носителей заряда в графене создается диффузионным потоком этих носителей из полупроводниковой подложки, в которой они могут эффективно создаваться с помощью оптической накачки полупроводника. Показано, что использование диффузионной накачки графена позволяет получить на порядок более низкие значения внешней оптической накачки по сравнению с прямой оптической накачкой графена.

Введение

Исследование новых способов создания эффективного миниатюрного источника когерентного излучения терагерцового (ТГц) диапазона частот является одной из актуальных задач современной фотоники. В настоящее время для получения когерентного ТГц-излучения используются квантово-каскадные лазеры [1] и нелинейные преобразователи частоты [2]. Однако у них есть ряд недостатков. Так, квантово-каскадные лазеры достаточно сложны конструктивно и требуют криогенного охлаждения при генерации в ТГц-диапазоне, а нелинейные преобразователи частоты принципиально не являются компактными устройствами.

Сравнительно недавно была предложена идея получения генерации когерентного ТГц-излучения за счет создания инверсной населенности носителей заряда в графене [3]. Стимулированное ТГц-излучение из графена с инвертированным распределением носителей заряда наблюдалось экспериментально в [4]. В указанных статьях была предложена концепция создания ТГц-лазера на основе графеновых микроструктур при непосредственной оптической накачке слоя графена. Однако при таком типе накачки в графене поглощается всего ~ 2.3% мощности накачки [5], что существенно ограничивает эффективность таких лазеров.

Целью данной работы является теоретическое рассмотрение возможности получения генерации когерентного ТГц-излучения в графене с диффузионной накачкой. При таком типе накачки инверсия носителей заряда в графене создается за счет их диффузии из полупроводниковой подложки, в которой неравновесные носители заряда эффективно создаются с помощью оптической накачки полупроводника.

Схема конструкции лазера и математическая модель

На рис. 1 представлена схема конструкции предлагаемого лазера. Монослой графена (аналогичная теория накачки и геометрия резонатора может быть рассмотрена также для многослойного графена) находится на границе раздела между полупроводниковой подложкой (GaAs) и слоем диэлектрика.

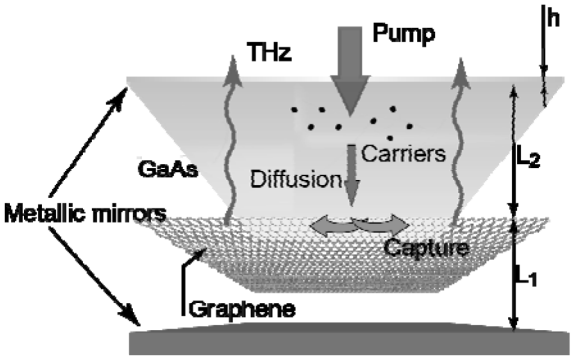


Рисунок 1. Схема лазера с диффузионной накачкой.

Вся структура помещена в резонатор Фабри-Перо, сформированный металлическими зеркалами, одно из которых является полностью отражающим для ТГц-излучения, а второе частично прозрачным.

В объемном слое полупроводника оптической накачкой генерируются электрон-дырочные пары,

которые диффундируют к слою графена и захватываются в него, формируя инверсное распределение концентрации носителей заряда в графене.

Диффузия неравновесных носителей заряда в полупроводнике (в направлении x, перпендикулярном слою графена) описывается уравнением:

$$D_a \frac{d^2 n_s}{dx^2} - \frac{n_s}{\tau_R} + \frac{\alpha}{\hbar\omega_p} p_p e^{-\alpha x} = 0, \qquad (1)$$

где n_s – концентрация электрон-дырочных пар в полупроводнике, D_a – коэффициент амбиполярной диффузии, τ_R – время спонтанной рекомбинации электрон-дырочных пар в полупроводнике, p_p, ω_p – плотность мощности и круговая частота излучения накачки, α – коэффициент поглощения мощности накачки.

Зная распределение концентрации носителей заряда в полупроводнике, можно найти диффузионный поток носителей заряда в графен: $J_{in} = -D_a \, \partial n_s / \partial x \left| \left(x = x_{gr} \right) \right.$

Для численного определения выходных характеристик ТГц-лазера была использована следующая система скоростных уравнений:

$$dn/dt = J_{in} - (n - n_0)/\tau + \\ + 1/\hbar\omega \cdot \mathrm{Re}(\sigma_{\mathrm{inter}}) \, | E_0 \left(x = x_{gr} \right) |^2 \qquad (2)$$

$$d\psi^2(t)/dt = -2/W_0 \cdot \psi^2(t) \cdot [\mathrm{Re}(\sigma) \, | E_0 \left(x = x_{gr} \right) |^2 + \\ + \omega\varepsilon_0 < \mathrm{Im}(\varepsilon(x)) \, | E_0(x) |^2 > + S_0], \qquad (3)$$

где n – концентрация электрон-дырочных пар в графене, τ – время безызлучательной рекомбинации носителей заряда в графене, ω – круговая частота ТГц-поля, формируемого в резонаторе, σ – проводимость графена, σ_{inter} – часть проводимости графена, определяемая межзонными переходами, $W_0 = 1/2 \cdot < (\varepsilon_0 \, \mathrm{Re}(\varepsilon(x)) \, | E_0(x) |^2 + \mu_0 \, | H_0(x) |^2) >$, $S_0 = 1/2 \cdot (E_0(x) H_0^*(x) + c.c.)$, $\psi(t)$ – безразмерная медленно меняющаяся амплитуда ТГц-поля, $E_0(x)$ и $H_0(x)$ – профили поля в резонаторе, ε - диэлектрическая проницаемость полупроводника (зависящая от концентрации носителей заряда в полупроводнике и частоты ТГц-излучения), ε_0 - электрическая постоянная. Толщины слоев диэлектрика и полупроводника выбраны таким образом, чтобы слой графена был расположен вблизи пучности ТГц-поля, формируемого в резонаторе лазера.

Выходные характеристики лазера

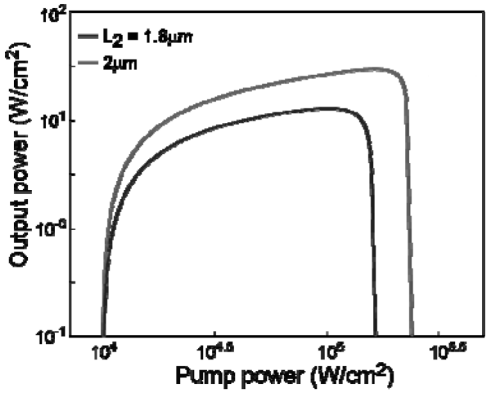


Рисунок 2. Зависимость мощности ТГц-излучения от мощности накачки на частоте ~ 10 ТГц.

На рис. 2 представлена зависимость выходной мощности лазера в ТГц-диапазоне от мощности накачки. Уровень мощности оптической накачки ($10^4 - 10^5$ Вт/см^2) в режиме генерации ТГц-излучения является вполне достижимым. Эффективность преобразования мощности накачки в ТГц мощность составляет $P_{THz}/P_{Pump} \sim 10^{-4}$ при $T = 300$ К и $\tau = 10$ пс, что на порядок превосходит аналогичную величину при оптической накачке непосредственно в графен. Срыв генерации при некотором уровне мощности накачки обусловлен ростом ТГц-потерь в слое полупроводниковой подложки с увеличением мощности накачки.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ по проекту 13-02-12070 и программы РАН «Фундаментальные основы технологий наноструктур и наноматериалов».

Литература

1. J. Faist, F. Capasso, D. L. Sivco, C. Sirtori, A. L. Hutchinson, A. Y. Cho // Science, V. 264, 553 (1994).
2. M. Scheller, J. M. Yarborough, J. V. Moloney, M. Fallahi, M. Koch, S. W. Koch // Opt. Express, V. 18, 27112 (2010).
3. V. Ya. Aleshkin, A. A. Dubinov, V. Ryzhii. // Письма в ЖТФ, Т. 89, С. 70 (2009).
4. S. Boubanga-Tombet, S. Chan, T. Watanabe, A. Satou, V. Ryzhii, T. Otsuji. // Physical Review B, V. 85, 035443 (2012).
5. R. R. Nair, P. Blake, A. N. Grigorenko, K. S. Novoselov et al. // Science, V. 320, 1308 (2008).

Времяразрешенная ФЛ спектроскопия узкозонных эпитаксиальных пленок $Hg_{1-x}Cd_xTe$ и $Hg_{1-x}Cd_xTe/Cd_yHg_{1-y}Te$ гетероструктур с квантовыми ямами в ТГц диапазоне

С.В. Морозов [1,3]*, В.В. Румянцев [1, 3], А.В. Антонов[1], Кудрявцев К.Е.[1], С.С. Сергеев[1], Д.И. Курицын[1], А.А. Дубинов[1], С.А. Дворецкий[2], Н.Н. Михайлов[2] и В.И. Гавриленко[1, 3]

1Институт физики микроструктур РАН, 603950, Н.Новгород

2Инстиут физики полупроводников СО РАН , 630090, пр. ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск

3Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, 603950, Н.Новгород

*more@ipmras.ru

Представлены спектры ФЛ из узкозонных эпитаксиальных пленок HgCdTe и структур с КЯ на основе $Hg_{1-x}Cd_xTe/Cd_yHg_{1-y}Te$, полученные при импульсном оптическом возбуждении. При 18 К помимо сигнала межзонной ФЛ в структурах с КЯ наблюдается узкая линия в области 3 мкм, предположительно связанная с возникновением стимулированного излучения на примесно-зонном переходе. В объемной структуре с волноведущим слоем при 100 К с ростом мощности накачки обнаружено обужение линии ФЛ на длине волны 8.6 мкм.

Введение

Благодаря тому, что HgTe является бесщелевым полупроводником, в твердом растворе на основе HgTe и CdTe можно получить произвольную ширину запрещенной зоны от 0 до 1.6 эВ. Одной из важных задач является исследование возможности создания излучателей ТГц-диапазона на основе таких структур. В твердых растворах $Hg_{1-x}Cd_xTe$ исследование фотолюминесценции (ФЛ) в среднем ИК-диапазоне проводилось во многих работах. Для узкозонных составов $Hg_{1-x}Cd_xTe$ таких работ практически нет. Известно, что для создания лазера больше подходят структуры с квантовыми ямами (КЯ), в которых легче добиться инверсии населенностей из-за лучшей, по сравнению с двойной гетероструктурой с объемным активным слоем, пространственной локализацией носителей.

Результаты и их обсуждение

В гетероструктурах с КЯ HgTe/CdTe при высоком уровне накачки, кроме линии ФЛ от КЯ $Hg_{1-x}Cd_xTe$ в области 800 - 1000 $см^{-1}$, были обнаружены две дополнительные спектральные полосы в области 5000 $см^{-1}$ и 3000 $см^{-1}$ (рис. 1). Линия в области 5000 $см^{-1}$ обусловлена ФЛ из широкозонных барьерных слоев $Cd_xHg_{1-x}Te$. Полоса в окрестности 3000 $см^{-1}$, на наш взгляд, связана с переходами из континуума зоны проводимости барьеров (или электронного уровня в КЯ) на примесные центры акцепторного типа, роль которых, скорее всего, играют вакансии ртути.

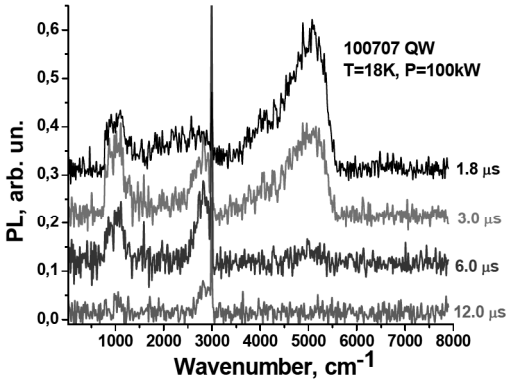


Рис. 1. Спектры ФЛ КРТ структуры с КЯ №100707_1 в различные моменты времени при Т = 18 К.

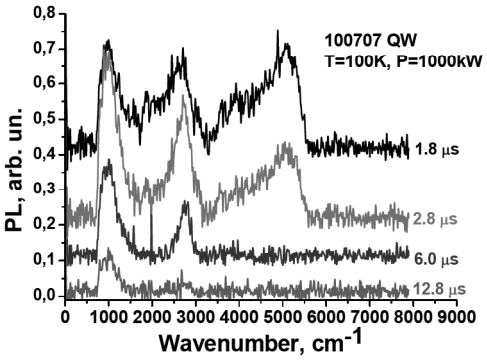


Рис. 2. Спектры ФЛ КРТ структуры с КЯ №100707_1 в различные моменты времени при 100 К.

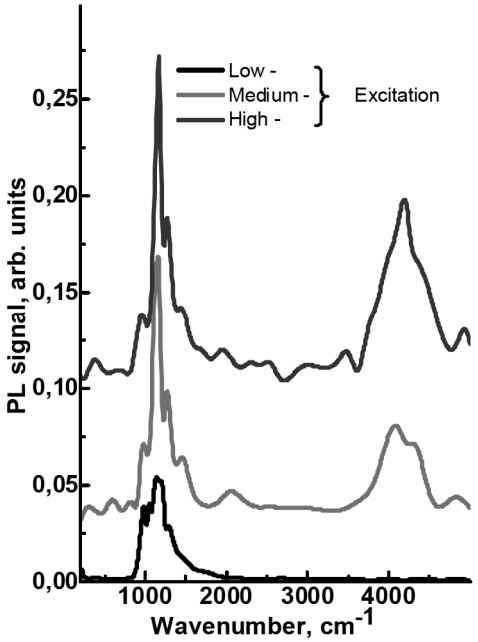


Рис. 3. Спектры ФЛ КРТ объемной структуры №120613 при импульсном возбуждении для различной мощности накачки (T=100 K).

Интригующим оказался результат наблюдения на фоне широкой примесной полосы (в области 3000 $см^{-1}$) узкой, с шириной около 20 $см^{-1}$, линии ФЛ при 18 К (рис.1). Возникновение такой узкой линии, исчезающей при более высоких температурах, может быть обусловлено стимулированным излучением на примесно-зонном переходе.

Интересно отметить различие релаксации сигнала ФЛ для трех вышеупомянутых линий. В начальный момент времени (t = 2 мкс) преобладающим является сигнал ФЛ от барьерных слоев в области 5000 $см^{-1}$, однако уже при t = 6 мкс наблюдается существенное уменьшение сигнала ФЛ от барьерных слоев, который при t = 12 мкс становится сравнимым с уровнем шума. В то же время, сигнал межзонной ФЛ от КЯ (~ 800-1000 $см^{-1}$), как и примесной ФЛ (~ 3000 $см^{-1}$), хорошо заметен и при t = 12 мкс. Как и следовало ожидать, в более широкозонных барьерах время излучательной рекомбинации существенно меньше, чем в более узкозонной КЯ.

Тем не менее, на кинетику ФЛ оказывают влияние все рекомбинационные процессы: излучательная, оже-рекомбинация и рекомбинация через примесные/дефектные центры. При изменении ширины запрещенной зоны зависимости скоростей оже- и примесной/дефектной рекомбинаций обратны зависимости скорости излучательной рекомбинации. В частности, известно, что скорость оже-рекомбинации растет с уменьшением ширины запрещенной зоны за счет уменьшения отношения эффективных масс электронов и дырок.

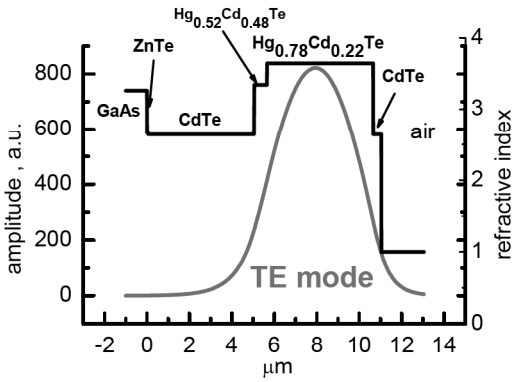


Рис. 4. Расчет локализации ТЕ моды для 10 мкм излучения КРТ объемной структуры №120613.

В нашем случае, в более узкозонной (по сравнению с барьерными слоями) КЯ, скорость оже-рекомбинации должна быть существенно выше, чем в барьерных слоях. Мы же наблюдаем противоположную картину, что указывает на основной вклад излучательной рекомбинации, как в барьерах слоях так и в КЯ.

Одной из важных задач работы является исследование возможности создания излучателей ТГц-диапазона на основе рассматриваемых структур. Проведенные расчеты продемонстрировали наличие хорошей локализации ТЕ моды для некоторых из исследуемых структур. Результаты подобного расчета для одного из объемных образцов представлены на рисунке 4. Это послужило основанием для проведения цикла исследований ФЛ при различных, в том числе высоком уровнях импульсного возбуждения. В этом случае сигнал ФЛ «собирался» с торца образца, т.к. такая конфигурация оптимальна для наблюдения стимулированного излучения. В результате проведенных исследований было выяснено, что с увеличением мощности возбуждения наблюдалось обужение линии межзонной ФЛ от активного слоя в области ~ 8.6 мкм при 100 К (рис. 3), что служит предпосылкой к созданию лазеров на СИК и ДИК диапазона на основе таких структур.

Работа выполнена при финансовой поддержке грантов РФФИ (№12-02-00932, 13-02-01154, 13-02-97088), РАН, РФ НШ-4756.2012.2 и «ЦКП ИФМ РАН».

Исследования оптических свойств примесных центров в эпитаксиальных пленках $Hg_{1-x}Cd_xTe$ и $Hg_{1-x}Cd_xTe/Cd_yHg_{1-y}Te$ гетероструктурах с квантовыми ямами

С.В. Морозов[1,2]*, А.В. Антонов[1], В.В. Румянцев[1,2], К.Е. Кудрявцев[1], С.М. Сергеев[1], А.М. Кадыков[1], Д.И. Курицын[1], С.А. Дворецкий[3], Н.Н. Михайлов[3] и В.И. Гавриленко[1,2]

1Институт физики микроструктур РАН, 603950, Н.Новгород

2Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, 603950, Н.Новгород

3Инстиут физики полупроводников СО РАН , 630090, пр. ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск

*more@ipmras.ru

Проведены экспериментальные исследования примесных особенностей спектров фотопроводимости и фотолюминесценции в ТГц- и среднем ИК-диапазоне в эпитаксиальных пленках $Hg_{1-x}Cd_xTe$ и $Hg_{1-x}Cd_xTe/Cd_yHg_{1-y}Te$ гетероструктурах с квантовыми ямами

На протяжении последних двадцати лет одним из наиболее перспективных материалов для создания фотоэлектрических приемников на дальний ИК-диапазон является твердый раствор $Hg_{1-x}Cd_xTe$. Известно, что HgTe является бесщелевым полупроводником, в котором в отличие от широко используемых полупроводников зона проводимости образована функциями симметрии Г8, а валентная зона функциями симметрии Г6 (говорят, что данный материал обладает инвертированной зонной структурой или отрицательной шириной запрещенной зоны). Благодаря этому свойству в твердом растворе на основе HgTe и CdTe можно получить произвольную ширину запрещенной зоны от 0 до 1.6 эВ.

В данной работе проведены экспериментальные исследования спектров и кинетики фотопроводимости (ФП) и фотолюминесценции (ФЛ) в ТГц- и среднем ИК-диапазоне в эпитаксиальных пленках $Hg_{1-x}Cd_xTe$ и $Hg_{1-x}Cd_xTe/Cd_yHg_{1-y}Te$ гетероструктурах с квантовыми ямами. Важной особенностью экспериментов по исследованию спектров ФЛ являлось использование Фурье-спектрометра Bruker Vertex 80v в режиме пошагового сканирования с задержкой регистрации сигнала после перемещения зеркала, что позволило избавиться от паразитного сигнала и шумов, связанных с фоновым излучением «комнатной температуры». Измерения проводились в оптическом криостате замкнутого цикла, в котором имелась возможность регулировки температуры от 18 до 300 К.

Спектры межзонной ФП, помимо определения ширины запрещенной зоны, позволили выявить спектральные особенности, обусловленные остаточными примесями/дефектами (предположительно акцепторами, поскольку состояния мелких доноров практически сливаются с дном зоны проводимости вследствие малой величины эффективной массы электронов).

Впервые выполнен цикл спектрокинетических исследований данных локализованных центров в ТГц-диапазоне методом времяразрешенной спектроскопии ФЛ, что позволило не только определить их энергетическое положение, но сделать выводы о природе этих центров.

В узкозонных (E_g < 30 мэВ) образцах была обнаружена широкая полоса фоточувствительности в дальнем инфракрасном диапазоне (~ 4 ТГц) с особенностями в районе 140-180 $см^{-1}$ (4.2 - 5.4 ТГц) и 260-300 $см^{-1}$ (7.8 - 9 ТГц). При увеличении температуры от 3.5 до 100К «красная» граница спектров сдвигается в область более коротких длин волн и особенности исчезают (рис. 1). С целью выявления природы данных особенностей для наиболее узкозонных образцов были проведены измерения спектров ФП в поперечном магнитном поле при Т = 4.2 К. Обнаружено, что увеличение магнитного

поля сдвигает «красную» границу ФП в область высоких частот, «отрезая» при этом все низкочастотные особенности [V. V. Rumyantsev et al. // Semicond. Sci. Technol. 28, 125007 (2013)].

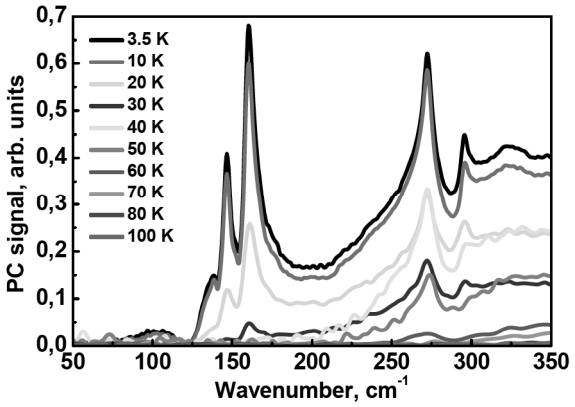


Рис. 1. Спектры ФП структуры №110429 (x = 0.17), измеренные при температуре 3.5–100 K.

За счет малых эффективных масс электронов, обусловленных узкозонностью исследуемых материалов, даже относительно небольшое магнитное поле в несколько Тл существенно увеличивает ширину запрещенной зоны за счет квантования Ландау электронов, в результате чего резонансные (при B = 0) состояния акцепторов оказываются в запрещенной зоне и перестают давать вклад в ФП (из-за больших эффективных масс дырок такое поле практически не влияет на энергетический спектр в валентной зоне и, соответственно, на состояния акцепторов).

В более широкозонных структурах, где состояния акцепторов находятся в запрещенной зоне, примесные переходы проявили себя в спектрах ФП, а также в условиях коротковолновой (межзонной) подсветки, приводящей к перезарядке примесных центров.

Особый интерес представляют спектры ФП широкозонных образцов с квантовыми ямами. У всех структур была обнаружена широкая (~16 мэВ) полоса фоточувствительности в области 170 – 300 см$^{-1}$, которую можно наблюдать при низких (4.2 – 14 K) температурах (рис. 2). На рис. 3 представлен спектр ФЛ этой же гетероструктуры №100707-1. Весь спектр ФЛ можно разделить на две части. Первая, более коротковолновая часть, выделена синим цветом и получена с использованием стандартного КРТ приёмника, красная граница которого соответствует 700 см$^{-1}$. На ней можно увидеть широкую полосу ФЛ в диапазоне 700-1000 см$^{-1}$, которая связана с межзонной рекомбинацией в квантовой яме.

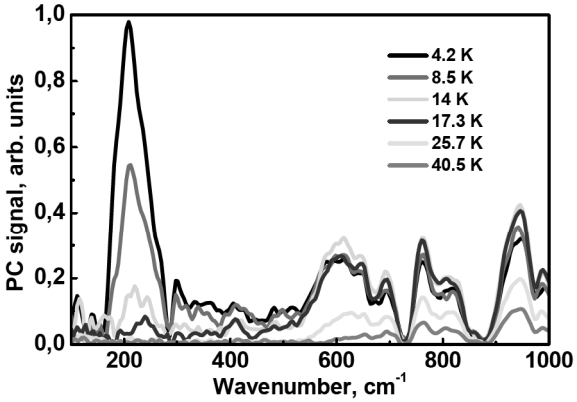


Рис. 2. Спектры ФП гетероструктуры №100707-1 с широкой (30 нм) квантовой ямой $Hg_{0.812}Cd_{0.188}Te/Cd_{0.702}Hg_{0.298}Te$ в зависимости от температуры.

Вторая, более длинноволновая часть, выделена красным цветом и получена с использованием болометра в качестве детектора, рабочий диапазон которого составляет 5–600 см$^{-1}$. В области 100–200 см$^{-1}$ наблюдается линия ФЛ, соответствующая рекомбинации с участием примесей/дефектов Положение максимума этой линии хорошо согласуется с положением максимума линии спектра ФП этой же структуры при низких температурах.

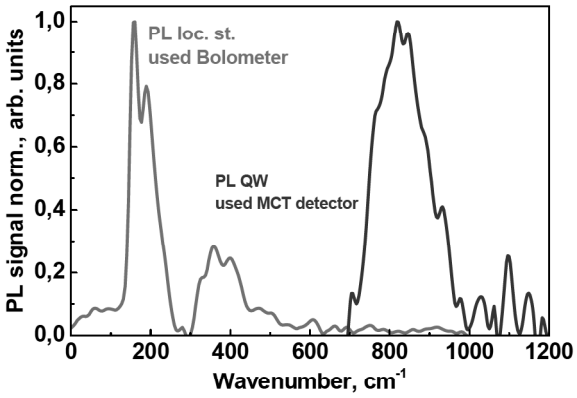


Рис. 3. Спектр ФЛ гетероструктуры №100707-1 с широкой (30 нм) квантовой ямой $Hg_{0.812}Cd_{0.188}Te/Cd_{0.702}Hg_{0.298}Te$, T= 18 K, мощность накачки =300 мВт.

Работа выполнена при финансовой поддержке грантов РФФИ (№12-02-00932, 13-02-97088, 14-02-01229, 13-02-01154), РАН, РФ НШ-1214.2014.2 и «ЦКП ИФМ РАН».

Влияние прямого захвата дырок с испусканием оптических фононов на релаксацию примесной фотопроводимости в p-Si:B

Д.В.Козлов[1,2], С.В. Морозов[1,2]*, В.В. Румянцев[1,2], И.В. Тузов[1,2], К.Е Кудрявцев[1], В.И. Гавриленко[1, 2]

1 Институт физики микроструктур РАН, 603950, Н.Новгород

2 Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, 603950, Н.Новгород

*more@ipmras.ru

В работе исследуется релаксация примесной фотопроводимости в p-Si:B при импульсном оптическом возбуждении узкополосным перестраиваемым источником излучения в «греющих» (10 В/см – 500 В/см) электрических полях. Проведены расчеты функции распределения и времени захвата фотовозбужденных носителей с учетом прямого захвата на основное и первое возбужденное состояния примеси с испусканием оптического фонона.

Введение

Полупроводники, легированные примесью с малой, до 100 мэВ, энергией ионизации, на протяжении многих лет являются одним из основных объектов исследований, связанных с детектированием излучения дальнего ИК-диапазона и возможностью создания инверсии населенностей с участием состояний мелких примесей [1]. При решении подобных задач важно знать не только энергетические спектры, но и времена жизни носителей в зоне и на уровнях примеси, а также механизмы захвата возбужденных носителей на притягивающие центры. Одним из простых методов получения информации о темпах захвата носителей является изучение кинетики релаксации примесной фотопроводимости (ФП). Ранее было продемонстрировано [2-4], что во многих случаях важным является анализ влияния приложенного электрического поля на времена релаксации носителей, особенно в «греющих» полях и полях, близких к полю примесного пробоя.

Результаты и их обсуждение

В данной работе для определения времени захвата носителей в объемном кремнии, легированном бором, использовалась прямая методика исследования релаксации сигнала примесного фотоотклика при возбуждении узкополосным импульсным излучением, описанная в [3]. Ранее в [4] была представлена зависимость времени релаксации ФП от электрического поля для различных образцов. В области 50–80 В/см наблюдалось замедление роста времени во всех образцах, а в некоторых образцах вместо роста начинался спад зависимости τ(E) при более высоких электрических полях. Такое поведение связывалось с подключением механизмов релаксации с испусканием оптических фононов в условиях сильного разогрева носителей.

На время релаксации фотопроводимости могут оказывать влияние как прямой захват на основное и возбужденные состояния примесного центра, так и трансформация функции распределения в сильных электрических полях. В [3] нами было обнаружено уменьшение времени захвата носителей в окрестности резонанса Фано, обусловленного взаимодействием оптического фонона и возбужденного состояния примеси LO-2p ≈ 94 мэВ. Учитывая, что провал на спектре фотопроводимости, связанный с LO-1s переходом (на основное состояние) выражен значительно ярче, следует ожидать, что его влияние на захват носителей будет сильнее.

Для оценки влияния данного механизма захвата был выполнен расчет функции распределения дырок путем решения уравнения Больцмана с интегралом столкновений, включающим рассеяние на акустических и оптических фононах:

$$\frac{\partial f(\mathrm{p},t)}{\partial t} = -eE\frac{\partial f(\mathrm{p},t)}{\partial p_z} + g_0\delta(\varepsilon(\mathrm{p})-\varepsilon_0) + \int d^3\mathrm{q}W_{\mathrm{p}\to\mathrm{q}}(f(\mathrm{q},t)-f(\mathrm{p},t)) -$$
$$\frac{1}{\tau_1}\int d^3\mathrm{q}f(\mathrm{q},t)\Big|_{|\varepsilon(\mathrm{q})-\varepsilon_1|\le 1meV} + \frac{1}{\tau_2}\int d^3\mathrm{q}f(\mathrm{q},t)\Big|_{|\varepsilon(\mathrm{q})-\varepsilon_2|\le 1meV}$$

Здесь $W\mathbf{p}\to\mathbf{q}$ – вероятность перехода дырки в единицу времени из состояния с квазиимпульсом **p** в состояние с квазиимпульсом **q**, E – напряженность электрического поля, $g_0\delta(\varepsilon(\mathrm{p})-\varepsilon_0)$ – скорость генерации носителей, при этом $g_0 \neq 0$ при $t < 7$ нс и $g_0 = 0$ при $t > 7$ нс; $\varepsilon_0 = 50$ мэВ – начальная кинетическая энергия забрасываемых частиц. Четвертое и пятое слагаемые в правой части уравнения описывают захват носителей на основное (с энергией ионизации 46 мэВ) и нижнее возбужденное (с энергией ионизации 15.5 мэВ) локализованные состояния примеси с испусканием оптического фонона. При этом τ_1 и τ_2 – времена испускания оптических фононов при захвате носителей на основное и нижнее возбужденное состояние акцепторов соответственно. На основное состояние захватываются носители, обладающие кинетической энергией ~ 19 мэВ (нижняя “фононная ловушка”), а на нижнее возбужденное состояние захватываются дырки с энергией ~ 50 мэВ (верхняя фононная ловушка).

При расчете использовалось аксиальное приближение, т.е. закон дисперсии дырок полагался изотропным в плоскости, перпендикулярной электрическому полю, для чего в недиагональных элементах гамильтониана Латтинджера–Кона при расчете закона дисперсии дырок пренебрегли слагаемыми, пропорциональными $\gamma_2 - \gamma_3$. (γ_2, γ_3 – параметры Латтинджера). Установлено, что квазиравновесная функция распределения, при таком непараболическом законе дисперсии дырок устанавливается за время от 1.5 нс в поле 600 В/см до 3 нс в поле 25 В/см.

Отметим, что τ_1 и τ_2 используются в расчете как подгоночные параметры. На рис.1 приведены времена релаксации примесной ФП в Si:B при различных значениях времен захвата на локализованные состояния. Красные квадраты соответствуют случаю $\tau_1 = 1$ пс и $\tau_2 >> \tau_1$, т.е. захват идет только на основное состояние акцепторов. Видно, что в этом случае время релаксации растет с увеличением напряженности электрического поля. Средняя кинетическая энергия частиц после установления квазиравновесной функции распределения оказывается близка к 20 мэВ для широкого диапазона значений электрического поля, поэтому число частиц, проходящих “нижнюю фононную ловушку”, мало меняется с ростом поля. Вместе с тем с ростом поля носители меньшее время имеют кинетическую энергию в окрестности 20 мэВ и, соответственно, с меньшей вероятностью испускают оптический фонон. Таким образом, скорость захвата частиц на основное состояние должна убывать с ростом поля.

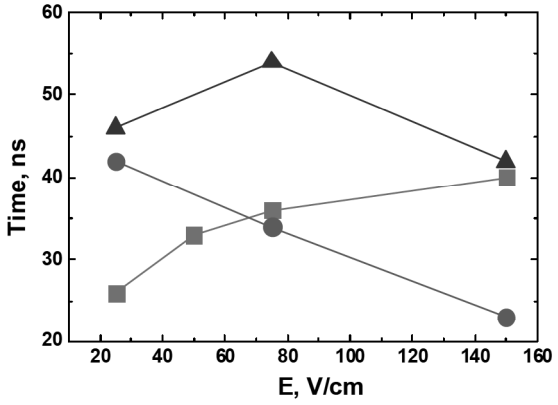


Рис.1. Рассчитанные времена релаксации примесной фотопроводимости при временах испускания оптических фононов: квадраты: и τ = 1 пс и $\tau_2 >> \tau_1$, круги: τ_2=1 пс и $\tau_1 >> \tau_2$, треугольники символы: и $\tau_{1,2} = \tau$ пс.

Напротив, при захвате дырок только на нижнее возбужденное состояние (зеленые круги на рис. 1) время релаксации ФП падает с ростом поля, т.к. с ростом поля все большее число носителей достигают «верхней фононной ловушки». В случае сравнимых времен захвата на основное и возбужденное состояние наблюдается немонотонная зависимость времени захвата от электрического поля, что согласуется с экспериментальными данными [4].

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РФФИ №13-02-01154, РАН, РФ НШ-1214.2014.2 и «ЦКП ИФМ РАН».

Литература

1. А.В. Алтухов и др.// ЖЭТФ, 115 (1), 89 (1999).
2. Э.Э. Годик, Ю.А. Курицын, В.П. Синис // ФТП, т. 12, с. 351 (1978).
3. В.В. Румянцев и др. // ФТП, 46 (11), 1414 (2012).
4. С.В. Морозов и др. // ФТП, 47 (11), 1472 (2013).

Планарный арсенидгаллиевый диод Ганна на основе дельта-легированных кремнием слоёв

А. В. Мурель*, В. М. Данильцев, В. И. Шашкин

Институт Физики Микроструктур РАН, 603950, г.Н.Новгород, ГСП-105
*murel@ipmras.ru

Описаны технология изготовления и измерения на постоянном токе планарного GaAs диода Ганна. Для создания омических контактов и в качестве активного канала использованы δ<Si>-слои. Длина промежутка анод-катод составляла 2—16 мкм, ширина – 100 мкм. Методом длинной линии (TLM) определены контактное сопротивление (~10^{-5} Ом·см$^{-2}$) и поверхностная плотность носителей в канале (~1x10^{13} см$^{-2}$). При полях ~5 кВ/см наблюдается отрицательное дифференциальное сопротивление, свидетельствующее об образовании домена.

Введение

Развитие миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов длин волн в последнее время определяется растущим спросом на такие приложения, как средства связи, радары, томография, спектроскопия и средства досмотра [1]. Одним из СВЧ-компонентов является диод Ганна, к которому в последнее время возрождается интерес в виде планарной архитектуры, в которой ток течёт не в вертикальном направлении, а по горизонтальному эпитаксиальному слою (в этом смысле они имеют сходство с модуляционно-легированными полевыми транзисторами *MODFET*). Расчёты показывают [2], что в таких приборах может происходить формирование доменов Ганна и они могут генерировать до сотен гигагерц или даже терагерц при уменьшении зазора анод-катод до субмикронных размеров.

В отличие от традиционных вертикальных диодов Ганна [3], частотой колебаний планарного диода Ганна можно управлять выбором размера промежутка анод-катод, поэтому на одном кристалле возможно получение источников нескольких частот. Кроме того, возможно интегрирование с другими устройствами на одном чипе для изготовления монолитных СВЧ-интегральных схем [4].

Методика эксперимента

Конструктивно планарный диод Ганна состоит из эпитаксиально-выращенного слоя арсенида галлия толщиной 0.3-0.5 мкм (*MOCVD*) на полуизолирующей подложке, содержащего активный проводящий канал (дельта-легированный слой), и два омических контакта (анод и катод), изготовленные по совместимой технологии (рис.1). Для создания омического контакта применялась технология приповерхностного дельта-легирования с осаждением алюминия *in situ*, обеспечивающая приемлемое качество контакта без процедуры вплавления [5]. При этом в отличие от обычно применяемых вплавных контактов, которые обеспечивают инжекцию электронов из *3D*-контакта в *2D*-электронный газ *(2DEG)* по *1D*-каналу, мы имеем инжекцию носителей из *2D*-плоскости в *2DEG*.

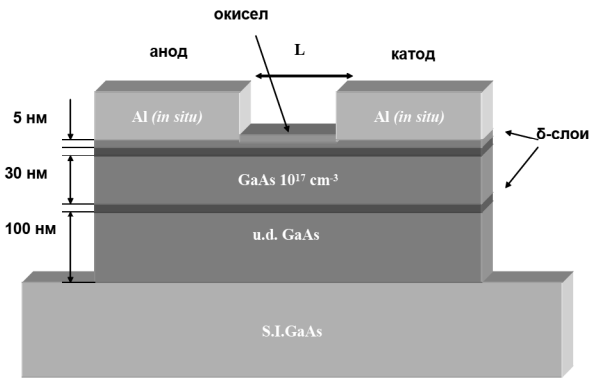


Рисунок 1. Структура планарного диода Ганна.

Для создания структур планарных диодов использовались тестовые шаблоны, предназначенные для измерения параметров контактного сопротивления полупроводниковых планарных структур методом длины переноса *TLM (Transfer Length Method)*. Они удобны тем, что позволяют охарактеризовать качество омических контактов, а также получить пара-

метры проводящего канала. Расстояние между анодом и катодом варьируется в диапазоне 2-16 мкм, ширина структур 100 мкм.

Результаты и их обсуждение

Проведённые измерения ВАХ на постоянном токе показали, что удельное контактное сопротивление не превышает ~10^{-5} Ом·см$^{-2}$, а слоевая плотность носителей в каждом дельта-слое составляет ~1x10^{13} см$^{-2}$. На рис.2 приведены рассчитанные диаграммы зоны проводимости и распределение

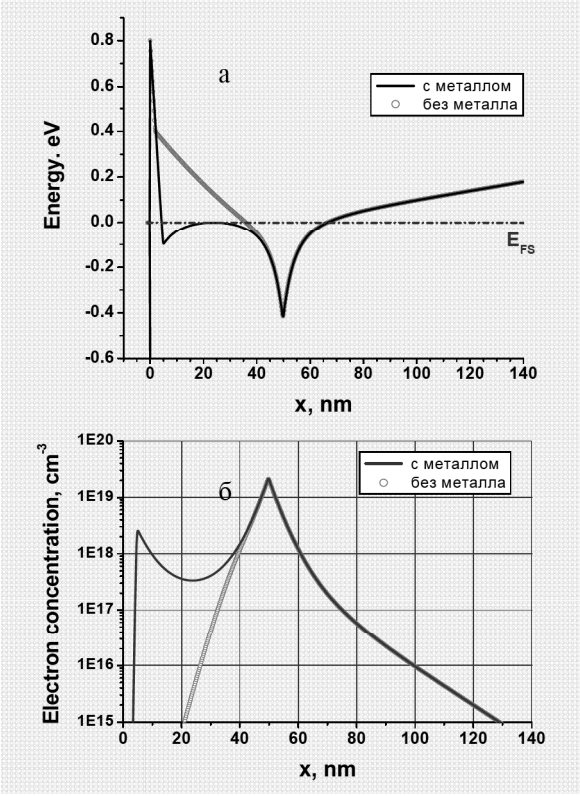


Рисунок 2. Рассчитанные зона проводимости (*a*) и распределение электронов (*b*) по глубине планарного диода под металлом и в промежутке между анодом и катодом.

носителей по глубине в исследуемых структурах. Предполагается, что между анодом и катодом после стравливания алюминия образуется окисел толщиной ~(2 - 3) нм, в результате чего верхний дельта-слой оказывается ближе к поверхности и обедняется.

При превышении порогового напряжения, зависящего от длины канала, наблюдается область отрицательного дифференциального сопротивления (ОДС), связанная с проявлением эффекта Ганна. Для наших структур пороговое электрическое поле

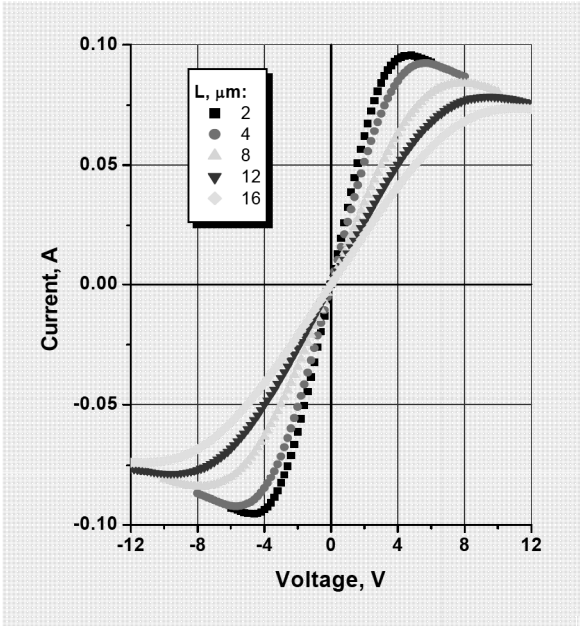


Рисунок 3. Измеренные ВАХ планарных диодов с различным расстоянием между анодом и катодом.

достигает значений ~5 кВ/см (с учётом сопротивления контактов), максимальные токи составляют 60÷100 мА.

Планарные диоды Ганна могут стать важными компонентами будущих систем миллиметровых длин волн. Поэтому предполагается осуществить встраивание их в копланарную линию и измерение СВЧ- характеристик.

Работа поддержана грантом РФФИ №12-02-12006_офи_м и программами РАН.

Литература

1. M. C. Kemp // Proc. SPIE, V. 6402, 64020D (2006).
2. G. M. Dunn, A. Phillips, P. J. Topham // Electron. Lett., V. 37, № 8, 530 (2001).
3. A. Montanari, A. Forster, M. Lepsa, H. Luth // Solid State Electron. V.49, 245 (2005).
4. A. Khalid, N. J. Pilgrim, G. M. Dunn *et al.* // IEEE ELECTRON DEVICE LETTERS, V. 28, № 10, 849 (2007).
5. В. И. Шашкин, Л. В. Мурель // Микроэлектроника, Т. 39, № 5, 348 (2010).

Влияние легирования индием на энергетическую плотность состояний внутри пайерлсовской щели ромбического TaS_3

В. Ф. Насретдинова[1*], С. В. Зайцев-Зотов[1§]

1 Институт радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН, ул. Моховая, 11, корп. 7, Москва, 125009.
*venera@cplire.ru, §serzz@cplire.ru

Изучено влияние легирования индием на фотоэлектрические характеристики и энергетическую плотность состояний ромбического TaS_3 (p-TaS_3). Обнаружен зависящий от продолжительности интеркаляции индия сильный рост фотопроводимости в спектральной области 0.2 - 0.25 эВ, скоррелированный со сдвигом температуры пайерлсовского перехода и увеличением порогового поля нелинейной проводимости. Показано, что состояния, появляющиеся в электронном спектре ромбического TaS_3 и связанные с внедрением индия, являются объемными. Результаты исследования позволяют утверждать, что величина пайерлсовской щели в чистом TaS_3 при температурах ниже 50 К составляет не менее 0,25 эВ.

Высокоанизотропные квазиодномерные проводники, в частности, трихалькогениды переходных металлов являются модельным объектом для изучения пайерлсовского фазового перехода из металлического в диэлектрическое состояние в одномерном металле.

Экспериментальных данных, касающихся плотности состояний вблизи края пайерлсовской щели в трихалькогенидах квазиодномерных проводников, мало. Информация о влиянии примесей на плотность состояний в диэлектрической фазе практически отсутствует [1-2], а количественной теории, позволяющей рассчитать энергетическую структуру, не существует [3]. В то же время известно, что примеси и дефекты сильно влияют на свойства квазиодномерных проводников и на свойства пайерлсовского перехода, приводя к пороговому характеру нелинейной проводимости, связанному с пиннингом волны зарядовой плотности (ВЗП), к сдвигу температуры пайерлсовского перехода T_P на десятки кельвинов, а также к зависимости свойств образцов от ростовых условий, до сих пор не вполне изученной [3,4]. Процедура легирования трихалькогенидов в процессе роста технологически затруднена [3].

В работе впервые исследовано влияние интеркаляции индия на спектры фотопроводимости, а также вольтамперные характеристики и температурную зависимость проводимости кристаллов p-TaS_3, синтезированных авторами в ИРЭ им. В. А. Котельникова РАН. Примеси вводились с помощью температурной диффузии, следуя методике, описанной в [5] для $NbSe_3$. Для внедрения примесей образец с прижимными контактами из индиевой проволоки (диаметр проволоки ~ 200 мкм, размер образца 400 мкм на 2 мкм^2) нагревался в потоке аргона до температуры 120 °C и оставался при этой температуре в течение фиксированного промежутка времени (от двух с половиной до пяти часов). Согласно данным работы [5], скорость интеркаляции индия в $NbSe_3$ (для образца 2000 мкм х 25 мкм^2) при этой температуре достигает 1 ат.% в час. Проведенные нами исследования свидетельствуют о том, что при нагреве p-TaS_3 на воздухе основным процессом, влияющим на спектр фотопроводимости, остается диффузия индия, так же, как и при нагреве в атмосфере аргона. Точная оценка концентрации интеркалированного индия в объеме для TaS_3 довольно сложна в связи с низкой чувствительностью большинства методов для определения малых (менее 1 ат.%) концентраций примесей в квазиодномерных проводниках.

Нами обнаружен зависящий от времени процедуры интеркаляции сильный рост фотопроводимости в спектральной области 0.2 эВ < $\hbar\omega$ < 0.25 эВ. Этот рост скоррелирован со сдвигом T_P и увеличением порогового поля нелинейной проводимости, что подтверждает внедрение примесей как основную причину изменения спектров фотопроводимости.

На рис.1 показана эволюция спектра фотопроводимости одного образца p-TaS_3 по мере увеличения суммарной продолжительности процедуры интер-

каляции. Видно, что внедрение примесей In, отсутствовавших в сколько-нибудь заметной концентрации в образце до интеркаляции, приводит не к созданию единичных уровней с определенной энергией, как этого можно было ожидать в обычных полупроводниковых соединениях, а к образованию полосы состояний, заполняющих энергетический спектр при $\hbar\omega < 0.25$ эВ.

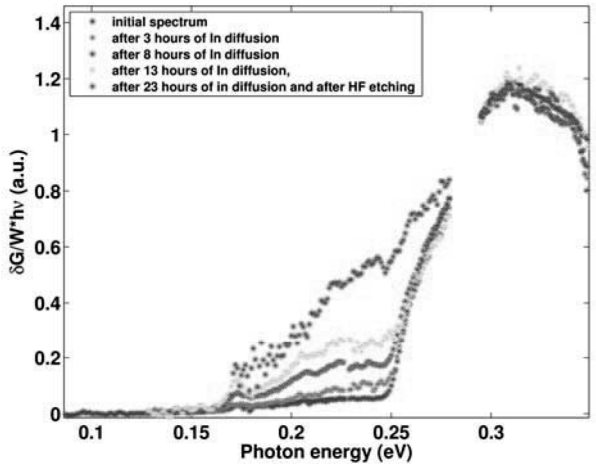


Рисунок 1. Изменение спектра фотопроводимости образца *p*-TaS_3 при увеличении времени интеркаляции индия. По вертикали отложена фотопроводимость, нормированная на число фотонов.

В $NbSe_3$ примеси индия меняют электрические свойства однородно по объему образца [5], что говорит об их однородном распределении. Мы провели травление образца *p*-TaS_3 с интеркалированным индием плавиковой кислотой HF и обнаружили отсутствие качественных изменений в спектре фотопроводимости, что свидетельствует об однородности распределения примесей в поперечном направлении. При этом обнаруженные изменения электрических характеристик – увеличение сопротивления при комнатной температуре и порогового поля нелинейной проводимости, а также изменение температурной зависимости проводимости — соответствуют уменьшению эффективного диаметра образца [8].

Измерение спектров фотопроводимости для двух поляризаций падающего излучения: вдоль образца (т. е. вдоль оси наибольшей проводимости) и перпендикулярной этому направлению, показало, что зависимость сигнала фотопроводимости от поляризации различна для различных спектральных областей. А именно — в спектральной области $\hbar\omega > 0.25$ эВ величина фотопроводимости для излучения поляризованного вдоль образца в два раза больше, чем для перпендикулярно поляризованного излучения, в то время как в спектральной области 0.2 эВ $< \hbar\omega < 0.25$ эВ отношение сигналов фотопроводимости для этих двух поляризаций уменьшается с уменьшением частоты ω до единицы при $\hbar\omega = 0.2$ эВ и имеет тенденцию к дальнейшему уменьшению. Такое поведение согласуется с интеркаляционным характером внедрения индия [5].

Таким образом, результаты нашего исследования позволяют утверждать, что величина пайерлсовской щели в чистом TaS_3 при температурах ниже 50 К составляет не менее 0,25 эВ, а не 0,18-0,20 эВ, как полагали ранее [6-7]. Нами также обнаружено, что состояния, появляющиеся в электронном спектре TaS_3 и связанные с внедрением индия являются объемными, и не связаны с поверхностью. Измерена поляризационная зависимость фотопроводимости, связанной с этими состояниями, подтвердившая интеркаляционный характер [5] внедрения индия в трихалькогениды с ВЗП.

Работа поддержана РФФИ, гранты №12-02-31281 мол_а и №14-02-92015 ННС_а, программой ОФН РАН «Сильно коррелированные электроны в твердых телах и структурах».

Литература

1. S. L. Herr et al. // Physical Review B, V. 33, 8851 (1986).
2. G. Minton, and J.W. Brill. // Solid State Communications, V. 65, 1069 (1988).
3. Pierre Monceau // Electronic crystals: an experimental overview, Advances in Physics, V. 61:4, 325-581 (2012).
4. R. E. Thorne et al. // Physical Review B, Rapid Communications, V. 40, 6 (1989).
5. J.C. Gill // Physical Review B, V. 53, 23 (1996).
6. В.Ф. Насретдинова, С.В. Зайцев-Зотов // Письма в ЖЭТФ, том 89, выпуск 10 (2009).
7. Yu. I. Latyshev et al. // Physical Review Letters, V. 96, 116402 (2006).
8. S.V. Zaitsev-Zotov // Microelectronic Engineering, 69, 549–554 (2003).

Влияние типа и ориентации подложки на оптические свойства систем SiO_x:SiO_2 при термическом отжиге

А.И. Машин[1], А.В. Нежданов[1*], А.В. Ершов[1], Е.А. Чевелева[1]

1 Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950.
* nezhdanov@phys.unn.ru

Обнаружено влияние типа подложки на оптические свойства систем SiO_x:SiO_2, подвергнутых высокотемпературному отжигу в атмосфере аргона, заключающееся в изменении характера спектра фотолюминесценции и спектрах комбинационного рассеяния света.

Введение

При изучении влияния отжига в вакууме на структуру ближнего порядка и свойства аморфного кремния [1] нами был получен кремний со структурой ближнего порядка, отличной от тетраэдрической. Новый материал оставался аморфным, однако согласно электронографическим исследованиям и данным ультрамягкой рентгеновской спектроскопии, в таком материале большая часть атомов кремния должна находиться в sp^2-гибридном состоянии. Однако в связи с особенностями физико-химических свойств, способность кремния формировать стабильные аллотропные формы уступает углероду. Существует множество работ, описывающих способы стабилизации аллотропных модификаций кремния. В ряде работ описан способ использования углеродных структур как матриц (затравок) для роста кремниевых наноструктур. В других работах описывается возможность создания структур кремния, сходных по структуре с графеном на подложках Ag(111). Материал с такой атомной структурой был назван “силиценом” [2].

Очевидно, что на формирование нанокристаллов кремния при высокотемпературном отжиге подложка так же будет оказывать существенное влияние. В развитие вышеизложенного в данной работе представлены результаты исследования влияния структуры подложки на свойства нанокристаллов кремния, формируемых в диэлектрической матрице путем термического отжига.

Методика эксперимента

В данной работе проводилось исследование образцов тонких пленок SiO_x на различных подложках, отожженных в газовой среде.

Общая методика формирования тонкой структуры SiO_x:SiO_2 включает осаждение одиночного слоя нестехиометричного оксида кремния (a-SiO_x) и закрытие его защитным слоем SiO_2. Тонкие пленки SiO_x:SiO_2 были получены последовательным осаждением соответствующих материалов методом испарения в вакууме с помощью модернизированной вакуумной установки ВУ-1А. Ультратонкие пленки SiO_x получали резистивным испарением из танталовой ячейки Кнудсена, а слои оксида – методом электронно-лучевого испарения (ЭЛИ).

Напыление тонких пленок SiO_x:SiO_2 осуществлялось при следующих условиях: давление остаточной атмосферы - $4\cdot10^{-4}$ Па, ток электронной эмиссии пушки ЭЛИ при испарении SiO_2 составлял 60 мА соответственно; ток через танталовый источник при испарении SiO_x – 260-290 А. Давление паров SiO_x и SiO_2 в процессе формирования структур соответственно не превышало $4\cdot10^{-4}$ и $2\cdot10^{-2}$ Па. В качестве подложек использовались: кремний марок КДБ-12 (100), КЭФ-4.5 (100), ВОПГ(0001) и сапфир R-среза ($1\bar{1}02$) и C-среза (1000). Температура подложек в процессе напыления поддерживалась равной 200 °C.

Для всех структур SiO_x:SiO_2 толщина слоев оксида кремния составляла 50 нм, толщины кремний-содержащих слоев SiO_x составляли 2,4 и 6 нм.

Отжиг образцов проводился в потоке аргона при температурах до 1100°C в течении 60 минут.

Исследование образцов осуществлялось с помощью СЗМ комплекса рамановской спектроскопии NTEGRA Spectra (NT-MDT, г. Зеленоград) методами спектроскопии комбинационного рассеяния (КРС)

и фотолюминесценции (ФЛ). Для фотовозбуждения был задействован лазер с длиной волны 473 нм, сфокусированный на образце 100х объективом. Спектры комбинационного рассеяния света исследовались в диапазоне 150-1000 $см^{-1}$, спектры фотолюминесценции – в диапазоне 480-800 нм.

Результаты и их обсуждение

При исследовании образцов на подложках сапфира, кремния и ВОПГ обнаружено, что фотолюминесцентные свойства лучше всего проявляются в образцах с наибольшей толщиной пленки (6 нм). Однако наиболее интересные результаты были получены в случае ВОПГ подложки.

На рисунке 1 представлены спектры комбинационного рассеяния света для исследуемой структуры на графитовой подложке (толщина SiO_x 6 нм) в зависимости от температуры отжига.

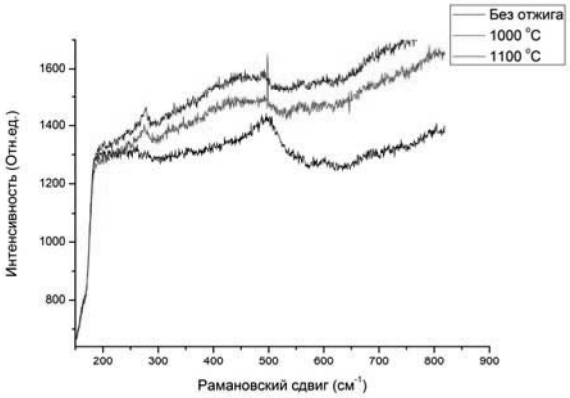


Рисунок 1. Спектры КРС структуры SiO_x:SiO_2 на подложке ВОПГ в зависимости от температуры отжига.

Можно видеть, что спектр КРС претерпевает существенные изменения, которые мы связываем с появлением кристаллической фазы кремния в виде нанокристаллов с размерами менее 3 нм (появление слабого пика в районе 500 $см^{-1}$), а так же с превращением SiO_x в SiO_2 (широкий горб в диапазоне 300 – 500 $см^{-1}$). Так же четко выделяется пик на частоте 275 $см^{-1}$, который на настоящий момент не удалось идентифицировать.

На рисунке 2 показано влияние температуры отжига на спектры фотолюминесценции структур SiO_x:SiO_2 на подложке ВОПГ.

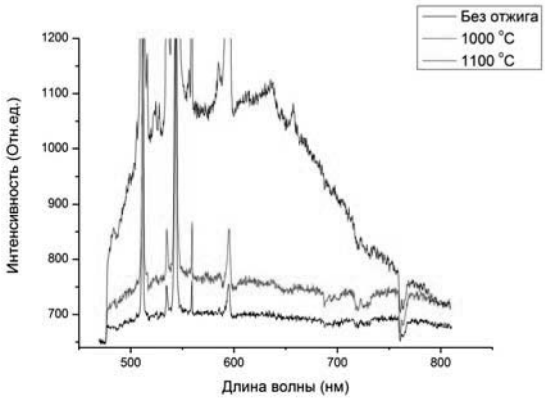


Рисунок 2. Спектры ФЛ структуры SiO_x:SiO_2 на подложке ВОПГ в зависимости от температуры отжига.

Наблюдаемое большое количество узких пиков связано со спектром КРС подложки. Однако можно наблюдать появление широкого пика для пленки, отожженной при 1100 ºС, который наиболее вероятно можно связать с формированием нанокристаллов кремния.

Литература

1. А.Ф. Хохлов, А.И. Машин Аллотропия кремния: Монография (Н.Новгород: Нижегородского государственного университета им. Н.И. Лобачевского) (2002)
2. G. G. Guzman-Verri and L. C. Lew Yan Voon // Phys. Rev. B 76, 075131(2007).

Релаксация упругих напряжений и развитие методов снижения плотности прорастающих дислокаций в гетероструктурах AlN/c-Al_2O_3, выращиваемых методом молекулярно-пучковой эпитаксии с плазменной активацией азота

Д. В. Нечаев*, В. Н. Жмерик, В. В. Ратников, П. Н. Брунков, А. А. Ситникова, Е. М. Михайлов, С. И. Трошков, С. В. Иванов.

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Политехническая ул., 26, Санкт-Петербург, 194021.

*nechayev@mail.ioffe.ru

Исследована релаксация упругих напряжений в буферных слоях AlN/c-Al_2O_3 различными зародышевыми слоями и с тонкими вставками GaN, которые выращивались в широком диапазоне изменения стехиометрических условий роста методом молекулярно-пучковой эпитаксии с плазменной активацией азота. В результате развиты методы, снижающие в 2 мкм буферном слое AlN плотности винтовых и краевых ПД до значений 1.5×10^8 и 3×10^9 $см^{-2}$ соответственно.

Введение

Молекулярно-пучковая эпитаксия с плазменной активацией азота (МПЭ ПА) является одной из основных ростовых технологий гетероструктур $Al_xGa_{1-x}N$ с высоким содержанием Al (x>0.3) для оптоэлектронных приборов среднего ультрафиолетового диапазона. Однако в настоящее время эффективность и выходные мощности этих приборов ограничены высокой плотностью прорастающих дислокаций (ПД) (до ~10^{10} $см^{-2}$), возникающих при использовании коммерчески доступных подложек сапфира. В работе рассматриваются процессы релаксации упругих напряжений в толстых буферных слоях AlN/c-Al_2O_3 с тонкими (<5нм) вставками GaN в условиях низкотемпературной МПЭ ПА и развиваются методы снижения плотности ПД.

Эксперимент

Все образцы выращивались МПЭ ПА на подложках с-сапфира, которые предварительно нитридизовались в течение 15 мин в потоке плазменно-активированного азота F_N=0.5 Мс/с. Зародышевые и буферные слои AlN с толщинами 60 – 130 нм и 0.5 – 2 мкм, соответственно, выращивались при температуре положки T_S=770 – 780ºC. Для роста первых использовалась эпитаксия с повышенной миграцией (ЭПМ) адатомов [1]. Во время роста вторых с целью получения атомарно-гладкой (2D) поверхности, показанной на Рис.1, поддерживались металл-обогащенные условия. Для предотвращения образования капель металла была разработана т. н. «металл-модулированная эпитаксия», в которой при непрерывном потоке активированного азота используется периодическое прерывание потока металла (Al) [2]. При потоке азота 0.5 МС/с скорость роста этим методом составляла ~0.4 МС/с.

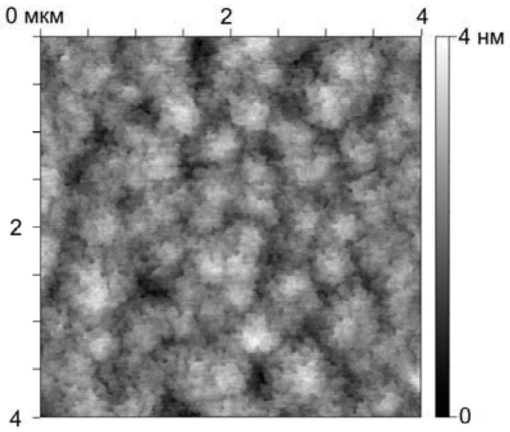


Рисунок 1. АСМ изображение 2 мкм буферного слоя AlN с шероховатостью 0.5 нм на площади 4×4 $мкм^2$.

В буферные слои вставлялись слои GaN с толщиной от 3 до 5 нм, для роста которых использовались различные стехиометрические условия. Количество этих слоев в разных образцах изменялось от 2 до 6,

а расстояние между ними варьировалось от 130 до 300 нм. Полученные образцы исследовались с помощью атомно-силовой (АСМ), растровой (РЭМ) и просвечивающей (ПЭМ) электронной микроскопии, а также высокоразрешающей трехкристальной рентгеновской дифрактометрии (ТРД) с использованием симметричного AlN(0002) и косимметричного AlN(10-15) рефлексов.

Результаты и их обсуждения

В образцах с зародышевым AlN слоем, выращенным методом ЭМП, наблюдались большие латеральные размеры зерна по сравнению с образцами, полученными стандартной МПЭ ПА. В результате этого снижались плотности винтовых и краевых ПД и увеличивались остаточные упругие сжимающие напряжения в AlN. Исследования вставок слоев GaN обнаружили, что при их 2D-морфологии поверхности наблюдается отслоение пленки, что объясняется замедленной релаксацией упругих напряжений сжатия. С другой стороны, ТРД измерения показали, что введение 3D-GaN вставок может приводить к полной релаксации упругих напряжений и сопровождаться образованием трещин при росте толстых слоев AlN.

Исследования ПЭМ обнаружили, что в случае вставок GaN с промежуточной (2D-3D) морфологией на них происходит отклонение ПД от направления их распространения вдоль оси (0001) вплоть до 90°, т. е. распространения в с-плоскости, что согласно теории [3] должно приводить к релаксации упругих сжимающих напряжений (Рис.2).

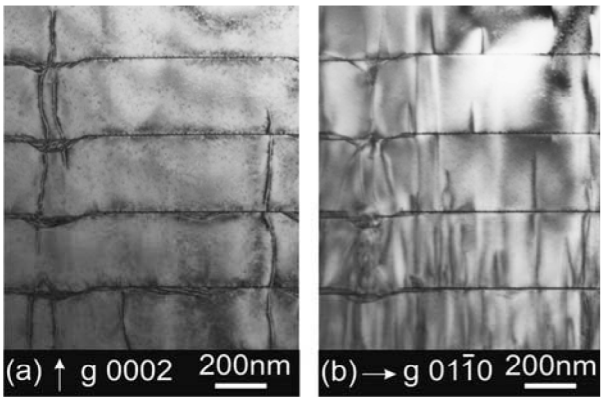


Рисунок 2. ПЭМ изображения, полученные с **g**=(0002) (a) и **g**=(01-10) (b), буферного слоя AlN с 3D-2D GaN вставками.

Наряду с этим, при наклоне ПД усиливается их взаимодействие между собой (особенно в начале роста буферного слоя), приводящее к их слиянию и аннигиляции. Наименьшие полуширины ω-кривой ТРД ~270 и ~790 угл. сек, соответствующие плотностям 1.5×10^8 см$^{-2}$ и 3×10^9 см$^{-2}$ для винтовых и краевых ПД соответственно, были получены в буферных слоях AlN толщиной 2 мкм с 6 вставками 2D-3D GaN. Кроме того, на ω-кривой ТРД симметричного AlN (0002) рефлекса наблюдаются как узкая, динамическая (32”), так и более широкая (270”) компонента рассеяния рентгеновских лучей (Рис.3). Такая форма может быть связана с наличием в этом слое структурно совершенных областей, которые, скорее всего, находятся в его верхней части.

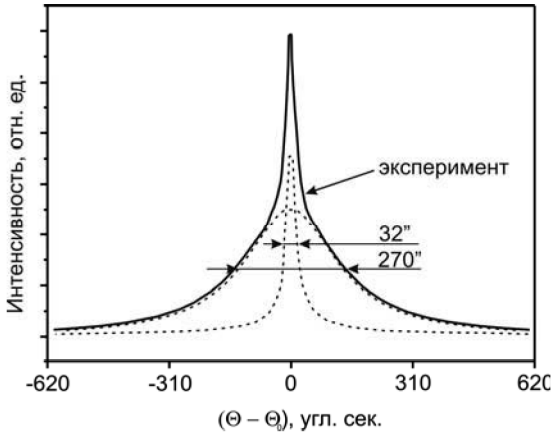


Рисунок 3. Изображение ω-ТРД в симметричном (0002) рефлексе 2 мкм буферного слоя AlN.

Заключение

Исследована релаксация упругих напряжений в буферных слоях AlN с различными зародышевыми слоями и тонкими вставками GaN, которые выращивались с помощью МПЭ ПА в широком диапазоне изменения стехиометрических условий роста. В результате развиты методы, снижающие в 2 мкм буферном слое AlN/c-Al_2O_3 плотности винтовых и краевых ПД до значений 1.5×10^8 и 3×10^9 см$^{-2}$ соответственно.

Литература

1. D. V. Nechaev, V. N. Jmerik, S. V. Ivanov *et al.* // Journal of Crystal Growth, V. 378, 319 (2013).

2. V. N. Jmerik, S. V. Ivanov *et al.* // Journal of Crystal Growth, V. 354, 188 (2012).

3. A. E. Romanov, J. S. Speck // Applied Physics Letters, V. 83, 2569 (2003).

Реализация оптической связи на основе SiGe гетероструктур

А. В. Антонов[1], Н. А. Байдакова[1], З. Ф. Красильник[1], К. Е. Кудрявцев[1], Д. Н. Лобанов[1], Е. Е. Морозова[1], А. В. Новиков[1,*], А. А. Тонких[1,2], М. В. Шалеев[1], Д. В. Шенгуров[1], Д. В. Юрасов[1]

1 Институт физики микроструктур РАН, ГСП-105, Нижний Новгород, 603950.

2 Centre for Innovation Competence SiLi-nano, Martin Luther University Halle-Wittenberg, Karl-Freiherr-von-Fritsch-Str. 3, 06120 Halle, Germany.

*anov@ipmras.ru

Исследуются излучательные свойства диодных SiGe гетероструктур с самоформирующимися нанооствровками, выращенных методом МПЭ на подложках Si(001), SOI и релаксированных в SiGe буферных слоях. Продемонстрировано, что использование структур с Ge(Si) островками в качестве источников излучения позволяет при комнатной температуре реализовать оптическую связь между SiGe структурами, сформированными на кремниевых подложках.

В настоящее время продолжаются активные работы по созданию кремниевых интегральных схем, передача информации между которыми может быть реализована по оптическим каналам. Одной из основных проблем на этом на пути является проблема создания на кремнии источника излучения с эффективностью, которая обеспечивала бы уверенную регистрацию его излучения фотодетектором, сформированном также на Si подложке. В данной работе для решения данной проблемы рассматривается возможность использования структур с Ge(Si) самоформирующимися нанооствровками.

Методика эксперимента

В работе в качестве источников излучения ближнего ИК-диапазона использовались p-i-n диодные структуры с Ge(Si) самоформирующимися островками, выращенными методом МПЭ на Si(001) подложках, структурах «кремний-на-изоляторе» (SOI подложки) и релаксированных SiGe/Si(001) буферных слоях. В i-область структур была встроена решетка с Ge(Si) островками. Для увеличения эффективности излучательной рекомбинации носителей заряда в структурах с островками использовались различные подходы, такие как: оптимизация температуры роста и толщины Si слоев, разделяющих соседние слои с островками [1], осаждение Sb [2], встраивание островков между напряженными (растянутыми) слоями Si [3]. Для электролюминесцентных (ЭЛ) исследований на выращенных структурах с помощью оптической литографии, плазмохимического травления и магнетронного осаждения металлов формировались мезы.

Результаты и их обсуждение

В работе впервые на релаксированных SiGe/Si(001) буферных слоях были получены диодные структуры с Ge(Si) островками, встроенными между напряженными (растянутыми) тонкими слоями Si, и исследованы их спектры ЭЛ. Ранее было продемонстрировано, что за счет встраивания островков между такими слоями удается добиться пространственной локализации вблизи островков носителей заряда обоих знаков и, как следствие, увеличить интенсивность сигнала фотолюминесценции от островков [3]. В спектрах ЭЛ диодных структур, выращенных на SiGe буферах, при 77 К был обнаружен сигнал ЭЛ в области длин волн 1.6 ÷ 2.1 мкм (рис. 1). При малых токах накачки сигнал от островков значительно превосходит сигнал от дислокаций в SiGe буфере (рис. 1). Однако при увеличении температуры выше 77 К наблюдается

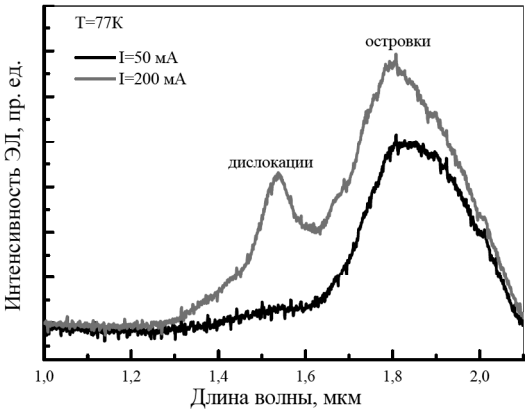


Рисунок 1. Спектры ЭЛ структур с Ge(Si) островками, выращенными на релаксированных SiGe/Si(001) буферах, при различных токах накачки. Спектры измерены при 77 К.

существенное температурное гашение сигнала ЭЛ от островков, которое вызвано безызлучательной рекомбинацией носителей заряда на дефектах, связанных с релаксированным SiGe буфером. Ожидается, что температурное гашение сигнала ЭЛ островков может быть подавлено за счет оптимизации параметров SiGe буферов и структур с Ge(Si) островками, выращенных на них.

В тоже время, структуры с Ge(Si) островками, выращенными на Si(001) и SOI подложках, характеризуются слабым температурным гашением сигнала ЭЛ островков. Сигнал ЭЛ от островков в области длин волн $1.3 \div 1.7$ мкм в данном типе структур уверенно регистрируется при комнатной температуре (рис. 2). При этом эффективность источников света на основе структур с Ge(Si) островками, выращенных на Si(001) подложках, при комнатной температуре достигает значения 0.05%, что близко к рекордным значениям для SiGe светоизлучающих структур.

Высокая (для структур на основе кремния) эффективность полученных источников излучения ближнего ИК-диапазона на основе структур с Ge(Si)/Si(001) самоформирующимися островками позволяет использовать их для организации оптической связи между дискретными структурами, выращенными на Si подложках. Для регистрации излучения от Ge(Si) нанооствровков был сформирован фотоприемник на основе релаксированного Ge слоя, выращенного на Si(001) подложке. В настоящее время именно фотоприемники на основе Ge/Si(001) структур рассматриваются в качестве основных кандидатов для детектирования оптических сигналов в создаваемых кремниевых оптоэлектронных схемах (см. например [4]). Исследования Ge/Si(001) фотоприемника показали, что максимум его фоточувствительности наблюдается в области длин волн 1.5 мкм и спектрально совпадает с максимумом сигнала ЭЛ от Ge(Si)/Si(001) островков (рис. 2). Измеренная фоточувствительность полученного приемника на этой длине волны находится на уровне $10 \div 25$ мА/Вт. Высокие характеристики сформированных источников и приемников излучения на основе SiGe гетероструктур и хорошее спектральное перекрытие их спектров электролюминесценции и фоточувствительности позволили реализовать оптическую связь между ними. Для демонстрации оптической связи источник и приемник излучения при комнатной температуре располагались друг против друга на расстоянии нескольких миллиметров. При подаче на источник излучения с Ge(Si)/Si(001) нанооствровками импульсного сигнала прямого смещения на Ge/Si(001) фотоприемнике, работающем без смещения, возникал фототок. Частота и форма импульсов фототока, регистрируемого на Ge/Si(001) приемнике, соответствовали частоте и форме сигналов, подаваемых на источник излучения. Демонстрация оптической связи между дискретными SiGe структурами при использовании в качестве источника излучения структур с Ge(Si) самоформирующимися нанооствровками делает их перспективным материалом для кремниевой оптоэлектроники.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проекты № 13-02-01006, 13-02-97096 и 13-02-1210813_офи) и гранта Президента Российской Федерации молодым ученым кандидатом наук МК-4892.2013.2.

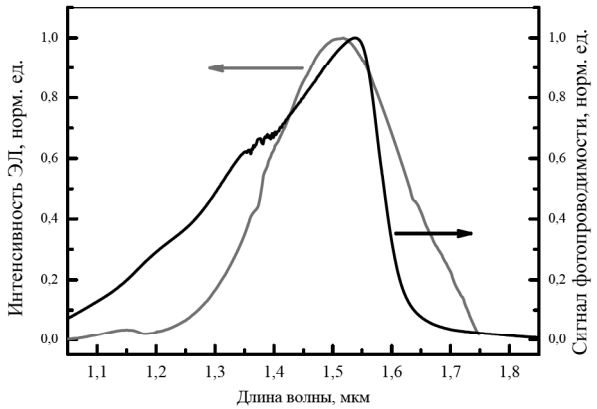


Рисунок 2. Нормированные спектры излучения светодиода на основе структуры с Ge(Si)/Si(001) островками и фотопроводимости приемника на основе структуры с релаксированным Ge/Si(001) слоем.

Литература

1. Д.Н. Лобанов, А.В. Новиков и др. // ФТП, Т. 46, 1448 (2012).
2. A. Tonkikh, N. Zakharov, V. Talalaev, P. Werner // Phys. Stat. Sol. RRL, V. 4, 224 (2010).
3. M.V. Shaleev, A.V. Novikov, A.N. Yablonskiy *et. al.* // Appl. Phys. Lett. V. 88, 011914 (2006).
4. M. Oehme, J. Werner, E. Kasper *et. al.* // Appl. Phys. Lett., V. 91, 051108 (2007).

Структурные и оптические свойства короткопериодных Ge/Si решеток, выращенных на Ge(001) подложках

Н. А. Байдакова[1], А. А. Дубинов[1], Л. В. Красильникова[1], А. В. Новиков[1, 2 *], П. А. Юнин[1], Д. В. Юрасов[1], А. Н. Яблонский[1], P. Werner[3]

1 Институт физики микроструктур РАН, ГСП-105, Нижний Новгород, 603950.

2 Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, г. Нижний Новгород, 603950.

3 Max-Planck-Institut fur Mikrostrukturphysik, Weinberg 2, 06120 Halle/Saale, Germany

*anov@ipmras.ru

В работе исследованы структурные и оптические свойства ($Si_1/Ge_2/Si_2/Ge_2/Si_1/Ge_{12}$) решеток, выращенных методом МПЭ на Ge(001) подложках. Обнаружено, что даже при низких (≤ 400 ^{0}C) температурах роста упругие напряжения отдельных слоев в решетке приводят к диффузионному перемешиванию слоев Ge и Si и нарушению периодичности структуры, необходимой для предсказанного ранее наблюдения в сложных Si/Ge решетках прямых в *k*-пространстве оптических переходов.

Одним из первых подходов, который был предложен для увеличения эффективности излучательной рекомбинации носителей заряда в непрямозонных полупроводниках на основе Si и Ge, является идея «свертки зон» (zone folding) – модификации их зонной структуры за счет искусственно созданной периодической структуры из чередующихся слоев Si и Ge (см. например [1]). Однако ранее для реализации этой идеи экспериментально и теоретически рассматривались простые Si_n/Ge_m решетки (n, m - толщины слоев в монослоях. 1 монослой ≈ 0.14 нм), один период которых состоял только из двух слоев [1]. При этом толщины этих слоев были близки к критической толщине бездефектного планарного роста Ge на Si(001) или Si на Ge(001). В результате формируемые Si_n/Ge_m решетки характеризовались высокой дефектностью и потерей планарности гетерограниц. Это стало одной из причин отсутствия заметного увеличения интенсивности сигнала люминесценции от них по сравнению с другими SiGe гетероструктурами. Однако недавно в работе [2] была теоретически рассмотрена возможность реализации прямых в *k*-пространстве оптических переходов в сложных короткопериодных $Si_n/Ge_m/\ldots/Si_p/Ge_q$ решетках, выращенных на на Ge(001) подложках или релаксированных $Si_{1-x}Ge_x$ буферах с высокой ($x \geq 60\%$) долей Ge. Целью настоящей работы являлась экспериментальная проверка идей, высказанных в работе [2], для структур, выращенных на Ge(001) подложках.

Методика эксперимента

Исследуемые решетки $N \times (Si_1/Ge_2/Si_2/Ge_2/Si_1/Ge_{12})$ (где N - число периодов < 100) были выращены методом МПЭ на Ge(001) монокристаллических подложках при температурах роста ≤ 400 ^{0}C. За счет наличия в используемой МПЭ системе Riber Siva-21 обратной связи управления электронно-лучевыми испарителями Ge и Si на основе квадрупольного масс-спектрометра, показания которого были откалиброваны по тестовым структурам, толщина осаждаемых слоев Ge и Si контролировались с погрешностью < 15%. Согласно дифракции быстрых электронов поверхность структур оставалась планарной в течение всего процесса их роста. Выращенные структуры отличались температурой роста, числом периодов и толщинами слоев. Структуры исследовались с помощью высокоразрешающей рентгеновской дифрактометрии (XRXRD), просвечивающей электронной микроскопии и спектроскопии фотолюминесценции (ФЛ).

Результаты и их обсуждение

Согласно рентгенодифракционному анализу полученные решетки $(Si_1/Ge_2/Si_2/Ge_2/Si_1/Ge_{12})/Ge(001)$ имели высокое кристаллическое совершенство и в них отсутствовала заметная релаксация упругих напряжений (рис. 1). При этом HRXRD спектры, рассчитанные для $Si_1/Ge_2/Si_2/Ge_2/Si_1/Ge_{12}$ последовательности, были близки к измеренным (рис. 1). В низкотемпературных спектрах ФЛ помимо линий,

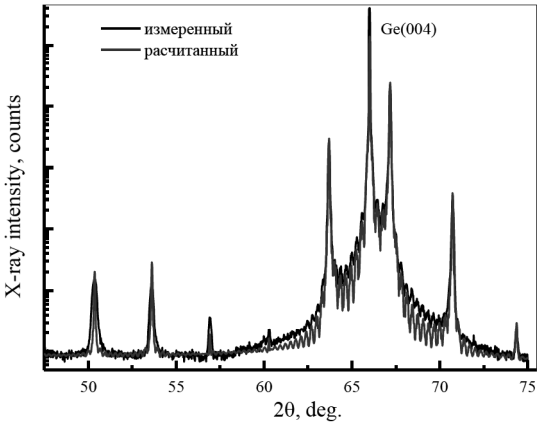


Рисунок 1. Измеренный и рассчитанный HRXRD спектры для $(Si_1/Ge_2/Si_2/Ge_2/Si_1/Ge_{12}) \times 50$ структуры.

связанных с рекомбинацией носителей заряда в Ge подложке, наблюдаются дополнительные пики, положение которых зависит от условий роста и параметров Si/Ge решеток (рис. 2). Однако эти линии расположены по энергии ниже пиков ФЛ, связанных с непрямыми переходами в Ge подложке (рис. 2), что не совпадает с расчетами для прямых в *k*-пространстве оптических переходов [2]. С целью выяснения причины обнаруженных расхождений были выполнены исследования выращенных решеток методами ПЭМ, которые показали, что даже при используемых низких ($\leq 400\ ^0$C) температурах роста происходит сильное диффузионное перемешивание части решетки, содержащей Si и Ge слои толщиной в единицы монослоев. В результате диффузионного перемешивания один период решетки содержит всего два слоя: $Si_{1-x}Ge_x$ и Ge. При этом толщина $Si_{1-x}Ge_x$ слоя соответствует суммарной толщине $Si_1/Ge_2/Si_2/Ge_2/Si_1$ последовательности в решетке, а доля Ge в нем – средней доли Ge в этой последовательности. Так как период и средний состав решетки $Si_{1-x}Ge_x/Ge_{12}$, которая образуется в результате диффузионного перемешивания, совпадает со средним составом и периодом исходной $Si_1/Ge_2/Si_2/Ge_2/Si_1/Ge_{12}$ решетки, то измеренные HRXRD спектры могут быть с хорошей точностью описаны и с помощью модели решетки, период которой состоит только из двух слоев. Расчеты зонной диаграммы с использованием реальных, экспериментально определенных параметров решетки позволили связать обнаруженные пики ФЛ с непрямой в реальном пространстве излучательной рекомбинацией электронов, находящихся в $Si_{1-x}Ge_x$ слоях на уровнях размерного квантования 2Δ долин, с «легкими» дырками из Ge слоев. Связь наблюдаемых пиков ФЛ с непрямыми в реальном пространстве оптическими переходами подтверждается смещением линий ФЛ от решетки в сторону больших энергий при увеличении мощности оптической накачки. Полагается, что сильное диффузионное перемешивание тонких Si и Ge слоев в выращенных структурах связано с деформацией Si слоев, которая ускоряет диффузионные процессы в SiGe гетероструктурах (см. например [3]). Образование SiGe сплава в Si/Ge решетке может быть также связано с сегрегацией Ge. Таким образом, для подавления диффузионного перемешивания при формировании короткопериодных Si/Ge решеток могут быть использованы релаксированные SiGe буферные слои, в которых деформация Si и Ge слоев будет иметь противоположные знаки. Осаждение сурфактанта, например Sb, может быть использовано для подавления сегрегации Ge.

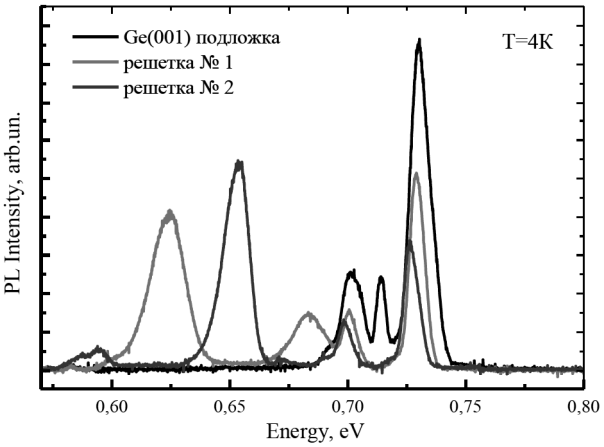


Рисунок 2. Спектры ФЛ подложки и двух $(Si_1/Ge_2/Si_2/Ge_2/Si_1/Ge_{12})$ решеток, выращенных при различных температурах. Спектры измерены при 4 К.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проекты № 13-02-00734, 14-02-01116 и 13-02-1210813_офи) и стипендии Президента Российской Федерации молодым ученым и аспирантам (№ СП-5485.2013.5) с использованием оборудования ЦКП "Физика и технология микро-и наноструктур" при ИФМ РАН.

Литература

1. T. P. Pearsall, J. M. Vandenberg, R. Hull, J. M. Bonar // Phys. Rev. Lett. V. 63, 2104 (1989).
2. M. d'Avezac, J.-W. Luo, Th. Chanier, A. Zunger // Phys. Rev. Lett, V. 108, 027401 (2012).
3. D. B. Aubertine, M. A. Mander, N. Ozguven *et. al.* // J. Appl. Phys. V. 92, 5027 (2002).

Исследование транспорта электронов в планарном диоде Ганна

С.В. Оболенский[1,*], А.В.Мурель[2,], В.И.Шашкин[2,***]**

1 Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина, д.23, Нижний Новгород, 603600.

2 Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680.

* obolensk@rf.unn.ru ** murel@ipm.sci-nnov.ru *** sha@ipm.sci-nnov.ru

В двумерном квазигидродинамическом приближении рассмотрен перенос электронов вдоль границы дельта-легированного GaAs слоя в планарном диоде Ганна. Показано, что из-за междолинных переходов электронов изменяются распределения их концентрации и энергии, плотности тока и электрического поля. Масштабирование расстояния между анодом и катодом приводит к пропорциональному изменению формы ВАХ.

Диоды Ганна находят широкое применение в современной микроэлектронике, измерительной технике и средствах связи. Традиционная конструкция диодов Ганна [1] имеет вертикальную структуру, т.е. транспорт электронов осуществляется по нормали к границам слоев полупроводника. Контакты диода в этом случае расположены на верхней и нижней гранях кристалла. В настоящее время идет активная разработка планарных диодов Ганна (см., например, [2]), которые можно было бы использовать в качестве элементов монолитных интегральных схем. Последнее особенно важно при работе в КВЧ диапазоне частот, где гибридные технологии использовать затруднительно.

В планарном диоде Ганна транспорт электронов организуется вдоль границ полупроводниковой структуры, а контакты анода и катода расположены на верхней стороне кристалла. Наличие дельта-легированных слоев создает высокую проводимость структуры, а благодаря примыкающим к ним низколегированным слоям реализуется отрицательная дифференциальная проводимость, связанная с междолинными переходами электронов. В отличие от конструкции планарного диода Ганна, предложенного в [2], в данной работе контакты к структуре создаются с помощью туннельно-прозрачных контактов Шоттки (рисунок 1). Туннелирование осуществляется между слоем металла и полупроводником через область тонкого барьера, сформированного дельта-легированным слоем, расположенным на расстоянии около 3 нм от поверхности образца. Кроме того, наличие приповерхностного дельта-слоя экранирует внутренний объем структуры от влияния поверхностного отрицательного заряда естественного окисла.

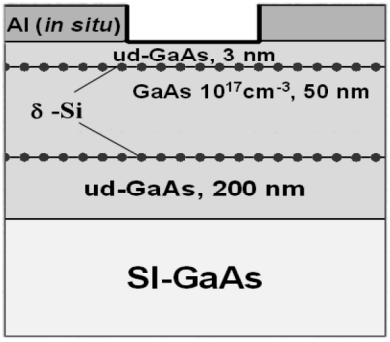


Рисунок 1. Структура исследуемого диода Ганна

В ходе работы методом газофазной эпитаксии изготавливались структуры, и с помощью литографии формировались контакты диодов. Расстояние между контактами было от 2 до 16 мкм. Проводилось измерение их вольт-амперных характеристик.

Моделирование транспорта электронов в полупроводниковой структуре осуществлялось в одномерном и двумерном приближении с помощью квазигидродинамической модели [1, 3, 4]:

$$\Delta V = \frac{q}{\varepsilon_s}(n - N_D);\quad \boldsymbol{E} = -\nabla V,\quad \boldsymbol{j_t} = \boldsymbol{j_n} + \partial E/\partial t$$

$$\frac{dm(W)\boldsymbol{\upsilon}(W)}{dt} = -q\boldsymbol{E} - \frac{m(W)}{\tau_p}\boldsymbol{\upsilon}(W);$$

$$\frac{\partial(Wn)}{\partial t} = (\nabla, \boldsymbol{j}_W) + (\boldsymbol{j_n}, \boldsymbol{E}) - \frac{n(W - W_0)}{\tau_W} \quad (1)$$

$$\frac{\partial n}{\partial t} = \frac{1}{q}(\nabla, \boldsymbol{j_n});\qquad \boldsymbol{j_n} = -qn\boldsymbol{\upsilon}(W) + q\nabla(D(W)n);$$

$$\boldsymbol{j}_W = -nW\boldsymbol{\upsilon}(W) + \nabla(D(W)nW);$$

где V – потенциал; n – концентрация электронов, N_D – концентрация доноров, $\boldsymbol{j}_n$, $\boldsymbol{j}_t$ – плотность электронного и полного тока, $\boldsymbol{j}_W$ – плотность потока энергии электронов, W, W_0 - неравновесная и равновесная энергия электрона соответственно, τ_w и τ_p времена релаксации энергии и импульса электронов, m – эффективная масса электрона, D – коэффициент диффузии электронов, $\boldsymbol{\upsilon}$ – дрейфовая скорость электронов, $\boldsymbol{E}$ – напряженность электрического поля, ε_s – диэлектрическая проницаемость, q – абсолютная величина заряда электрона.

Зависимость скорости, времен релаксации энергии и импульса электронов от их энергии задавалась согласно данным, полученным методом Монте-Карло [1, 4]. Также метод Монте-Карло использовался для проверки и моделирования транспорта электронов в коротких структурах. Результаты расчетов сравнивались с полученными ранее данными о генерации СВЧ-сигналов за счет междолинных переходов в планарных транзисторах Шоттки [5], функционирующих в диодном режиме.

Решение системы уравнений (1) осуществлялось стандартными сеточными методами [4, 5]. Для моделирования процессов в транзисторах использовались граничные условия смешанного типа – на границах контактов задавались значения потенциала, концентрации и энергии носителей. При этом значение потенциала могло быть как фиксированным, так и изменяться в произвольных пределах при моделировании процессов в транзисторе в условиях «большого» сигнала. На контактах значение концентрации и температуры электронного газа задавалось исходя из данных [6]. На остальных поверхностях расчетной области поддерживались нулевыми градиенты потенциала, концентрации и энергии электронов так, что нулевыми были значения плотностей тока электронов и потока энергии электронного газа через эти границы.

Проведен расчет двумерных распределений концентрации электронов, потенциала, температуры электронного газа, плотности тока электронов, напряженности электрического поля в поперечном сечении диодов с различным расстоянием между контактами. Сопоставлены теоретические и экспериментальные ВАХ диодов с различным зазорами между контактами (рисунок 2).

Показано, что при изменении расстояния между контактами происходит масштабирование процессов транспорта электронов, что согласуется с данными [5]. В результате отрицательный дифференциальный наклон ВАХ, связанный с междолинными переходами электронов, снижается по мере увеличения зазора. Расчеты показали, что при уменьшении зазора менее 1 мкм отрицательный наклон на ВАХ объясняется возникновением статического домена, а при увеличении зазора между контактами до 2 мкм и более домен может перемещаться от катода к аноду. Предложенная модель адекватно описывает перенос электронов в диоде.

Работа выполнена при поддержке программ РАН.

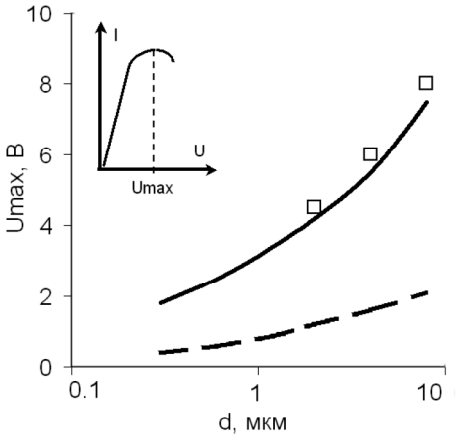


Рисунок 2. Зависимость напряжения питания при максимальном токе от зазора между анодом и катодом: □ - эксперимент, — теория с учетом контактного сопротивления, - - - теория без учета контактного сопротивления. На врезке показана ВАХ диода.

Литература

1. М. Шур Современные приборы на основе арсенида галлия. М.: Мир, 1991. 632 с.
2. A.Khalid, N.J.Pilgrim, G.M.Dunn, et al. // Elec.Dev.Lett. v.28, № 10, 2007, p. 849.
3. Ю. Пожела Физика быстродействующих транзисторов. Вильнюс, 1989. 264 с.
4. С.В. Оболенский // Изв. вузов: Электроника, 2003, № 6, с. 31-38.
5. С.В. Оболенский, М.А. Китаев // Микроэлектроника. 2001. № 6. С. 459-465.
6. S.V. Obolensky, A.V. Murel, N.V. Vostokov, V.I. Shashkin // Elect. Dev., v. 58, N 8, 2011, pp. 2507-2510.

Транспортные измерения и моделирование распределения носителей в диодных SiGe/Si/SiGe гетероструктурах с двумерным каналом в слое кремния

М. Л. Орлов*, Л. К. Орлов

Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680.
*orlovm@ipmras.ru

Изучены характеристики частично релаксированных $Si/Si_{1-x}Ge_x$ гетероструктур с электронным каналом проводимости в упруго напряженном слое кремния нанометровой толщины. Показано, что электронный газ в системе проявляет двумерные свойства. Наблюдается зависимость проводимости вдоль слоев системы от степени релаксации упругих напряжений в ней. Для объяснения наблюдаемых закономерностей проведен детальный расчет потенциала и характера распределения электронов по слоям структуры для образцов с различной степенью деформации слоев Si, разного состава и уровня их легирования. Формирование туннельно-прозрачного барьера в окрестности верхнего интерфейса, разделяющего 2D и 3D проводящие каналы структуры, обеспечивает возможность проявления особенностей на электрических характеристиках образцов при пропускании тока как вдоль, так и поперек плоскости слоев структуры.

Введение

Применение в конструкции кремниевого полевого транзистора релаксированных слоев твердого раствора SiGe, обеспечивающего продольное двухосное растяжение канальных слоев Si и, соответственно, повышение транспортных характеристик системы за счет использования только электронов с легкой эффективной массой, позволило существенно расширить область применения SiGe МОП транзисторов вплоть до диапазона миллиметровых волн [1]. Дальнейшее продвижение в область сверхвысоких частот может быть обеспечено за счет использования модуляционно-легированных Si/SiGe структур с упруго напряженным канальным слоем кремния и управляющим Шоттки контактом [2]. Важным моментом транзисторной электроники является также необходимость повышения уровня легирования и переход к системам с металлическим типом проводимости, что может сказаться на появлении ряда специфических особенностей на выходных характеристиках прибора.

В работе рассмотрены структуры с двумерным упруго напряженным кремниевым транспортным каналом в релаксированном слое твердого раствора $Si_{1-x}Ge_x$ [2]. Анализ низкотемпературных магнитотранспортных характеристик исследуемых $Si/Si_{1-x}Ge_x$ гетероструктур показывает явное проявление двумерных свойств электронного газа. При этом наблюдается сильная зависимость проводимости системы от состава слоев твердого раствора и степени релаксации упругих напряжений в них. Низкотемпературные электрические характеристики системы как вдоль, так и поперек плоскости слоев структуры обсуждались в работе [3].

Метод расчета

Исследование характеристик транзисторной гетероструктуры проводится нами с целью возможности осуществления последующего анализа особенностей протекания тока в системе и определения предельно достижимых скоростных характеристик рассматриваемого транзисторного элемента. Численное моделирование на базе разрабатываемых физических моделей проводилось путем решения соответствующей системы дифференциальных уравнений, включающей уравнение Пуассона и уравнения квази-гидродинамики, методом прогонки по схеме Гуммеля.

Результаты и обсуждение

Для эпитаксиальных модулировано-легированных Si/SiGe гетероструктур с уровнем легирования слоев $N_D \geq 10^{18}$ см$^{-3}$ была показана вероятность формирования туннельно-прозрачного для электронов барьера в окрестности верхнего ближайшего к поверхности, интерфейса между двумерным базовым

слоем кремния и верхним легированным слоем твердого раствора. При данном уровне легирования ширина (на полувысоте) формируемого в окрестности интерфейса барьера для оптимальной по числу наблюдаемых в структуре прорастающих дислокаций [1, 2] релаксированной системы $Si/Si_{0.75}Ge_{0.25}$ составляет несколько нанометров и может быть уменьшена при повышении уровня легирования приповерхностного слоя [4]. Увеличение содержания германия в слоях твердого раствора делает квантовую яму в слое Si глубже (рисунок 1), снижая вероятность межслоевого туннелирования электронов и, как следствие, понижая уровень шума прибора.

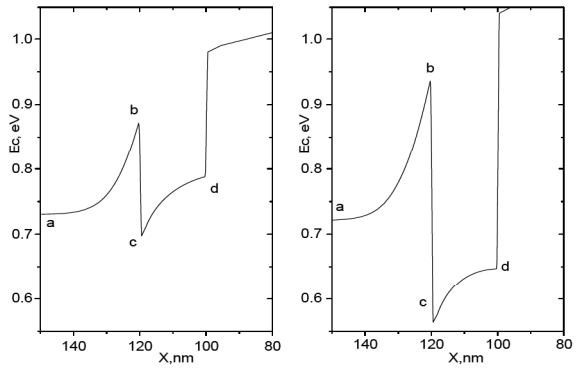


Рисунок 1. Структура дна зоны проводимости для гетерокомпозиций с содержанием германия в слоях $Si_{1-x}Ge_x$: x=0.25 (слева) и x=0.5 (справа).

На базе разработанной модели в работе была изучена зависимость характеристик формируемого в окрестности верхней гетерограницы барьера от различных параметров структуры: уровня легирования верхнего барьерного слоя, состава слоев твердого раствора, степени деформации слоя кремния, определяемой различными степенями пластической релаксации буферного SiGe слоя и т.д. В качестве примера на рисунке 2 представлена зависимость высоты h_b формируемого барьера от процентного состава германия в твердом растворе. Видно, что с ростом содержания Ge увеличиваются как высота барьера в окрестности интерфейса, так и глубина квантовой ямы. Профиль потенциала дна квантовой ямы слабо чувствителен к составу барьерного слоя, но сильно зависит от степени легирования слоев.

Проведенные расчеты позволяют оценить в системе эффективность межслоевого туннелирования электронов при их переходах из двумерной канальной области транзистора в трехмерное состояние верхнего барьерного слоя. В эксперименте данный механизм проявляется в появлении на ВАХ структуры в поперечном слоям направлении эффекта отрицательной дифференциальной проводимости. Эффект туннелирования двумерных электронов из Si квантовой ямы в зону проводимости верхнего SiGe барьерного слоя через локальные состояния в окрестности гетерограницы может быть использован как для их идентификации, так и для построения на его основе чувствительных систем детектирования высокочастотных сигналов терагерцового диапазона.

В работе проведен также анализ влияния концентрации неравновесных носителей заряда, возбуждаемых светом в слоях структуры, на вид потенциала Si квантовой ямы и прилегающих к ней SiGe барьерных слоев. В условиях высокого фотовозбуждения, когда концентрация неравновесных носителей становится сравнимой с концентрацией равновесных электронов, неравновесные носители оказывают существенное влияние на транспортные характеристики системы вследствие сильного изменения характера распределения носителей заряда по структуре и профиля формируемого потенциала.

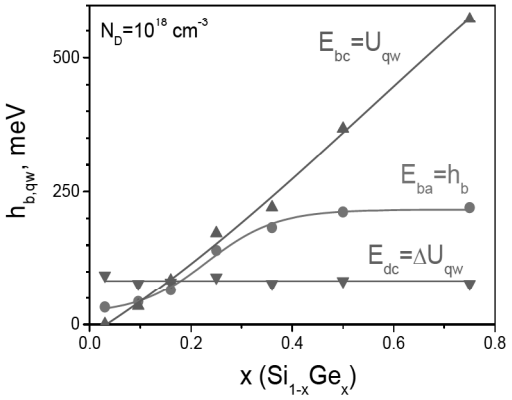


Рисунок 2. Зависимость глубины квантовой ямы и высоты барьера от концентрации германия в слоях $Si_{1-x}Ge_x$. Высоты a, b, c и d отмечены на предыдущем рисунке.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ и Минобрнауки Российской Федерации.

Литература

1. C. K. Maiti, L. K. Bera, S. Chattopadhyay / Strained-Si Heterostructure Field Effect Devices // CRC Press, USA, 2007, p. 423.
2. Л.К.Орлов, Z.J.Horwath, М.Л.Орлов *и др.*// ФТТ, 2008, т.50, №2, с.317-327.
3. L.K. Orlov, A.A. Mel'nikova, M.L. Orlov *et al.* // Physica E, Vol. 51, (2013) 87-93.
4. М.Л.Орлов, Zs. Horvath, Н.Л. Ивина *и др.* // ФТП, 2014, т.48, в печати.

Структура излучения терагерцовых квантовых каскадных лазеров с периодической модуляцией волновода

Е. Е. Орлова

Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород , ГСП-105, 603950.
orlova@ipm.sci-nnov.ru

В настоящей работе представлен анализ структуры дальнего поля проволочных лазеров (лазеров с поперечными размерами много меньше длины волны излучения и длиной, много больше длины волны) с периодической продольной модуляцией волновода. Полученные закономерности проиллюстрированы численным расчетом излучения терагер-цового квантового каскадного лазера с периодической модуляцией волновода системой непрозрачных экранов.

Терагерцовые квантовые каскадные лазеры являются первыми лазерами с субволновыми размерами апертуры и длиной, много больше длины волны (проволочные лазеры). Излучение таких лазеров отличается сильной расходимостью, кроме того, в дальнем поле были обнаружены сильные модуляции интенсивности [1]. Теоретические исследования показали, что структура излучения проволочных лазеров формируется интерференцией излучения от продольного распределения источников в лазерном волноводе [2]. Было показано, что модуляции интенсивности в дальнем поле медленных мод проволочных лазеров сопровождаются скачками фазы, которые снижают эффективность детектирования излучения. Низкая направленность и неоднородный фазовый фронт терагерцовых квантовых каскадных лазеров препятствуют развитию их перспективных практических приложений. Ранее было предсказано, что узкий пучок вдоль оси проволочного лазера может быть получен при реализации моды с фазовой скоростью, близкой к скорости света в воздухе, когда источники вдоль лазерного волновода излучают в фазе в направлении вдоль оси. Однако такие моды слабо локализованы, что приводит к снижению эффективного коэффициента усиления и нарушению условий генерации. Узкий пучок, подобный излучению мод с фазовой скоростью, близкой к скорости света, может быть получен и при реализации медленных мод в проволочном волноводе с периодической продольной модуляцией. В частности, узконаправленное излучение было реализовано недавно в терагерцовых квантовых каскадных лазерах с решетками распределенной обратной связи третьего порядка [3,4]. Однако систематический анализ влияния периодической модуляции волновода на структуру излучения проволочных лазеров до сих пор не проводился.

В настоящей работе сделан расчет дальнего поля проволочного лазера с периодической модуляцией волновода с использованием метода эквивалентных токов в объеме волновода, основанного на эквивалентности токов проводимости и токов смещения [2]. Этот метод позволяет учесть интерференцию излучения от продольного распределения источников излучения в лазерном резонаторе, имеющую определяющее значение для формирования структуры дальнего поля проволочных лазеров. Декартовы компоненты эквивалентного тока в объеме волновода проволочного лазера с периодической продольной модуляцией могут быть представлены как линейные комбинации блоховских волн:

$$J^i_{eq} = \tilde{J}^i(\vec{\rho}, z)\exp(\pm iqz), \qquad (\text{ф1})$$

где $\vec{\rho}$ – поперечный радиус-вектор, q – волновое число моды, $q < G/2$, $G = 2\pi/D$, D – период модуляции. Периодическая часть блоховской функции (ф1) может быть представлена рядом Фурье:

$$\tilde{J}^i(\vec{\rho}, z) = \sum \tilde{J}^i_n(\vec{\rho})\exp(iGnz). \qquad (\text{ф2})$$

Структура дальнего поля излучения каждой из компонент (ф2) определяется произведением трех факторов: поляризационного и поперечного, которые аналогичны полученным в работе [2] и дают

медленную угловую зависимость, и продольного фактора, который определяется выражением:

$$Z_n^i = \frac{\sin((q_n / k - \cos(\theta))kL/2)}{q_n / k - \cos(\theta)}, \qquad (ф3)$$

где $q_n = q + Gn$, k – волновое число моды свободного пространства, L – длина лазера. Компоненты эквивалентного тока с $|q_n| > k$ не имеют направления, где излучение всех источников вдоль лазера имеет одинаковую фазу, и поле ослабляется деструктивной интерференцией. Компоненты с $|q_n| < k$ производят конические пучки с максимумом поля в направлении $\cos(\theta) = q_n/k$ с полушириной $\Delta\cos(\theta) \approx 0.44\ \lambda/L$. Узкий пучок вдоль оси лазера формируется при $k - 0.44\ \lambda/L < q_n < k + 0.75\ \lambda/L$. При $G > 2k$ только нулевая компонента эквивалентного тока может создать узкий пучок. В этом случае, в соответствии с (ф3), при больших L мощность излучения нулевой фурье-компоненты эквивалентного тока растет линейно с увеличением длины лазера L, в то время как мощность излучения компонент с $n \neq 0$ слабо зависит от длины. Благодаря этому, при длине лазера $L > 4k/\pi q^2 \left(\bar{J}_n^i / \bar{J}_o^i\right)^2$, вклад нулевой компоненты в поле излучения является определяющим даже в случае, когда внутри лазера преобладает поле других компонент, $\left|\bar{J}_0^i\right| < \left|\bar{J}_n^i\right|$ (мы предполагаем, что поперечное среднее компонент эквивалентного тока $\bar{J}_0^i$ и $\bar{J}_n^i$ отлично от нуля). Такая ситуация может реализоваться, в частности, в случае, когда модуляция волновода приводит к малому возмущению поля моды однородного волновода и основной вклад в эквивалентный ток дает компонента с q_n близким к волновому числу невозмущенной моды. Полученные нами общие закономерности мы иллюстрируем численным расчетом излучения квантово-каскадного лазера с периодической модуляцией волновода с помощью системы экранов с волновым вектором невозмущенной моды однородного волновода $q = 3.3k$, волновым числом модуляции близким к $G_0 = q - k$, длиной экранов $d = 0.5D$ (рис. 1,2). Проведенные расчеты показывают, что модуляция волновода с пространственной частотой больше разности волновых векторов невозмущенной моды волновода и моды свободного пространства может приводить к формированию конического пучка, а модуляция с меньшей пространственной частотой приводит к ограничению длины линейного роста мощности направленного излучения.

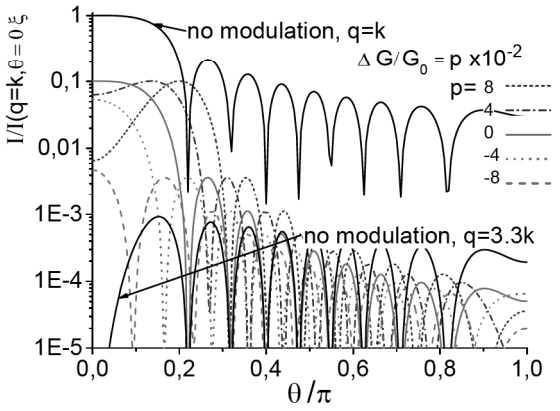


Рисунок 1. Угловая зависимость интенсивности излучения для лазера с периодической модуляцией волновода, нормированная на интенсивность излучения моды однородного волновода с волновым вектором $q = k$ в направлении продольной оси лазера, длина лазера $L = 10\ D$

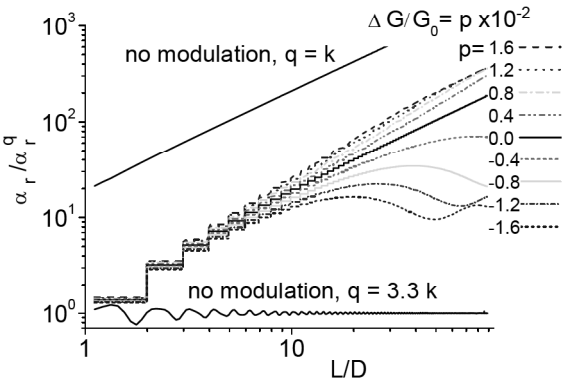


Рисунок 2. Радиационные потери лазера с периодической модуляцией волновода, нормированные к уровню радиационных потерь однородного волновода с $q = 3.3k$

Работа выполнена при поддержке РАН, проектов NWO/РФФИ TERADEC, НАТО SfP 984068.

Литература

1. A.J. L. Adam, I. Kasalynas, J.N. Hovenier *et al.* // Appl. Phys. Lett. 88-90, 151105 (2006).
2. E.E. Orlova, J.N. Hovenier, T.O. Klaassen *et al.* // Phys. Rev. Lett. 96, 173904 (2006).
3. M.I. Amanti, M. Fischer, G. Scalari *et al.* // Nature Photon. 3, 586 (2010).
4. T.-Y. Kao, Q. Hu, J. L. Reno // Optics Letters. 37, 2070 (2012).

Size-dependent laser-induced heating of solid particles studied by Raman micro-spectroscopy

S. G. Pavlov [1,*], U. Böttger [1], F. Hanke [2], N. Deßmann [2], I. Weber [3], J. Fritz [4], H.-W. Hübers [1,3]

1 Institute of Planetary Research, German Aerospace Center (DLR), Rutherfordstr. 2, Berlin, 12489, Germany.

2 Institut für Optik und Atomare Physik, Technische Universität Berlin, Straße des 17. Juni 135, Berlin, 10623, Germany.

3 Institut für Planetologie, Westfälische Wilhelms-Universität Münster, Wilhelm-Klemm-Str. 10, Münster, 48149, Germany.

4 Museum für Naturkunde, Leibniz Institute for Research on Evolution and Biodiversity, Invalidenstraße 43, Berlin, 10115, Germany.

*sergeij.pavlov@dlr.de

Significant laser-induced heating has been observed for micron-sized solid particles by Raman micro-spectroscopy. At laser power densities relevant for operation of the Raman Laser Spectrometer instrument on board of the future ESA`s ExoMars 2018 misssion, a local temperature increases already for the silicon particles with the median sizes below 250 μm. Complex olivine minerals express significantly lower laser-induced heating than those for silicon grains.

Small solid particles including also submicron-sized ones (often called as dust) are typical samples returned by probe space missions to solar system bodies (the moon, asteroids) and from interplanetary medium as well as found on the Earth surface as micro-meteorites. Chemical analysis of this material gives a key knowledge on the formation and evolution of stars and planetary systems.

As a non-destructive technique, Raman spectroscopy comes to the front of in situ (future ESA ExoMars mission) and laboratory analysis (meteorites as well as dust from the sample return space missions: Apollo, Luna-24, Stardust, Hayabusa) with a potential for a direct search for organic/biological matter without necessary sample preparation, requiring only optical access to an investigated sample. On the ExoMars rover lab the sampled rock (diameter of ~11 mm, length up to 35 mm) will be crushed to powder with a median grain size of 250 μm and with 90% falling between 50 and 500 μm, that would satisfy requirements of all instruments in the rover scientific payload [1]. Since each investigated sample is shared for different instruments, there are specific requirements for a temperature range that would allow to protect volatiles trapped in the rock sample and to avoid possible temperature catalyzed processes.

Since inelastic scattering of light is a relatively week process, especially for complex rock materials, significant laser power densities (up to 10 mW/μm^2) are often required for a detectable Raman scattered light. The deposited power has to be scattered into the particle, but heat dissipation efficiency losses for particle sizes approaching mean free path of characteristic thermal phonons. As a result, a local hot spot and significant heating of a whole particle can be induced under required for Raman spectroscopy laser intensities. Local temperature of a particle can be derived from the Raman frequency, the Raman linewidth, and the ratio of the intensities of the Stokes (S-) and anti-Stokes (AS-) signals [2-5].

Silicon, having a large Raman scattering efficiency and a clear optical phonon line, has been thoroughly studied by Raman spectroscopy under conventional heating of bulk crystals [2,3] as well as under laser-induced heating of nanoparticles (< 100 nm) [4,5]. The latter indicate on significant local heating reflected in the increased AS/S intensity ratio, decreasing relative S-, AS- frequencies and a phonon line broadening.

We focused on particles of crystalline silicon (as a reference material) and olivine minerals (as an important rock-forming silicate and one of the most abundant phase in the solar system, including the Earth`s upper mantle) with mean sizes of grains from 25 μm to bulks. The bulk solids were consequently crashed and sifted into sets of particles with median sizes of 25-45-63-90-125-180-212-250-355-500 μm. Raman spectra were taken from a single standing particle without a contact to neighbors to ensure minimal thermal conductive link, including one into the glass holder plate. The Raman measurements were performed with a Witec Alpha 300 Raman confocal microscope. The excitation laser wavelength is 532 nm; the spectral resolution is about 4 /cm. With a 100× objective the 1/e^2 spot size on a sample is less than 1.5 μm. Each measurement had

the acquisition time of 120 s. The power on the sample was varied step-like between 50 μW and 13 mW. Raman spectra were taken in the range of relative 0±2000/cm for Stokes and anti-Stokes bands. The S-, AS-bands within 0±200/cm were not accessed due to the used notch filter.

Silicon particles: Silicon Raman spectrum has an expressed LTO phonon line at the Brillouin zone center at about 520/cm (room temperature, natural isotopic content, bulk crystal) with lower intense peaks at some sum phonon frequencies. Analysis of temperatures derived from the AS/S intensities ratios indicate on temperature related effect for silicon particle of sizes under 250 μm. Largest derived temperature rise has been observed for the smallest, ~ 25 μm particles, up to 1000 K if calibrated to the references [2,3]. This, however, does not coincide with the values derived using the reference data on the LTO phonon line shift or linewidth in bulk silicon [2,3]. We also observe nonlinear slope of temperature gradient with a laser power, differently to those reported in [5]. Additional strong phonon mode occurs spectrally resolved on the red side of the LTO mode for the particles with mean sizes below 150-200 μm and rises up with laser power up to the intensity of the LTO phonon line. The same line has been reported earlier in the Raman spectra of 5-10 nm particles [4] and was attributed there, together with the LTO mode, to surface phonon modes in silicon nanoparticle.

Olivine particles: Olivine minerals (general chemical formula $[Mg_{2-x}Fe_x]SiO_4$) have two characteristic phonon bands: in high frequencies, from ~ 800/cm to ~ 1000/cm (internal SiO_4 tetrahedra stretching modes) and low energy lattice modes of mixed $[Mg_{2-x}Fe_x]$ cation translations, 0-600/cm, and external SiO_4 vibration modes, ~ 400/cm [6]. Temperature related measurements on bulk olivine with different cation compositions [6,7], recorded in Stokes band, show mostly intensity changes in the SiO_4 stretched modes, while low-frequency bands shift and undergo line-broadening. No reference data on AS/S intensity ratio dependent on local temperature has been reported, to our knowledge, on phonon modes in olivine. Since AS- and S-intensities suffer from diffuse scattering on small grains, their Raman spectra deliver only weak features from the most intense lines, that are the lines at ~ ±820-860/cm in high frequency band. In contrast to silicon particles, we did not observe detectable regular modification of line intensities, line positions in the high-frequency band Raman spectra of olivine at energy power density specified for the ExoMars rover lab [8] for all grain sizes. Slight rise up of the AS/S intensity ratio has been detected for the most small particles and highest laser powers.

The estimates on heating of olivine particles with a mean size of ~ 50 μm show that the temperature rise does not exceed 100 K for the laser power densities aimed for the RLS instrument on the ExoMars rover, that is acceptable for the "nondestructive" mode of the sample handling in the rover scientific lab.

References

1. See for details the ESA ExoMars 2018 website: exploration.esa.int/mars/45103-rover-instruments/.
2. T. R. Hart, R. L. Aggarwal and B. Lax // Phys. Rev. B, V. 1, 638 (1970).
3. M. Balkanski, R. F. Wallis and E. Haro // Phys. Rev. B, V. 28, 1928 (1983).
4. S. Gibilisco, G. Farack, A. R. Pennisi, A. Irrera // J. Non-Crystalline Solids, V. 356, 1948 (2010).
5. A. S. Nikolenko // Semicond. Physics, Quantum Electronics & Optoelectronics, V. 16, 86 (2013).
6. B. A. Kolesov, C. A. Geiger // Phys. Chem. Minerals, V. 31, 142 (2003).
7. B. A. Kolesov, C. A. Geiger // Phys. Chem. Minerals, V. 31, 155 (2003).
8. I. Weber, U. Böttger, E. K. Jessberger, H.-W. Hübers, S. G. Pavlov, S. Schröder, N. Tarcea, Th. Dörfer, 43th LPSC, The Woodlands, USA, #1793. www.lpi.usra.edu/meetings/lpsc2012/pdf/1793.pdf

Магнитные блоховские состояния носителей и спиновая поляризация в двумерных сверхрешетках n-типа без центра инверсии со спин-орбитальным взаимодействием в электронном газе

А.А. Перов[1,*], И.В. Пенягин[1]

1 ННГУ им. Н.И.Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950.
* wkb@inbox.ru

Проведены аналитические и численные модельные расчеты квантовых состояний электрона в нецентросимметричном двоякопериодическом потенциале сверхрешетки и перпендикулярном магнитном поле при учете спин-орбитального взаимодействия Рашба в электронном газе. Исследована симметрия законов дисперсии в магнитных подзонах. На качественном уровне показано, что в изучаемых структурах возможно возникновение фотогальванического эффекта при прямых переходах между состояниями магнитных подзон как внутри одной пары уровней, так и при переходах между энергетическими подзонами различных пар уровней с энергией кванта порядка энергии Ландау. Управляемый эффект ненулевой спиновой намагниченности в плоскости, перпендикулярной магнитному полю, возникает вследствие отсутствия инверсионной симметрии периодического электростатического поля сверхрешетки при наличии спин-орбитального взаимодействия в газе носителей.

Введение

Задача о квантовомеханическом движении носителей заряда в полупроводниковых структурах, помещенных во внешнее магнитное поле, имеет более чем полувековую историю. Дело в том, что действия периодического поля кристалла и магнитного поля на электрон или дырку в полупроводнике существенно различны по своей природе. Так, магнитное поле квантует поперечное движение заряженной частицы, а поле кристаллической решетки приводит к образованию энергетических зон.

Экспериментальное наблюдение расщепленной зонной структуры в реальных кристаллах, помещенных в магнитное поле, затруднено тем, что для этого необходимо генерировать мегагауссные магнитные поля. В то же время, искусственные полупроводниковые кристаллы – сверхрешетки – с периодом в несколько десятков нанометров являются перспективными объектами для теоретического и экспериментального исследования магнитных блоховских состояний носителей [1].

Учет в теории электронного спина и спин-орбитального взаимодействия в электронном газе позволяет предсказать и рассчитать новые транспортные, магнитооптические и фотогальванические эффекты в изучаемых низкоразмерных полупроводниковых решеточных структурах, в том числе и не обладающих пространственной инверсионной симметрией [2].

Модельные расчеты квантовых состояний и спиновой поляризации проведены нами в той области значений экспериментально реализуемых параметров системы [3], когда характерная энергия Ландау значительно превышает величины сопоставимых, что важно, между собой спинового и спин-орбитального расщеплений в спектре, а также расщепления, обусловленного действием на электрон периодического поля сверхрешетки.

Постановка задачи и теоретическая модель

Гамильтониан, описывающий квантовомеханическое движение электрона в двумерной двоякопериодической квадратной сверхрешетке, в постоянном однородном магнитном поле, с учетом эффекта Зеемана и спин-орбитального взаимодействия Рашба в газе носителей имеет вид:

$$\hat{H} = \hat{H}_0 + V(x,y) = (\hat{\mathbf{p}} - e\mathbf{A}/c)^2/(2m^*)\hat{E} +$$

$$+(\alpha/\hbar)[\mathbf{z}\times\hat{\sigma}]\cdot(\hat{\mathbf{p}}-e\mathbf{A}/c)- \\ -g\mu_B H\hat{\sigma}_z+V(x,y), \qquad (1)$$

где μ_B – магнетон Бора, $\hat{E}$ – единичная матрица размерности 2x2, m^*-эффективная масса, $\hat{\mathbf{p}}$-оператор импульса, $\hat{\sigma}$- вектор, составленный из матриц Паули, α – константа спин-орбитального взаимодействия Рашба. Для векторного потенциала магнитного поля $\mathbf{H}\|0z$ выбрана в дальнейшем калибровка Ландау $\mathbf{A}=(0,\mathrm{H}\cdot x,0)$. Фунция

$$V(x,y)=V_1\cos^2(\pi x/a)\cos^2(\pi y/a)+ \\ +V_2(\sin(2\pi x/a)+\sin(2\pi y/a)) \qquad (2)$$

моделирует периодический электростатический потенциал поля двумерной сверхрешетки с периодом a. Амплитуды потенциала V_1 и V_2 отвечают за его центросимметричную и нецентросимметричную составляющие.

Результаты и их обсуждение

Расчетные параметры были максимально приближены к известным из экспериментов [3] для решеточных структур $In_{0.23}Ga_{0.77}As/GaAs$: $m^*=0.05\cdot m_0$, $\alpha=2.5\cdot10^{-11}$ *эВ·м*, $a=80$ *нм*, $g=-4$.

Проведенные нами модельные расчеты показывают, что в случае, когда потенциал сверхрешетки не обладает центром инверсии, экстремумы законов дисперсии в энергетических подзонах смещены относительно центра МЗБ вдоль линии $k_y=-k_x$. Здесь необходимо отметить, что экстремумы зон расположены не в одной и той же точке магнитной зоны Бриллюэна. Поэтому становится принципиально возможным возникновение фотогальванического эффекта при прямых переходах между магнитными подзонами.

На рис. 1а,б приведены результаты расчетов векторного поля средних значений проекций спинов в низшей подзоне. В плоскости электронного газа в случаях центросимметричного и нецентросимметричного периодического потенциала при пяти квантах магнитного потока через элементарную ячейку сверхрешетки.

В случае нецентросимметричного $V_2\neq0$ периодического потенциала в перпендикулярном магнитном поле появляется спиновая намагниченность в плоскости газа, а центр вихря векторного поля средних спинов смещается в магнитной зоне Бриллюэна вдоль линии $k_y=-k_x$.

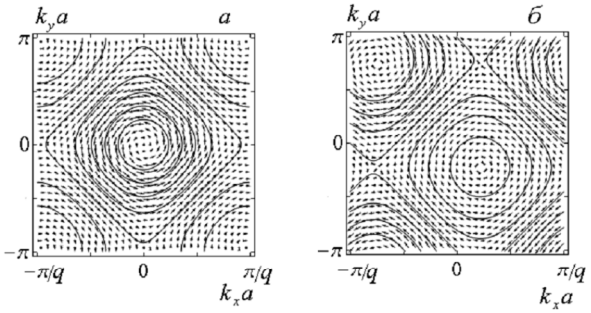


Рисунок 1. Векторное поле средних значений проекций спинов в плоскости электронного газа в случаях центросимметричного (а) и нецентросимметричного (б) потенциала сверхрешетки.

Заключение

В рамках предлагаемой модели впервые был рассчитан спектр электрона, совершающего квантово-механическое движение в нецентросимметричном двоякопериодическом потенциале сверхрешетки и перпендикулярном магнитном поле при учете спин-орбитального взаимодействия Рашба в электронном газе [4]. На качественном уровне показано, что в изучаемых структурах возможно возникновение фотогальванического эффекта при прямых переходах между состояниями магнитных подзон как внутри одной пары уровней, так и при переходах между энергетическими подзонами различных пар уровней с энергией кванта порядка $\hbar\omega_C$. Данный эффект обусловлен наличием инверсионной асимметрии периодического потенциала сверхрешетки.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант №13-02-00784).

Литература

1. T. Schlösser, K. Ensslin, J. P. Kotthaus // Semicond. Sci. Technol V.11, 1582 (1996).
2. V.Ya. Demikhovskii, A.A. Perov // Phys. Rev. B V.75, 205307 (2007); A.A. Perov, L.V. Solnyshkova, D.V. Khomitsky // Phys. Rev. B V.82, 165328 (2010).
3. M.C. Geisel, J.H. Smet, V.Umansky et al. // Phys. Rev. Lett. V.92, 256801 (2004).
4. А.А. Перов, И.В. Пенягин // ЖЭТФ Т.145, вып.3 (2014) (принято к публикации).

Особенности использования аммиачной и плазменной МЛЭ для получения III-N гетероструктур

А. Н. Алексеев[1], Д. М. Красовицкий[2], С. И. Петров[1, *], В. П. Чалый[2], В. В. Мамаев[1, 3]

1 ЗАО «НТО» пр. Энгельса, 27, Санкт-Петербург, Россия, 194156

2 ЗАО «Светлана-РОСТ» пр. Энгельса, 27, Санкт-Петербург, Россия, 194156

3 СПбГПУ Политехническая ул., 29, Санкт-Петербург, 195251

*petrov@semiteq.ru,

Рассмотрены особенности получения III-N гетероструктур методом аммиачной и плазменной МЛЭ. Показана необходимость использования высокотемпературной аммиачной МЛЭ для выращивания буферного слоя AlN(Tp=1100-1150)/AlGaN слоя на начальном этапе роста гетероструктур, что позволяет улучшить структурное совершенство и снизить плотность дислокаций в слоях GaN до $9\cdot10^8$–$1\cdot10^9$ см$^{-2}$. С другой стороны, для получения эффективного p-легирования, а также выращивания In-содержащих слоев (InGaN с большим содержанием In и InAlN, согласованного по параметру решетки с GaN) необходимо использование метода плазменной МЛЭ, который не имеет ограничений в области низких температур.

Введение

Нитриды металлов третьей группы (III-N) обладают уникальными свойствами и интенсивно исследуются с целью создания оптоэлектронных и СВЧ-мощных высокотемпературных приборов на их основе. Одной из основных проблем при изготовлении приборов на основе III-нитридов является отсутствие недорогих согласованных по параметру решетки подложек. Выращивание на рассогласованных подложках приводит к высокой плотности дислокаций в GaN (10^9-10^{10} см$^{-2}$ для МЛЭ, 10^8-10^9 см$^{-2}$ для МОГФЭ), что усложняет задачу получения приборных гетероструктур. Более высокие значения плотности дислокаций в GaN при выращивании МЛЭ связаны с меньшей температурой роста и, соответственно, худшей поверхностной подвижностью атомов на ростовой поверхности. Типичные значения подвижности электронов при комнатной температуре в слоях GaN, выращенных на сапфире (с использованием буферных слоев GaN, AlGaN или AlN), находятся в диапазоне 250-350 см^2 для МЛЭ и 500-700 см^2 для МОГФЭ. При этом метод МЛЭ обладает рядом достоинств по сравнению с МОГФЭ, а именно: позволяет осуществлять in-situ диагностику роста на уровне одного монослоя и получать резкие гетерограницы, обеспечивает высокую чистоту камеры роста и выращиваемого материала, предоставляет возможность построения высоковакуумных кластерных систем, более безопасен и др.

В настоящее время все большее число исследователей выбирают МЛЭ с плазменным источником азота, поскольку она более проста в обслуживании, а также обладает рядом особенностей, таких как возможность низкотемпературного роста и отсутствие водорода на ростовой поверхности. Однако в отличие от аммиачной МВЕ данный метод не позволяет заметно увеличить температуру роста и, таким образом, повысить качество материала за счет увеличения поверхностной подвижности атомов.

Результаты

В настоящей работе представлены результаты использования обоих разновидностей МЛЭ (с использованием плазменной активации азота и аммиака), полученные на установке STE3N (ЗАО «НТО», SemiTEq). Показано, что использование высокотемпературных буферных слоев AlN/AlGaN, выращенных при экстремально высокой температуре (до 1150 ºС) позволяет кардинально улучшить структурное совершенство слоев GaN. Плотность дислокаций в GaN была понижена до значений $9\cdot10^8$–$1\cdot10^9$ см$^{-2}$, что привело к увеличению подвижности электронов в «объемном» GaN до 600–650 см^2/В·с при концентрации электронов $3–5\cdot10^{16}$см$^{-3}$. Полученные значения плотности дислокаций и подвижности электронов в слоях GaN являются лучшими на сегодняшний день для метода МЛЭ и находятся в числе лучших для метода МОГФЭ. Эксперимен-

тальные значения подвижности и плотности дислокаций согласуются с данными расчетов. Важно отметить, что получение таких буферных слоев трудно реализовать в плазменной МЛЭ, поскольку для двумерного режима роста AlN необходим Al-обогащенный режим, а десорбция алюминия становится существенной при температуре подложки более 900 ºС.

Использование указанных слоев GaN в двойной гетероструктуре с барьерным слоем $Al_xGa_{1-x}N$ различного состава (x = 0,25-0,4) позволило контролируемо изменять слоевое сопротивление, концентрацию и подвижность в двумерном электронном газе в диапазоне 230-400 Ом/ед.пл. $(1,0\text{-}1,8)\cdot10^{13}$ $см^{-2}$ и 1300-1700 $см^2/В\cdot с$ соответственно на подложках сапфира и SiC. На гетероструктурах, выращенных на подложках SiC в ЗАО «Светлана-РОСТ», были реализованы широкополосные усилители, работающие в диапазоне 30 МГц-4,0 ГГц с коэффициентом усиления (Gain) 17-25 дБ, выходной мощностью 2,5 Вт и КПД 30%. Транзисторы продемонстрировали долговременную стабильность параметров в течение более 3500 часов при температуре 85 ºС. Полученные параметры подтверждают высокое качество гетероструктур и правильность выбранного технологического подхода.

С другой стороны для получения эффективного p-легирования, а также выращивания In-содержащих слоев (InGaN с большим содержанием In и InAlN, согласованного по параметру решетки с GaN) необходимо использование метода, который не имеет ограничений в области низких температур (как в случае аммиачной МЛЭ из-за низкой эффективности разложения аммиака при T<500 ºС). Показано, метод плазменной МЛЭ может быть использован для получения активной области фотокатодов на основе p-GaN и p-AlGaN.

Таким образом, оба метода обладают своими особенностями, и для получения эффективных опто- и микроэлектронных приборов необходимо использование обоих методов в одной установке МЛЭ.

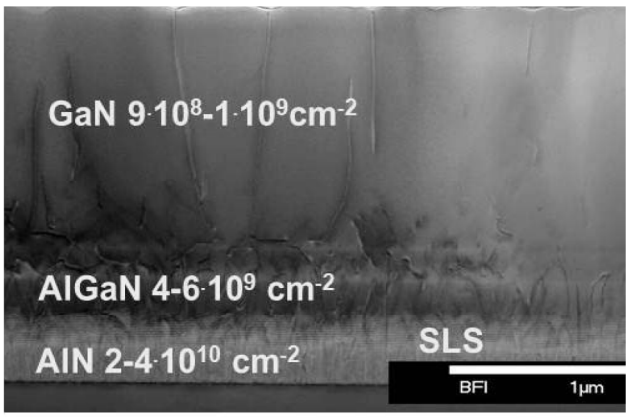


Рисунок 1. Изображение скола многослойной гетероструктуры AlN/AlGaN/GaN полученное с помощью сканирующего электронного микроскопа. Полные плотности дислокаций: AlN; $(2–4)\cdot10^{10}$ $см^{-2}$; AlGaN; $(4–6)\cdot10^9$ $см^{-2}$; GaN; $(9–10)\cdot10^8$ $см^{-2}$

Формирование ориентированной гексагональной фазы кремния

Д.А. Павлов, Н.О. Кривулин, А.И. Бобров, А.В. Пирогов*

Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина 23/3, Нижний Новгород, 603950.
*pirogov@phys.unn.ru

Методами высокоразрешающей просвечивающей электронной микроскопии (ВРПЭМ) обнаружена модификация алмазоподобной структуры в наноразмерных слоях кремния на сапфире (НСКНС), выращенных при пониженных температурах. Возникновение включений со структурой, отличной от структуры алмаза, связывается с образованием в кристаллической решетке кремния областей интенсивного двойникования и скоплений дефектов упаковки, формирующих собственную кристаллическую структуру. Дифракционный эксперимент в режиме нанодифракции (NBED) также показал, что структура кремния в областях массивов дефектов двойникования отлична от структурного типа алмаза. В работе выдвинута гипотеза о гексагональном строении фазовых включений модифицированного кремния на основе общих теоретических представлений о дефектообразовании в этом материале.

Введение

Наиболее распространенной в земных условиях кристаллической формацией кремния является алмазная. Кроме неё также существует ряд аллотропных форм этого материала. Среди них одной из наименее изученных является вюрцитная модификация [1]. Поэтому остается открытым вопрос о ее физических свойствах, способах формирования и применения. Особый интерес представляют данные исследований фотолюминесценции, которые указывают на возможность применения данного материала в оптоэлектронике [2].

Необходимо особо отметить, что до сих пор не существует технологического процесса контролируемого получения монокристаллических объектов данного структурного типа. Наши исследования показывают, что формирование ориентированной гексагональной фазы кремния возможно в процессе эпитаксиального роста, например, в системе кремний на сапфире (КНС). Как известно, в слоях кремния на сапфире в процессе роста формируются дефекты двойникования – это основной тип дефектов в структуре КНС. Объемная доля таких дефектов зависит от условий роста. С теоретической точки зрения возможна такая ситуация, когда при довольно большой плотности дефектов двойникования в слое кремния они будут следовать непосредственно один за другим. В этом случае кремниевая кристаллическая решётка, описываемая в терминах трехслойной плотнейшей упаковки, может превратиться в двухслойную, характерную для гексагональной структуры кремния.

Методика эксперимента

Для получения слоёв кремния на сапфире использовался метод сублимационной молекулярно-лучевой эпитаксии [3]. Создание структур КНС было реализовано на базе УВН-83П-I. Исследование выращенных таким методом слоев производилось на просвечивающем электронном микроскопе JEM-2100F (JEOL, Япония). Приготовление поперечного среза структуры КНС было реализовано при помощи специальной оснастки (Gatan, США) по стандартной технологии.

Результаты и их обсуждение

Как следует из данных электронографии, наибольшая плотность дефектов двойникования в слоях кремня на сапфире наблюдается при температуре роста 600 °С [4]. При понижении температуры роста до 500 °С и ниже слои, как правило, получаются поликристаллическими и неинтересны с точки зрения поиска вюрцитной модификации кремния. Повышение же температуры до 700–800 °С ведёт к резкому уменьшению плотности двойникования и, соответственно, улучшению структуры. Таким образом, наиболее вероятно появление новой фазы кремния именно при температуре роста 600 °С.

Как было показано в работе [5], толщина дефектной области при такой ростовой температуре составляет порядка 150 нм. Детальные исследования методом высокоразрешающей просвечивающей электронной микроскопии таких слоев кремния на сапфире выявили наличие множественных обла-

стей скоплений дефектов двойникования (рис. 1) [3].

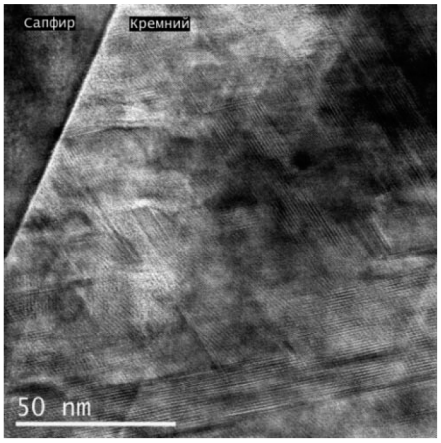


Рисунок 1. Снимок структуры кремний на сапфире, отражающий высокую плотность дефектов двойникования вблизи гетерограницы.

Для определения структурных особенностей этих включений был поставлен дифракционный эксперимент в режиме нанодифракции (NBED). В результате индицирования полученных электронограмм была подтверждена гипотеза о том, что структура кремния в области массива дефектов двойникования отлична от кремния в структурном типе алмаза и близка к вюрцитной.

Исследования слоев КНС методом Z-модуляции атомно-силовой микроскопии (АСМ) указывает на увеличение твердости слоя кремния с описываемой структурой относительно кремния в структурном типе алмаза.

Заключение

Структурная модификация кремния при его гетероэпитаксии на сапфире при большой плотности двойниковых дефектов сводится, предположительно, к формированию гексагональной фазы, и при определённых ростовых условиях объёмная доля последней может значительно превышать 50%.

Литература

1. И.М. Шмытько, А.Н. Изотов, Н.С. Афоникова, С. Виейра, Г. Рубио // ФТТ. 1998. Т.40. №4. С. 746 – 749.
2. J. Bandet, B. Despax, M. Caumont // J. Phys. D: Appl. Phys. 2002. V.35. №3. P. 234–239.
3. Д.А. Павлов, П.А. Шиляев, Н.О. Кривулин, А.И. Бобров, А.В. Пирогов // Вестник ННГУ. 2013. №4 (1). С. 38 – 41.
4. Д.А. Павлов, П.А. Шиляев, Н.О. Кривулин и д.р. // Материалы электронной техники. 2010. №4. С. 44-48.
5. Д.А. Павлов, П. А. Шиляев, Е. В. Коротков и д.р. // Известия РАН. Серия физическая. 2012. Т.76. № 9. С. 1141-1143.

Эффекты пространственной дисперсии экситонов в квантовых ямах

А.В. Платонов[1,2,*], А-В.В. Цакаев[1], В.Н .Кац[1,2], В.П. Кочерешко[1,2]

1 Физико-Технический Институт им. А.Ф. Иоффе, 194021, С.Петербург, Россия.

2 Лаборатория оптики спина, Физический факультет, С.Петербургский Государственный Университет, С.Петербург, Россия.
*alexei.platonov@mail.ioffe.ru

Впервые экспериментально показано, что явление естественной оптической активности может наблюдаться в структуре с квантовой ямой, даже когда оно отсутствует в объемном кристалле. Это явление связано с линейным по волновому вектору вкладом в дисперсию экситона (вкладом Дрессельхауса).

Введение

Почти во всех учебниках по оптике сказано, что в квантовой яме гиротропии быть не может [1]. Более того, это утверждение является отличительным свойством гиротропии от других, похожих оптических явлений. В объемном кубическом кристалле симметрии Td гиротропия также отсутствует [2]. Однако если изготовить квантовую яму на основе кубического полупроводника, то оказывается, что гиротропию можно наблюдать.

В данной работе впервые экспериментально показано, что явление естественной оптической активности (гиротропии) может наблюдаться в структуре с квантовой ямой, даже когда оно отсутствует в объемном кристалле. Это явление связано с линейным по волновому вектору вкладом в дисперсию экситона (вкладом Дрессельхауса).

Теория

Рассмотрим линейный по волновому вектору ($\boldsymbol{K}$) центра масс экситона вклад в экситонный гамильтониан, который отвечает за явление гиротропии. Структура с квантовой ямой (КЯ) на основе кубического полупроводника, такого как ZnSc, имеет симметрию D2d. В этом случае линейный по $\boldsymbol{K}$ вклад (вклад Дрессельхауса) в гамильтониан имеет вид:

$$C\left(K_x J_x - K_y J_y\right). \qquad (1)$$

Здесь учтены только линейные по K члены валентной зоны, так как именно они дают основной вклад в дисперсию экситона как целого. В (1) и далее оси x, y, z направлены вдоль кристаллографических осей [100], [010], [001].

Амплитудный коэффициент отражения света (r_{it}) в случае гиротропной среды имеет вид:

$$\begin{pmatrix} E_p \\ E_s \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} r_{pp} & r_{ps} \\ r_{sp} & r_{pp} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_{0p} \\ E_{0s} \end{pmatrix} \qquad (2)$$

Здесь, помимо диагональных компонент, описывающих отражение в s- и p-поляризациях, имеются и недиагональные компоненты. Для диагональных компонент можно использовать стандартные формулы Френеля, а для недиагональных можно получить:

$$r_{sp} \sim \frac{iCK_{\perp}\cos(2\varphi)}{(\omega - \omega_0 - i\Gamma)}, \qquad (3)$$

здесь $K_{\perp}$ – волновой вектор света в плоскости ямы; φ – угол между плоскостью падения света и осью x; знаменатель описывает резонансный характер экситонного вклада в диэлектрический отклик. Необходимо отметить, что вклад в отражение, описываемый выражением (3), существует только у легкого экситона и отсутствует у тяжелого, поскольку его возникновение связано со смешиванием продольной (z) и поперечных (x, y) компонент экситонной поляризации, а продольная компонента есть только у легкого экситона,

Из (2) и (3) видно, что учет линейных по волновому вектору членов в дисперсии экситона приводит к тому, что когда на образец падает линейно поляризованный свет в p- или s-поляризациях, то отраженный свет становится эллиптически поляризованным. Величина циркулярной компоненты отраженного света зависят от поворота образца вокруг нормали к поверхности как cos(2φ), то есть она меняет знак при повороте на 90°, максимальна для $\boldsymbol{K}_{\perp} \parallel [100]$ и равна нулю для $\boldsymbol{K}_{\perp} \parallel [110]$.

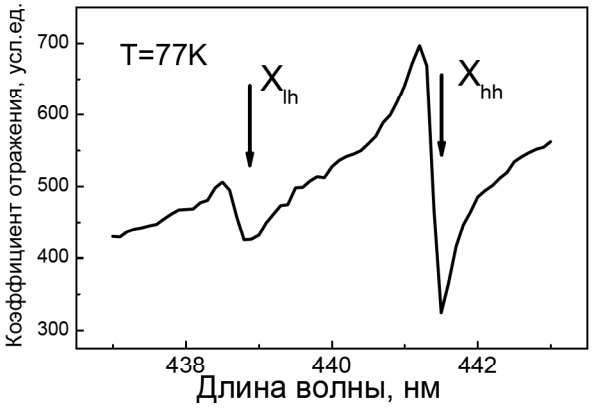


Рисунок 1. Спектр отражения от КЯ ZnSe/ZnMgSSe в области легкого и тяжелого экситонов при наклонном падании света (угол падения 45°).

Эксперимент

Изучались структуры с одиночной квантовой ямой ZnSe/ZnMgSSe шириной 8 нм, выращенной в направлении [001] методом МПЭ. На рис.1 представлен спектр отражения от этой структуры, снятый при наклонном падении под углом 45°, когда падающий свет был линейно поляризован в s-поляризации, и детектировалась s-компонента отраженного света. В спектре видно два резонанса, для экситона с тяжелой и легкой дыркой. Амплитуда контура отражения тяжелого экситона, как и положено, заметно больше амплитуды легкого.

На рисунке 2 приведены спектры параметров Стокса отраженного сигнала для S поляризации падающего света. Анализировались линейные компоненты в осях (*x',y'*) повернутых на 45° относительно осей (*x,y*) (рис. 2а) и циркулярные компоненты (рис. 2б).

Относительная интенсивность линии легкого экситона заметно выше на этих зависимостях. Это указывает на то, что главный эффект от линейных по K членов проявляется, как и должно быть, именно для легкого экситона.

Из рис. 2 также видно, что при смене направления волнового вектора $\boldsymbol{K}_\perp$ с [100] на [010] сигнал меняет знак и обращается в нуль для направления [110], что находится в полном соответствии с (3).

Остаточный сигнал, наблюдаемый на линии тяжелого экситона, может быть связан со слабым двулучепреломлением, существующим в этих структурах [3].

Заключение

В данной работе впервые экспериментально наблюдалось явление гиротропии в структуре с квантовой ямой на основе полупроводника ZnSe. Это явление связано со смешиванием поперечного и продольного состояний экситона, поэтому его можно наблюдать только при наклонном падении света.

Работа получила частичную поддержку грантов программы ОФН РАН, СПбГУ (№ 11.37.646.2013), и МОиН РФ (№ 11.G34.31.0067).

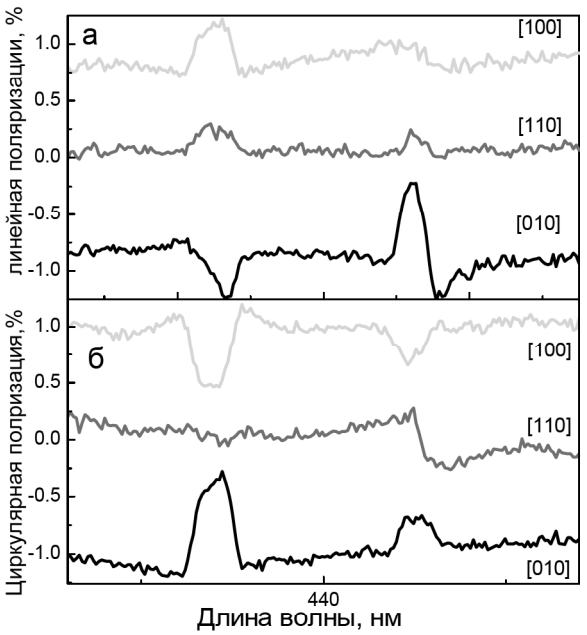


Рисунок 2. Спектральная зависимость параметров Стокса коэффициента отражения от КЯ ZnSe/ZnMgSSe в области легкого и тяжелого экситонов при наклонном падании света (угол падения 45°) и различных ориентациях плоскости падения относительно кристаллографических осей. Индексами на рисунке обозначено направление волнового вектора света в плоскости ямы. Спектры для разных направлений смещены для ясности. а) линейная поляризация в осях x',y'; б) циркулярная поляризация.

Литература

1. Г.С. Ландсберг «Оптика», Москва, Физматлит, 2003, с.848.
2. В.М. Агранович, В.Л. Гинзбург «Кристаллооптика с учетом пространственной дисперсии и теория экситонов», Москва, Физматлит, 1965, с. 376.
3. Л.Е. Голуб, Ф.В. Порубаев // ФТТ **55**, 2128-2134 (2013).

Исследование полупроводников в сильных магнитных полях

Ю. Б. Кудасов[1,2], А. С. Коршунов[2], И. В. Макаров[2], Д. А. Маслов[1,2], И. Ю. Миткевич[3], В. В. Платонов[1,2,*], Е. Я. Попов[1], О. М. Сурдин[2], О. М. Таценко[2], А. В. Филиппов[2], А.А. Ластовкин[4], А.В. Иконников, М.С. Жолудев, В.И. Гавриленко[4], С. А. Дворецкий[5], Н. Н. Михайлов[5]

1 Российский федеральный ядерный центр - ВНИИЭФ, пр. Мира 37, Саров, Нижегородская обл., 607189.

2 Саровский физико-технический Институт – НИЯУ-МИФИ, ул. Духова 6, Саров, Нижегородская обл., 607189.

3 МИФИ, Москва.

4 Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680

5 Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова Сибирского отд. РАН, Новосибирск, Россия, 630090

*platonov@vniief.ntc.ru

Разработанная технология намотки многовитковых катушек позволила создать установку для многоразовых исследований свойств веществ в полях до 50 Тл в широкой области температур. Рассматриваются особенности проведения исследований в таких полях и результаты первых измерений ЦР в узкозонных гетероструктурах на основе HgCdTe с КЯ.

Введение

В настоящее время в Сарове создан уникальный набор установок для проведения исследований в широком диапазоне магнитных полей. К имеющимся взрывомагнитным генераторам МК-1 [1], на которых достигнуто рекордное значение магнитного поля 2800 Тл, добавились лабораторные установки для генерации субмегагауссных полей в одновитковых катушках [2] и магнитных полей до 50 Тл в многовитковых и спиральных соленоидах [3]. Сверхсильные поля позволяют увеличить разрешающие возможности магнитооптических методов и обеспечить условия наблюдения ЦР в полупроводниках с низкой подвижностью носителей или образцов низкого качества. В мегагауссных полях можно исследовать энергетический спектр с расщеплением по полю более 100 мэВ [4].

Наиболее подходящими методами исследования в импульсных полях являются бесконтактные оптические методы (магнитопоглощение, эффект Фарадея, циклотронный резонанс), причем ЦР в мегагауссных полях можно наблюдать в видимой области спектра. С уменьшением поля необходимо сдвигаться в инфракрасную область спектра и охлаждать образцы до криогенных температур. С этой целью были разработаны две криогенные оптические системы для проведения измерений в полях до 50 Тл. В качестве источника излучения используется CO2-лазера с длиной волны 10.6 мкм. В дальней ИК-области спектра будут использоваться каскадные лазеры с полыми волноводами.

Методика эксперимента

Для получения сильных магнитных полей с длительностью в несколько миллисекунд разработана конструкция и технология намотки многовитковой катушки специальным микрокомпозитным проводом Cu–Nd производства ОАО «ВНИИНМ» с сильным градиентным натяжением. В этом случае внутренние слои оказываются предварительно сжатыми. Дополнительно на поверхности катушки наматывался бандаж из высокомодульной высокопрочной нити АРМОС, пропитанный эпоксидным компаундом с наполнителем. При получении полей свыше 20 Тл соленоид охлаждается жидким азотом. За счет этого повышается проводимость микрокомпозитного провода и прочность соленоида, а так же сдвигается начальная температура нагрева катушки, так что конечная температура не превышает 400 К. Рабочее магнитное поле соленоида с внутренним диаметром 20 мм и длина 120 мм, при котором можно проводить многократные измерения, составляет 45 Тл, а экстремальное поле достигает 60 Тл. Импульс магнитного поля показан на рис.1.

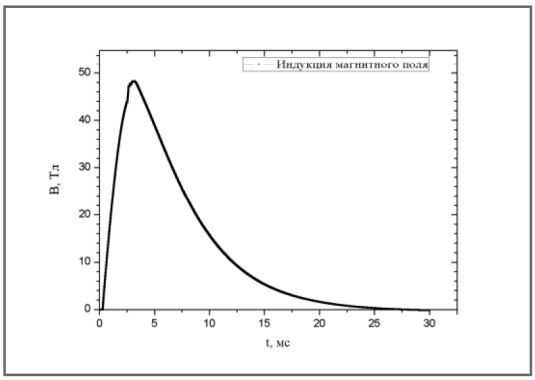


Рисунок 1. Зависимости магнитного поля от времени.

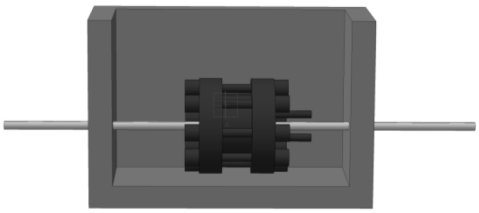


Рисунок 2. Азотная емкость для охлаждения соленоида с вакуумным оптическим каналом.

На рис.2 показана горизонтальная компоновка системы охлаждения соленоида с вакуумным оптическим каналом. Окна, на торцах канала, были изготовлены из кристалла BaF_2 и находились при комнатной температуре. Использование быстроразъемных хомутов KF позволило быстро загружать образцы без отогрева соленоида. В качестве источника излучения использовался CO_2-лазер LCD-15G и полупроводниковый оптический приемник MCT F 0010 LN.

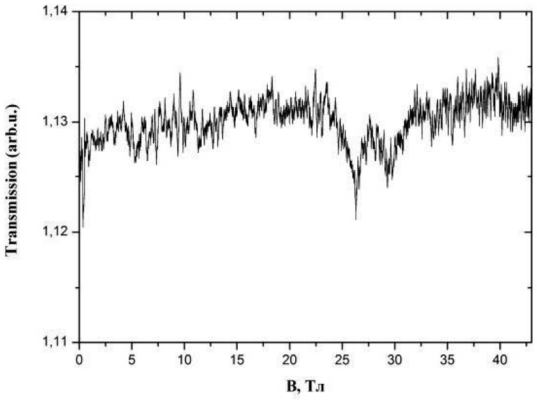


Рисунок 3. Спектр магнитопоглощения, измеренный при температуре 80 К на длине волны 10.6 мкм.

Результаты и обсуждение

В данной работе представлены результаты измерения циклотронного резонанса в полупроводниковых гетероструктурах HgTe\$Hg_{1-x}Cd_xTe$ (091223_1). Исследуемые структуры были выращены методом молекулярно-лучевой эпитаксии на полуизолирующей подложке GaAs(013). Доля Cd в барьерных слоях $Hg_{1-x}Cd_xTe$ составляет x=0.64. Концентрация двумерного электронного газа в квантовой яме HgTe было равно$1.6\cdot10^{11}$ $см^{-2}$. Ширина квантовой ямы - 8 нм.

Измерения ЦР в этих структурах были проведены в импульсных магнитных полях в лаборатории сильных магнитных полей в Дрездене (HZDR) при температурах 4,2; 20 и 30 К [5]. При температуре 4.2 К на спектрах магнитопоглощения, измеренных на длине волны 11.4 мкм, наблюдались две линии поглощения в поле 24 и 27 Тл, связанные с ЦР электронов и межзонным переходом. При увеличении температуры эти линии смещались навстречу друг другу и при 30 К сливались.

В данной работе представлены результаты измерений спектров магнитопоглощения, полученных при температуре 80 К с использованием CO_2-лазера с длиной волны 10.6 мкм (см рис.3). Видно, что на спектрах отчетливо видны две линии поглощения в полях 27 и 30 Тл, наблюдение которых стало возможным вследствие пересечения нижнего уровня Ландау зоны проводимости и верхнего уровня Ландау валентной зоны [5].

Работа частично поддержана проектами РФФИ №13-02-01194, а также проектом Минобрнауки №2.5771.2011

Литература

1. А.И. Павловский, М.И. Долотенко, Н.П. Колокольчиков и др. // Письма в ЖЭТФ 38, 437 (1983).
2. В.В. Платонов, Б.Г. Птицин, В.Д. Селемир // Нанофизика и наноэлектроника, 2009, Н. Новгород, с. 413-414.
3. Ю.Б. Кудасов, К.И. Евланов, А.С. Коршунов и др. // Нанофизика и наноэлектроника, 2011, Н. Новгород, с. 269.
4. И.М. Маркевцев, А.Н. Моисеенко, В.В. Платонов, Нанофизика и наноэлектроника, 2006, Н. Новгород, с. 84-85.
5. А.А. Ластовкин, А.В. Иконников, М.С. Жолудев и др. Нанофизика и наноэлектроника, 2013, Н. Новгород, с. 511-512.

Крутильные колебания квазиодномерных проводников с волной зарядовой плотности в электрическом поле и их «самодетектирование»

В.Я Покровский*, С.Г. Зыбцев, М.В. Никитин

Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, Москва 125009, Россия
*pok@cplire.ru

Показано, что, используя методику гетеродинного смешения с частотной модуляцией, можно детектировать резонансные крутильные колебания квазиодномерного проводника TaS_3. При этом образец работает и как актюатор, и как сенсор колебаний, что обусловлено уникальными свойствами волны зарядовой плотности (ВЗП). Приводятся также результаты исследования крутильных вибраций образцов в постоянном электрическом поле. Уникальные электромеханические свойства образцов с ВЗП в TaS_3 рассматриваются в свете специфики электронной структуры соединений VI группы (халькогенидов).

Введение

Один из наиболее интересных эффектов, наблюдавшихся в последние годы в области физики волны зарядовой плотности (ВЗП) – кручение образцов в электрическом поле [1-3]. Наиболее детальные исследования проведены на соединении TaS_3. Недавно исследован обратный эффект – возникновение напряжения на образце под действием крутильной деформации, созданной внешним приводом [3,4]. Показано, что такое напряжение возникает при пропускании через образец постоянного тока выше порогового для срыва ВЗП и вызвано модуляцией тока ВЗП. При этом величина тензорезистивного («торсиорезистивного») эффекта оказалась весьма значительной: отношение модуляции напряжения $\delta V/V$ к сдвигу на поверхности достигает 10 и более.

Актуальное направление наномеханики – повышение частот колебаний наноразмерных резонаторов, недавно позволило наблюдать возбуждение одного фонона [5]. Благодаря эффекту кручения в электрическом поле, квазиодномерные проводники с ВЗП являются уникальными генераторами ВЧ механических колебаний [3].

Методика

Важнейшим шагом к повышению частоты колебаний стал отказ от использования оптической схемы детектирования. Это избавило нас от необходимости наклеивать микрозеркала на образцы. Крутильная модуляция проводимости ВЗП позволяет генерировать сигнал, необходимый для детектирования резонансных колебаний. Для этого нами была применена методика гетеродинного смешения с частотной модуляцией [6], которая последние 10 лет успешно используется для детектирования изгибных ВЧ-колебаний нанопроволок, подвешенных над «затвором». Принципиальные отличия нашей методики состоят: а) в применении её к крутильной моде колебаний, б) в возбуждении колебаний за счёт внутреннего закручивающего момента, возникающего в образцах с ВЗП в электрическом поле, в) в использовании «торсиорезистивного» эффекта для детектирования колебаний.

Основные результаты

Вначале мы проверили работоспособность методики на образцах с зеркалами, позволяющими проводить оптический контроль кручения [7]. При этом частоты резонансов не превышали 20 кГц из-за значительного момента инерции зеркал.

Затем мы перешли к исследованиям на образцах разной длины (0.1-2 мм) без зеркал. Проведён поиск резонансных колебаний на частотах до 10 МГц. На Рис. 1 показаны микрофотографии образца, подвешенного над подложкой. На фото №2 виден вискер, положенный сверху на образец. Повышение частоты пика с 341 до 414 кГц подтверждает его связь с механическим резонансом. Для повышения резонансных частот планируется дальнейшее уко-

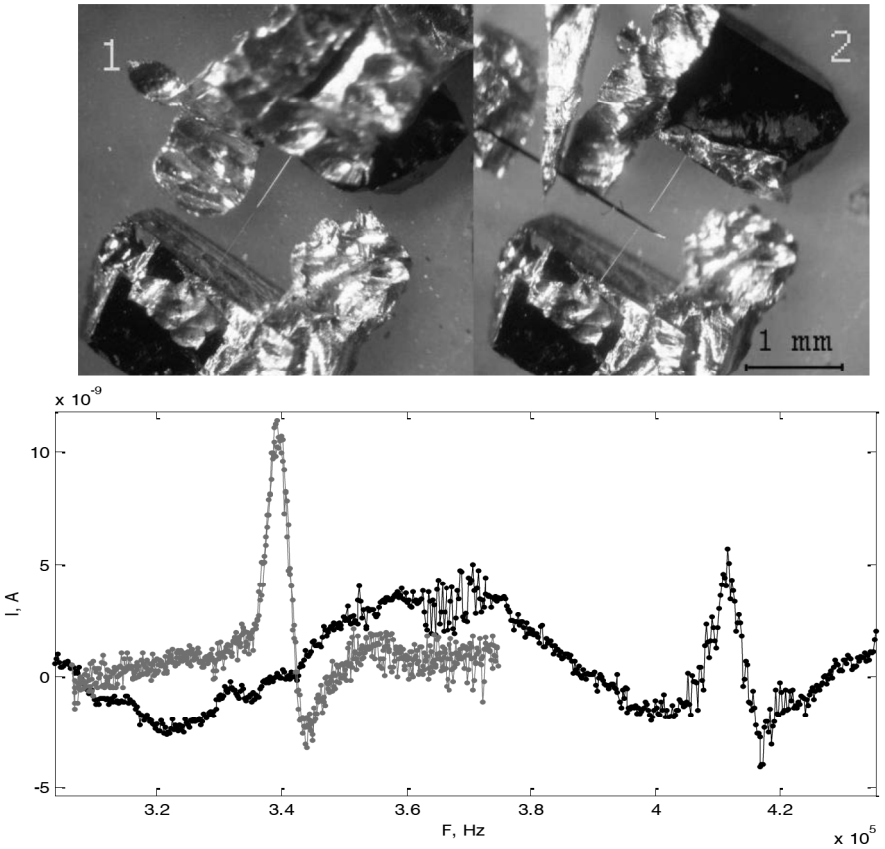


Рисунок 1. На микрофотографии 1: образец TaS_3, натянутый между индиевыми контактами. Длина образца – 1.65 мм, ширина 5.4 мкм. На фото 2 тот же образец с поперечным вискером, подавляющим колебания. На графике изображены зависимости амплитуды тока гетеродинного смешения от частоты. Левая кривая относится к фото 1, правая – к фото 2, частоты резонансов – 341.2 кГц и 414.3 кГц, соответственно. T=181 K. На образец подаётся напряжения V=±220 мВ. .

рочение образцов. Были проведены оценки возможности повышения частот, а также выяснены преимущества крутильных колебательных мод перед изгибными.

Для возбуждения крутильных колебаний использовано переменное напряжение. Уникальным свойством образцов квазиодномерных проводников с ВЗП является их способность генерировать шумовые и периодические вибрации при пропускании через них постоянного тока [3,8].

Был рассмотрен механизм кручения и его связь со спецификой соединений элементов VI группы, а также возможности электронных переходов между проводящей и валентной зонами при деформации кристаллов.

Авторы благодарны Р.Е. Торну за предоставление высококачественных образцов TaS_3. Работа проводилась при поддержке РФФИ (гранты 14-02-01240, 14-02-92015 и 14-02-31710).

Литература

1. V. Ya. Pokrovskii, S. G. Zybtsev, and I. G. Gorlova // Phys. Rev. Lett., V. 98, 206404 (2007).
2. V.Ya. Pokrovskii *et al.* // Physica B, V. 404, 437 (2009).
3. В.Я. Покровский *и др.* // УФН, Т. 183, 33 (2013).
4. J. Nichols, D. Dominko, L. Ladino, J. Zhou and J. W. Brill // Phys. Rev. B V.79, 24111(R) (2009).
5. A. D. O'Connell *et al.* // Nature, V. 464, 697 (2010).
6. V. Sazonova, Y. Yaish, H. Ustunel *et al.* // Nature V. 431, 284 (2004).
7. М.В. Никитин, В.Я. Покровский, С.Г. Зыбцев // Журнал Радиоэлектроники, N2, 2013 (http://jre.cplire.ru/jre/feb13/8/text.pdf).
8. M.V. Nikitin, S. G. Zybtsev and V. Ya. Pokrovskii // Phys. Rev. B, V. 86, 045104 (2012).

Крайне широкополосная антенна ближнего поля для применения в терагерцовой плазмонике

О. В. Полищук[1,2,*], В. В. Попов[1,2,§], В. Кнап[3]

1 Саратовский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, ул. Зеленая, 38, Саратов, 410019.

2 Саратовский государственный университет, ул. Астраханская, 83, Саратов, 410012.

3 Laboratoire Charles Coulomb, UMR 5221, Université Montpellier 2 and CNRS, Montpellier, F-34950, France.

*polischuk.sfire@mail.ru, §popov_slava@yahoo.co.uk

Предложен новый тип крайне широкополосной антенны ближнего поля для терагерцовых частот. Данная антенна представляет собой короткопериодическую планарную металлическую решетку. Теоретически показано, что при облучении решеточной антенны плоской однородной терагерцовой волной вблизи металлической решетки возбуждается сильно неоднородное в плоскости решетки ближнее электрическое поле. При этом амплитуда возбуждаемого неоднородного ближнего электрического поля практически не зависит от частоты. Данный тип антенны является перспективным для создания широполосных плазмонных детекторов терагерцового излучения.

Введение

В последние годы интенсивно исследуются детекторы терагерцового (ТГц) излучения, работающие на основе плазмонных нелинейностей в двумерных электронных системах (2МЭС) [1]. Для связи плазмонов в 2МЭС с внешним ТГц-излучением используются специальные антенные элементы, создающие сильное неоднородное ближнее электрическое поле в 2МЭС [2]. Как правило, такие антенны имеют достаточно резкую частотную характеристику [3], что существенно ограничивает широкополосность плазмонных ТГц-детекторов. В данной работе теоретически исследованы частотно-полосовые свойства короткопериодической планарной металлической решетки (с периодом много меньшим длины ТГц-волны), также используемой для создания неоднородного ближнего плазмонного поля в 2МЭС [4]. Показано, что короткопериодическая металлическая решетка представляет собой крайне широкополосную антенну ближнего поля практически во всем ТГц-диапазоне частот.

Результаты расчетов и их обсуждение

Предполагается, что планарная металлическая решетка, облучаемая плоской однородной ТГц-волной, отделена от 2МЭС тонким барьерным слоем толщиной d, имеющем диэлектрическую проницаемость ε. Двумерная электронная система расположена на подложке с такой же диэлектрической проницаемостью. Проводимость 2МЭС на частоте ω описывается формулой Друде

$$\sigma(\omega) = ie^2N/[m(\omega+i/\tau)],$$

где e, N, m, τ – соответственно заряд, поверхностная концентрация, эффективная масса и характерное время рассеяния электронов в 2МЭС.

На низких частотах ($\omega\tau < 1$), где 2МЭС характеризуется нерезонансным откликом (рис. 1a), решеточная антенна возбуждает в 2МЭС неоднородные осцилляции заряда практически одинаковой амплитуды на всех частотах (рис. 1b). Коэффициент поглощения ТГц-излучения в 2МЭС практически не зависит от наличия металлической решетки в суб-ТГ-диапазоне частот $\omega < 1/\tau$ и определяется только друдевским поглощением в самой 2МЭС. При этом возможно полное согласование 2МЭС с падающей суб-ТГц волной при выполнении условия $(1+\sqrt{\varepsilon})/Z_0 = e^2N\tau/m$, где Z_0 – импеданс свободного пространства. Максимальная величина поглощения составляет $A^{(\max)} = 1/(1+\sqrt{\varepsilon})$, что, например, соответствует $A^{(\max)} \approx 0.24$ для 2МЭС на основе гетероструктуры GaN/AlGaN при комнатной температуре и $N = 8\times10^{13}$ см$^{-2}$ (верхняя кривая на рис. 1a).

На более высоких частотах (□□□ > 1) в 2МЭС существуют добротные плазменные колебания. В этом случае решеточная антенна позволяет возбуждать плазмонные резонансы практически с одинаковой амплитудой в широкой полосе ТГц-частот (рис. 2a). Амплитуда осцилляций электрического заряда в 2МЭС значительно возрастает на частотах плазмонных резонансов по сравнению с нерезонансным случаем (сравнить рис. 2b с рис. 1b). При этом практически любая 2МЭС с реальными параметрами может быть полностью согласована с падающей ТГц-волной при возбуждении плазмонного резонанса на любой

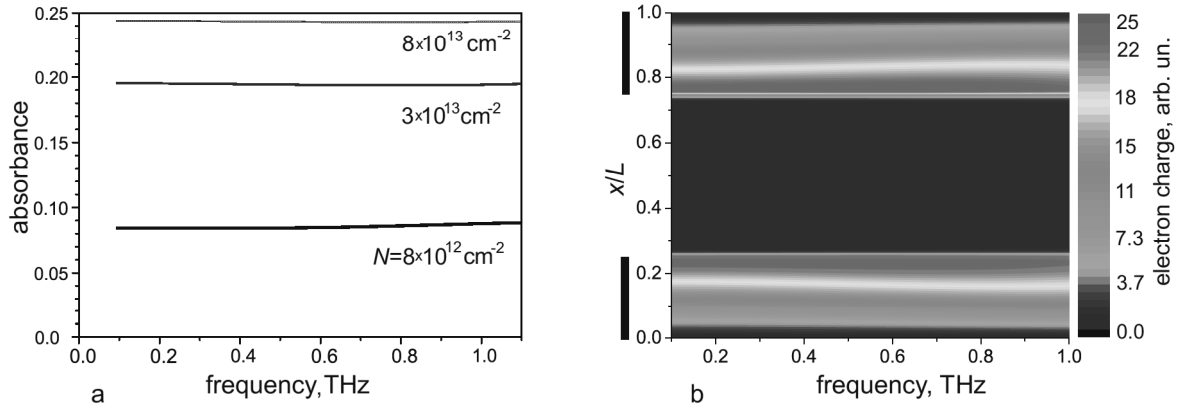


Рисунок 1. Спектр поглощения в частотном диапазоне нерезонансного плазмонного отклика для различных значений поверхностной концентрации электронов в 2МЭС при τ = 0.1 пс (a) и контурная карта распределения амплитуды колебаний электрического заряда в 2МЭС по периоду структуры L = 1 μm в зависимости от частоты падающего излучения (b). Черные вертикальные отрезки на панели (b) показывают положение металлических полосок решеточной антенны. Толщина барьерного слоя равна $d = L/100$.

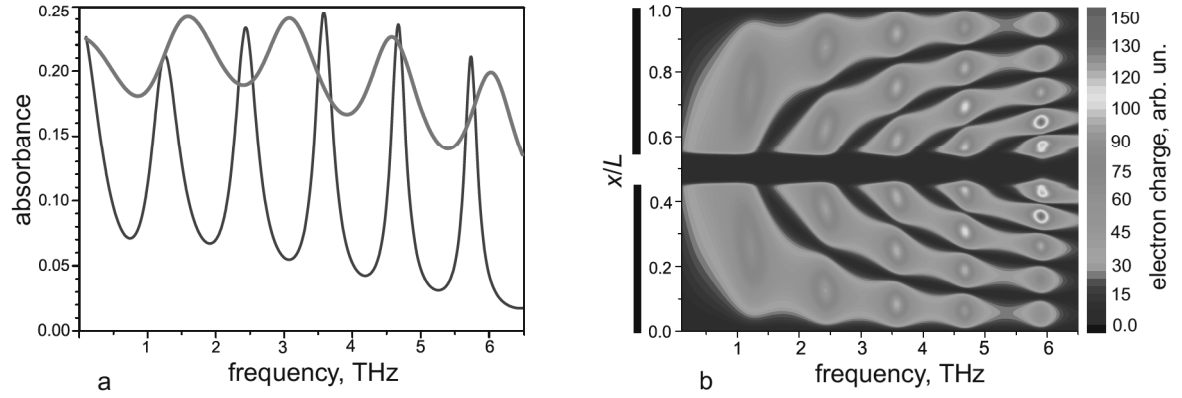


Рисунок 2. Плазмонные резонансы в 2МЭС при τ = 1 пс (низкая температура, синяя кривая) и τ = 0.227 пс (комнатная температура, красная кривая) (a) и контурная карта распределения амплитуды колебаний электрического заряда в 2МЭС по периоду структуры L = 1 μm в зависимости от частоты падающего ТГц-излучения при τ = 1 пс (b). Черные вертикальные отрезки на панели (b) показывают положение металлических полосок решеточной антенны. Толщина барьерного слоя равна $d = L/100$.

ТГц-частоте с помощью одной и той же узкощелевой решеточной антенны.

Сильное неоднородное электрическое поле эффективно инициирует плазмонные нелинейности в 2МЭС. Поэтому данную антенну целесообразно использовать для создания широкополосных плазмонных детекторов ТГц-излучения, работающих как в нерезонансном, так и в резонансном режимах детектирования.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 12-02-00813.

Литература

1. T. Watanabe, S. A. Boubanga-Tombet *et al.* // IEEE Sensors Journal, V. 13, №. 1, 89(2013).
2. F. Schuster, D. Coquillat, H. Videlier *et al.* // Optics Express, V. 19, 7827 (2011).
3. E. Öjefors, U. R. Pfeiffer, A. Lisauskas *et al.* // IEEE J. Solid-State Circuits, V. 44, №. 7, 1968 (2009).
4. V. V. Popov // J. Infrared Millim. Terahertz Waves, V. 32, 1178 (2011).

Выпрямление и генерация терагерцового излучения в периодической двумерной электронной плазме

В. В. Попов[1,2]

1 Саратовский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, ул. Зеленая, 38, Саратов, 410019.

2 Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского, ул. Астраханская, 83, 410012.

glorvv@gmail.com

В докладе обуждаются последние достижения в области разработки новых способов детектирования и генерации терагерцового излучения в периодических полупроводниковых и графеновых микроструктурах с двумерной электронной плазмой.

Введение

Плазмонные явления в периодической микроструктурированной двумерной электронной системе (2МЭС) характеризуются несколькими отличительными особенностями. Во-первых, микропериодичность структуры обуславливает возможность возбуждения коллективных когерентных плазмонных мод с большими волновыми векторами, осциллирующих на всей площади 2МЭС. Во-вторых, периодическая 2МЭС достаточно большой площади обеспечивает эффективную связь ближних коротковолновых плазмонных полей с гораздо более длинноволновым терагерцовым (ТГц) излучением. В-третьих, периодическая 2МЭС представляет собой резонансную плазмонную колебательную систему, что создает возможность резонансного усиления нелинейных плазмонных эффектов. Поэтому плазмонные нелинейные эффекты, инициированные в периодической 2МЭС неоднородным ближним электрическим полем коллективной плазмонной моды, могут быть использованы для эффективного детектирования и генерации ТГц-излучения.

Плазмонное выпрямление ТГц в периодической 2МЭС

Периодичность электрических свойств 2МЭС обычно создается за счет действия решеточного затворного электрода. Структура неоднородного ближнего плазмонного поля (его амплитуда и фаза) может перестраиваться путем изменения геометрии элементарной ячейки периодического затворного электрода (определяющей удельную емкость колебательной системы) и кинетической индуктивности 2МЭС. Замечательным свойством 2МЭС является то, что ее емкость и кинетическая индуктивность (а, следовательно, и резонансная частота плазмонной моды) могут перестраиваться электрическим образом за счет эффекта поля при подаче электрического напряжения на решеточный затворный электрод. В зависимости от структуры ближнего поля в 2МЭС реализуются различные типы плазмонных ТГц фотогальванических эффектов, привлекательных для высокочувствительного детектирования ТГц-излучения, — эффект плазмонного увлечения или эффект «плазмонного храповика» [1].

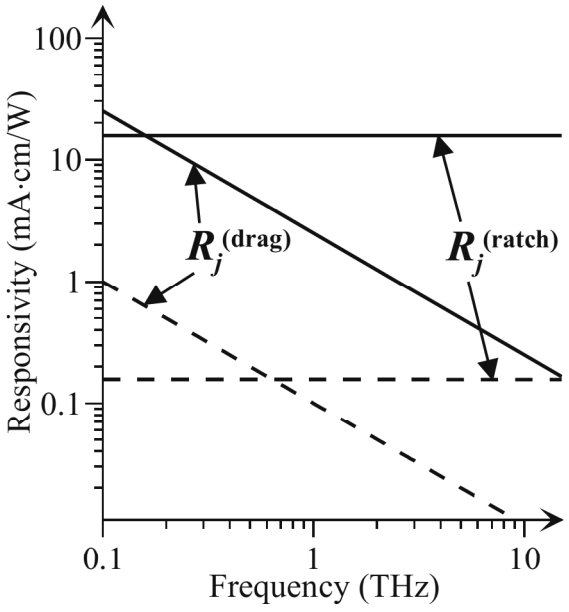


Рисунок 1. Расчетные зависимости нормированной токовой чувствительности эффекта плазмонного увлечения электронов $R^{(drag)}$ и эффекта «плазмонного храповика» $R^{(ratch)}$ от частоты для периодической 2МЭС на основе гетероструктуры InAlAs/InGaAs/InP (штриховые линии) и графена (сплошные линии) при комнатной температуре.

Плазмонное увлечение электронов в 2МЭС возникает под действием бегущей компоненты ближнего плазмонного поля в 2МЭС. Эффект «плазмонного храповика» возникает только в 2МЭС с пространственно модулированной равновесной электронной плотностью. Эффект «плазмонного храповика» является частотно независимым и, таким образом, доминирует на высоких ТГц-частотах (рис. 1). Эффект плазмонного увлечения возрастает с уменьшением частоты и практически полностью определяет выпрямленный сигнал на суб-ТГц частотах (рис. 1). Теоретически предсказано [1] и экспериментально продемонстрировано [2,3], что чувствительность ТГц-детектирования в периодических структурах с 2МЭС может превышать 2 кВ/Вт (при площади 2МЭС 100×100 мкм^2).

Усиление и генерация ТГц-излучения в периодической 2МЭС

Развита теория и выполнено численное моделирование усиления ТГц-волны за счет стимулированной генерации плазмонов в планарном периодическом массиве графеновых плазмонных нанорезонаторов [4]. Показано, что в такой структуре возможно возбуждение высокодобротных плазмонных мод, сильно связанных с ТГц-излучением. Благодаря сильной локализации плазмонов и сверхизлучательного механизма ТГц-излучения из массива плазмонных нанорезонаторов, усиление ТГц-волны на частоте плазмонного резонанса возрастает на несколько порядков величины по сравнению с нерезонансным режимом (нерезонансный режим соответствует фотонному усилению). Лазерная ТГц генерация возникает, когда плазмонное усиление в графене уравновешивает диссипативное и радиационное затухание плазмонов. Это обеспечивает высокую степень когерентности плазмонов, необходимую для самовозбуждения плазмонных нанорезонаторов.

Рассмотрены явления усиления и лазерной генерации ТГц-излучения за счет стимулированной раскачки коллективной плазмонной моды в графене с планарным металлическим брэгговским резонатором [5]. Показано, что использование планарного брэгговского резонатора позволяет значительно расширить частотный и динамический диапазоны плазмонного усиления ТГц-излучения (рис. 2). Полученные результаты показывают возможность создания плазмонных усилителей и генераторов в ТГц-частотном диапазоне на основе графена [6].

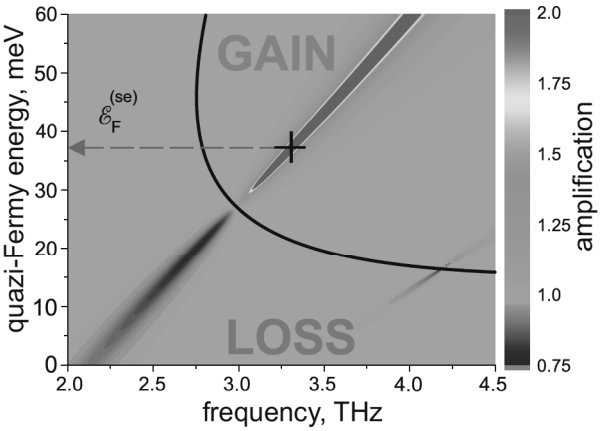


Рисунок 2. Карта режимов плазмонного поглощения (синие лепестки) и усиления (красные лепестки) в ТГц-волны в графене с планарным брэгговским резонатором в координатах накачки (эффективная энергия Ферми) – частота. Период решетки брэгговского резонатора равен 500 нм при ширине щелей решетки 100 нм. Режим лазерной генерации отмечен крестом на красном лепестке.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (по проектам 12-02-00813 и 13-02-12070) и программы РАН: «Фундаментальные основы технологий наноструктур и наноматериалов».

Литература

1. V. V. Popov // Applied Physics Letters, V. 102, 253504 (2013).
2. T. Watanabe, S. A. Boubanga-Tombet, Y. Tanimoto, D. Fateev, V. Popov, D. Coquillat, W. Knap, Y. M. Meziani, Y. Wang, H. Minamide // IEEE Sensors Journal, V. 13, 89 (2013).
3. T. Otsuji, T. Watanabe, S. A. Boubanga Tombet, A. Satou, W. M. Knap, V. V. Popov, M. Ryzhii, V. Ryzhii // IEEE Trans. Terahertz Science and Technology, V. 3, №. 1, 63 (2013).
4. V. V. Popov, O. V. Polischuk, A. R. Davoyan, V. Ryzhii, T. Otsuji, M. S. Shur // Physical Review B, V. 86, 195437 (2012).
5. V. V. Popov, O. V. Polischuk, S. A. Nikitov, V. Ryzhii, T. Otsuji, M. S. Shur // Journal of Optics, V. 15, 114009 (2013).
6. T. Otsuji, V. Popov, V. Ryzhii // Journal of Physics D: Applied Physics (в печати).

Передача энергии между краевыми каналами противоположной киральности в двумерной электронной системе в режиме квантового эффекта Холла

М. Г. Прокудина[1,*], В. С. Храпай[1,§]

1 Институт физики твердого тела РАН, ул. Академика Осипьяна, 2, Черноголовка, 142432.

*prok@issp.ac.ru, §dick@issp.ac.ru

Предложен экспериментальный метод количественного определения энергии, переданной между краевыми каналами противоположной киральности в двумерной электронной системе в режиме квантового эффекта Холла, с помощью болометрического отклика квантового контакта, сформированного электростатически парой металлических затворов.

Неравновесные процессы в одномерных и квазиодномерных системах имеют прямое отношение к физике латтинжеровской жидкости [1,2]. Квазиодномерная электронная система реализуется, например, на краю двумерной электронной системы в перпендикулярном квантующем магнитном поле. Вблизи края вследствие подъема на уровень Ферми нижележащего уровня Ландау, заполненного в объеме, возникают так называемые краевые каналы [3]. Особенностью кинетики таких каналов является отсутствие рассеяние назад, то есть сохранение направления импульса - киральность. Экспериментальное исследование передачи энергии между каналами одной киральности проводилось, например, в работе [4]. В результате передачи энергии из неравновесного канала в изначально равновесный соседний канал, функция распределения электронов в последнем, вообще говоря, меняется, что может быть установлено с помощью квантовой точки [5]. В недавней работе [6] была показана возможность передачи части энергии из неравновесного краевого канала в соседний канал противоположной киральности посредством кулоновского рассеяния электронов в присутствии плавного беспорядка.

В работе предложен способ количественного определения энергии, переданной между краевыми каналами противоположной киральности в режиме квантового эффекта Холла. Эксперимент проводился при температуре T=40м К в магнитном поле B=3.8 Тл (ν=1) на образцах, выполненных на основе гетероструктуры GaAs/AlGaAs. Непроницаемый туннельный барьер разделяет краевые каналы, допуская только теплообмен между каналами. Неравновесное распределение в одном из краевых каналов создается с помощью частично прозрачного квантового контакта. Когда каналы находятся в области взаимодействия, небольшая часть избыточной энергии передается изначально равновесному каналу, повышая его температуру. Еще один квантовый контакт использовался в качестве болометра для измерения этой переданной энергии. Болометрический отклик квантового контакта является следствием зависимости его коэффициента прозрачности от энергии налетающей частицы. Измеряя изменение проводимости квантового контакта детектора по отношению к его равновесной величине при различных значениях напряжения, задающего неравновесность, можно определит мощность, передаваемую между краевыми каналами противоположной киральности.

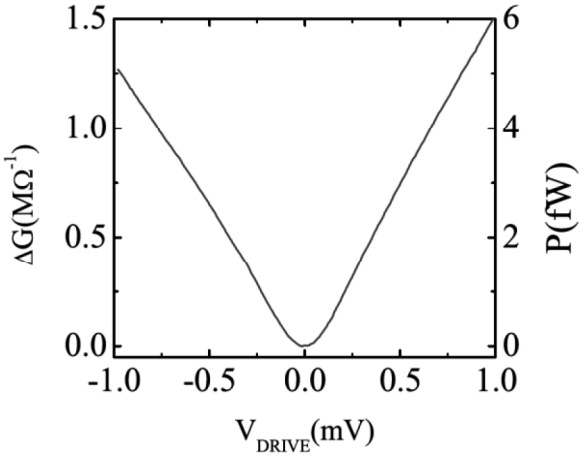


Рисунок 1. Слева: изменение проводимости квантового контакта детектора в зависимости от напряжения в управляющей цепи. Справа: мощность, передаваемая в результате взаимодействия изначально равновесному краевому каналу в детекторе неравновесным каналом.

Было проведено сравнение этого болометрического отклика квантового контакта с измерениями эффективной температуры при помощи квантовой точки, созданной электростатически. Совпадение результатов, полученных с помощью квантового контакта и квантовой точки, свидетельствуют в пользу корректности предложенного метода.

Литература

1. M. Bockrath, D.Y. Cobden, J.Lu *et al.* // Nature , V. 397, 598 (1999).
2. O.M. Auslaender, A.Yacoby, R. de Picciotto *et al.* // Physical Review Letters, V. 84, 1764 (2000).
3. M.Buttiker // Physical Review B, V. 38, 9375 (1988).
4. C. Altimiras, H. le Sueur, U. Gennser *et al.* // Nature Physics, V. 6, 34 (2010).
5. E. Onac, F. Balestro, L. H. Willems *et al.* // Physical Review Letters, V. 96, 176601 (2006)
6. М.Г. Прокудина, В.С. Храпай // Письма в ЖЭТФ, Т. 95, с. 385-389 (2012).

Структурные, оптические и токовые исследования сверхрешеток со сложной элементарной ячейкой на основе AlGaAs

Ю. Ю. Романова[1,*], Е. П. Додин[1], Ю. Н. Ноздрин[1], А. А. Бирюков[2], Н. В. Байдусь[2], Д. А. Павлов[3], А. И Бобров[3], Н. В. Малехонова[3]

1 Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680.

2 НИФТИ ННГУ им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950.

3 ННГУ им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950.

* jul@ipmras.ru

В настоящей работе приведены результаты комплексного анализа параметров полупроводниковой GaAs/AlGaAs СР: с помощью просвечивающей электронной микроскопии и рентгеновской энергодисперсионной спектрометрии, спектроскопии фотолюминесценции, фототока а также математического моделирования.

Возросший в последние годы интерес к полупроводниковым сверхрешеткам (СР) связан с надеждами на создание генератора в терагерцовом диапазоне с управляемой внешним статическим полем частотой. Предшествующие исследования [1] показали перспективность использования для таких целей СР со сложным периодом, содержащим несколько близких по размеру барьеров и ям. Реализующийся в таких структурах негармонический закон дисперсии электронов позволяет разнести по напряжению области высокочастотной и относительно низкочастотной (доменной) неустойчивостей. В то же время послеростовая диагностика таких структур затруднена как из-за малых (1-3 нм) толщин слоев, так и из-за их близости по размерам. В настоящей работе приведены результаты комплексного анализа параметров полупроводниковой $GaAs/Al_{0.4}Ga_{0.6}As$ СР, выращенной методом МОС-гидридной эпитаксии при пониженном давлении.

I. Экспериментальные результаты

Образцы для исследований. Сверхрешетки (параметры приведены в 1 столбце таблицы) выращивались методом МОС-гидридной эпитаксии при пониженном давлении (установка AIX 200RF). Для измерения вольт-амперных характеристик (ВАХ) были изготовлены квадратные меза-структуры с размером стороны 0.2 и 0.5 мм с омическими контактами со стороны поверхности и подложки. ВАХ измерялись в импульсном режиме.

Просвечивающая электронная микроскопия (ПЭМ). Исследования проводились в сканирующем темнопольном режиме (STEM (DF)) (рис.1). На рисунке отчетливо видна разница между двумя барьерами, отличающимися по ширине на один монослой. По данному профилю были измерены толщины квантовых барьеров и ям и период СР (см. таблицу). Различная высота пиков Z-контраста связана как с нерезкостью гетерограниц, так и с конечностью сечения сканирующего пучка.

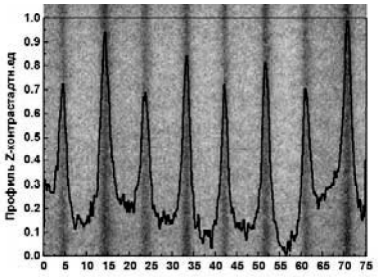


Рисунок 1. Обзорный STEM(DF) снимок СР с профилем распределения контраста изображения, отражающем форму распределения алюминия в СР в направлении роста.

Спектроскопия фотолюминесценции и фототока. Измерения спектральных зависимостей фотолюминесценции (ФЛ) выявили особенности при 1.54 и 1.64 эВ, которые согласуются с измерениями фототока (рис.2). Основной пик ФЛ характеризуется экспоненциальным спадом в область больших энергий. Ширина спектра составляет 20 мэВ, что значительно больше значения k_BT=6 мэВ при данной температуре. Данный факт позволил предположить, что в эту область попадают энергии переходов с участием как легких (lh), так и тяжелых (hh) дырок. Особенности на спектре

фототока (максимумы его производных) отражают резкое изменение в плотности состояний, соответствующее границам минизон.

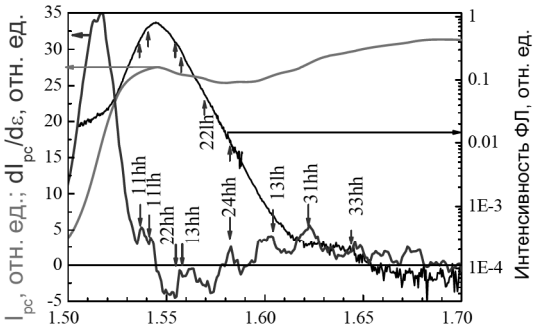


Рисунок 2. Спектры фототока (I), его производной (dI/dε) и фотолюминесценции, измеренные при 77 К.

Вольт амперные характеристики СР. ВАХ СР, измеренные в импульсном режиме при 77 К (рис. 3) имеют ступенчатый вид с областями ОДП. Обычно первую по напряжению область ОДП связывают с брэгговскими отражениями на границах минизон Бриллюэна. На данной структуре она не наблюдается, так как интенсивное туннелирование во вторую минизону подавляет этот процесс, что приводит к линейному виду начальной ветви ВАХ. Таким образом, такую СР можно рассматривать как объект с единой (комибинированной) минизоной, закон дисперсии которой отличается от гармонического. Особенности при большем напряжении обусловлены переходами в верхнюю пару минизон.

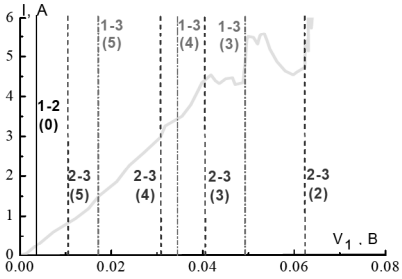


Рисунок 3. Зависимость тока (б) от напряжения на периоде СР (V_1) при 77 К. Пунктирными линиями показаны напряжения «антипересечений» лестниц Ванье-Штарка разных минизон. Цифра в скобках означает число периодов, через которые происходит туннелирование.

II. Метод расчета и обсуждение результатов

В рамках модели Кейна [2] мы рассчитали энергии межминизонных переходов, меняя размеры слоёв на целое число монослоёв в пределах, определённых по СПЭМ. Наилучшее согласие между оптическими, структурными и токовыми измерениями достигается при увеличении ширин ям (по сравнению с заданными) на два монослоя. Рассчитанные энергии переходов отмечены стрелками на рис.2. Был рассчитан веер уровней Ванье Штарка, координаты их «антипересечений» соответствуют особенностям на ВАХ (рис.3). Таким образом, проведенные исследования показали, что выращенная СР обладает более узкими минизонами по сравнению с заданной СР: $\Delta_1/\Delta_g/\Delta_2$=11/4.7/22 мэВ вместо 12/5.9/23 мэВ. Следовательно, ширина сдвоенной минизоны меньше энергии оптического фонона, что уменьшает роль последних в электронном транспорте и препятствует подавлению статических ОДП при более высоких напряжениях.

III. Заключение

В результате комплексного исследования свойств СР со сложной элементарной ячейкой были определены геометрические параметры СР и энергии дна минизон. Исследование спектров фототока позволило выделить целую серию электронно-дырочных переходов, энергия которых совпала с рассчитанными при уточненных экспериментально толщинах слоев СР.

Непараболичность закона дисперсии и интенсивное межминизонное взаимодействие подавило внутризонную ОДП, но этих факторов оказалось недостаточно для подавления ОДП при более высоких напряжениях.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант 13-02-00734).

Таблица 1. Размеры слоёв СР, полученные разными методами.

слои СР	Толщины заданные, Å(ml)	толщины по ПЭМ, Å	Исп. в расчете, A(ml)
яма 1	82.1 (29)	86±3	87.6(31 d_{ml})
барьер 1	8.5 (3)	9±3	8.5 (3 d_{ml})
яма 2	76.4 (27)	81±3	82 (29 d_{ml})
барьер 2	11.3 (4)	12±3	11.3 (4 d_{ml})
период	178.3 (63)	188±3	189.4 Å

Литература

1. Ю.А. Романов, Ю.Ю. Романова. // ФТТ, Т. 46, 162 (2004).
2. G. Bastard // Wave Mechanics Applied to Semiconductor Heterostructures (New York, 1988).

О роли отрицательных эффективных масс в формировании проводимости полупроводниковых сверхрешеток

Ю. Ю. Романова

Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680
jul@ipmras.ru

В настоящей работе исследуется влияние закона дисперсии электрона и, в частности, относительной доли области отрицательных эффективных масс, на дифференциальные и абсолютную отрицательные проводимости полупроводниковой сверхрешетки.

В полупроводниковых сверхрешетках (СР) квазиимпульсные зоны Бриллюэна всех квазичастиц исходных однородных материалов разбиваются на совокупность относительно узких (10^5 - 10^7 см$^{-1}$) минизон Бриллюэна. Продольную (по отношению к оси СР) энергию минизонного электрона $\varepsilon_3(k_3)$ можно представить в виде совокупности парциальных синусоидальных минизон шириной Δ_n (она может быть и положительной, и отрицательной):

$$\varepsilon_3(k_3) = 0.5\sum_{n=1}^{N}\Delta_n\left[1-\cos\left(nk_3d\right)\right], \qquad (1)$$

здесь d – период СР. Обычно в теоретических работах рассматриваются СР в приближении сильной связи ($N=1$). Такая минизона имеет в середине точку перегиба ($k_i=\pi/d$), и в половине минизоны эффективная масса электронов отрицательна. Именно с отрицательностью эффективной массы часто ошибочно связывают все «сверхрешеточные» эффекты: прозрачность, отрицательные дифференциальную (ОДП) и абсолютную (АОП) проводимости и другие. Ранее (например [1-2]) уже было показано, что отрицательная проводимость может существовать и в СР с параболичсским законом дисперсии, в которых область отрицательных эффективных масс (ОЭМ) вообще отсутствует. В настоящей работе мы рассмотрим влияние размеров области отрицательных эффективных масс (ОЭМ) минизонного электрона и количества парциальных зон в законе дисперсии на проводимость СР.

Основные соотношения

Полная ширина минизоны определяется равенством $\Delta = \sum_{n=1,3,...}\Delta_n$. В приближении сильной связи (гармонический закон дисперсии) - $N=1$, а в приближении свободных электронов (квазипараболический закон дисперсии) $\Delta_n=(-1)^{n+1}\nu^{-2}\Delta_1$, $\Delta = \left(\pi^2/8\right)\Delta_1$. Для понимания поведения СР с произвольным законом дисперсии (1) исследуем ее ВАХ и нелинейные проводимости в поле вида $E(t)=E_c+E_1\cos(\omega t-\delta)$. Из решения кинетического уравнения Больцмана в τ-приближении [3] легко получить выражения для статического тока и тока на частоте ω_1:

$$j_C = \sum_{\nu=1}^{N}\sigma_c^{(\nu)}E_C\,,\ j_\omega(t) = \mathrm{Re}\sum_{\nu=1}^{N}\sigma^{(\nu)}(\omega)E_1\,e^{-i(\omega_1 t-\delta_1)}\,,$$

которые полностью определяются несинхронными нелинейными парциальными проводимостями:

$$\sigma_c^{(\nu)} = \sigma_{0\nu}/\nu\Omega_c\sum_{\mu=-\infty}^{\infty}\frac{\nu\Omega_c+\mu\omega}{1+\left(\nu\Omega_c+\mu\omega\right)^2\tau^2}J_\mu^2(\nu g_1)\,,$$

$$\mathrm{Re}\,\sigma^{(\nu)}(\omega_\alpha) = \sigma_{0\nu}/\left(\nu\Omega_\alpha\right)^2\times$$

$$\times\sum_{\mu=-\infty}^{\infty}J_\mu^2(\nu g_1)2\mu\omega\left(\nu\Omega_C+\mu\omega\right)/\left(1+\left(\nu\Omega_c+\mu\omega\right)^2\tau^2\right),$$

где $\sigma_{0\nu} = (e\nu d\tau/\hbar)j_{0\nu} = ne^2\tau(\nu d/\hbar)^2\left(\Delta_\nu/2-\langle\varepsilon_\nu\rangle_0\right)$ – парциальные линейные статические проводимости СР, Ω_i – $eE_id/\hbar$ – блоховские амплитуды полей, $g=\Omega_i/\omega_i$. Полезно отметить, что для динамики электрона в представлении повторяющихся минизон ν-ая парциальная минизона в СР с периодом d формально соответствует синусоидальной минизоне в СР с периодом νd (и минизоне Бриллюэна в ν раз уже основной). При этом в токе не появляется новых гармоник, но максимумы амплитуд гармоник тока смещаются к меньшим полям. Слагаемые

с $\nu>1$ проявляются в относительно слабых полях ($g_1<1$) и для высоких частот.

Для наглядности исследуем СР со сложной элементарной ячейкой. Параметры СР: (6 – 11 d_{ml})GaAs-(8 d_{ml})$Al_{0.35}Ga_{0.65}As$-(11 d_{ml})GaAs-(8 d_{ml})$Al_{0.35}Ga_{0.65}As$, d_{ml}=2.825 Å. Количество парциальных минизон при этом менялось от 3 (СР1: d_1=6 d_{ml}) до 11 (СР6: d_1=11 d_{ml}). Закон дисперсии (a), положение границы зоны ОЭМ (k_i) и отношение эффективных масс в критических точках в зависимости от ширины первого слоя GaAs (б) показаны на рис.1. Заметим, что негармонический ЗД может быть реализован и в СР простой элементарной ячейкой, и именно в таких СР экспериментально наблюдались абсолютная отрицательная проводимость (АОП) [4] и блоховские колебания [5,6].

Обсуждение результатов

Исследованы статическая и высокочастотная проводимости СР с различной долей ОЭМ в минизоне.

Показано, что

1) с уменьшением области отрицательных масс статическая ОДП сдвигается к большим полям (рис.2а), и появляются новые области динамической ОДП (рис.2б) (рис.2);

2) генерация гармоник переменным полем начинается при меньших значениях напряжения, чем в СР с чистогармоническим законом дисперсии;

3) изменяется характер энергообмена между статическим и гармоническим полями (рис.3). В частности, с уменьшением области ОЭМ в минизоне увеличиваются области абсолютной отрицательной проводимости (АОП), т.е. области полей, в которых СР неустойчива к генерации статических, целочисленно квантованных полей.

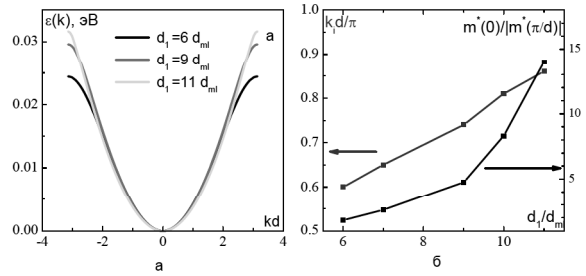


Рисунок 1. Закон дисперсии для СР со сложной элементарной ячейкой (а), зависимость положения точки перегиба в законе дисперсии и отношение эффективных масс в экстремумах минизон (б) от ширины первой ямы (d_1)

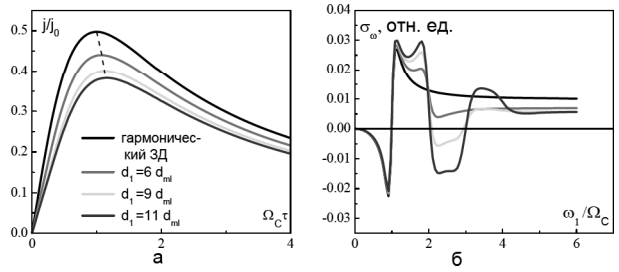


Рисунок 2. ВАХ (а) и динамическая проводимость (б) СР с различной долей отрицательных масс. Пунктиром отмечено положение максимума тока.

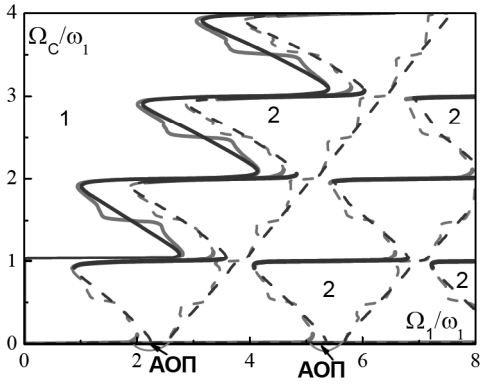


Рисунок 3. Области отрицательных проводимостей для полей E_1 (1) и E_C (2). На граничных кривых областей (2) j_c=0. Жирные участки – устойчивые, тонкие пунктирные – неустойчивые относительно квазастатических флуктуаций состояния. Синие кривые соответствуют СР с гармоническим законом дисперсии, красные – СР6.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант 13-02-00734).

Литература

1. Ю.А. Романов // ФТТ 45, 3, 529 (2003).
2. Ю.А. Романов, Ю.Ю. Романова // ФТТ, Т. 46, 162 (2004).
3. Yu.A. Romanov, J.Yu. Romanova, L.G. Mourokh // Phys. Rev. B, V. 79, 245320 (2009).
4. M. C. Wanke et al. // Phys. Semicond. (World scient., Singapore) p. 1791 (1996); Proc.SPIE 3617; Terahertz Spectroscopy and Applications, 148 (1999).
5. J. Feldmann et al. // Phys. Rev. B 46, 7252 (1992).
6. Y. Shimada et. al. // Phys. Rev. Lett. 90, 046806 (2003); Y. Shimada, N. Sekine, K. Hirakawa // Appl. Phys. Lett. 84, 4926 (2004).

Межминизонное туннелирование и уровни Ванье–Штарка в сверхрешетках с тремя связанными минизонами

Ю. Ю. Романова[1]

1 Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680.
jul@ipmras.ru

Разработана модель расчета туннелирования в трехминизонной полупроводниковой сверхрешетке. Исследована зависимость вероятности туннелирования электронов от статического электрического поля для объектов с разной степенью межминизонного взаимодействия.

В настоящее время экспериментально и теоретически активно исследуются сверхрешетки (СР) с высоким уровнем межминизонного туннелирования [1-4]. В частности, это связано с надеждами на получение терагерцового излучения на блоховской частоте и её гармониках в отсутствие низкочастотной неустойчивости. Существенную роль в формировании проводимости и излучения, как правило, играют три нижние минизоны.

Мы исследовали влияние статического электрического поля на туннелирование в условиях относительно слабого (СР А), сильного (СР В) и межминизонного взаимодействия. Параметры СР приведены в таблице, энергетические минизоны электронов показаны на рисунке 1.

Основные соотношения

Для определения вероятности межминизонного туннелирования и энергетических уровней электрона в статическом поле E запишем уравнение Шредингера в квазиимпульсном представлении [5,6]:

$$\left[\varepsilon_n(k,E) - ieE\cdot\partial/\partial k\right]\Psi_n(k,t) - eE\sum_{n\neq l}x_{nl}(k)\Psi_l(k,t) = i\hbar\,\partial/\partial t\cdot\Psi_n(k,t), \quad (1)$$

$\varepsilon_n(k,E) = \varepsilon_n(k) - eEx_{nn}(k)$ – перенормированный электрическим полем закон дисперсии n-й минизоны, x_{nl} – матричные элементы координаты, описывающие межминизонное взаимодействие, $\Psi_n(k,t)$ - компонента волновой функции в n-й минизоне. Представляя $\Psi_n(k,t)$ в виде:

$$\Psi_n(k,t) = \exp\left\{-\frac{i}{\hbar}\left[\varepsilon t + \frac{d}{\Omega_c}\int^{k}\left[\varepsilon_n(k,E)-\varepsilon\right]dk\right]\right\}C_n(k)$$

с условием периодичности $\Psi_n(k+2\pi/d) = \Psi_n(k)$, $\Omega_c = eEd/\hbar$ - частота Ванье-Штарка, получим систему уравнений для C_n

$$dC_n(k)/dk -$$

$$i\sum_{n\neq l}\exp\left(\frac{id}{\hbar\Omega_C}\int_{k_i}^{k}\left[\varepsilon_n(k,E)-\varepsilon_l(k,E)\right]dk\right)x_{nl}(k)C_l(k) = 0.$$

Введем унитарную матрицу M, связывающую вероятность нахождения электрона в n-й минизоне после прохождения им квазиимпульсного интервала (k_i,k_f):

$$C_n(k_f) = \sum_l M_{nl}(k_i k_f, E)C_l(k_i)$$

Матрица M определяет и Ванье-Штарковские состояния.

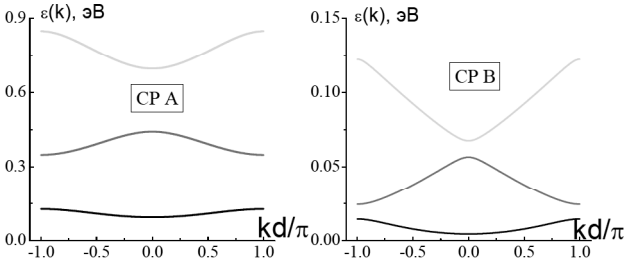


Рисунок 1. Законы дисперсии рассматриваемых СР.

Таблица 1. Параметры рассматриваемых СР.

СР	**Размеры слоёв d_1-d_2, Å**	**Доля x в $Al_xGa_{1-x}As$**	Межминизонное взаимодействие
A	18-4	0-1	слабое
B	185-10	0-0.12	сильное

Обсуждение результатов

Результаты моделирования, проведенные для описанных выше СР, приведены на рисунках 2,3. Видно, что в СР с относительно узкими разрешенными и запрещёнными энергетическими минизонами туннелирование электрона не мало даже в сравнительно слабых электрических полях ($10^2 \div 10^4$ В/см) и, как правило, происходит в значительной области квазиимпульсного пространства, а не только в окрестности точки максимальной близости минизон. Это приводит к существенной немонотонной зависимости вероятности туннелирования из *i*-й минизоны $R_i^2 = 1 - |M_{ii}|^2$ от начального и конечного значений квазиимпульса электрона (рис.2) к осцилляторной зависимости вероятности его межминизонного туннелирования от поля и времени при однократном прохождении им минизоны Бриллюэна (рис.3).

Несмотря на зависимость вероятностей внутриминизонного прохождения и туннелирования от начальных k_0, в точках «антипересечений» Ваньe-Штарковских лестниц (ВШЛ) они совпадают вплоть до значительных полей (рис.2). Это совпадение связано с тем, что в этих точках над всеми процессами преобладает туннелирование между ближайшими уровнями ВШЛ разных минизон.

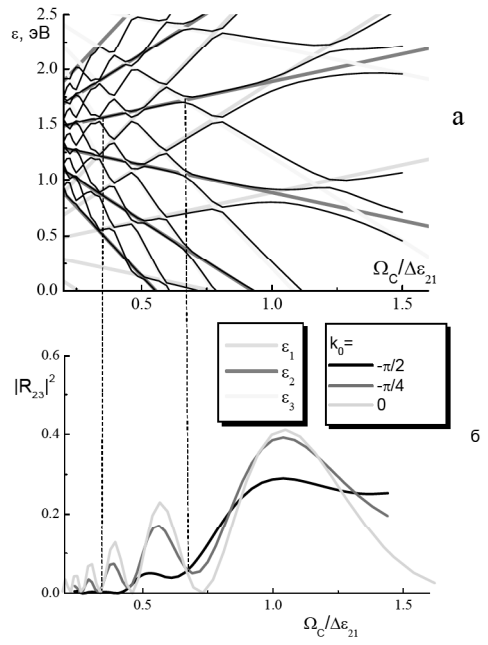


Рисунок 2. ВШЛ (а) и вероятность туннелирования между 2-й и 3-й минизонами в СР А при разных значениях начального квазиимпульса k_0.

В сильных полях с $\hbar\Omega_c / \Delta\varepsilon_{21} > 1$ электрон сильно локализуется в пространстве и поэтому совершает межминизонные переходы только в пределах одной элементарной ячейки. Осцилляции вероятности туннелирования в зависимости от поля исчезают. В очень сильных полях вероятность межминизонного туннелирования стремится к постоянной (не равной единице) величине, зависящей от типа СР (рис. 3). Интересно, что СР с сильным межминизонным взаимодействием (СР В) опустошается нижняя минизона (так происходит и в двухминизонных системах), тогда как в СР со слабым межминизонным взаимодействием опустошается средняя минизона.

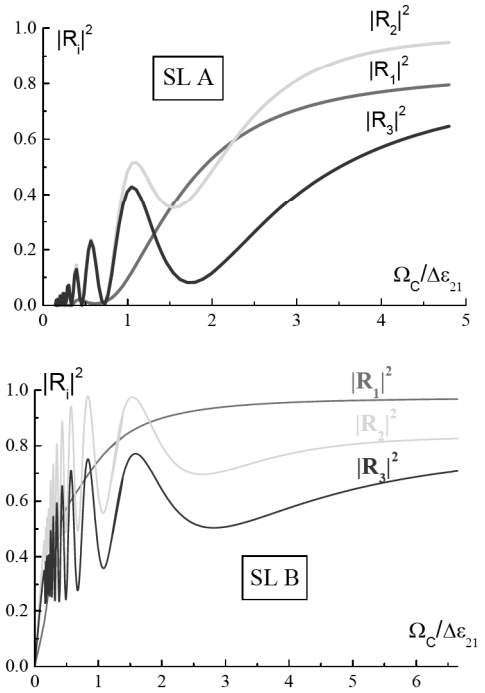


Рисунок 3. Зависимость вероятностей туннелирования из *I* – й минизоны от статического поля.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант 13-02-00734).

Литература

1. Y. Shimada, N. Sekine, K. Hirakawa // Appl. Phys. Lett. 84, 4926 (2004).
2. Ю.А. Романов, Ю.Ю. Романова // ФТТ, Т. 46, 162 (2004).
3. Ю. А. Романов, Ю. Ю. Романова // ФТП, Т. 39, 162 (2005).
4. А.А. Андронов, Е.П. Додин, Д.И. Зинченко, Ю.Н. Ноздрин // ФТП, Т.43, 248 (2009).
5. Дж. Каллуэй. Теория энергетической зонной структуры. Мир, Москва (1969), 274 с.
6. J. Yu. Romanova, E. V. Demidov, L. G. Mourokh, and Yu. A. Romanov // J. Phys.: Condens. Matter, V. 23, 305801 (2011).

Температурные исследования длинноволновой межзонной фотолюминесценции и фотопроводимости в узкозонных эпитаксиальных пленках $Hg_{1-x}Cd_xTe$

В. В. Румянцев[1,2,*], С. В. Морозов[1,2], А. В. Антонов[1], С.М. Сергеев[1], А.М. Кадыков[1], Д.И. Курицын[1],В.И. Гавриленко[1,2], Н. Н. Михайлов[3], С. А. Дворецкий[3]

1 Институт физики микроструктур РАН, Н. Новгород, 603950.

2 Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, Н. Новгород, 603950.

3 Институт физики полупроводников СО РАН , пр. ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090.

*rumyantsev@ipmras.ru

Методами спектроскопии фотолюминесценции и фотопроводимости исследуются узкозонные эпитаксиальные пленки $Hg_{1-x}Cd_xTe$ ($0.19 < x < 0.23$), выращенные с помощью молекулярно-лучевой эпитаксии на подложке GaAs(013). Межзонная люминесценция наблюдается в интервале температур 18 – 200 К и длин волн 6 – 26 мкм. Исследования кинетики рекомбинационных процессов показывают, что излучательная рекомбинация может быть доминирующим механизмом рекомбинации при высоком уровне накачки.

Введение

Методы спектроскопии фотолюминесценции (ФЛ) и фотопроводимости (ФП) являются традиционными методами исследования полупроводников, предоставляющими богатую информацию о свойствах материала (ширине запрещенной зоны, энергии связи экситонов и мелких примесей и т.д.). Тем не менее, исследования ФП и ФЛ в твердых растворах $Hg_{1-x}Cd_xTe$ ограничивались составами с $x > 0.2$, т.к. изготовление качественных материалов с более узким энергетическим зазором до недавнего времени было сопряжено с рядом технологических трудностей [1]. Благодаря прогрессу в молекулярно-лучевой эпитаксии, в настоящее время удается получать пленки HgCdTe высокого качества, обладающие высокой степенью однородности и низкой концентрацией остаточной примеси [2].

В данной работе исследуются спектры ФЛ и ФП эпитаксиальных пленок $Hg_{1-x}Cd_xTe$ ($0.19< x <0.23$), выращенных с помощью молекулярно-лучевой эпитаксии на подложке GaAs(013). Интерес к таким структурам вызван возможностью создания на их основе источников и приемников излучения, работающих в диапазоне 20–30 мкм, где приборы на основе материалов A3B5 неэффективны из-за сильного фононного поглощения.

Методика эксперимента

Параметры исследуемых структур приведены в таблице 1. Исследования длинноволновой ИК ФЛ проводились с помощью Фурье-спектрометра Bruker Vertex 80v в режиме пошагового сканирования при непрерывном оптическом возбуждении ($\lambda = 800$ нм); при измерении спектров ФП использовался режим непрерывного сканирования. Кинетика релаксации ФП исследовалась с помощью прямой методики межзонного возбуждения короткими (7 нс) импульсами СИК диапазона ($\lambda = 11$ мкм).

Таблица 1. Параметры исследуемых структур.

№ образца	x	d, мкм	n (77 К), см$^{-3}$	$\tau_{ФП}$ (4.2 К), мкс
120208	0.19	4.2	$5.4\cdot10^{14}$	1
120626	0.21	3.8	$2.2\cdot10^{14}$	2
120613	0.22	3.9	$1.8\cdot10^{14}$	9.2
120621	0.23	5.9	$1.8\cdot10^{14}$	8

Результаты и их обсуждение

На рис. 1 представлены спектры ФЛ и ФП исследуемых структур при 18 К и 4.2 К соответственно. Резкий край спектров ФП свидетельствует о высоком оптическом качестве образцов и позволяет сравнить значения оптической ширины запрещен-

ной зоны, полученные с помощью двух различных методик.

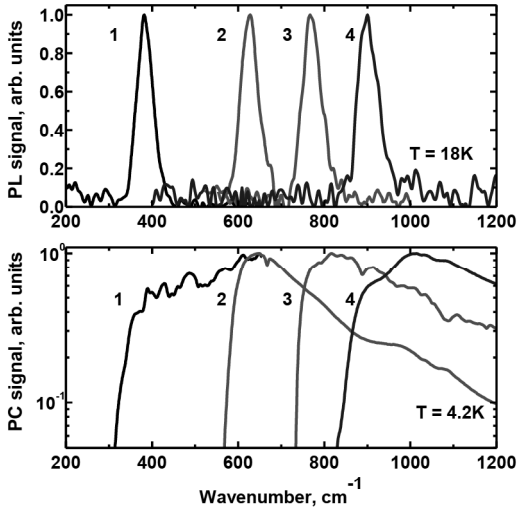


Рисунок 1. Спектры ФЛ и ФП исследуемых структур при 18 К и 4.2 К, соответственно (1 – 120208, 2 – 120626, 3 – 120613, 4 – 120621). Температурный сдвиг ширины запрещенной зоны составляет около 28 см$^{-1}$

С ростом температуры длинноволновый край спектров ФП смещается в сторону коротких длин волн, т.к. в отличие от большинства полупроводников, в твердых растворах $Hg_{1-x}Cd_xTe$ при $x < 0.48$ ширина запрещенной зоны увеличивается с ростом температуры. В соответствии с этим изменяется и положение линий ФЛ. На рис. 2 представлены спектры ФЛ при различных температурах для образца № 120613. Помимо сдвига максимума спектра ФЛ интересно проследить зависимость ширины линии ФЛ от температуры. Известно, что теоретический предел ширины линии ФЛ составляет 1.8 kT, что соответствует ~ 1.5 мэВ для T = 18 К. Ширина линии ФЛ, наблюдаемой в эксперименте, при T = 18 К составляет ~ 6 мэВ, превышая теоретическое значение в 4 раза. Это указывает на участие в процессах ФЛ мелких примесных уровней. С ростом температуры их влияние уменьшается, и ширина линии ФЛ, выраженная в единицах kT, приближается к теоретическому пределу. Так, уже при температуре 70 К она составляет 2.2 kT.

Для определения доминирующего механизма рекомбинации носителей были проведены исследования релаксации ФП в зависимости от мощности импульсного возбуждения. В пределе слабого возбуждения наблюдается экспоненциальный спад ФП и времена релаксации растут с увеличением запрещенной зоны (см. табл. 1) и температуры, что указывает на безызлучательный механизм рекомбинации носителей по механизму Шокли-Рида-Холла.

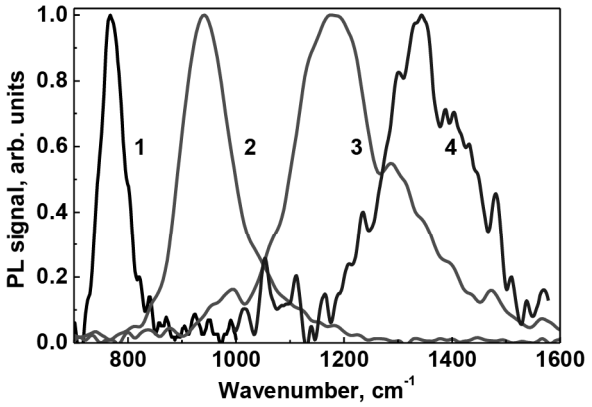


Рисунок 2. Спектры ФЛ при различных температурах для образца № 120613 (1 – 18 K, 2 – 70 K, 3 – 140 K, 4 – 200 K)

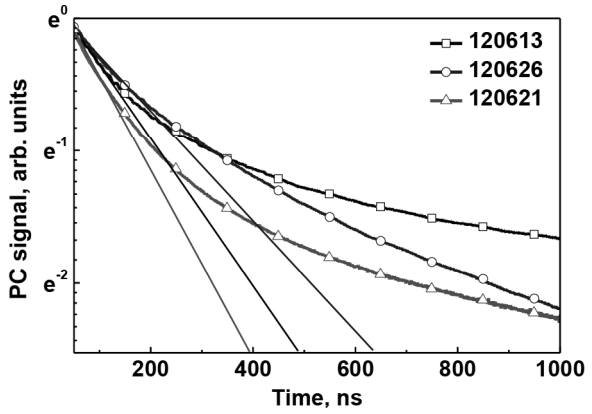


Рисунок 3. Начальные участки кривых релаксационного спада ФП в условиях сильного возбуждения (T = 4.2 K)

При увеличении мощности возбуждающего излучения на начальном участке осциллограммы фотоотклика появляется неэкспоненциальный участок более быстрой релаксации (рис. 3). На этом участке постоянная времени спада уменьшается с увеличением ширины запрещенной зоны, что характерно для излучательной рекомбинации.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты №12-02-00932, №13-02-97088, №13-02-01154), РФ НШ (№1214.2014.2), ЦКП ИФМ РАН и РАН.

Литература

1. A. Rogalski // Rep. Prog. Phys., 68, 2267 (2005).
2. V. S. Varavin, V. V. Vasiliev, S. A. Dvoretsky et al. // Opto-electronics Review 11(2), 99–111 (2003)

Особенности динамики релаксации примесной фотопроводимости в n-GaAs, обусловленные остыванием носителей

В. В. Румянцев[1,2,*], В. Я. Алешкин[1,2], И. В. Тузов[1], С. В. Морозов[1,2], В. И. Гавриленко[1,2]

1 Институт физики микроструктур РАН, 603950, Н.Новгород

2 Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, Н. Новгород, 603950.

*rumyantsev@ipmras.ru

Изучается кинетика релаксации примесной фотопроводимости в объемном n-GaAs легированном кремнием. Обнаружена сложная структура спада фотопроводимости, обусловленная изменением подвижности носителей при их термализации. Исследована зависимость времени спада фотопроводимости от длины волны возбуждения и напряженности приложенного электрического поля. Результаты эксперимента согласуются с численными расчетами.

Введение

Исследование кинетики релаксации примесной фотопроводимости (ФП) является одним из основных методов изучения процессов захвата избыточных носителей на притягивающие центры в полупроводниках. Тем не менее динамика спада ФП может определяться не только захватом носителей на примесь, но и изменением подвижности носителей при их релаксации по энергии. В случае, когда времена захвата становятся сравнимыми с временем термализации функции распределения, возможен захват «горячих» носителей, не описываемый в рамках модели каскадного захвата на кулоновские центры [1].

В данной работе исследуется кинетика релаксации примесной ФП в n-GaAs легированном кремнием (E_D = 5.76 мэВ) с различным уровнем легирования.

Методика исследований

Исследуемые образцы представляли собой эпитаксиальные пленки GaAs, полученные методом МОС-гидридной эпитаксии. Параметры образцов приведены в таблице 1.

Таблица 1. Параметры исследуемых образцов.

Номер образца	Толщина, мкм	Концентрация примеси, см$^{-3}$
612	21.4	3 10^{13}
338	--	4 10^{13}
347	5	4 10^{14}

Для исследования кинетики релаксации ФП использовалась прямая методика измерения сигнала ФП при импульсном оптическом возбуждении с возможностью перестройки длины волны в диапазоне 11–17 мкм (генератор разностной частоты комплекса Solar OPO), что соответствует энергии кванта от 72 до 112 мэВ. Измерения проводились при температуре жидкого гелия (T = 4.2 К). Сигнал ФП выводился с помощью 50-омного кабеля из сосуда Дьюара и регистрировался на осциллографе с верхней граничной частотой 350 МГц. Временное разрешение методики определялось длительностью импульса, которая составляла 7 нс (см рис. 1, 2).

Результаты и их обсуждение

На рис. 1 приведены типичные кривые фотоотклика для образцов с низкой концентрацией примесей (n = 10^{13} см$^{-3}$).

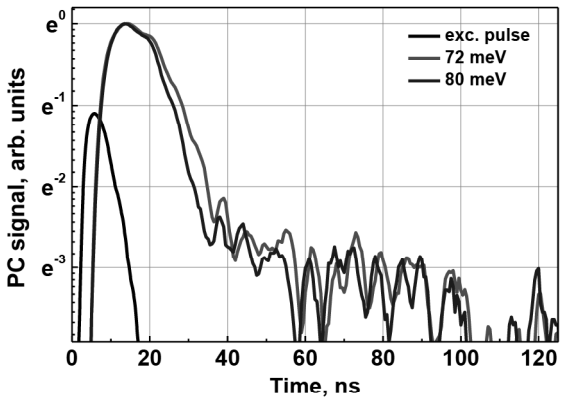


Рисунок 1. Осциллограммы ФП для образца #338 при различных энергиях кванта возбуждающего излучения

На рис. 2 приведено сравнение экспериментальной и теоретически рассчитанной кривой для случая фотовозбуждения с энергией кванта 72 мэВ и концентрации компенсирующей примеси 2 10^{12} см$^{-3}$.

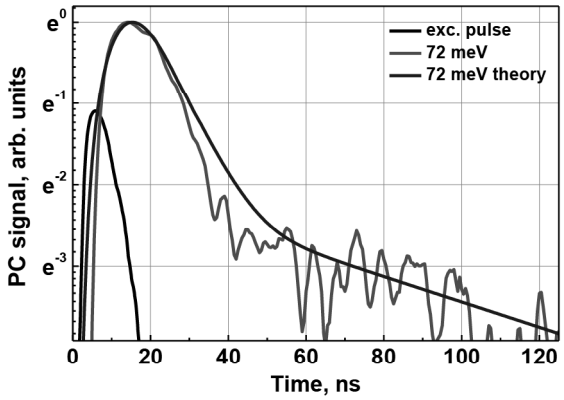


Рисунок 2. Осциллограммы ФП для образца #338. Сравнение теории и эксперимента

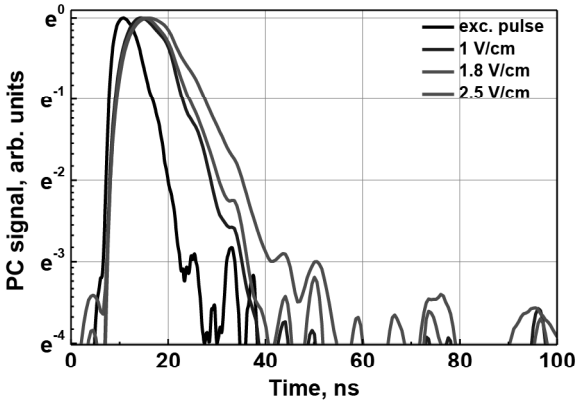


Рисунок 3. Осциллограммы ФП для образца #347 при различных напряжениях смещения

На релаксационных кривых хорошо заметны два участка – первоначальный (20 – 50 нс) спад сменяется более длинной релаксацией после 50 нс. Начальный участок спада соответствует процессу термализации носителей в зоне проводимости, а более длинный – убыванию их концентрации вследствие захвата на притягивающие центры. Это подтверждается зависимостью постоянной времени начального спада от энергии кванта возбуждающего излучения (рис. 1).

При возбуждении носителей с кинетической энергией, достаточной для испускания двух оптических фононов (возбуждение с энергией кванта 80 мэВ), они быстро оказываются на дне зоны проводимости, где подвижность мала вследствие РА рассеяния и рассеяния на примеси. Это приводит к более резкому уменьшению сигнала ФП по сравнению с возбуждением с энергией кванта 72 мэВ. В последнем случае фотовозбужденный носитель после испускания одного оптического фонона имеет энергию <36 мэВ и релаксация возможна только за счет относительно медленного рассеяния на акустических фононах.

Отметим, что постоянная времени более длинного спада (рис. 1) не меняется при перестройке длины волны возбуждения, т.к. отвечает процессу захвата носителей на примесные центры. С ростом концентрации примеси эта постоянная времени уменьшается. Так, для образца с концентрацией 10^{14} $см^{-3}$ участок захвата носителей более короткий и практически не заметен (рис. 3).

На рис. 3 представлены осциллограммы фотоотклика образца #347 для разных напряженностей электрического поля.

Видно, что с увеличением поля время спада ФП растет из-за разогрева носителей. Однако несмотря на сильное влияние электрического поля на время спада ФП эффект зависимости времени термализации носителей от длины волны возбуждения сохраняется. На рис. 4 приведены зависимости времени первоначального спада кривой ФП в условиях достаточно сильного разогрева (напряженность электрического поля 5 В/см, образец #612). Видно, что время термализации носителей резко уменьшается, когда их энергия оказывается достаточной для испускания очередного оптического фонона.

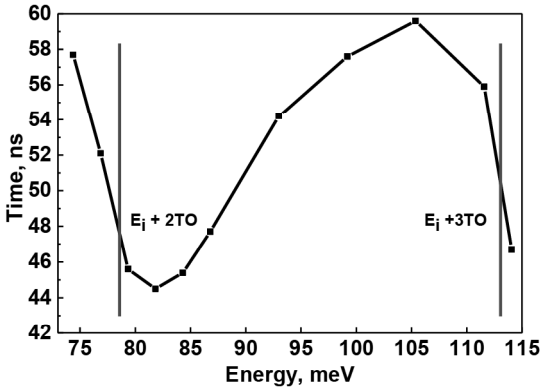


Рисунок 4. Зависимость времени спада ФП, обусловленного термализацией носителей, от энергии кванта возбуждающего излучения.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект № 13-02-00404), НШ № 1214.2014.2 и ЦКП ИФМРАН.

Литература

1. В. Н. Абакумов, В. И. Перель, И. Н. Яссиевич. Безызлучательная рекомбинация в полупроводниках. Петербургский институт ядерной физики им. Б. П. Контантинова РАН, 1997.

Исследования и оптимизация характеристик множественных квантовых ям (Al)GaInP для сверхярких светоизлучающих диодов спектрального диапазона 590–625 нм

Ю. Л. Рябоштан[1,*], А. А. Мармалюк[1], И.В. Яроцкая[1], П. В. Горлачук[1], И. А. Прудаев[2], М. С. Скакунов[2], М. А. Лелеков[3]

1 ОАО «Научно-исследовательский институт "Полюс" им. М.Ф. Стельмаха», г. Москва, Россия.

2 Национальный исследовательский Томский государственный университет, г. Томск, Россия.

3 ОАО «Научно-исследовательский институт полупроводниковых приборов», г. Томск, Россия.

* Yu.Ryaboshtan@siplus.ru

Представлены результаты оптимизации ростовых параметров и экспериментальных исследований влияния температуры измерения на прямую ветвь вольт-амперной характеристики светодиодов с активной областью из множественных квантовых ям $Ga_xIn_{1-x}P/(Al_xGa_{1-x})_{0,5}In_{0,5}P/(Al_yGa_{1-y})_{0,5}In_{0,5}P$. Показано, что в интервале температур 210-390 К на вольт-амперной характеристике можно выделить несколько участков. Проведенный анализ позволил связать начальный участок с рекомбинационным током Саа-Нойса-Шокли, второй – с током излучательной рекомбинации.

Введение

Светоизлучающие диоды (СИД) красного и желтого диапазона свечения (λ = 590–625 нм) на основе гетероструктур (ГС) GaInP/AlGaInP находят широкое применение во всевозможных индикаторах, рекламных панелях, элементах декоративной подсветки зданий и т.п. По сравнению с выходными характеристиками СИД, изготовленных из объёмных материалов $GaAs_xP_{1-x}$, GaP⟨O⟩⟨Zn⟩ и $Al_xGa_{1-x}As$, СИД на основе квантоворазмерных твёрдых растворов AlGaInP/GaInP демонстрируют более высокие параметры. Внешний квантовый выход коммерческих приборов достигает 40–60% [1]), механизмы формирования прямых вольт-амперных характеристик (ВАХ) при изменении температуры изучены недостаточно. В литературе лишь указывается на возможность влияния механизмов протекания рекомбинационного тока Саа-Нойса-Шокли (рекомбинация Шокли-Рида-Холла) либо диффузионного тока на вид ВАХ [2]. В связи с этим целью настоящей работы являлось получение эффективных СИД, экспериментальное исследование прямых ветвей ВАХ таких светодиодов с множественными квантовыми ямами (МКЯ) $Ga_xIn_{1-x}P/(Al_xGa_{1-x})_{0,5}In_{0,5}P/(Al_yGa_{1-y})_{0,5}In_{0,5}P$ и установление механизмов протекания тока.

Технологическая часть

ГС на основе соединений AlGaInP/AlInP/GaInP/GaAs выращивались на подложках *n*-GaAs (100), разориентированных на 10° по отношению к <111>A. Рост осуществлялся методом МОС-гидридной эпитаксии на установке с горизонтальным кварцевым реактором при пониженном давлении 40–100 торр. Источниками элементов III группы являлись триэтилгаллий, триметилиндий и триметилалюминий. Источниками элементов V группы являлись AsH_3 и PH_3. Температура роста изменялась в диапазоне 650–750°C, а мольное отношение V/III – 90–350. Типичные спектры фотолюминесценции представлены на рисунке 1.

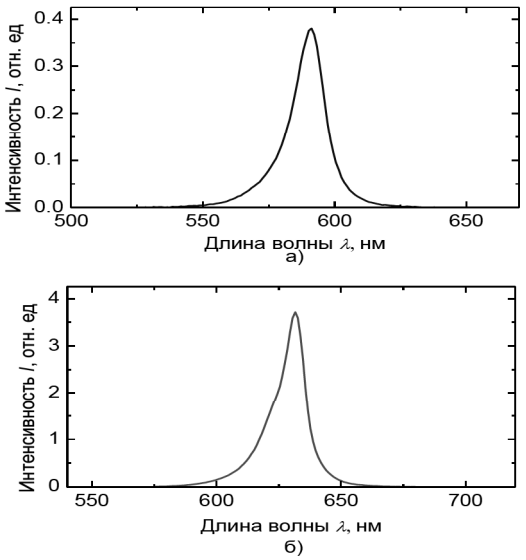


Рисунок 1. Спектры фотолюминесценции ГС с МКЯ а) желтого спектрального диапазона (λ=590 нм), б) красного спектрального диапазона (λ=630 нм)

Экспериментальная часть.

В ходе работы проводились оптимизация фотолюминесцентных характеристик наборов МКЯ, оценка влияния ростовых параметров на однородность получаемых ГС и измерения прямых ВАХ светодиодов красного (630 нм) и желтого (590 нм) спектральных диапазонов. Площадь кристалла диода составляла ~1 мм^2, ширина квантовых ям (КЯ) ~7 нм, толщина барьеров ~10 нм. Активная область светодиодов первой партии состояла из 20 КЯ $Ga_xIn_{1-x}P/(Al_yGa_{1-y})_{0,5}In_{0,5}P$ (x = 0,53, y = 0,54), второй партии – из 30 КЯ $(Al_xGa_{1-x})_{0,5}In_{0,5}P/(Al_yGa_{1-y})_{0,5}In_{0,5}P$ (x=0,32; y=0,54). В светодиодных структурах между активной светоизлучающей областью и подложкой было помещено брегговское зеркало, состоящее из 15 пар $Al_{0,9}Ga_{0,1}As/Al_{0,4}Ga_{0,6}As$. Типичные прямые ветви ВАХ исследованных светодиодов представлены на рисунке 2. Из рисунка следует, что на ВАХ можно выделить три участка.

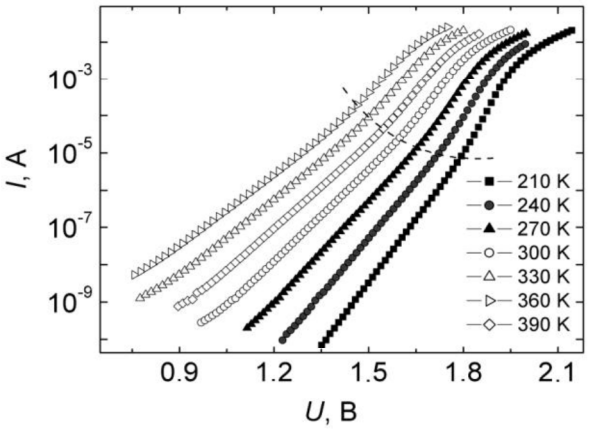


Рисунок 2. Прямые ветви ВАХ полученных при различных температурах термостатирования светодиодов. Пунктирной линией показана область, соответствующая началу режима электролюминесценции

Первый участок соответствует напряжениям $U \leq 1{,}3$–$1{,}6$ В для всех партий светодиодов и хорошо описывается экспоненциальной зависимостью вида:

$$I = I_s \exp[eU/(nkT)], \qquad (1)$$

где e – заряд электрона, n – коэффициент неидеальности, k – постоянная Больцмана, $I_s = I_s(T)$. Коэффициент неидеальности принимает значения $n_1 \approx 2$ для всех светодиодов. Второй участок ВАХ соответствует сверхлинейному росту тока в координатах $\ln(I)$ от U. Для «желтых» СИД данный участок проявляется отчетливей и переходит в экспоненциальную зависимость вида (1) со значением коэффициента неидеальности $n_2 \leq 1{,}51$ для T = 210–390 К. Начало второго участка сопровождается переходом к режиму электролюминесценции светодиодов, который обозначен пунктирной линией на рис. 2. Третий участок ВАХ соответствует сублинейной зависимости в координатах $\ln(I)$ от U и описывается выражением:

$$I = I_s \exp[e(U - IR)/(n_2 kT)], \qquad (2)$$

где R – омическое сопротивление, слабо зависящее от температуры. Для всех диодов данный участок начинается при одинаковых плотностях тока $j \approx 0{,}2$-$0{,}4$ А/см^2 и связан, по-видимому, с ограничением тока последовательным сопротивлением пассивных областей светодиодов и сопротивлением контактов [2].

Заключение

В ходе работы проведено исследование и оптимизация ростовых условий МКЯ $Ga_xIn_{1-x}P/(Al_xGa_{1-x})_{0,5}In_{0,5}P/(Al_yGa_{1-y})_{0,5}In_{0,5}P$ и получены ГС для СИД. На основе полученных ГС изготовлены СИД и исследованы их ВАХ. Температурная зависимость ВАХ показывает наличие трех участков с различным дифференциальным сопротивлением. Установлены аналитические зависимости ВАХ для данных участков.

Литература

1. T. H. Gessmann, E. F. Schubert // J. Appl. Phys., V. 95, P. 2203 (2004).
2. J.-I. Shim, D.-P. Han, H. Kim et al. // Appl. Phys. Lett., V. 100, P. 111106 (2012).

Гетероструктуры Ge/GeSn, выращенные на Si(100) методом молекулярно-пучковой эпитаксии

Ю. Г. Садофьев[1,*], В. П. Мартовицкий[1], М. А. Базалевский[1], А. В. Клековкин[1], Д. В. Аверьянов[2], И. С. Васильевский[2]

1 Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Ленинский пр. 53, Москва.

2 НИЯУ МИФИ, Каширское ш., 31, Москва, 115409.

*sadofyev@hotmail.com

Твердые растворы системы материалов Si-Ge-Sn привлекательны в связи с попытками создания монолитных оптоэлектронных систем, полностью состоящих из элементов IVA группы периодической системы. Простая интерполяция зонных структур германия и серого олова (α-Sn), являющегося полуметаллом с шириной запрещенной зоны –0.4 эВ предсказывает, что ненапряженный твердый раствор $Ge_{1-x}Sn_x$ должен иметь прямую структуру запрещенной зоны в интервале мольной доли олова $x \sim 0.2–0.65$. В твердом растворе $Ge_{1-x}Sn_x$ минимум в Γ7-точке зоны проводимости понижается с увеличением содержания олова сильнее, чем минимум L6-долины. При x ~ 0.2 должно обеспечиваться пересечение непрямой L6-Γ8 и прямой Γ7–Γ8 зон. Здесь Γ8 – минимум энергии дырок в валентной зоне ($k = 0$). В интервале составов твердого раствора $x \sim 0.2–0.65$ ширина запрещенной зоны E_G должна изменяться от 0.55 до 0 эВ [1]. Столь большой диапазон изменения величины E_G пока не нашел подтверждения в эксперименте из-за проблем с формированием твердых растворов с высоким содержанием олова.

Расчеты показывают [2, 3], что напряжения двуосного растяжения, в том числе гетероэпитаксиальные, приводят в слоях $Ge_{1-x}Sn_x$ к аналогичному эффекту – ширины непрямой и прямой запрещенных зон уменьшаются, причем влияние напряжений на ширину прямой запрещенной зоны значительно сильнее. Переход от непрямозонного материала к прямозонному может наблюдаться при сравнительно малой мольной доле олова, равной $x = 0.02$. Имеющиеся экспериментальные данные дают величину $x \geq 0.09$ для реализации указанного перехода [4, 5].

При очевидной перспективности рассматриваемой системы материалов для фундаментальных исследований и практического применения, имеется ряд причин, осложняющих получение экспериментальных образцов, обладающих высоким кристаллическим совершенством. Термодинамически равновесный предел растворимости α-Sn, обладающего кристаллической решеткой типа алмаза и существующего только при температуре ниже 13.5°C, в германии не превышает $x = 0.005$, а в кремнии равен 0.012. Атом олова обладает существенно большим радиусом (0.158 нм) по отношению к атомам кремния (0.133 нм) и германия (0.139 нм), что, в совокупности с низким значением поверхностной свободной энергии Sn, обусловливает склонность к поверхностной сегрегации олова при эпитаксиальном выращивании твердых растворов системы Si-Ge-Sn. Кроме того, различие периодов кристаллической решетки α-Sn и германия составляет 14.7%. Для пары α-Sn – кремний это различие равно 19.7%. Столь значительное несоответствие периодов кристаллических решеток неизбежно приводит к проблеме дефектообразования при гетероэпитаксии GeSn на пластинах кремния или германия.

В работе использован метод молекулярно-пучковой эпитаксии (МПЭ) для выращивания твердых растворов GeSn на виртуальном буферном слое германия, выращенном на пластинах кремния ориентации (100). Выращивание GeSn проводили в условиях роста, ограниченного кинетическими факторами за счет использования низких температур роста с целью повышения предела растворимости и подавления поверхностной сегрегации олова при формировании твердого раствора GeSn. Эксперименты проведены с использованием установки МПЭ «Катунь», укомплектованной двумя электронно-лучевыми испарителями для кремния и германия, а также двумя молекулярными источниками типа ячейки Кнудсена. Последние источники использованы для соиспарения сурьмы в качестве сурфактанта при выращивании буферных слоев германия толщиной, близкой к 1.5 мкм [6], и для испарения олова при выращивании слоев GeSn. Встроенный дифрактометр быстрых электронов (RHEED) позволял контролировать все стадии ростового процесса in situ. Периодический контроль скорости испарения кремния и германия проводили с помощью кварцевого резонатора, встроенного в ростовую камеру. Свойства полученных эпитаксиальных слоев контролировали с помощью рентгеновской дифрактометрии, резерфордовкого обратного рассеяния, атомно-силовой микроскопии (АСМ), оже-спектроскопии, комбинационного рассеяния.

Буферные слои германия выращивали при температуре 650°C в соответствии с процедурой, описанной в [6]. На картинах RHEED поверхности буферного слоя германия наблюдали типичную для ориентации (100) двухдоменную поверхностную реконструкцию типа (2×1) + (1×2). Полуширина пика слоев германия толщиной 1,5 мкм на кривых качания рефлекса (004) в координатах записи Omega – 2 Theta находилась в пределах 140 – 250 угловых секунд. Вследствие различия коэффициентов термического расширения кремния и германия, полностью релаксированные при температуре роста слои германия на комнатной температуре находились под действием напряжений двуосного растяжения величиной 0.15–0.2% с соответствующими напряжениями сжатия вдоль оси роста.

Слои GeSn выращивали при температуре вблизи 150°C. Скорость осаждения германия составляла ~ 0.8 нм/мин. Температуру источника олова изменяли в пределах 950–1000°C. Из наблюдений картин RHEED следует, что при столь низких температурах роста имеет место ступенчато-слоевой рост германия с типичной для данной ориентации поверхности реконструкцией (2 × 1) + (1 × 2). Однако при выращивании GeSn рефлексы дробного порядка исчезают, наблюдается укорачивание стержней обратной решетки с последующим формированием V-образных рефлексов от фасеток на поверхности. Такая картина сохраняется неизменной до окончания роста, в наших экспериментах – до достижения толщины слоя GeSn равной 0.5 мкм. Среднеквадратичная шероховатость поверхности по данным атомно-силовой микроскопии находилась на уровне *rms* ~ 4 нм.

Исследование выращенных структур методом рентгеновской дифрактометрии показало, что мольная доля олова в них достигала 0.07 при полном отсутствии признаков пластической релаксации. Параметр решетки твердых растворов GeSn в плоскости роста в точности соответствовал тому же для буферных слоев германия. Несоответствие периодов кристаллических решеток германия и GeSn достигало 1%. В этом случае критическая толщина для пластической релаксации с образованием дислокаций несоответствия не должна превышать уровень ~ 20 нм. Следовательно, слои GeSn, выращенные в указанных выше условиях, находятся в метастабильном состоянии. Следует ожидать, что пластическая релаксация произойдет при термических обработках, превышающих некоторый критический уровень, зависящий от мольной доли олова и толщины слоев GeSn.

Типичный вид рентгеновской дифрактограммы для слоев германия и GeSn на пластине кремния ориентации (100) приведен на рис. 1.

Наблюдаемое на рис. 1 уширение пика GeSn связано, по нашему мнению, с нестабильностью интенсивности молекулярного пучка германия при продолжительных ростах в режиме стабилизации мощности электронно-лучевого испарителя, единственно возможному на установке «Катунь». Кроме того, не исключен и вклад поверхностной сегрегации олова.

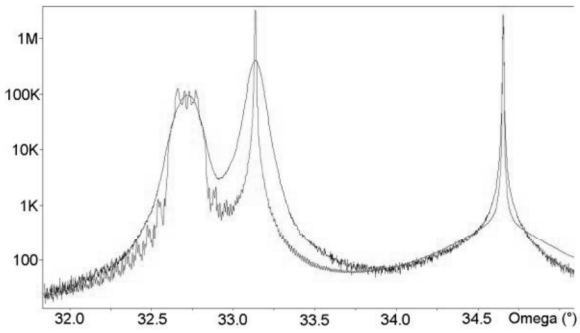


Рис. 1. Кривая качания для рефлекса (004) слоев GeSn/Ge образца S041, выращенных на пластине кремния ориентации (100). Синим цветом выделены данные эксперимента, красным цветом – симуляция в предположении наличия градиента распределения олова (левый пик на дифрактограмме) от 0.036 до 0.052

Для проверки устойчивости слоев GeSn к температурным воздействиям были проведены эксперименты по быстрому термическому отжигу структур в диапазоне температур 300–600°C, с последующим контролем с помощью рентгеновской дифрактометрии. Из результатов эксперимента следует, что релаксированное значение параметра решетки слоя GeSn, измеренное после роста образца S041 (5.6939 Å, x = 0.044), не изменяется в результате отжига при 400°C ($a_{relax\ 400}$ = 5.6939 Å), и немного возрастает после отжига при 500 °C ($a_{relax\ 500}$ = 5.7017 Å). При этом процент пластической релаксации изменяется от 47.6% до 67.2% после отжигов при температурах 400 и 500°C, соотвстствснно. Совссм подругому ведет себя образец S040. Из-за большей концентрации олова (a_{relax}=5.7188 Å, x = 0.073), уже отжиг при 300 °C ведет к понижению концентрации олова ($a_{relax\ 300}$ = 5.7052 Å), тогда как при 400°C наблюдается частичный распад твердого раствора GeSn с формированием двух областей с различной концентрации олова. После отжига при 500°C большая часть олова выходит на поверхность образца.

В процессе исследований получены также и квантовые ямы Ge/GeSn/Ge шириной 7 нм и мольной долей олова 0.11. Отжиг образца с квантовой ямой вплоть до температуры 600°C не приводит к существенной трансформации вида рентгеновской дифрактограммы.

На рис. 2 приведен вид спектров резерфордовского обратного рассеяния структуры S041 с мольной долей олова вблизи 0.044. Черным цветом изображены результаты эксперимента при разориентированном (random) режиме регистрации спектра. Кривая, выделенная зеленым цветом, снята в режиме каналирования ионов гелия. Красная кривая отражает результаты симулирования спектра для мольной доли олова 0.047. Результаты для каналов с номером менее

600 относятся к буферному слою германия, от 600 до 700 – к германию в слое GeSn, более 700 – к олову в слое GeSn. Наличие существенного масштаба каналирования свидетельствует о высоком совершенстве кристаллической структуры слоев GeSn.

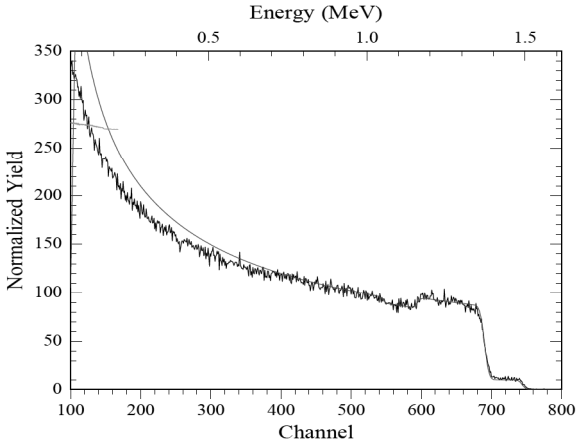


Рис. 2. Спектры резерфордовского обратного рассеяния слоев Ge/GeSn, выращенных на кремниевой пластине. Толщина слоя GeSn равна 0.5 мкм, мольная доля олова близка к 0.047

Работа поддержана грантом РФФИ № 13-02-00680.

Литература

1. S. Ogus, W. Paul, T.F. Deutsch, B-Y. Tsaur, D.V. Murphy // Appl. Phys. Lett. **43**, 848 (1983).

2. R. A. Sofer, L. Friedman // Superlattices Microstruct. **14**, 189 (1993).

3. O. Gurdal, P. Desjardins, J.R.A. Carlsson, N. Taylor, H. H. Radamson, J.-E. Sundgren, J. E. Greene // J. Appl. Phys. **83**, 162 (1998).

4. G. He, H A. Atwater // Phys. Rev. Lett. **79**, 1937 (1997).

5. J. Mathews, R. T. Beeler, J. Tolle, C. Xu, R. Roucka, J. Kouvetakis, J. Menéndez // Appl. Phys. Lett. **97**, 221912 (2010).

6. Ю. Г. Садофьев, В. П. Мартовицкий, М. А. Базалевский // Известия РАН. Серия физическая. **78**, 47 (2014).

Эффекты компенсации иттрием вакансионных центров в пленках диоксида циркония

О. Н. Горшков[1], Н. В. Курова[2], К. Р. Мухаматчин[1] , А. М. Сатанин[1,2,*]

1 Научно-исследовательский физико-технический институт ННГУ им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина 23, корп. 3, Нижний Новгород, 603950.

2 Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина 23, Нижний Новгород, 603950.

*sakady@mail.ru

Изучаются электронные состояния в тонких пленках на основе диоксида циркония (ZrO_2), стабилизированного иттрием (Y). Методом Кона-Шэма выполнены расчеты электронных состояний в допированном диоксиде циркония. Изучена перестройка вакансионных состояний в зависимости от концентрации иттрия (степени допирования). При определенных условиях равновесия в подсистеме кислород-иттрий стабилизируется конфигурация, соответствующая стехиометрической (Y_2O_3). Показано, что в квазиравновесных условиях в подсистеме кислород-иттрий может возникать нестихометрия («раскомпенсация»), когда вакансионная подзона оказывается частично заполненной. При этом в вакансионной подрешетке может реализоваться прыжковый механизм токопереноса.

Введение

Диоксид циркония представляет собой широкозонный диэлектрик с высокой диэлектрической проницаемостью, что позволяет использовать материалы на его основе в качестве подзатворных high-k изоляторов. Пленки допированного иттрием диоксида циркония демонстрируют яркие нелинейные гистерезисные эффекты, открывающие базовые возможности для создания нового поколения элементов энергонезависимой памяти.

В настоящее время обсуждаются различные сценарии развития токовых неустойчивостей и необратимых эффектов в наноразмерных пленках оксидов [1]. Один из них предполагает насыщение или обеднение некоторых областей пленки кислородными вакансиями, влияющими на валентность катионов переходных металлов, что может приводить к изменению в электронной проводимости и формированию токовых шнуров.

В данной работе изучаются электронные состояния в пленках на основе диоксида циркония (ZrO_2), стабилизированного иттрием (*Y*). Несмотря на то, что в объемных материалах стабилизация кубической фазы ZrO_2 имеет место либо при высоких температурах, либо при концентрациях *Y* около десятка процентов, в пленках толщиной $d \sim 10 \div 50$ нм, выращенных на кремниевой подложке, стабильными оказываются слои «чистого» кубического ZrO_2 уже при температуре около $T \sim 180 \div 220$°C [2–4]. Проводимость ZrO_2 существенным образом определяется кислородными вакансиями, концентрация которых, в свою очередь, зависит от содержания иттрия в диоксиде циркония (степени допирования). Допирование ослабляет связи между ионами кислорода и циркония и облегчает возникновение кислородных вакансий.

Заметим, что зонная структура как «идеального» кристалла диоксида циркония, так и с комплексами дефектов достаточно хорошо исследована в литературе различными методами [5-9].

Основные результаты и обсуждение

При расчете энергетического спектра вакансий для исключения эффектов, связанных с периодичностью, необходимо рассмотреть большое число атомов, входящих в так называемую суперячейку (ячейка с размерами в несколько постоянных решетки), транслируемую по всем кристаллографическим направлениям. В данной работе выбрана суперячейка 2×2×2 оксида циркония, содержащая 96 атомов, в которой можно генерировать вакансии путём удаления атомов кислорода и моделировать допирование путём замещения атомов циркония атомами допанта (иттрия).

Поставленная задача решается в рамках метода функционала плотности, развитого в работах Кона-Шэма. Для корректного учёта ширины запрещённой зоны был выбран обменно-корреляционный потенциал в форме Беки-Джонсона [10].

Нарушение трансляционной симметрии решётки путём создания кислородной вакансии приведёт к отщеплению части состояний, образующих зону проводимости и образованию двукратно вырожденного по спину глубокого энергетического уровня в запрещённой зоне кристалла (результаты расчётов на кластере с использованием пакета WIEN2k представлены на рисунке 1). Данное локализованное состояние является заполненным двумя электронами, участвовавшими в связи Zr-O, и в проводимость вклада не даёт. Величина расщепления для недопированного образца составляет примерно 1.8 эВ (рис. 1), что хорошо согласуется со значени-

ем в 2.1 эВ, приведённым в [5] и полученным в рамках GW подхода. Основной вклад в локализованное состояние будут давать внешние *d*-орбитали атомов циркония и *p*-состояния кислорода из ближайшего окружения вакансии.

В случае, когда вблизи вакансии окажется атом иттрия, один из "лишних" электронов, локализованных на дефекте, перейдёт в *d*-состояние атома допанта, достраивая его до электронной конфигурации циркония и участвуя в образовании связей иттрия с кислородным окружением. Освободившееся состояние может давать вклад в электронный транспорт системы. Отметим, что сам по себе иттрий никаких дополнительных уровней в запрещённой зоне не создаёт (рис. 2). Это связано с тем, что строение его внешней оболочки отличается от Zr лишь заполнением *d*-орбитали, а все энергии ионизации близки [7]. При добавлении ещё одного атома иттрия оба носителя уйдут на образование орбиталей в молекуле Y_2O_3, и уровень Ферми будет лежать у потолка валентной зоны. Область вокруг вакансии приобретёт положительный заряд +2, а её уровень переместится ко дну зоны проводимости (рис. 3).

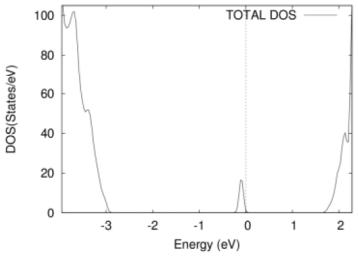


Рисунок 1. Положение вакансионного уровня в запрещённой зоне кристалла без допирования. Пунктирной линией показан уровень Ферми

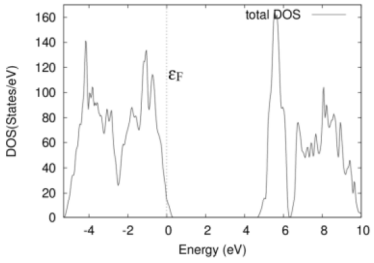


Рисунок 2. Зонная структура кристалла диоксида циркония в случае, когда на элементарную ячейку приходится два атома допанта

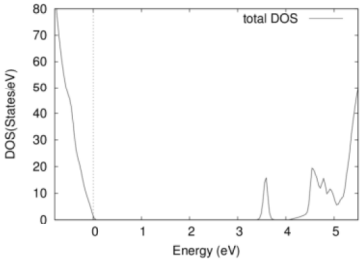


Рисунок 3. Положение вакансионного уровня в запрещённой зоне кристалла, когда в суперячейке 2 атома Zr заменены на Y

Новым моментом нашей работы является изучение положения вакансионных уровней в кристалле оксида циркония при разных уровнях допирования иттрием и концентрациях вакансий. В качестве примера рассмотрим комплекс, состоящий их трех вакансий и иттрия. На рисунке 4 показана рассчитанная плотность электронных состояний, демонстрирующая эффект компенсации, состоящий в частичном опустошении вакансионной зоны. Видно также, что добавление атомов иттрия может сдвигать положение уровня Ферми к пикам плотности состояний вакансий и приводить к возникновению прыжковой проводимости по состояниям вакансионной зоны.

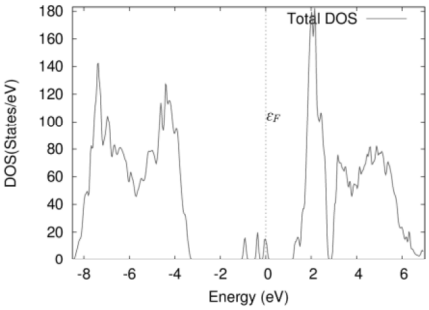


Рисунок 4. Электронные состояния кристалла диоксида в окрестности энергии Ферми, когда на суперячейку приходятся 3 вакансии и атом иттрия

Таким образом, транспорт носителей при низких температурах может осуществляться по вакансионной сетке по механизму Мотта (сопротивление между узлами сетки $R \sim e^{-(E_i - E_j)/T} e^{-a_{ij}}$, где E_i и E_j – энергетические уровни электрона на двух соседних вакансиях, a_{ij} – относительное расстояние между вакансионными центрами). Переключение между различными конфигурациями вакансий в подрешётке кислорода путем приложения сильного электрического поля позволит управлять резистивным состоянием образца.

Литература

1. T. Driscoll et al. // Science, V. 325, 1518 (2009).
2. Л. М. Лыньков и др. // ФТТ, Т. 33, 19 (1991).
3. J.P. Holgado et al. //Thin Solid Films, V. 389, 34 (2001).
4. J. Aarik et al. // Thin Solid Films, V. 408, Issue 1–2, 3, 97 (2002).
5. Balázs Králik et al.// Phys. Rev. B, V. 57, 7027 (1997).
6. А. В. Шапошников и др. // ЖЭТФ, Т. 129, 914 (2006).
7. Hong Jiang et al.// Phys. Rev. B, V. 81, 085119 (2010).
8. В. М. Зайнуллина, et al. // Журнал Структурной Химии, Т. 41, 229 (2000).
9 G. Stapper et al. // Phys. Rev. B, V. 59, 797 (1999)
10. A. D. Axel, D. Becke, E. R. Johnson // J. Chem. Phys., V. 124, 221101 (2006).

Фотонно-кристаллический резонатор с возможностью электронной накачки

П. Г. Серафимович*, Н. Л. Казанский, С. Н. Хонина

Институт систем обработки изображений РАН, ул. Молодогвардейская, 151, Самара, 443001.
*pavel.serafimovich@gmail.com

В работе предложена и численно исследована модель интегрированного на кристалле двухкомпонентного оптического резонатора. Такой резонатор состоит, во-первых, из гребенчатого фотонно-кристаллического волновода, в котором период структуры не изменяется. Во-вторых, резонатор содержит фрагмент дополняющего материала площадью несколько периодов фотонного кристалла. При совмещении двух компонентов формируется дефект, в котором может быть возбуждена резонансная мода. Рассмотрены преимущества предложенной модели резонатора. В частности, возможность реализации вертикальной электронной накачки резонансной камеры и удобство привнесения оптически нелинейного материала непосредственно в область резонатора.

Введение

Способность фотонно-кристаллических (ФК) структур локализовывать свет в субволновых объемах находит применение в различных нанофотонных устройствах. Нанорезонатор становится базовым элементом нанофотоники [1]. Высокодобротные нанорезонаторы с малым модовым объёмом на основе фотонных кристаллов позволяют создавать, например, оптические переключатели, фильтры, источники света с низкой пороговой мощностью, и интегрировать эти элементы в микросхемы. Оптические резонаторы усиливают различные виды взаимодействия света со средой распространения. Поэтому их используют также для экспериментальных исследований в квантовой электродинамике. Предложены модели интегрированных на кристалле спектрометров на основе массивов ФК-резонаторов.

Перечислим несколько проблем, которые усложняют разработку устройств на основе нанорезонаторов. Большинство существующих технологий создания высокодобротных ФК-резонаторов предполагают тонкую настройку геометрии резонансной камеры с помощью изменения параметров фотонного кристалла. Такими параметрами могут быть, например, длина периода фотонного кристалла и/или радиус отверстия на этом периоде [2, 3]. Это накладывает строгие ограничения на точность изготовления минимальных деталей ФК-структуры. При создании массива нанорезонаторов [4] высокая точность изготовления минимальных деталей должна быть обеспечена на всей площади массива. Индивидуальная настройка резонаторов в таком массиве требует дополнительных усилий. Создание на основе нанорезонаторов динамических систем также требует сложных технологических решений. При этом в большинстве случаев предполагается механическое воздействие непосредственно на ФК-структуру. Другая сложность возникает при создании нелинейных нанофотонных устройств. Усиление степени взаимодействия света с веществом в нанорезонаторе позволяет эффективно использовать оптически-нелинейные материалы и квантовые точки. Привнесение таких материалов в область резонатора предполагает использование относительно сложных технологий.

Примером еще одной трудности при создании некоторых нанофотонных устройств является необходимость формирования заданного распределения излучения в дальней зоне. Эта задача часто решается также с помощью тонкой настройки минимальных деталей фотонного кристалла.

Результаты и их обсуждение

Чтобы упростить решение перечисленных выше проблем, в данной работе предлагается и теоретически исследуется модель двухкомпонентного нанорезонатора (рис. 1). Первым компонентом такого резонатора является периодическая ФК-структура на основе гребенчатого ФК-волновода. По сравнению с двумерными ФК-структурами в слое резонаторы на основе гребенчатого ФК-волновода обладают меньшей площадью и естественным образом интегрируются в волноводную геометрию соединений на кристалле.

Вторым компонентом является фрагмент дополняющего материала, имеющий площадь в несколько периодов ФК. Форма и размер этого фрагмента определяются из заданных параметров нанорезонатора. При совмещении двух этих компонентов в регулярной ФК-структуре формируется дефект. В этом дефекте может быть возбуждена резонансная мода соответствующей частоты.

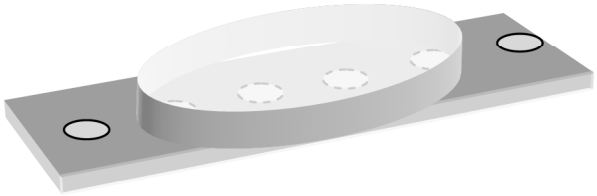


Рисунок 1. Структура двухкомпонентного резонатора

Чтобы проиллюстрировать предложенный подход к созданию двухкомпонентных фотонно-кристаллических резонаторов, примем за основу структуру, изображенную на рис. 2. Первый компонент данного резонатора является гребенчатым ФК-волноводом. Волновод состоит из кремния и расположен на кварцевой подложке. Отверстия в волноводе имеют одинаковый радиус, равноотстоят друг от друга и заполнены воздухом. Параметры ФК-волновода приведены в подписи к рис. 2. При таких параметрах создается запрещенная зона для излучения с преобладающей ТЕ-поляризацией в диапазоне от 1,4 до 1,7 мкм. Второй компонент резонатора является кремниевым фрагментом эллиптической формы, расположенным на кварцевой подложке. При совмещении двух компонентов возникает дефект в регулярном ФК-волноводе.

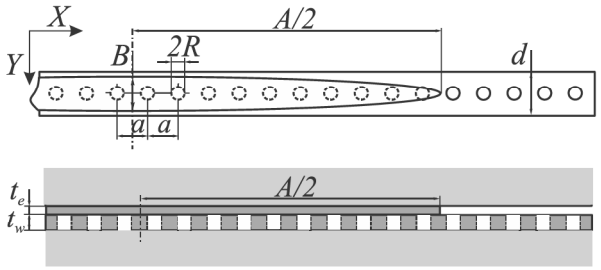


Рисунок 1. Геометрия рассчитанного резонатора, (верхний рисунок) вид сверху, (нижний рисунок) вид сбоку. ФК-волновод (n = 3,46) лежит на подложке (n = 1,45). Ширина ФК-волновода составляет d = 0,5 мкм, толщина t_w = 0.26 мкм. Круглые отверстия имеют радиус R = 75 нм и заполнены воздухом, период ФК-структуры a = 0,34 мкм. Фрагмент эллиптической формы (параметры эллипса A и B) (n = 3,46) лежит на подложке (n = 1,45). Толщина фрагмента t_e = 100 нм

Для создания высокодобротного нанорезонатора необходимо уменьшить излучение резонансной моды в пространство. Это достигается оптимизацией формы огибающей резонансной моды. Спектр распределения электромагнитного поля непосредственно над волноводом определяет распределение поля в дальней зоне. Этот спектр состоит из двух пиков. Энергия рассеивается из резонатора через световой конус волновода, который находится между спектральными пиками. Следовательно, ширина спектральных пиков определяет потери в резонаторе на рассеяние. В работах предлагается формировать резонансную моду с огибающей, которая соответствует функции Гаусса. Форма огибающей резонансной моды зависит, в частности, от мнимой части волнового вектора периодической структуры. Гауссова форма огибающей обеспечивается ФК-волноводом, в котором меняется линейно от периода к периоду фотонного кристалла. В той же работе показано, что резонансная мода с огибающей в виде функции Гаусса может быть реализована квадратичным изменением коэффициента заполнения материалом (КЗМ) ФК-волновода. Эллиптическая форма дефекта предлагаемого резонатора позволяет уменьшать КЗМ ФК-волновода по квадратичной зависимости от центра к краям резонатора. В дальнейших расчетах толщины ФК-волновода и дефекта полагались равными 260 нм и 100 нм, соответственно. Такие величины толщин позволяют достичь оптимального изменения КЗМ в области резонатора.

Литература

1. K. J. Vahala. Optical microcavities // Nature 424(6950), 839-846 (2003).
2. X. Gan, N. Pervez, I. Kymissis, F. Hatami, and D. Englund. A high-resolution spectrometer based on a compact planar two dimensional photonic crystal cavity array // Appl. Phys. Lett. 100, 231104 (4p) (2012).
3. P. Deotare, L. Kogos, Q. Quan, R. Ilic, and M. Loncar. On-chip integrated spectrometer using nanobeam photonic crystal cavities // Conference on Lasers and Electro-Optics (CLEO), 1-2, (2012).
4. Y. Akahane, T. Asano, B.-S. Song, and S. Noda. Fine-tuned high-Q photonic-crystal nanocavity // Opt. Express 13(4), 1202-1214 (2005).

Моделирование процессов каскадообразования в структурах с самоформирующимися островками Ge(Si) при корпускулярном облучении

А. В. Скупов

ФГУП «ФНПЦ НИИИС им. Ю.Е. Седакова», Нижний Новгород, ГСП-486, 603950.
skav10@mail.ru

Представлены результаты компьютерного моделирования развития каскада атомных смещений инициированного атомом Si спейсерного слоя в островке $Si_{0,5}Ge_{0,5}$. Показано, что каскадное перемешивание на границе раздела островок/спейсерный слой незначительно, но пространственное распределение концентрации точечных радиационный дефектов в объеме островка сильно неоднородно, что может способствовать изменениям его стехиометрического состава за счет радиационно-стимулированной диффузии атомов Si и Ge.

Введение

В докладе рассматривается возможный механизм деградации при облучении нейтронами и электронами спектральных характеристик фото- и электролюминесценции (ФЛ и ЭЛ) массивов островков Ge(Si), проявляющейся, в том числе, в уменьшении интенсивности сигнала от них [1, 2]. Предполагается, что изменения происходят в результате каскадного перемешивания атомов Ge и Si на гетерограницах островок/спейсерный слой кремния и/или их радиационно-стимулированной диффузии (РСД) по структурным дефектам. Предпосылками к таким выводам послужил ряд экспериментальных фактов. Установлено, что ФЛ и ЭЛ массивов островков Ge(Si) зависят от их размеров, формы, поверхностной плотности и состава [3]. Так, при уменьшении на стадии роста среднего содержания атомов Ge в островках с 45 до 37% (±3%) и соответствующем росте доли Si, резко снижается интенсивность ЭЛ островков при комнатной температуре. Диффузия Si в островки при отжиге структур обуславливает сдвиг максимумов в спектрах ФЛ и ЭЛ в сторону больших энергий, а увеличение доли Ge с 45 до 51% (±3%) при увеличении толщины разделяющего слои островков слоя кремния – в сторону меньших энергий. В [4] приведены результаты расчетов спектров дырок в структурах с резкой и размытой в результате диффузионного перемешивания границами между слоем кремния и квантовой точкой Ge(Si). Показано, что в случае размытой границы спектр содержит дублеты, отделенные друг от друга зазором 1–3 мэВ, а при переходе к резкой гетерогранице наблюдается дополнительное расщепление этих дублетов и энергетические зазоры возрастают до 7–10 мэВ. В [5] сообщалось о зафиксированных методом атомно-силовой микроскопии изменениях микроморфологии сформированных на поверхности кремния островков Ge(Si) после импульсного гамма-нейтронного облучения.

Метод исследования и обсуждение результатов

Для теоретического исследования процессов дефектообразования в квантоворазмерных структурах Ge(Si) при корпускулярном (нейтроны, электроны, ионы) облучении нами использовалось компьютерное моделирование методом Монте-Карло с помощью специально разработанной программы («TRISQD»), реализующей TRIM-алгоритм [6]. От известных программ, например, SRIM-2011, она отличается возможностью задания в объеме «мишени» локальных областей линзообразной формы с химическим составом, плотностью и энергией дефектообразования (E_d), отличающимися от этих параметров материала окружающего их слоя. Проведены компьютерные эксперименты по моделированию развития каскада атомных смещений, инициированного первичным атомом отдачи (ПАО) Si с энергией 40 кэВ на расстоянии 20 нм от вершины островка Ge(Si) (рисунок 1). Расстояние и начальная энергия атома выбраны так, чтобы максимум

упругих потерь энергии каскада лежал в объеме островка. Для сравнения расчеты выполнены также для объемного кремния при той же начальной энергии ПАО. Количество статистических испытаний – 10^4. Построены профили пространственного распределения вдоль начального направления движения ПАО точек его остановки, а также концентраций, возникающих в каскадах смещений вакансий и междоузельных атомов Si и Ge (рисунки 2 и 3 соответственно). Для удобства интерпретации результатов на рисунках построены вертикальные линии, соответсвующие проекциям плоскостей, в которых лежат вершина (1) и основание островка (2).

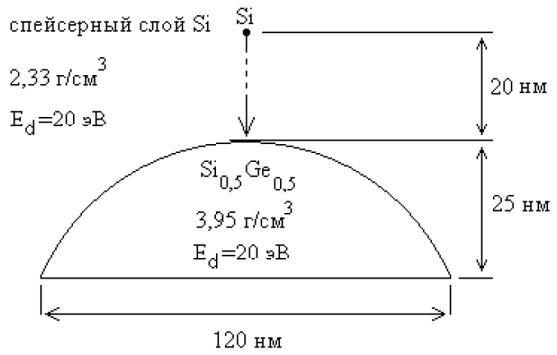


Рисунок 1. Схематичное изображение геометрии модели



Рисунок 2. Профили пространственного распределения ПАО Si

Компьютерные эксперименты показали следующее: 1) из-за эффективного торможения ПАО в более плотном по сравнению с кремнием материале островка, выбитые из своих положений в кристаллической решетке атомы Si спейсерного слоя внедряются в его объем и останавливаются там (рисунок 2). 2) Профили пространственного распределения концентрации междоузельных атомов (МА) и вакансий Si и Ge в объеме островка практически совпадают (рисунок 3), что свидетельствует о несущественном каскадном перемешивании на границе островок/спейсерный слой. 3) Эти профили имеют большой градиент, влияющий на параметры РСД и перераспределение атомов Si и Ge через гетерограницу. Протекание этого процесса предмет дальнейшего исследования.

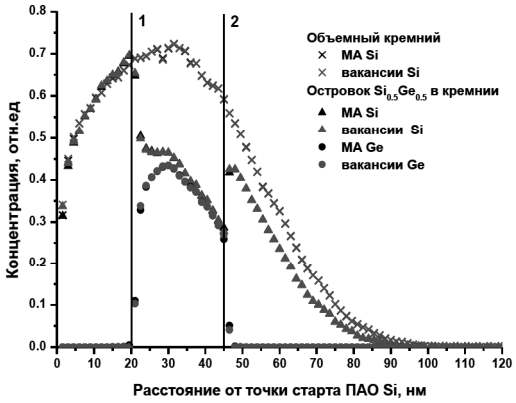


Рисунок 3. Профили пространственного распределения МА и вакансий Si и Ge

Литература

1. А.В. Новиков, А.Н. Яблонский, В.В. Платонов и др. // ФТП, т. 44, в. 3. С. 346–351 (2010).
2. З.Ф. Красильник, К.Е. Кудрявцев, А.Н. Качемцев и др. // ФТП, т. 45, в. 2. С. 230–234 (2011).
3. Д.Н. Лобанов, А.В. Новиков, К.Е. Кудрявцев и др. // ФТП, т. 43, в. 3. С. 332–336 (2009).
4. Н.Н. Герасименко, Ю.Н. Пархоменко Кремний – материал наноэлектроники. М.: Техносфера, 2007, 352 с.
5. Л.Е. Довбыш, И.Л. Дроздов, М.М. Иванова и др. // Сб. тезисов докладов IX Международной конференции «Кремний-2012», С.-Петербург. С. 374 (2012).
6. www.srim.org

Спектроскопия холодных атомов рубидия в магнитооптической ловушке

С. А. Снигирев[1, 2, *], А. С. Головизин[1], А. В. Акимов[1, 2], Н. Н. Колачевский[1], В. Н. Сорокин[1]

1 Физический институт им. П. Н. Лебедева Российской Академии Наук, Москва, Ленинский проспект, 53, 119991.

2 Российский Квантовый Центр, Московская область, Одинцовский район, ул. Новая, 100, 143025.

*ss@rqc.ru

Экспериментально измерены значения скалярной и тензорной поляризуемостей $5D_{3/2,5/2}$ уровней рубидия. Измеренные значения $\alpha_S(5D_{3/2}) = 18400(75)$, $\alpha_T(5D_{3/2}) = -750(30)$, $\alpha_S(5D_{5/2}) = 18600(76)$ и $\alpha_T(5D_{5/2}) = -1440(60)$ согласуются с существующими теоретическими значениями, однако обладают существенно большей точностью. Измерения поляризуемостей производились путем наблюдения сдвига спектральных линий в оптически накаченных на определенный магнитный подуровень атомах во внешнем электрическом поле.

Введение

Магнитооптическая ловушка является крайне удобным инструментом для исследований в области прецизионной спектроскопии.

Благодаря низкой температуре атомов в ловушке (порядка сотен микрокельвин), практически полностью подавляется допплеровское уширение уровней. Это дает возможность изучения не уширенных атомных спектров. В частности, легко различается сверхтонкая структура атомов. Большое время жизни атомов в ловушке позволяет изучать процессы с малым сечением, например, возбуждение на ридберговские уровни или двухфотонные процессы. Также, за счет локализации атомов в малом объеме, можно не беспокоиться об однородности внешних воздействий.

Нами был проведен ряд исследований с облаком холодных атомов рубидия. В частности, с высокой точностью (0.4%) были измерены сдвиги $5D_{5/2,3/2}$ уровней атомов во внешнем электрическом поле, что позволило рассчитать значения поляризуемостей измеряемых уровней.

Измерение поляризуемостей атомов и молекул является важной задачей современной спектроскопии. Атомная поляризуемость зависит от дипольных матричных элементов, описывающих силы переходов, времена жизни уровней, силы Ван-Дер-Ваальса между атомами, сечения рассеяния и многие другие характеристики атомов.

Точное измерение поляризуемостей позволяет построить более строгие модели структуры атомных уровней и теории для тяжелых атомов, позволяющие расчитать важные атомные параметры.

Измерение поляризуемостей оказывается еще более важным в приложениях атомных часов и может существенно улучшить качество оптических стандартов частоты.

Поляризуемости основных уровней щелочных атомов измерены с высокой точностью, поскольку получение таких атомов в определенном квантовом состоянии не представляет трудности, а спонтанный распад не вносит ограничений на длительность эксперимента.

С другой стороны, долгоживущие высоковозбужденные ридберговские атомы высокочувствительны к внешнему электрическому полю, что существенно облегчает обработку результатов. Поляризуемости ридберговских атомов также измерены с высокой точностью, и теоретические модели хорошо согласуются с экспериментальными данными.

Однако атомы в промежуточных состояниях представляют трудность как для экспериментальных, так и для теоретических исследований. Как правило, промежуточные уровни в атомах являются сравнительно короткоживущими и труднозаселимыми, вместе с тем они гораздо менее чувствительны к полю по сравнению с ридберговскими атомами. К примеру, существующие измерения поляризуемостей уровней рубидия и цезия с главными квантовыми числами от 6 до 10 измерены с погрешностью порядка 5%. Расчеты поляризуемостей для этих состояний также обладают небольшой точностью, поскольку получаются путем суммирования вкладов от остальных уровней атомного спектра с разными знаками, что приводит к существенному увеличению ошибок вычислений при

сохранении порядка итоговой величины поляризуемости.

5D уровень рубидия активно используется в метрологических измерениях, поскольку переход 5S-5D рекомендован Международным комитетом мер и весов для практической реализации метра. Точно известное значение поляризуемости этого уровня необходимо для точной оценки систематических ошибок в экспериментах.

Численные расчеты поляризуемости этих уровней существенно различаются в зависимости от используемой модели. Отличие в скалярной части достигает 30%, а для тензорной – превышает 100%. В связи с этим, необходимо получение точно измеренных экспериментальных значений поляризуемостей 5D уровня рубидия.

Нам удалось измерить поляризуемости $5D_{3/2}$ и $5D_{5/2}$ уровней рубидия с точностью 0.4% для скалярной и 4% для тензорной компонент. Поляризуемость атомов измерялась через анализ сдвигов спектральных линий атомов во внешнем электрическом поле. Для этого облако лазерно-охлажденных атомов рубидия помещалось между двумя параллельными пластинами плоского конденсатора, состоящего из двух металлических сеток высокой прозрачности, помещенных внутрь вакуумной кюветы.

Расчет электрического поля осуществлялся численно исходя из геометрии металлических сеток, измеренной при помощи оптического микроскопа с ПЗС камерой. Погрешность измерения электрического поля в итоге не превышала 0.3%.

Измерения проводились на переходах $5P_{3/2}$ – $5D_{3/2,5/2}$. Для определения тензорной части поляризуемости необходимо было заселять определенные магнитные подуровни исследуемого уровня. Это достигалось путем предварительного приготовления атомов в состоянии $5P_{3/2}$ с полным моментом $F = 3$ и его проекцией $m = 3$ при помощи оптической накачки. Эффективность оптической накачки оценивалась теоретически с учетом остаточного магнитного поля в ловушке. Результаты численных расчетов согласуются с ожиданиями, полученными из анализа экспериментальных спектров.

После оптической накачки на 5P уровень атомы переводились на выбранные магнитные подуровни 5D уровня при помощи короткого лазерного импульса заданной поляризации. Для обеспечения чистоты конечного состояния длительность возбуждающего импульса была меньше времени распада 5D уровня и составляла от 50 до 100 нс.

Возбуждающее излучение сканировалось вблизи резонанса перехода 5P – 5D. Эффективность заселения 5D уровня анализировалась по сигналу люминесценции атомов на длине волны 420 нм, соответствующему переходу 6P – 5S. Сканируя отстройку возбуждающего излучения вблизи резонанса перехода были получены спектры сигнала люминесценции в зависимости от отстройки и величины электрического поля.

Из экспериментальных спектров была получена зависимость сдвигов различных магнитных подуровней уровней рубидия, которая дала возможность вычислить значения скалярной и тензорной поляризуемостей уровней.

Получены следующие значения для поляризуемостей уровней:

Таблица 1. Поляризуемости уровней рубидия

	Значение (а. е.)	**Погрешность**
$\alpha_S(5D_{3/2})$	18400	75
$\alpha_T(5D_{3/2})$	–750	30
$\alpha_S(5D_{5/2})$	18600	76

Также был реализован высокоэффективный метод возбуждения атомов на 5D уровень (Stimulated Raman Adiabatic Passage) с эффективностью заселения 5D уровня до 80%. Заселение 5D уровня производилось с использованием промежуточного короткоживущего уровня 5P. Однако благодаря инвертированному порядку возбуждающих импульсов, удалось перевести практически всю населенность на 5D уровень без потерь на котороткоживущем промежуточном. Эта методика оказалась существенно проще и эффективнее каскадного возбуждения или возбуждения при помощи π-импульсов.

Влияние толщины прослойки GaAs на эффект связывания и поляризационную зависимость электролюминесценции и поглощения для вертикально-коррелированной десятислойной системы In(Ga)As-квантовых точек

М. М. Соболев[1, *], И. М. Гаджиев[1], М. С. Буяло[1], В. Н. Неведомский[1], Ю. М. Задиранов[1], Р. В. Золотарева[1], А. П. Васильев[1], В. М. Устинов[1]

1 ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, ул. Политехническая, 45, Санкт-Петербург, 194021.

*m.sobolev@mail.ioffe.ru

Экспериментально выявлено наличие контролируемого электрическим полем квантового связывания двух соседних КТ в 10-слойной системе вертикально-коррелированных квантовых точек InAs/GaAs с толщиной прослойки GaAs между КТ InAs 8.6-нм. Установлено, что поляризационная анизотропия электролюминесценции и поглощения в этой системе меньше, чем для аналогичных систем с одним рядом КТ и молекулы КТ, но больше, чем для сверхрешетки КТ.

Введение

В настоящее время хорошо известно, что самоорганизованные квантовые точки (КТ) являются полупроводниковыми наноструктурами, демонстрирующими трехмерное ограничение носителей. В структурах, содержащих *n* слоев КТ InAs, разделенных тонкими барьерами GaAs шириной несколько нанометров, КТ из-за эффекта распределения напряжения стремятся вырасти одна выше другой, что может привести к формированию вертикально коррелированных квантовых точек (ВККТ). При формировании многослойных ВККТ может происходить существенная модификации оптической анизотропии этих систем в зависимости от того, в какой фазе она выстраивается: одиночных КТ, молекулы КТ (МКТ) либо сверхрешетки (СРКТ). Какая фаза ВККТ при этом образуется, зависит от многих факторов: толщины прослойки между КТ, ее продольной длины и высоты. Все эти факторы влияют на симметрию этой системы и на оптическую анизотропию. Оптимальными методами для выявления фазы ВККТ и анизотропии являются электролюминесценция (ЭЛ) и поглощение для разных векторов поляризации (TE и TM) в зависимости от величины электрического поля. Были проведены исследования оптической поляризационной анизотропии спектров ЭЛ, поглощения и дифференциального поглощения (ДП) в 10-слойной системе InAs/GaAs ВККТ, встроенной в двухсекционный лазер с секциями одинаковой длины с различными толщинами прослойки GaAs между InAs КТ при комнатной температуре. Архитектура устройства позволяла нам использовать ДП-спектроскопию смещения Штарка для определения характерных особенностей спектра поглощения с высоким разрешением, зависящим от приложенного к секции поглотителя напряжения смещения [1].

Результаты и обсуждение

Образцы, содержащие In(Ga)As/GaAs ВККТ, были выращены методом молекулярно-пучковой эпитаксии. Массивы КТ были сформированы в результате 10-кратного осаждения 2.1 монослоя InAs с прослойкой GaAs толщиной 8.6 нм. На рис. 1 показаны спектры ЭЛ для секции эмиссии, когда на нее подается прямое смещение, и поглощения света для секции поглотителя при приложенном к ней напряжении обратного смещения. Спектры были измерены для двух направлений поляризации: в плоскости перпендикулярной оси роста (1 и 3 кривая) и вдоль направления роста (2 и 4 кривая) структуры. Появление спектров ЭЛ и поглощения

для двух мод поляризации света наблюдались в одном и том же спектральном диапазоне. Поляризационная анизотропия ЭЛ и поглощения были равны 0.85 и 0.45, что меньше аналогичных величин для структур с одним рядом КТ и МКТ, но больше, чем для СРКТ [2].

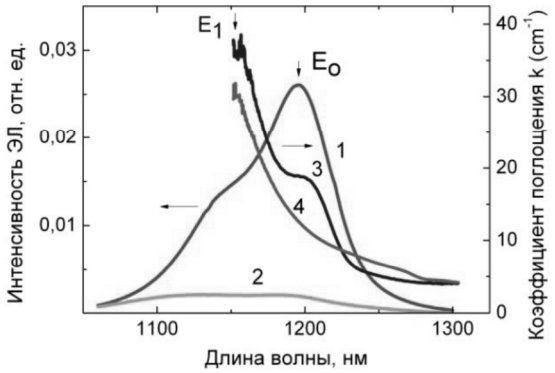


Рисунок 1. Спектры ЭЛ (1, 2) и поглощения (3 , 4) 10-слойной системы InAs/GaAs ВККТ с толщиной прослойки GaAs между InAs КТ 8.6-нм

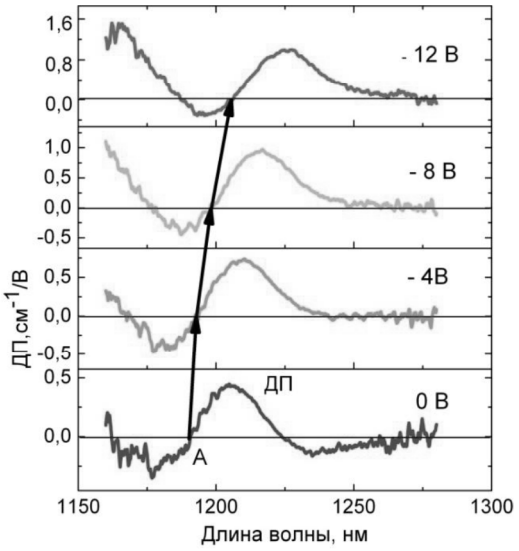


Рисунок 2. Спектры ДП при различных значений приложенного к поглощающей секции напряжения смещения. Направления изменения нулевого значения ДП сигнала показаны точечной линией со стрелкой

Для исследуемой 10-слойной системы ВККТ были измерены спектры ДП в зависимости от величины напряжения обратного смещения, на которых можно наблюдать один четкий максимум ДП и одну точку, обозначаемую как **A**, где ДП равняется нулю при изменении его знака от положительного к отрицательному значению (рис. 2). Темп изменения положения этой точки зависел от величины напряжения обратного смещения. При этом нулевому значению DA этой точки **A** соответствует максимум в спектре поглощения, который образуется при соответствующих настройках длины волны излучения из сектора эмиссии и величин электрического поля в секторе поглощения, управляющего смещением Штарка уровней энергии ВККТ. Как можно увидеть на рис. 3, спектральное положение точки **A** демонстрирует слабое смещение при низких значениях электрического поля с существенным увеличением темпа смещения при более высоких полях. Наблюдаемые зависимости объясняются эффектом связывания ВККТ, который приводит к непрямому оптическому переходу между уровнями энергии дырок в одной КТ и электронов в другой. При этом зависимость смещения энергии от поля, связанная с прямым оптическим переходом внутри одной КТ квадратичная и при низком поле значительно меньше, чем линейное смещение непрямого оптического перехода между двумя КТ.

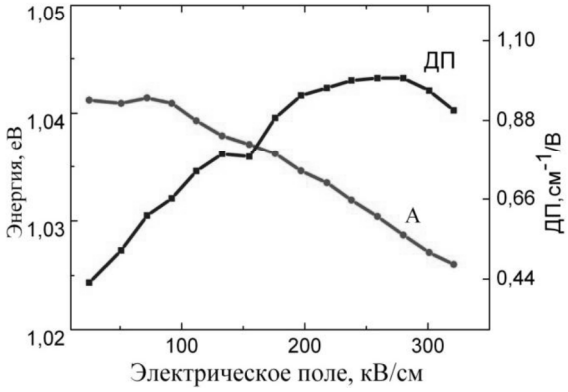


Рисунок 3. Темпы смещения нулевого сигнала ДП (A) и значения максимума пика ДП с ростом величины электрического поля

Таким образом, спектральная картина межточечного смещения Штарка является наблюдаемым доказательством квантового связывания двух соседних КТ в 10-слойной системе InAs /GaAs ВККТ с толщиной прослойки GaAs между InAs КТ 8.6-нм. Эти результаты позволяют подтвердить сделанные нами ранее [2] выводы о проявлении эффекта вовлечения основных состояний тяжелых дырок в оптические переходы света, поляризованного как в плоскости перпендикулярной оси роста, так и вдоль направления роста структуры.

Литература

1. V. V. Nikolaev, N. S. Averkiev, M. M. Sobolev et al. // Physical Review B, V. 80, 205304 (2009).

2. М.М. Соболев, И.М. Гаджиев, И.О. Бакшаев et al. // ФТП, 46, 93 (2012).

Напряжения в Ge/Si-гетероструктурах с Ge квантовыми точками: исследование методом ПЭМВР

М. С. Сторожевых, Л. В. Арапкина, О. В. Уваров, В. А. Юрьев

Институт общей физики РАН, ул. Вавилова, 38, Москва, 119991.

Проведено исследование гетероструктур Ge/Si со слоями квантовых точек (КТ) Ge методом просвечивающей электронной микроскопии высокого разрешения (ПЭМВР). Полученные изображения атомного разрешения позволяют произвести анализ напряжений в исследуемых структурах по методу peak pairs в любом кристаллографическом направлении средствами разработанного программного обеспечения. Обнаружены деформации растяжения в решетке Si на величину до 5% на расстоянии 3-5 монослоев над слоем КТ в направлении роста КТ (001). При этом латеральные деформации не наблюдались.

Введение

Построение картины напряжений по ПЭМ-изображениям, как правило, производится по методу отдельных связей (так называемому “peak pairs” методу) [1] либо с помощью фурье-преобразования [2,3]. Метод отдельных связей, реализованный в разработанной нами программе, более нагляден и дает наиболее полную информацию о распределении напряжений в исследуемом кристалле. Применение этого метода для гетероструктур Ge/Si с квантовыми точками Ge является новым в мировой практике и позволяет получить новые интересные результаты.

Метод расчета

Программа для построения картины напряжений по данным ПЭМ-исследований использует метод отдельных связей. В этом методе определяется положение каждого атома на изображении ПЭМ, а затем длина каждой связи между атомами сравнивается с эталонным значением, определенным по части изображения, предположительно, соответствующей недеформированному кремнию. Таким образом, для реализации данного метода необходимы ПЭМ-изображения атомного разрешения, которые были получены нами с помощью просвечивающего электронного микроскопа Carl Zeiss Libra-200 FE HR. Для точного определения положения центра атома изображение обрабатывалось с помощью медианного фильтра, который помещал максимум светлости в центр атома. Входными параметрами на данном этапе являются период фильтра и минимальное расстояние между атомами в пикселях, определяемое визуально по изображению. Затем программа производит поиск связей между соседними атомами на основании значений максимального и минимального допустимого наклона связи, а также ее максимального отклонения от средней эталонной длины связи в кремнии. С этой целью была написана вспомогательная программа, определяющая среднюю длину связи в кремнии по части изображения, предположительно, соответствующей недеформированному кремнию. Варьируя допустимые значения наклона связей, имеется возможность создания карты деформаций в любом кристаллографическом направлении. Степень деформации связи на конечном изображении определяется ее цветом. Белый цвет соответствует недеформированным связям. При деформации сжатия цвет связи смещается в красную область, при деформации растяжения – в синюю.

Результаты и обсуждение

Были исследованы Ge/Si-гетероструктуры с квантовыми точками высотой 6 Å (рис. 1) и 10 Å (рис. 2, 3). В структуре с КТ высотой 6 ангстрем напряжения отсутствуют. Незначительные изменения цвета связей и пробелы вызваны несовершенством ПЭМ-изображения. В структурах с КТ высотой 10 ангстрем было обнаружено растяжение кремниевой решётки в области 3-5 монослоев над квантовой точкой в направлении роста структуры. При этом напряжения вдоль плоскости не наблюдались. Проведена количественная оценка отклонения параметра решётки от эталонного значения, которое составляет 3-5%.

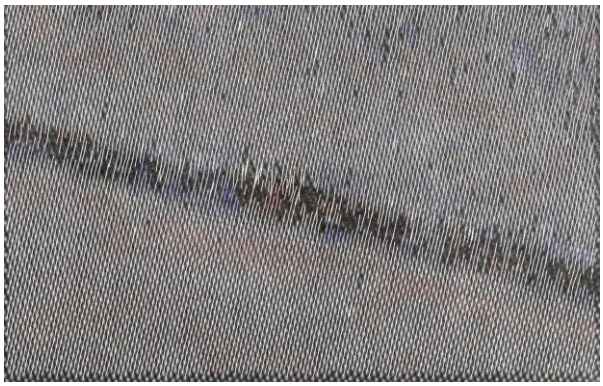


Рисунок 1. ПЭМ изображение Ge КТ высотой 6 Å, обработанное в направлении (001).

Литература

1. Pedro L. Galindo, Slawomir Kret, Ana M. Sanchez, Jean-Yves Laval, Andres Yanez, Joaquin Pizarro, Elisa Guerrero, Teresa Ben, Sergio I. Molina // Ultramicroscopy 107, 1186 (2007).
2. Jayhoon Chung, Lew Rabenberg // Appl. Phys. Lett. 91, 231902 (2007).
3. O. Moutanabbir, M. Reiche, A. Hahnel, W. Erfurth, A. Tarum, N. Hayazawa, S. Kawata, F. Naumann, M. Petzold // ECS Transactions, 33(6), 511 (2010).

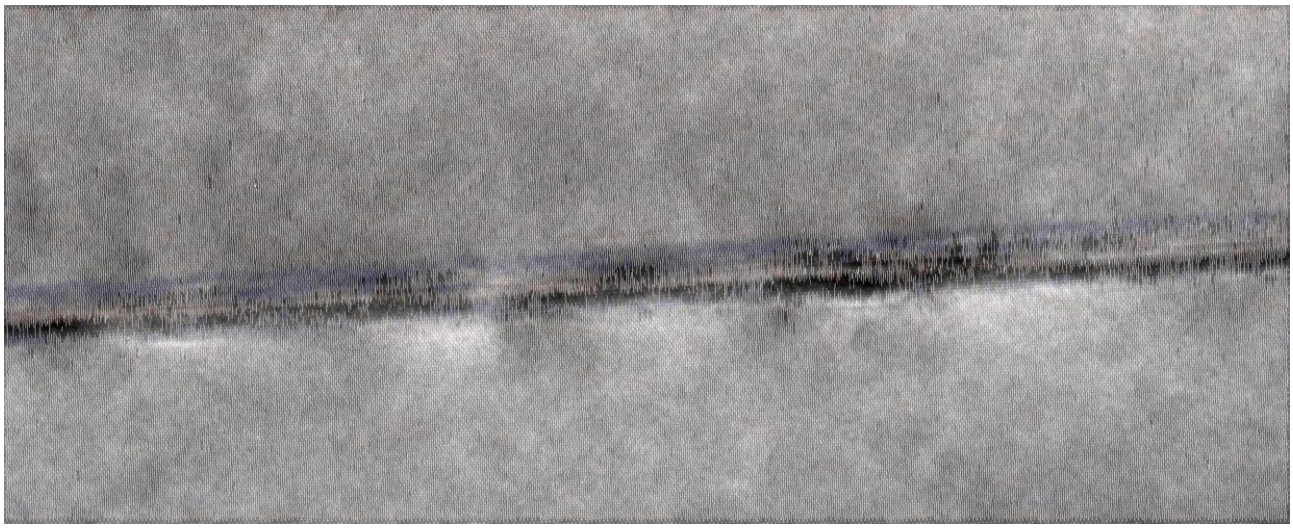


Рисунок 2. ПЭМ изображение слоя Ge КТ высотой 10 Å, обработанное в направлении (001).

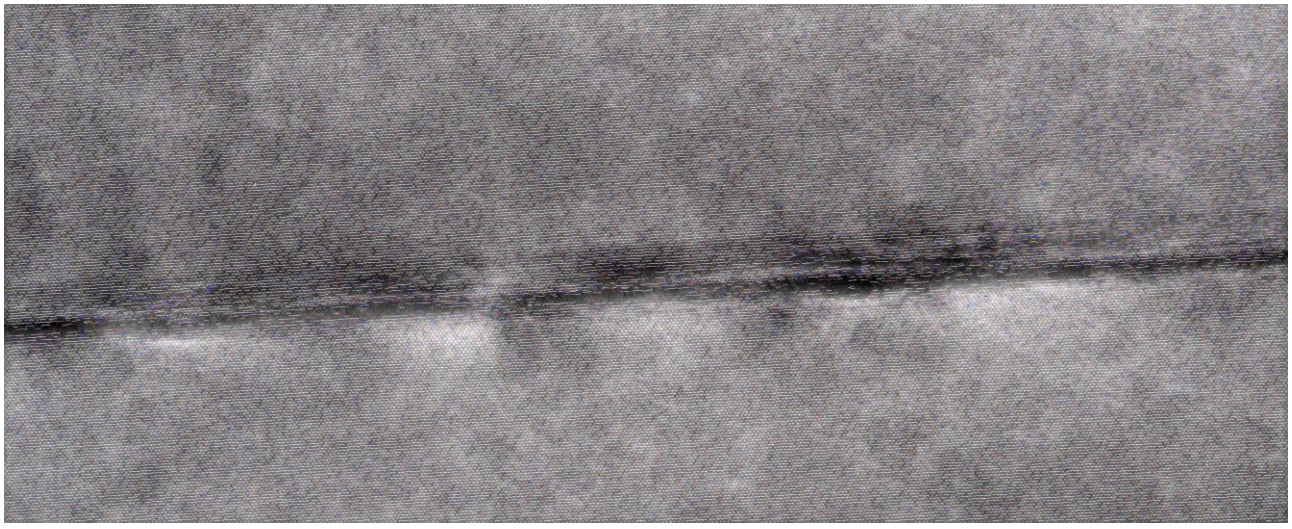


Рисунок 3. ПЭМ изображение слоя Ge КТ высотой 10 Å, обработанное в направлении (110).

Спиновый резонанс электронов проводимости в эпитаксиальных слоях твердого раствора кремний-германия

А. В. Сухоруков[1,*], А. А. Ежевский[1], А. А. Конаков[1], С. А. Попков[1], Д. В. Гусейнов[2], Н. В. Курова[1], О. А. Кузнецов[2], В. Г. Шенгуров[2], С. А. Денисов[2]

1 Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950.

2 Научно-исследовательский физико-технический институт Нижегородского государственного университета им. Н. И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23/3, Нижний Новгород, 603950.

*soukhorukov@phys.unn.ru

В работе исследуется спиновый резонанс электронов проводимости в эпитаксиальных слоях твердого раствора кремний-германия с концентрацией германия от 5 до 35 %. Изучена зависимость скорости спиновой релаксации от температуры и концентрации германия. Возникающие отклонения от характерных для кремния спектров электронного спинового резонанса объясняются отсутствием в твердом растворе центра пространственной симметрии, а вместе с этим возникновением дополнительного канала спиновой релаксации по механизму Дьяконова-Переля. Роль прецессионного механизма возрастает с повышением концентрации германия и приводит к отклонению от характерной для кремния зависимости скорости спиновой релаксации от температуры.

Введение

В последние годы широкий интерес в приложениях микро- и оптоэлектроники привлекают эпитаксиальные структуры на основе слоев кремния и кремний-германия. Кроме того, слабое в сравнении с типичными прямозонными полупроводниками A_3B_5 и A_2B_6 спин-орбитальное взаимодействие инициирует их изучение на предмет различных спиновых свойств [1]. Процессы спиновой релаксации электронов проводимости в гетероструктурах на основе слоев кремния и кремний-германия изучались ранее как экспериментально [2], так и теоретически [3, 4], в ходе чего было установлено, что скорости электронной спиновой релаксации в них оказываются заметно ниже, чем в аналогах на основе прямозонных полупроводников. Как показали теоретические исследования [3, 4], ключевыми в Si/SiGe квантовых ямах являются процессы релаксации электронных спинов Дьяконова-Переля [5], доминирующие в системах без центра инверсии и определяемые в таких структурах либо асимметрией интерфейсов [4], либо «встроенным» полем Рашбы [6].

В то же время сами эпитаксиальные слои SiGe представляются интересным объектом для изучения спиновых свойств. Внедрение германия в кремний позволяет модифицировать его электронную структуру и добиваться увеличения степени электронной спиновой поляризации при оптической ориентации по сравнению с объемным кремнием [7]. Однако спин-орбитальное взаимодействие в кремний-германии по сравнению с кремнием должно оказывать заметно большее влияние на релаксацию спиновых возбуждений: во-первых, атомное спин-орбитальное взаимодействие германия сильнее, чем кремниевое; во-вторых, разбавление одного материала другим приводит к понижению симметрии и отсутствию центра инверсии, что должно сопровождаться появлением эффективного спин-орбитального взаимодействия и возможности спиновой релаксации по прецессионному механизму [5]. Эффекты спин-орбитального взаимодействия в эпитаксиальных слоях SiGe могут быть определены посредством спектроскопии электронного спинового резонанса.

Образцы

Образцы кремний-германия *n*-типа проводимости были выращены комбинированным методом молекулярно-пучковой и газофазной эпитаксии в среде моногермана [8]. В качестве подложек были использованы пластины Si(100) *p*-типа проводимости с удельным сопротивлением 40 Ом·см. Содержание германия в полученных структурах варьируется в диапазоне от ~ 5 до ~ 35 ат. %. Толщина эпитаксиальных слоев SiGe составляет ~ 300 нм, поэтому их электронные свойства соответствуют объемному материалу.

Эксперимент

Экспериментальное исследование процессов спиновой релаксации электронов проводимости осуществлялось методом электронного спинового резонанса (ЭСР) на спектрометре «BrukerEMX plus 10/12» в интервале температур от 3.8 до 300 К с гелиевым криостатом и системой контроля температуры ER 4112 HV.

Анализ ширины линии ЭСР электронов проводимости показывает различие температурных зависимостей для образцов кремния и твердого раствора кремний-германия при одной и той же концентрации носителей. Так, для кремний-германия наблюдается существенное увеличение ширины и уменьшение интенсивности резонансной линии при температуре ~ 150 К в отличие от образцов кремния с аналогичным содержанием примеси фосфора $\sim 10^{18}$ см$^{-3}$. Такое различие в поведении температурных зависимостей можно объяснить вкладом спин-орбитального взаимодействия, индуцированного внедрением германия в решетку кремния, наряду с пониманием пространственной симметрии твердого раствора по сравнению с кристаллическим кремнием и включением «дополнительного» канала спиновой релаксации.

Теория

Твердый раствор $Si_{1-x}Ge_x$ в первом приближении будем считать упорядоченным кристаллическим материалом с некоторой элементарной ячейкой, определяемой концентрацией германия x. По сравнению с объемным кремнием, процессы спиновой релаксации в котором описываются в рамках теории Эллиотта-Яфета [9], когда перевороты спина происходят в процессе столкновений, в кремний-германии за счет разбавления одного материала другим понижается симметрия кристалла и, главным образом, отсутствует центр пространственной инверсии. Основным механизмом спиновой релаксации в нецентросимметричных полупроводниках является механизм Дьяконова-Переля, скорость релаксации при котором может быть оценена [10] как $\tau_S \sim \left\langle \Omega^2 \right\rangle \tau$, где τ — время релаксации импульса, а $\left\langle \Omega^2 \right\rangle$ — усредненный по направлениям волнового вектора квадрат частоты прецессии электрона в эффективном магнитном поле типа Дрессельхауза [11]. При этом в интересующем нас диапазоне x (5 – 35 %) величина $\left\langle \Omega^2 \right\rangle$ возрастает с увеличением объемной доли германия. В результате в твердом растворе SiGe n-типа проводимости конкурируют 2 механизма спиновой релаксации, скорость первого из которых (Эллиотта-Яфета) возрастает с увеличением интенсивности рассеяния электронов, а скорость второго, наоборот, падает. При этом интенсификация канала Дьяконова-Переля может приводить к отклонению времени жизни спина в образце от температурной зависимости T^{-3}, характерной для объемного кремния [9].

Работа частично поддержана грантами РФФИ № 12-02-00576-а, 13-02-00717-а, 14-02-31370-мол_а и 14-02-31637-мол_а, а также Фондом некоммерческих программ «Династия».

Литература

1. C. Tahan, R. Joynt // Physical Review B, V. 71, 075315 (2005).
2. Z. Wilamowski, W. Jantsch, N. Sandersfeld et al. // Physica E, V. 16, 111 (2003).
3. L. E. Golub, E. L. Ivchenko // Physical Review B, V. 69, 115333 (2004).
4. P. H. Zhang, M. W. Wu // Physical Review B, V. 79, 075303 (2009).
5. М. И. Дьяконов, В. И. Перель // Физика твердого тела, Т. 13, 3581 (1971).
6. Z. Wilamowski, W. Jantsch // Physica E, V. 12, 439 (2002).
7. A. Ferrari, F. Bottegoni, G. Isella et al. // Physical Review B, V. 88, 115209 (2013).
8. В. Г. Шенгуров, В. Ю. Чалков, С. А. Денисов и др. // Вакуумная техника и технология, Т. 21, 45 (2011).
9. J. L. Cheng, M. W. Wu, J. Fabian // Physical Review Letters, V. 104, 016601 (2010).
10. Н. С. Аверкиев // Успехи физических наук, Т. 180, 777 (2010).
11. G. Dresselhaus // Physical Review, V. 100, 580 (1955).

Структура и электронные свойства поверхности (0001) соединений BiTeX (X=I, Cl) с гигантским спиновым расщеплением электронных состояний рашбовского типа

О. Е. Терещенко[1, 2, *], К. А. Кох[3, 1], С. В. Еремеев[4, 5], В. С. Голяшов[1], А. С. Кожухов[1], О. А. Шегай[1], Д. Ю. Протасов[1], Е. В. Чулков[6, 5]

1 Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН, пр. ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090.

2 Новосибирский государственный университет, ул. Пирогова, 2, Новосибирск, 630090.

3 Институт геологии и минералогии им. В.С. Соболева СО РАН, пр. ак. Коптюга, 4, Новосибирск, 630090.

4 Институт физики прочности и материаловедения СО РАН, Томск, 634021.

5 Томский государственный университет, Томск, 634050.

6 Donostia International Physics Center (DIPC), 20018 San Sebastian/Donostia, Basque Country, Spain.

*teresh@isp.nsc.ru

Экспериментально и расчетами из первых принципов изучена структура и электронные свойства поверхности (0001) объёмных соединений BiTeX (X=I, Cl), а также их электрофизические и термоэлектрические свойства. Показано, что поверхность (0001) BiTeI терминирована как атомами теллура, так и атомами йода, тогда как поверхность (0001) BiTeCl только одним сортом атомов. Получено хорошее согласие между экспериментально обнаруженными особенностями строения зонной структуры и расчетами.

Введение

Интерес к изучению полупроводниковых соединений BiTeX (X=I, Br, Cl) связан с наличием спин-расщепленных объёмных и поверхностных состояний в зоне проводимости и валентной зоне, обусловленных эффектом Рашбы [1-4], которые представляют интерес для наблюдения спиновых эффектов в транспортных измерениях. Данные полупроводники имеют слоистую структуру без центра инверсии, состоящую из последовательности трех плотноупакованных слоев атомов Bi, Te и I (Cl), разделенных между собой относительно слабым межслоевым взаимодействием. В работе [3] методом фотоэмиссии с угловым разрешением (ARPES) было показано, что на поверхности (0001) BiTeI присутствуют поверхностные электронные состояния, принадлежащие как I-, так Te-стабилизированной поверхности. Однако экспериментальные результаты о морфологии и структуре поверхности (0001) BiTeX (X=I, Cl) отсутствуют. Термоэлектрические свойства этих полупроводников практически не изучались.

Целью данной работы является изучение структуры, электронных, электрофизических и термоэлектрических свойств полупроводниковых соединений BiTeX (X=I, Cl).

Методика эксперимента и расчета

Кристаллизация BiTeX проводилась модифицированным методом Бриджмена. Рентгенофазовый анализ показал соответствие с эталонными рентгенограммами BiTeI и BiTeCl. Методы атомно-силовой микроскопии (АСМ) с измерением контактной разности потенциалов (КРП) и рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии (РФЭС) использовались для изучения морфологии, потенциала и состава поверхности сколотых образцов. Магнитотранспортные измерения были проведены в диапазоне температур 4–300 К и магнитных полей до 4 Т. Расчеты электронной структуры были проведены в рамках формализма теории функционала плотности с использованием псевдопотенциального метода, реализованного в программном коде VASP, а также полнопотенциальным методом линеаризованных присоединенных плоских волн.

Результаты и обсуждение

Методами РФЭС и АСМ показано, что на поверхности (0001) BiTeI присутствуют участки, оканчивающиеся как атомами теллура, так и атомами йода. Рис.1(а) демонстрирует соотношение между интенсивностями фотоэмиссионных пиков, изме-

ренных на двух противоположных поверхностях (0001), полученных одним сколом. Видно, что поверхности одинаковы по соотношению атомов теллура и йода, что означает наличие двух окончаний на одной поверхности. Метод измерения КРП показал присутствие участков с разной работой выхода на поверхности. В отличие от поверхности (0001) BiTeI, поверхность (0001) BiTeCl однородна и терминирована только атомами теллура или хлора, что демонстрируют фотоэмиссионные спектры на рис.1 (b, c). На поверхности (0001)BiTeCl обнаружены ступеньки высотой 0.7 nm, что соответствует высоте одного тройного слоя.

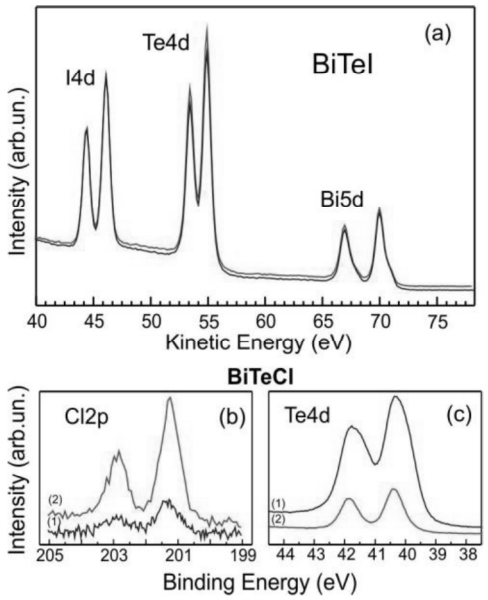


Рисунок 1. Фотоэмиссионные спектры двух противоположных поверхностей (0001)BiTeI, полученных одним сколом (a), и также приготовленных поверхностей (0001)BiTeCl (b,c). Спектры (a), (c) измерены с энергией фотонов 100 эВ, спектры (b) с энергий фотонов 250 эВ

Измерение контактной разности потенциалов на двух противоположных поверхностях BiTeCl показало однородность распределения потенциала на поверхности и разницу потенциалов между двумя поверхностями около 1 V. Разность потенциалов между поверхностями, оканчивающимися теллуром и хлором, объясняется разным положением уровня Ферми на соответствующих поверхностях из-за разной электроотрицательности атомов теллура и хлора. Это объясняет наблюдение рашбовских спин-расщепленных поверхностных состояний в зоне проводимости на поверхности, оканчивающейся атомами теллура, тогда как на Cl-стабилизированной поверхности эти состояния практически не наблюдаются. Фотоэмиссионные измерения с угловым разрешением выявили также наличие объемных спин-расщепленных состояний в зоне проводимости и валентной зоне [3,4]. Обнаруженные дисперсионные особенности электронного строения соединений BiTeX (X=I, Cl) хорошо объясняются расчетами из первых принципов [2-4].

В работе изучены температурные зависимости проводимости, подвижности и концентрации носителей заряда в диапазоне 4.2-300 K для образцов BiTeCl и BiTeI. Показано, что исследуемые полупроводники имеют *n*-тип проводимости, проявляют металлический характер проводимости и являются вырожденными ($n \approx 1 \cdot 10^{19}$ cm^{-3}). Коэффициент Зеебека в изученных полупроводниках достигал величины 280 μV/K при комнатной температуре.

Показано, что в низкотемпературной области подвижность электронов практически не зависит от температуры и достигает величины 2000 $cm^2/V \cdot s$. В высокотемпературной области подвижность электронов в BiTeCl пропорциональна $\mu \sim T^{-1}$, что соответствует рассеянию вырожденного электронного газа на акустических и оптических фононах. Подвижность в BiTeI пропорциональна $\mu \sim T^{-0.4}$ и определяется рассеянием на ионизированных центрах из-за большого количества перестановочных дефектов.

Сильное рашбовское расщепление электронных состояний в изученных полупроводниковых соединениях более чем на порядок превосходит значения, полученные ранее для состояний 2DEG в полупроводниковых структурах с квантовыми ямами InGaAs/InAlAs и InSb/InAlSb, что делает данные соединения перспективными кандидатами в качестве материалов для создания приборов спинтроники.

Литература

1. K. Ishizaka, M. S. Bahramy, H. Murakawa et al. // Nature materials. V. 10, 521 (2011).
2. S.V. Eremeev, I.A. Nechaev, Yu.M. Koroteev et al. // Phys. Rev. Lett. V. 108, 246802 (2012).
3. G. Landolt, S. V. Eremeev, Y. M. Koroteev et al. // Phys. Rev. Lett. V. 109, 116403 (2012).
4. G. Landolt, S. V. Eremeev, O. E. Tereshchenko et al. // New J. Phys. V. 15, 085022 (2013).

Влияние дозы ионного легирования бором и условий отжига на дислокационную фотолюминесценцию в кремнии

Д.С. Королев[1], А.Н. Михайлов[1], А.И. Белов[1], А.Е. Смирнов[1], А.Н. Шушунов[1], Е.И. Шек[2], Д.И. Тетельбаум[1,*]

1 Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Н. Новгород, 603950.

2 Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе, ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021.

*tetelbaum@phys.unn.ru

Изучена зависимость интенсивности фотолюминесценции Si в полосе D1, связанной с дислокациями, введенными путем облучения ионами Si^+ и отжига в окислительной хлорсодержащей атмосфере, от дозы дополнительного ионного легирования бором с последующим отжигом при 600–800 °С в атмосфере азота. Показано, что после отжига 800 °С при оптимальной дозе бора ($1\cdot10^{16}$ $см^{-2}$) наблюдается усиление люминесценции по сравнению с образцом, не легированным бором. Легирование приводит к длинноволновому сдвигу максимума полосы D1. В то же время отжиг при 800 °С нелегированного образца снижает интенсивность фотолюминесценции.

Введение

Перспективным направлением развития современной оптоэлектроники и коммуникационной техники является поиск путей создания эффективных излучателей в диапазоне длин волн 1,5 – 1,6 мкм, соответствующем окну прозрачности диоксида кремния. Формирование таких излучателей на базе кремния отвечает требованию совместимости с существующими базовыми технологиями микроэлектроники. Одним из путей создания таких излучателей служит использование дислокационной люминесценции (ДЛ) кремния в полосе D1 (~ 1,5 мкм). Проблема состоит в недостаточной интенсивности люминесценции. Поэтому нахождение способов ее усиления является актуальной научно-технической задачей.

Ранее нами было установлено, что в кремнии, в котором дислокационная фотолюминесценция (ФЛ) в полосе D1 получена путем имплантации ионов кремния с энергией 100 кэВ и отжига в окислительной хлорсодержащей атмосфере (ОХСА) [1], дополнительная имплантация ионов бора с последующим отжигом при 800 °С приводит к возрастанию интенсивности ФЛ [2], которое зависит от дозы ионов бора и, предположительно, обусловлено изменением состава дефектно-примесной атмосферы дислокации, ответственной за наблюдаемую ФЛ.

В данной работе исследовано влияние ионной имплантации бора при различных дозах и температурах постимплантационного отжига.

Методика эксперимента

В качестве исходных образцов использовался кремний марки КЭФ-4,5 (100). Облучение ионами кремния с энергией 100 кэВ и дозой $1\cdot10^{15}$ $см^{-2}$ проводилось на установке ИЛУ-200 в условиях стабилизации температуры (повышение температуры при облучении не превышало 10 °С). Необходимость стабилизации температуры связана с тем, что, как было установлено, нагрев образца ионным пучком может существенно влиять на спектр ФЛ, поскольку при этом неконтролируемым образом изменяется дефектный состав кремния. После облучения проводился отжиг в ОХСА при 1100 °С в течение 1 часа. При этом толщина образовавшегося оксидного слоя составляла 30 нм. Часть образцов данной партии после стравливания SiO_2 в HF подвергалась имплантации ионов бора с энергией 50 кэВ и с различными дозами ($1\cdot10^{15}$, $3\cdot10^{15}$, $1\cdot10^{16}$, $2\cdot10^{16}$, $3\cdot10^{17}$ $см^{-2}$), после чего проводился отжиг в атмосфере осушенного азота при 600, 700 и 800 °С в течение 30 минут. Измерения спектров ФЛ проводились при 77 К с использованием полупроводникового лазера, излучающего на длине волны 985 нм. Мощность лазерного излучения составляла ~ 0,5 Вт.

Результаты и обсуждение

Спектр ФЛ исходного (без легирования бором и последующего отжига) образца (рис. 1а, кривая 1)

содержал характерный пик при 1,5 мкм, связанный с дислокационной полосой люминесценции D1, и пик близкраевой ФЛ при ~ 1,1 мкм (не приведен).

Для установления оптимальных условий легирования были изучены характеристики ДЛ для указанных выше диапазонов доз и температур отжига.

Видно, что легирование бором оказывает существенное влияние как на интенсивность, так и на положение линии D1 (рис. 1).

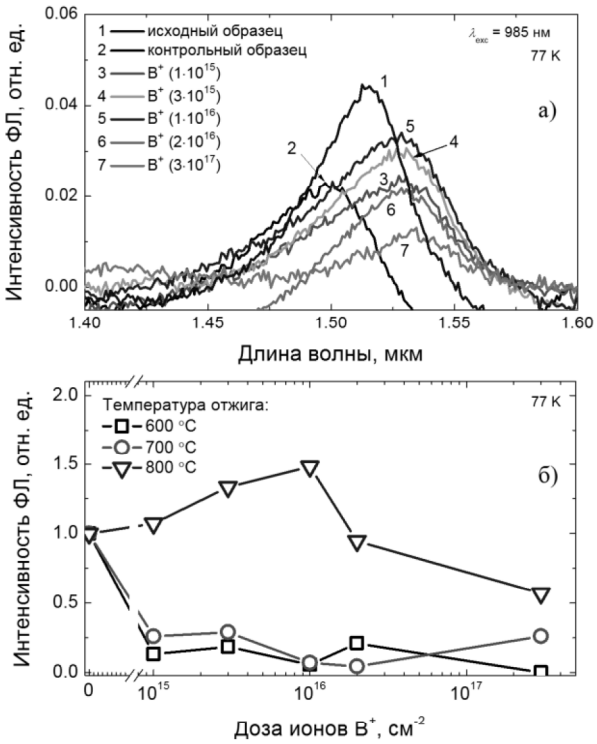


Рисунок 1. Спектры дислокационной ФЛ (полоса D1) образцов Si, облученных ионами Si^+ и легированных имплантацией B^+ с последующим отжигом при температуре 800 °C, (а) и зависимость интенсивности ФЛ в максимуме полосы D1 от дозы ионов бора при разных температурах отжига (б)

При температурах отжига 600 и 700 °C интенсивность ДЛ спадает с ростом дозы и не превышает 30% от уровня ДЛ контрольного образца, который подвергался имплантации бором, но отжигался в тех же условиях, что и подвергнутые имплантации образцы. После отжига при 800 °C наблюдается существенное превышение интенсивности ФЛ по сравнению с контрольным Si (рис.1а и 1б). Кроме того, происходит длинноволновый сдвиг максимума. По мере увеличения дозы наибольшая интенсивность ФЛ достигается при дозе $1\cdot10^{16}$ см$^{-2}$, однако люминесценция легированных образцов все же не превышает интенсивности ФЛ исходного образца. Отжиг исходного образца с ДЛ (без имплантации бора) также снижает интенсивность полосы D1. Ослабление ФЛ при дополнительной термообработке в атмосфере N_2, по-видимому, обусловлено внесением неконтролируемых примесей – центров безызлучательной рекомбинации (ЦБР). Для образцов, которые не облучались ионами Si^+ с последующим отжигом в ОХСА, а подвергались только ионному легированию бором, ФЛ в области ~ 1,5 мкм не наблюдалась ни при одной из указанных температур отжига.

Таким образом, легирование ионами бора образцов кремния, обладающих дислокационной люминесценцией, приводит к модификации положения и интенсивности линии ДЛ D1. Дополнительная термическая обработка вызывает изменения как структуры, так и люминесцентных свойств кремния. Оптимальными из изученных режимов легирования являются: доза ионов бора $1\cdot10^{16}$ см$^{-2}$ и температура отжига 800 °C. Полученные результаты позволяют прогнозировать улучшение люминесцентных свойств введенных имплантацией дислокаций при последующем ионном легировании бором в случае оптимизации условий отжига (когда будет сведено к минимуму влияние загрязнения образца во время термообработки). Такая цель может быть достигнута выбором среды отжига, либо наличием защитных окисных слоев при отжиге.

Причины изменения интенсивности и длинноволнового сдвига максимума ФЛ нуждаются в дальнейших исследованиях. В частности, если центрами ДЛ в полосе D1 являются точечные дефекты (ТД) в атмосферах дислокаций, то сдвиг может свидетельствовать о разном влиянии легирования на ТД – о зависимости от их местоположения по отношению к ядру дислокации и влиянии локальных упругих напряжений в её окрестности.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 12-02-00980).

Литература

1. Н.А. Соболев и др. // Физика и техника полупроводников, Т. 45, 1182 (2011).
2. А.Н. Михайлов и др. // Физика и техника полупроводников, Т. 48, 212 (2014).

Выращивание гетероэпитаксиальных структур EuO/Si и EuO/SrO/Si методом молекулярно-лучевой эпитаксии

П. Е. Тетерин[1, *], Д. В. Аверьянов[1, 2], И.А. Лихачев[1], О. Е. Парфенов[1], Ю. Г. Садофьев[1, 3], В. Г. Сторчак[1]

1 НИЦ «Курчатовский институт», пл. Академика Курчатова, 1, Москва, 123098.

2 Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», Каширское ш., 31, Москва, 115409.

3 Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Ленинский просп., 53, Москва, 119991.

*teterin_pe@nrcki.ru

Эпитаксиальные пленки EuO толщиной до 60 нм выращивались методом молекулярно-лучевой эпитаксии как непосредственно на Si(100), так и с использованием буферного слоя SrO. Определены параметры стабильного режима роста, позволяющего выращивать EuO не выходя на трехмерный рост и образование поликристалла. Контроль кристаллического состояния пленок проводился in situ с помощью дифракции быстрых электронов. Исследования образцов ex situ, осуществлявшиеся с помощью рентгеновской дифрактометрии и обратного резерфордовского рассеяния, подтверждают кристаллическое совершенство полученных пленок.

Введение

Одной из важнейших задач спинтроники на сегодняшний день является создание эффективных спиновых инжекторов и спиновых фильтров, интегрированных с кремнием. Создание таких устройств предполагает подбор материала, который обладает высокой спиновой поляризацией, проводимостью, приблизительно равной проводимости кремния, и который, в то же время, может быть эпитаксиально сопряжен с Si. В этом ключе одним из перспективных материалов является EuO.

Эксперимент

Несмотря на успешный опыт выращивания пленок EuO на подложках YSZ и $SrTiO_3$, эпитаксиальные слои EuO на кремнии без использования буферных слоев получать ранее не удавалось. В качестве буфера может служить подслой SrO толщиной 5 монослоев и более [1]. Неудачные попытки прямого роста обусловлены очень узким диапазоном температур подложки, с одной стороны, и давлений кислорода, с другой стороны, при которых уже происходит окисление европия, но еще не происходит окисление кремния, а также образование объёмного $EuSi_2$ и Eu_2O_3.

Процедура выращивания буферного слоя SrO начинается с формирования поверхностных фаз силицида стронция на очищенной от естественного оксида поверхности пластины кремния. Реконструкция (2x1) +(1x2) образуется при выдержке в потоке стронция при температуре подложки T~700°C (аналогично [1]). При T~500-550° формируется реконструкция (5x1) + (1x5). После формирования поверхностных фаз температура подложки опускается до значения T~100°C, при котором происходит выращивание первых монослоёв SrO. Поднятие температуры подложки до T~300-400°C после формирования нескольких монослоев SrO позволяет уменьшить количество точечных дефектов в слое SrO и добиться стабильного роста. Типичная толщина SrO составляет ~6 нм. Следует отметить, что пленки, выращиваемые на обеих поверхностных фазах, идентичны.

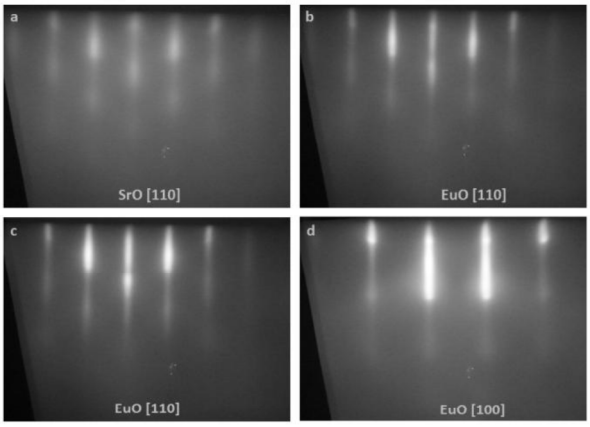


Рисунок 1. Изображения RHEED формирования EuO на подслое SrO: a – выращенный слой SrO; b – выращенный слой EuO; c и d – слой EuO после отжига при T~500-600°C



Рисунок 2. Последовательные изображения RHEED формирования EuO на поверхности силицида европия: силицид европия, появление рефлексов EuO, сформировавшаяся система рефлексов EuO

Выращивание EuO на подслое SrO проводилось как при температуре 300°C, так и в диапазоне температур 400-450°C. Поток европия выбирался таким, чтобы он был заведомо больше потока кислорода. При таких температурах достигается так называемый режим дистилляции - режим, когда избыточный европий, благодаря высокой температуре подложки, реиспаряется с поверхности, и формируется стехиометрический EuO. При этом давление кислорода составляло ~$1 \cdot 10^{-8}$ Торр. Такой способ позволяет выращивать гладкие эпитаксиальные слои EuO высокого качества. Картины RHEED (рис. 1) выращенных слоев идентичны картинам, получаемым при выращивании пленок SrO и EuO другими научными группами, и не уступают лучшему мировому опыту [1, 2].

По аналогии с вышеописанными экспериментами, впервые были выращены эпитаксиальные слои EuO непосредственно на кремнии без использования буферного слоя. Оптимальной температурой подложки является T~300-400°C. Такой температуры следует придерживаться при росте первых 10-20 монослоев EuO (рис. 2), затем, для улучшения ростового процесса, температуру следует повысить до T~400-500°C. Если не увеличивать температуру подложки, в пленке может образоваться сторонняя фаза с избыточным европием. Результирующие изображения RHEED были полностью идентичны показанным на рис. 1 (c и d).

Рентгеновская дифрактограмма пленки EuO (рис. 3) свидетельствует о том, что она монокристаллическая и имеет ориентацию (100), перпендикулярную поверхности подложки. Рефлексы EuO и их положение свидетельствуют, что кристаллической решетке пленки EuO соответствует кубическая сингония Fm3m. Параметр решетки пленки EuO a = 0.5138 нм [3]. Осцилляции интенсивности вблизи рефлекса (200) указывают на высокое качество пленки EuO и резкую границу раздела EuO/Si.

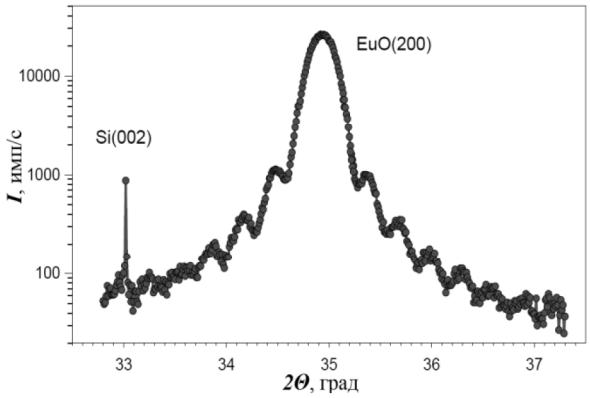


Рисунок 3. Участок рентгенограммы пленки Al/EuO/Si в окрестности рефлекса (200) EuO

Заключение

Получены параметры стабильного режима роста, позволяющие выращивать эпитаксиальные структуры EuO/SrO и EuO на подложках Si(100) не выходя на трехмерный рост и образование поликристалла. Впервые получены эпитаксиальные слои EuO непосредственно на кремнии. Выращенные структуры обладают резкой границей раздела с подложкой.

Литература

1. J. Lettieri, V. Vaithyanathan, S. K. Eah et al. // Appl. Phys Lett. V. 83, 975, (2003).
2. J. Lettieri, J. H. Haeni, D. G. Schlom // J. Vac. Sci. Technol. A 20, 1332 (2002)
3. M. Barbagallo, N.D.M. Hine, J.F.K. Cooper, et al. // Phys. Rev. **B.** 81, p. 235216 (2010).

Chiral spatially structured planar semiconductor microcavity as a source of circularly polarized light

S. G. Tikhodeev[1, *], S. V. Lobanov[2], N. A. Gippius[2], C. Schneider[3], M. Kamp[3], S. Maier[3], S. Höfling[3], E. V. Filatov[4], A. A. Maksimov[4], I. I. Tartakovskii[4], V. D. Kulakovskii[4]

1 A.M.Prokhorov General Physics Institute, Russian Academy of Science, Moscow, 119991 Russia.

2 Skolkovo Institute of Science and Technology, Skolkovo 143025, Russia.

3 Technische Physik and Wilhelm-Conrad-Röntgen-Research Center for Complex Material Systems, Universität Würzburg, D-97074 Würzburg, Germany.

4 Institute of Solid State Physics, Russian Academy of Science, Chernogolovka 142432, Russia.

*sgtikh@gpi.ru

We demonstrate that the modification of the electromagnetic mode structure in a planar microcavity by fabrication of a chiral-gammadion layer structure with partial etching of the upper Bragg mirror opens the way for control of polarization of emission of quantum dots (QDs) embedded in the active layer. The polarization degree as high as 81% is demonstrated experimentally using no static magnetic field or birefringent waveplates in a full agreement with the theoretical simulations for fabricated structure. The fulfilled theoretical optimization shows that the polarization degree up to 99% can be achieved in optimized structures with random positions of QDs, and even higher in case of QD controlled positioning.

Introduction

Polarization conversion and rotation are usually realized with the use of wave plates of birefringent materials and optical gratings. Advances in nano- and microscale fabrication have made it possible to realize artificial materials (photonic structures and/or metamaterials) with extraordinary optical properties. The polarization and intensity of the light emitted from a photonic structure depends on the internal structure of the source as well as the symmetry and density of the environmentally allowed electromagnetic modes.

Modification of the mode structure relative to that in free space affects the spontaneous emission rate of emitted light and its radiation pattern and direction. This is most pronounced in case of a light emitter in a microcavity.

An imbalance between the left- and right-circularly polarized photons in semiconductors is usually reached by applying a static magnetic field, resulting in splitting of the left- and right-circularly polarized modes due to a lowering of the time-reversal symmetry. The strong imbalance may also occur in chiral materials with nonequivalent left- and right-circularly polarized electromagnetic field modes.

Optical activity with an extraordinary rotational power was also observed in a planar dielectric waveguide coupled to a dielectric chiral sub-wavelength-period grating. Circularly polarized light emission with a polarization degree of 26% has been obtained from InAs quantum dots (QDs) embedded in the waveguide region of such a GaAs-based nanostructure [1]. The helicity of emission was opposite for the structures with left- and right-twisted gammadions, and was absent prior to gammadion etching.

Achiral microcavity with chiral etching

We propose a new type of planar high quality factor semiconductor microcavity (MC) with QDs embedded in the active region and chiral modulation of the upper mirror (see in Fig. 1) which enables to control effectively the polarization of QDs light emission.

The circular polarization degree of InAs QD emission as high as 81% (see in Fig. 2) is experimentally realized in fabricated GaAs-based semiconductor MCs with an incorporated InAs QD layer and a gammadion layer structure etched through the half of the upper Bragg mirror.

A reasonable approach to calculate the QD emission from a photonic structure is to describe the QDs as a set of linearly polarized oscillating point dipoles distributed and oriented randomly in the MC active layer. The emission intensity as a function of oscillation frequency and direction can be then calculated with accounting for the modulated dielectric surrounding using the optical scattering matrix approach [2].

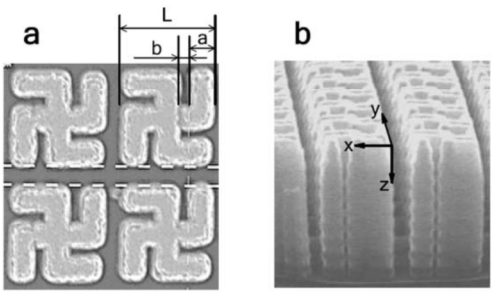


Figure 1. Representative scanning electron microscopy pictures of the chiral photonic crystal fabricated from GaAs-based MC, top (a) and side (b) view. The period of the structure, the gammadion size, and linewidth are *d*, *L*, and *a*, respectively

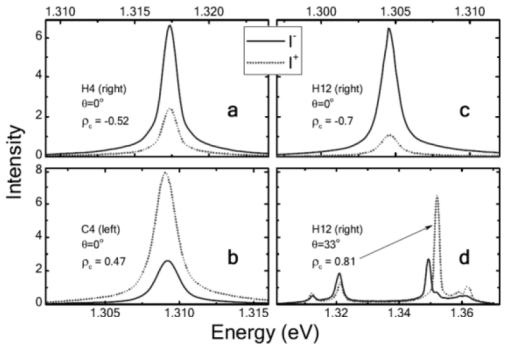


Figure 2. Measured emission spectra of gammadions with *L*/*d*= 750/1290 (a,b) and 400/1000 nm (c,d). The gammadions are right-twisted (as shown in Fig.1a) in panels a,c,d and left-twisted in panel b. Note that the helicity of emission is opposite in panels a and b. The measured circular polarization degree reaches 70% and 81% in panels c and d, respectively

Thus, the considered chiral structure fabricated from conventional achiral semiconductor materials using the chiral morphology effect offers important fundamental insights and also enables creation of novel solid-state circularly polarized light-emitting devices with the use of the state-of-the-art semiconductor fabrication processes.

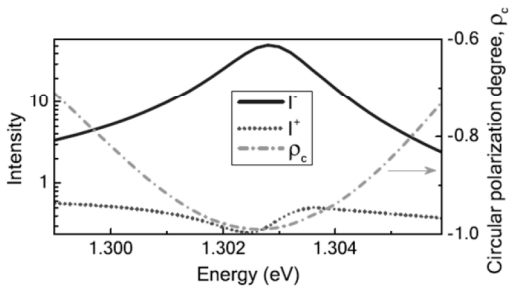


Figure 3. Calculated emission spectra I^+, I^- in right and left circular polarizations (blue solid and green dash-dotted lines, respectively, in semilog scale) and circular polarization degree ρ_c (red dotted line) for the optimized structure with *d* = 890 nm, *L*=400 nm, a=105 nm

Moreover, we demonstrate by a numerical simulation (see in Fig. 3) that the imbalance between the left- and right-circularly polarized vacuum electromagnetic modes in such MC opens a way to designing light emitters (including single photon emitters in case of the precise control of a single QD emitter position) with nearly 100% degree of circular polarization at zero magnetic field.

References

1. K. Konishi, M. Nomura, N. Kumagai, S. Iwamoto, Y. Arakawa, and M. Kuwata-Gonokami // Physical Review Letters, V. 106, 057402 (2011).

2. S. V. Lobanov, T. Weiss, D. Dregely, H. Giessen, N. A. Gippius, and S. G. Tikhodeev // Physical Review B, V. 85, 155137 (2012).

Характеристики диодных структур на основе фуллерена на полимерных и стеклянных подложках

В. В. Травкин[1,*], Г. Л. Пахомов[1], М. Н. Дроздов[1], С. А. Королёв[1], А. А. Логунов[2,§]

1 Институт физики микроструктур РАН, деревня Афонино, ул. Академическая, д. 7, Кстовский район, Нижегородская область, 607680.

2 Нижегородский государственный университет им. Н.И.Лобачевского, пр. Гагарина, д. 23, корп. 3, Нижний Новгород, 603950.

* trav@ipmras.ru, § logunov@phys.unn.ru

В сэндвич-структурах «Al/C_{60}/ITO/подложка» исследовано строение верхнего интерфейса Al/C_{60} (здесь Al – термически осаждённый слой алюминия, C_{60} – слой фуллерена, ITO – двойной оксид индия-олова, а подложка – лавсан или стекло) методом время-пролётной вторичной ионной масс-спектрометрии (TOF-SIMS) с анализом по глубине. Данное исследование стимулировано обнаруженными ранее особенностями фотовольтаического эффекта в сэндвич-структурах на основе фуллерена. Установлено, что химический состав интерфейсной области (10-30 нм) в идентичных структурах, но полученных на разных объёмных подложках, неодинаков. Это приводит к различиям в параметрах фотопреобразования у более сложных тонкоплёночных структур с молекулярным гетеропереходом.

Введение

В предыдущей работе [1] была обнаружена деградация диодных характеристик сэндвич-структур Al/C_{60}/ITO при переходе от стеклянных подложек к лавсановым (PET-полимер). При этом при введении интерфейсного слоя Alq3 (*трис*-8-гидроксихинолинато-алюминий) между термически напылёнными Al и C_{60} изменялся знак фотовольтаического эффекта [1]. Таким образом возник интерес к процессам, происходящим в молекулярных и металлических слоях при их послсдоватсльном осаждснии на проводящий оксид ITO при разных материалах объёмной подложки. Такой интерес связан, в том числе, и с попытками получить достаточно эффективные фотовольтаические ячейки на основе низкомолекулярных полупроводников (OPVC) на гибких носителях [2]. В отличие от OPVC на стеклянных основаниях [3], эта задача пока не решена.

Эксперимент

Материалы и методы получения структур, условия (фото-)электрических измерений приведены в [1,2]. Методики и аппаратура, а также особенности послойного TOF-SIMS-анализа в многокомпонентных тонкоплёночных молекулярных структурах подробно описаны ранее [4,5]. Дополнительно, поверхность подложек, металлических и молекулярных слоёв изучалась методами интерферометрии белого света (бесконтактный профилометр TalySurf CCI2000) и атомно-силовой микроскопии в полуконтактной моде (Протон-МИЭТ ССМ-2000).

Результаты и обсуждение

Был проанализирован большой массив исходных данных, полученных при послойном TOF-SIMS-анализе структур (Raw Data). На основании индивидуальных масс-спектров определены ионы (кластеры, молекулярные фрагменты и пр.), характерные для каждого компонента структуры. На рис. 1 показаны профили распределения некоторых ионов, начиная от поверхности структуры, то есть слоя Al, и до середины слоя фуллерена (в общем случае распыление проводилось до объёма подложки). Как хорошо видно из профилей алюминиевых [Al_2] и углеродных [C_6] кластеров, граница между верхним контактом и молекулярным слоем в структурах на PET-подложках более размыта (по углу наклона прямых в области перехода [3]) – рис. 1. Это объясняется большей шероховатостью поверхности нижележащего слоя ITO на полимере, которая оценивалась из микроскопических исследований.

Для структур на стекле в верхнем металлическом электроде, причём во внутренних слоях, приближенных к границе с фуллереном, обнаружено большее содержание кислорода – рис. 1 (и, как следствие, больший выход окисленных форм AlO^-, $AlOH^-$, здесь не приводятся). Это, по-видимому, связано с диффузией кислородсодержащих соединений из объёмной подложки, так как все остальные компоненты, условия получения и измерений для двух сравниваемых типов структур были абсолютно одинаковы. Несколько различается и при-

месный состав верхнего металлического электрода, например, содержание хлора для структур на PET-подложке выше, что также указывает на возможность миграции примесей через оксидный и, далее – молекулярный, слои.

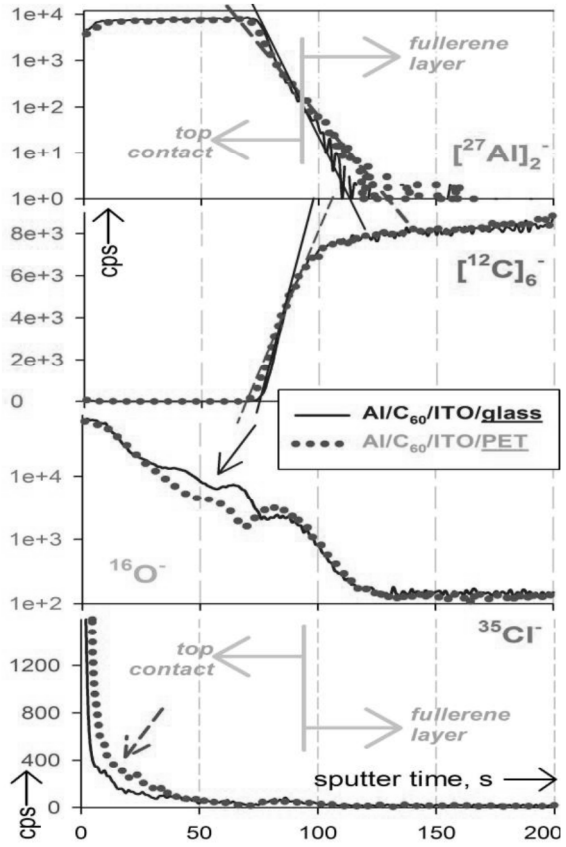


Рисунок 1. TOF-SIMS-профили для ряда характеристических вторичных ионов (зондирующий пучок Bi_3^+, распыление ионами Cs^+) в области верхнего интерфейса Al/C_{60}

Выявленные неоднородности химического состава приводят к различиям в электрических свойствах как у простых сэндвич-структур типа Al/C_{60}/ITO [1], так и, вследствие проницаемости молекулярных слоёв, у сложных, многослойных структур, используемых в фотовольтаике [2,3]. По схеме, предложенной в [2], были изготовлены и протестированы аналогичные прототипы OPVC с двумя буферными слоями на стеклянных и лавсановых подложках. ВАХ в полулогарифмических координатах сравниваются на рис. 2a, некоторые параметры фотопреобразования собраны в табл. 1.

Таблица 1. Параметры прототипов многослойных OPVC при освещении с P_{in} = 20 мВт/см^2 (см. ВАХ на рис. 2b).

Параметр → / ↓ Подложка	J_{sc} мА/см^2	U_{oc} В	R_p кОм/см^2	R_s кОм/см^2	FF %
Стекло	0.11	0.51	2.3	14.6	17
PET	0.39	0.54	3.9	1.1	33

Очевидно, увеличенная шероховатость подложек ITO/PET и более развитый верхний интерфейс OPVC приводят к увеличению эффективной площади гетероперехода, перераспределению светового потока и в результате – к росту тока короткого замыкания J_{sc} (поскольку пара «донор/акцептор» та же, изменения э.д.с. холостого хода U_{oc} невелики). В то же время из-за окисления верхнего электрода в OPVC на стекле последовательное сопротивление R_s выше почти на порядок (сопротивление шунта R_p несколько меньше). В итоге, диодные характеристики OPVC на ITO/PET улучшаются (рис. 2a), а в IV квадранте ВАХ при освещении отсутствует kink-эффект – рис. 2b. Таким образом, применение гибких полимерных подложек может повысить эффективность фотопреобразования в OPVC на основе низкомолекулярных полупроводников.

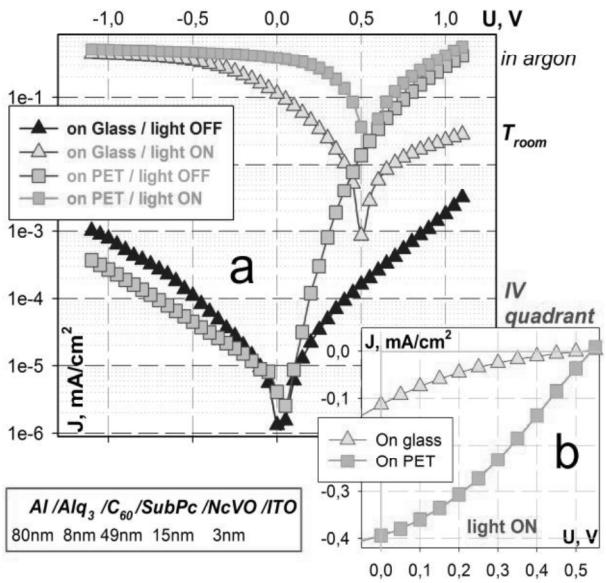


Рисунок 2. Вольт-амперные характеристики (ВАХ) прототипов OPVC с планарным гетеропереходом SubPc/C_{60} на подслое нафталоцианина ванадила NcVO (полная схема OPVC и толщины составляющих слоёв – на рисунке)

Литература

1. V.V. Travkin, G.L. Pakhomov, E.E. Terukova // Molec. Cryst. Liquid Cryst., in print (2014).

2. Г.Л. Пахомов, В.В. Травкин, А.Н. Тропанова и др. // Российские нанотехнол., V. 9, 69 (2014).

3. N. Sai, R. Gearba, A. Dolocan et al. // J. Phys. Chem. Lett., V. 3 2173 (2012).

4. G.L. Pakhomov, M.N. Drozdov, V.V. Travkin // Appl. Surf. Sci., V. 256, 1946 (2010).

5. М.Н. Дроздов, Ю.Н. Дроздов, Г.Л.Пахомов и др. // Письма в ЖТФ, Т. 39, 45 (2013).

Особенности генерации терагерцевого излучения в полупроводниковых нитевидных нанокристаллах на основе полупроводниковых соединений A_3B_5 при возбуждении электронно-дырочной плазмы

В. Н. Трухин[1,*], А. Д. Буравлев[1], Ю. Б. Самсоненко[2], И. С. Мухин[2], Г. Э. Цырлин[2], И. А. Мустафин[1], М. А. Калитеевский[2], V. Dhaka[3], H. Lipsanen[3]

1 ФТИ им. А.Ф. Иоффе, ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021.

2 СПб АУ НОЦНТ РАН, ул. Хлопина , 8, Санкт-Петербург, 194021.

3 Aalto University, Espoo, Finland

*valera.truchin@mail.ioffe.ru

Представлены экспериментальные результаты исследования влияния электронно-дырочной плазмы на генерацию ТГц-излучения в полупроводниковых нитевидных нанокристаллах на основе GaAs, AlGaAs и InAs, выращенных методами МПЭ и MOCVD. Показано, что временная динамика фотовозбужденных носителей заряда в полупроводниковых ННК, имеет существенные особенности для образцов с ННК отличающихся как своим составом, так и методом роста.

Характеризация динамики носителей заряда в полупроводниковых наноструктурах на основе полупроводниковых нитевидных нанокристаллов (ННК) имеет решающее значение для использования этих материалов в наноэлектронике, нанофотонике и нанобиоэлектронике. В настоящей работе представлены экспериментальные результаты исследования влияния электронно-дырочной плазмы на генерацию ТГц-излучения в полупроводниковых ННК, которое является довольно успешным методом изучения транспортных, релаксационных и рекомбинационных свойств электронов в ННК.

Формирование ННК осуществлялось согласно механизму «пар-жидкость-кристалл» с использованием золота в качестве катализатора. Нанопровода на основе GaAs, AlGaAs и InAs выращивались на подложках GaAs(111)B методами МПЭ и MOCVD. Выбранная ориентация подложки позволяет выращивать нанопровода, которые ориентированы перпендикулярно к поверхности. Диаметр нанопроводов в наших образцах составлял 20-60 нм, длина – 300-1500 нм.

Для фотовозбуждения наноструктур и объемных полупроводников использовались титан-сапфировые лазеры, генерирующие оптические импульсы (длина волны 750-910 нм) с частотой повторения 80 МГц. Длительность световых импульсов составляла 15 фс и 90 фс. Регистрация ТГц-излучения осуществлялась методом электрооптического стробирования и детектором Голея. Динамика неравновесных носителей заряда была исследована с помощью метода optical-pump terahertz generation-probe time-domain spectroscopy.

Динамика изменения электрического поля ТГц-импульса, генерируемого ННК на основе GaAs, выращенных методом МПЭ, для различных уровней возбуждения представлена на рис.1. Падение эффективности генерации ТГц-излучения связано с процессом экранирования контактного поля неравновесными электронами и дырками, разделяющимися в этом электрическом поле. Контактное поле образовано за счет формирования барьера Шоттки в области контакта между металлической шапкой Au и полупроводником GaAs. При высокой концентрации электронно-дырочной плазмы восстановление эффективности генерации ТГц-излучения происходит в два этапа. Первый этап этого восстановления происходит быстро, в основном за счет захвата носителей заряда, перезарядки емкости барьера Шоттки, и появляется при высокой концентрации носителей заряда, тогда как дальнейшее восстановление в основном связано с излучательной рекомбинацией носителей заряда.

Динамика изменения электрического поля ТГц-импульса, генерируемого ННК на основе AlGaAs, выращенных методом МПЭ, и ННК на основе GaAs, выращенных методом MOCVD, значительно отли-

чается от предыдущей. На рис.2 представлены зависимости амплитуды электрического поля ТГц импульса от времени задержки между оптическими импульсами для ННК на основе AlGaAs (d=40 нм). Мы полагаем, что небольшое падение эффективности генерации ТГц-излучения также связано с процессом экранирования контактного поля неравновесными электронами и дырками. Точно определить время экранирования контактного поля невозможно, так как одновременно происходит процесс, который приводит к росту эффективности генерации ТГЦ-излучения. Рост эффективности генерации ТГц-излучения, по-видимому, происходит вследствие процесса захвата неравновесных носителей заряда безызлучательными центрами в ННК. Это приводит к увеличению подвижности носителей заряда и значительно повышает эффективность генерации ТГц-излучения. Данное предположение подтверждается исследованием волновых форм терагерцевого импульса при разных временных задержках оптического импульса накачки. Создание дополнительной электронно-дырочной плазмы сдвигает терагерцевый импульс по времени в отрицательную область по отношению к терагерцевому импульсу, сгенерированному без создания этой электронно-дырочной плазмы. Этот результат можно объяснить, если принять во внимание характерные изменения фазы при прохождении и отражении ТГц-импульса через границу между поглощающей и непоглощающей средами и увеличение времени релаксации носителей по импульсу. Наличие последующих быстрого и медленного этапов уменьшения эффективности генерации ТГц-излучения, возможно, обусловлено как наличием безызлучательных центров с различными сечениями захвата и концентрацией, так и проявлением двухэкспоненциального характера рекомбинации носителей заряда через безызлучательные центры [1].

Динамика изменения электрического поля ТГц-импульса, генерируемого ННК на основе InAs, выращенных методом МПЭ, представлена на рис. 3. Процесс спада эффективности генерации ТГц на временах ~ 1 пс обусловлен изменением коэффициента поглощения для оптических импульсов и определяется скоростью заполнения энергетической зоны, т.е. временем энергетической релаксации на оптических фононах и межэлектронными столкновениями. Восстановление эффективности генерации ТГц-излучения, по-видимому, обусловлено рекомбинационными процессами, связанными с поверхностными уровнями.

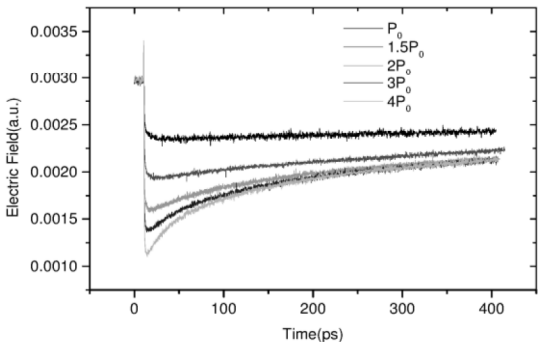


Рисунок 1. Зависимость амплитуды электрического поля ТГц-импульса от времени задержки между оптическими импульсами (P_0=10 мВт) (ННК на основе GaAs)

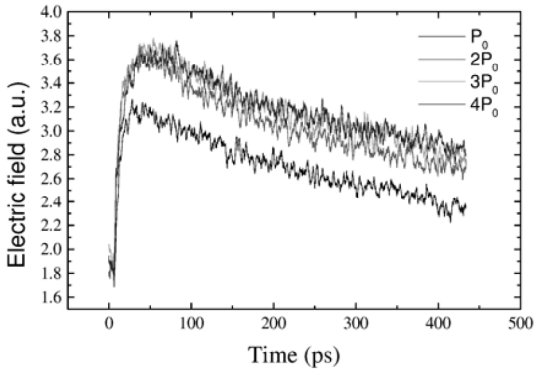


Рисунок 2. Зависимость амплитуды электрического поля ТГц-импульса от времени задержки между оптическими импульсами (ННК на основе AlGaAs)

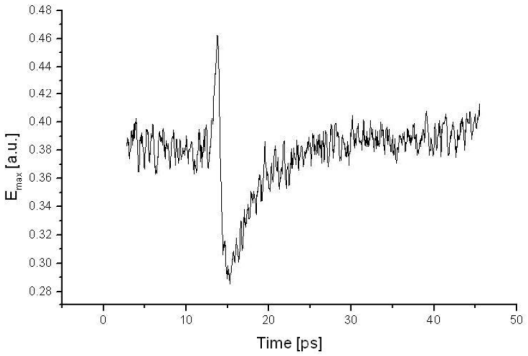


Рисунок 3. Зависимость амплитуды электрического поля ТГц-импульса от времени задержки между оптическими импульсами (ННК на основе InAs)

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ и программы фундаментальных исследований Президиума РАН № 24.

Литература

1. В. Н. Абакумов, В. И. Перель, И. Н. Яссиевич. Безызлучательная рекомбинация в полупроводниках. С. Петербург: Издательство ПИЯФ РАН, 1997.

Плазмонное увлечение и плазмонный храповик при нарушенном полном внутреннем отражении терагерцовой волны от периодической двумерной системы

Д. В. Фатеев[1, 2, *], К. В. Машинский[1, 2], В. В. Попов[1, 2]

1 Саратовский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, ул. Зелёная, 38, Саратов, 410019.

2 Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского, ул. Астраханская, 83, Саратов, 410012.

*fateevdv@yandex.ru

Решена задача о выпрямлении терагерцевого излучения за счет плазмонных нелинейностей в периодической двумерной электронной системе при возбуждении плазмонов методом нарушенного полного внутреннего отражения. Выбранная модель позволяет изучать раздельно различные механизмы плазмонного выпрямления в двумерных электронных системах: эффект плазмонного увлечения электронов и эффект плазмонного храповика.

Введение

Достижения в области исследования нелинейных свойств плазменных колебаний в двумерных электронных системах (2МЭС) открывают путь к созданию высокочувствительных неохлаждаемых плазмонных детекторов терагерцевого (ТГц) излучения. Исследованию механизмов плазмонного выпрямления ТГц-излучения в периодических 2МЭС большой площади (значительно большей, чем длина плазменной волны) посвящены работы [1,2]. Известно, что в такой структуре существуют два различных механизма плазмонного выпрямления ТГц-излучения: эффект увлечения электронов бегущей плазменной волной и эффект плазмонного храповика [2]. В предыдущих работах ближнее плазмонное поле в 2МЭС возбуждалось двухрешеточным элементом связи [1,3]. При таком способе возбуждения в 2МЭС одновременно возбуждаются и бегущие и стоячие плазменные волны и, таким образом, действуют оба вышеуказанных эффекта выпрямления ТГц-излучения.

В данной работе рассматривается плазмонное детектирование ТГц-излучения в периодической 2МЭС при возбуждении плазменных колебаний методом нарушенного полного внутреннего отражения (НПВО) [4]. При таком методе возбуждения можно независимо возбуждать или бегущую, или стоячую плазменную волну в 2МЭС и, таким образом, изучать эффект плазмонного увлечения и эффект плазмонного храповика по отдельности, что важно для сравнительного анализа этих эффектов.

Результаты и их обсуждение

Для описания процессов плазмонного детектирования в геометрии НПВО решены две различные электродинамические задачи о возбуждении бегущей или стоячей плазменных волн в 2МЭС соответственно одной или двумя наклонно падающими ТГц-волнами (рис. 1).

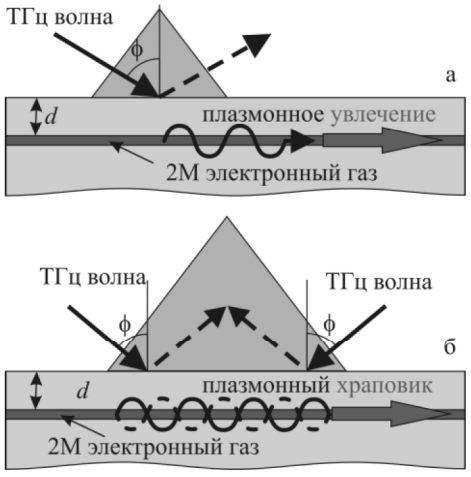


Рисунок 1. Схематическое изображение структуры для возбуждения бегущей (а) и стоячей (б) плазменной волны в 2МЭС методом НПВО

Задача о выпрямлении плазменной волны в 2МЭС решается методом теории возмущений с разложе-

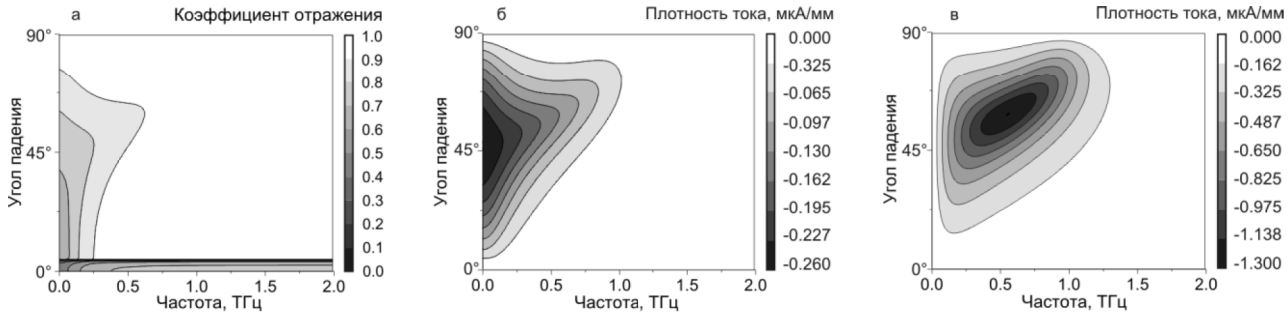


Рисунок 2. Коэффициент отражения от 2МЭС в режиме НПВО (а), плотность электрического тока увлечения электронов (б) и плотность электрического тока плазмонного храповика (в) в зависимости от угла падения и частоты падающей волны

нием отклика системы в степенной ряд по амплитуде падающей ТГц-волны. Эффект увлечения электронов бегущей плазменной волной рассмотрен при решении самосогласованной электродинамической задачи для случая однородной 2МЭС. Эффект плазмонного храповика рассмотрен в модели, когда 2МЭС с пространственно-периодическим распределением равновесной концентрации электронов находится в заданном поле стоячей плазменной волны, полученном при самосогласованном решении электродинамической задачи о возбуждении плазмонов методом НПВО в однородной 2МЭС. Периодическое распределение равновесной концентрации электронов, заданное гармонической функцией с половинным пространственным периодом по сравнению с пространственным периодом стоячей волны электрического поля в 2МЭС, сдвинуто по фазе на величину $\pi/4$ в плоскости 2МЭС относительно распределения действующего поля стоячей волны электрического поля для достижения максимального эффекта плазмонного храповика [2].

Численные расчеты проводились для 2МЭС на основе гетероструктуры GaN/AlGaN при значении диэлектрической проницаемости возбуждающей призмы $\varepsilon = 1600$ и толщине барьерного слоя $d = 0.8$ мкм при характерном времени релаксации импульса электронов $\tau = 1.14 \cdot 10^{-12}$ с (рис. 2). Как видно из рис. 2, резонансное возрастание ТГц-фототока возникает в 2МЭС при углах падения, больших угла полного внутреннего отражения ($\phi > 4.5°$), когда в 2МЭС возбуждается плазменный резонанс. Плазмонное выпрямление ТГц-излучения за счет эффекта увлечения электронов плазмонами (рис. 2 б) наиболее эффективно в низкочастотном диапазоне [2]. Электрический ток плазмонного храповика стремится к нулю с уменьшением частоты ТГц-волны (рис. 2 в). Это связано с разной частотной зависимостью двух вышеуказанных эффектов ТГц-выпрямления [2].

В отличие от структур с решеточным элементом связи, в которых коэффициент преобразования мощности падающей волны в мощность плазменной волны в 2МЭС не превосходит 25% для 2МЭС на основе гетероструктуры GaN/AlGaN [5], в структуре с НПВО возможно практически полное поглощение ТГц-мощности в 2МЭС, что позволяет получить большую чувствительность ТГц-детектирования.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант 12-02-00813).

Литература

1. V. V. Popov, D. V. Fateev, T. Otsuji, Y. M. Meziani, D. Coquillat, W. Knap // Appl. Phys. Lett., V. 99, 243504 (2011).

2. V. V. Popov // Appl. Phys. Lett., V. 102, 253504 (2013).

3. T. Watanabe, S. A. Boubanga-Tombet, Y. Tanimoto, D. Fateev, V. Popov, D. Coquillat, W. Knap, Y. M. Meziani, Y. Wang, H. Minamide, H. Ito, T. Otsuji // IEEE Sensors Journal, V. 13, 89 (2013).

4. Л. Новотный, Б. Хехт. Основы нанооптики. М.: ФИЗМАТЛИТ, 2011. С. 356.

5. A.V. Muravjov, D.B. Veksler, V.V. Popov, O.V. Polischuk, N. Pala, X. Hu, R. Gaska, H. Saxena, R.E. Peale, M.S. Shur // Appl. Phys. Lett., V.96. 042105 (2010).

Длиннопробежная плазмонная мода в экранированной двумерной электронной системе

Д. В. Фатеев[1, 2, *], В. С. Мельникова[1, 2], В. В. Попов[1, 2]

1 Саратовский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, ул. Зелёная, 38, Саратов, 410019.

2 Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского, ул. Астраханская, 82, Саратов, 410012.

*fateevdv@yandex.ru

Теоретически исследованы дисперсия и затухание поперечной плазмонной моды в экранированной двумерной электронной системе. Показано, что на терагерцевых частотах длина волны и длина пробега поперечной плазмонной моды (нормированные на длину волны света на частоте плазмонной моды) могут превышать аналогичные величины для известной продольной плазмонной моды на порядок величины.

Введение

До настоящего времени считалось, что в одиночной (в том числе экранированной) двумерной электронной системе (2МЭС) с одним типом носителей заряда может существовать только одна плазмонная мода, связанная с осцилляциями электронной плотности в плоскости 2МЭС. Частота данной (продольной) плазмонной моды увеличивается с ростом ее волнового вектора, при этом зависимость частоты от волнового вектора меняется от корневой (для неэкранированной 2МЭС) до линейной (для сильно экранированной 2МЭС) [1]. В принципе, поперечные колебания заряда также возможны в квантово-размерных слоях за счет переменного эффекта Штарка (изменение профиля потенциала квантовой ямы в электрическом поле). Данный эффект, в частности, приводит к деполяризационному плазменному сдвигу частот межподзонных переходов в квантовых ямах [2]. При этом, несмотря на то, что сам межзонный переход является квантовым эффектом, частота деполяризационного сдвига определяется классической объемной плазменной частотой электронного газа в квантовой яме вследствие классического характера плазменных колебаний. Поперечная плазмонная мода в 2МЭС, включая монослойный графен, изучалась в классической постановке задачи в работах [3,4].

В данной работе теоретически исследованы дисперсия и затухание поперечной плазмонной моды в экранированной 2МЭС. Показано, что в терагерцевом (ТГц) частотном диапазоне длина волны и длина пробега поперечной плазмонной моды (нормированные на длину волны света на частоте плазмонной моды) могут превышать аналогичные величины для известной продольной плазмонной моды на порядок величины, в то время как на низких частотах (в микроволновом диапазоне) существует только поперечная плазмонная мода.

Результаты и их обсуждение

В строгой электродинамической постановке решена задача о распространении ТМ-поляризованной поверхностной волны вдоль 2МЭС (рис. 1). Двумерная электронная система конечной толщины d экранирована металлической плоскостью, отделенной от 2МЭС барьерным слоем толщиной h. Диэлектрическая проницаемость 2МЭС описывается в модели Друде:

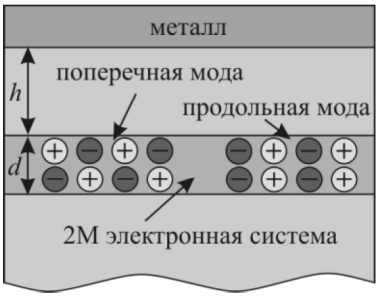


Рисунок 1. Экранированная двумерная электронная система. Схематически показан характер колебаний электрических зарядов в продольной и поперечной плазмонных модах.

$$\varepsilon_2(\omega) = \varepsilon + \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega + i\gamma)}, \qquad (1)$$

где ε – частотно-независимая диэлектрическая проницаемость кристаллической решетки 2МЭС, ω – круговая частота волны, γ – частота релаксации импульса электронов в 2МЭС. Величина

$$\omega_p = \sqrt{\frac{e^2 N_s}{\varepsilon_0 m d}}, \qquad (2)$$

входящая в правую часть выражения (1), представляет собой объемную плазменную частоту электронного газа в 2МЭС, где N_s – поверхностная концентрация электронов в 2МЭС, e и m – соответственно заряд и эффективная масса электрона и ε_0 – электрическая постоянная. В теоретической модели металлический экран представлялся идеально проводящей плоскостью.

Численные расчеты дисперсии и затухания продольной и поперечной плазмонных мод были выполнены для 2МЭС толщиной d = 30 нм на основе полупроводниковой гетероструктуры GaN/AlGaN с концентрацией электронов $N_s = 7.5 \cdot 10^{12}$ см$^{-2}$ для двух различных толщин барьерного слоя h = 100 нм и 5 нм при значении частоты релаксации импульса электронов $\gamma = 6.67 \cdot 10^{11}$ с$^{-1}$. Как видно из рис. 2, в ТГц-диапазоне частота поперечной моды может превышать частоту продольной моды на порядок

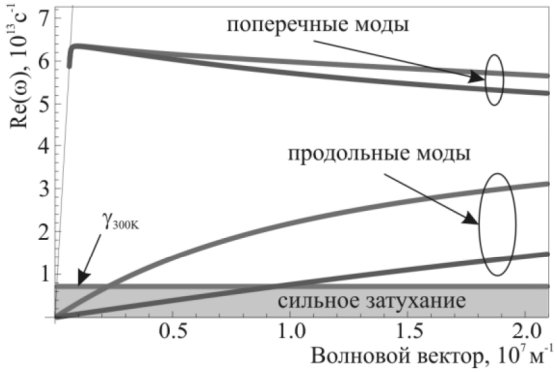


Рисунок 2. Дисперсия плазмонных мод в экранированной 2МЭС для разных значений толщины барьерного слоя. Кривые синего цвета соответствуют h = 100 нм, а кривые красного цвета – h = 5 нм. Зеленая линия соответствует частоте релаксации электронов при комнатной температуре

величины, что означает на порядок большую добротность поперечной моды при одинаковой величине затухания обеих мод $\mathrm{Im}(\omega) = \gamma/2$. В отличие от продольной плазмонной моды поперечная плазмонная мода демонстрирует отрицательную дисперсию (обратная волна). Известно, что частота продольной плазмонной моды стремится к нулю при приближении металлического экрана к 2МЭС [5]. Если при этом частота плазмона становится меньше частоты релаксации импульса электронов в 2МЭС, то возбуждение добротной продольной плазмонной моды становится невозможным на низких частотах (рис. 2). Напротив, частота поперечной плазмонной моды остается конечной при приближении металлического экрана к 2МЭС. Таким

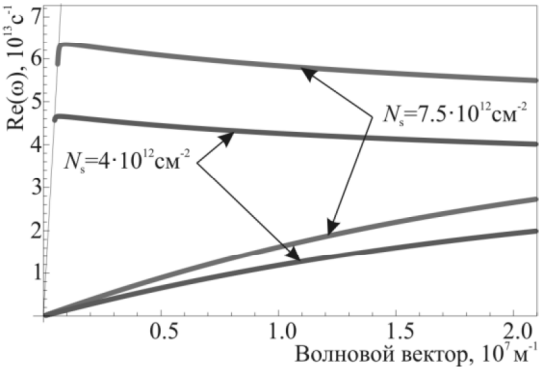


Рисунок 3. Изменение частот плазмонных мод при изменении концентрации электронов в экранированной 2МЭС на основе GaN/AlGaN-гетероструктуры

образом, поперечная плазмонная мода существует даже в 2МЭС, расположенной непосредственно на идеально проводящей плоскости. Вследствие малого замедления (по сравнению с фазовой скоростью света) и малого затухания поперечная плазмонная мода может эффективно связываться с электромагнитным ТГц-излучением. При этом частота поперечной плазмонной моды может плавно перестраиваться путем приложения отрицательного электрического напряжения между металлическим экраном и 2МЭС (рис. 3).

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант 12-02-00813).

Литература

1. V. V. Popov // Journal of Infrared Millimeter, and Terahertz Waves, V. 32, 1178 (2011).
2. T. Ando, A. B. Fowler, F. Stern // Rev. Mod. Phys., V. 54, 437 (1982).
3. K. V. Sreekanth and Ting Yu // J. Opt., V. 15, 055002 (2013).
4. Lin Wang et al. // Appl. Phys. Lett., V. 99, 063502 (2011).
5. А. В. Чаплик // ЖЭТФ, Т. 62, 746 (1972).

Квантование проводимости наноконтактов молибдена и свинца

Л. Федичкин[1, 2, 3, *], А. Борисов[1], Р. Петрухненко[1], А. Конин[1], М. Чернышев[1], А. Семенов[1], В. Рубаев[1,2]

1 НИКС, 129085, Москва, Звездный бул., 19.

2 МФТИ, 141700, Долгопрудный, Институтский пер., 9.

3 ФТИАН, 117218, Москва, Нахимовский просп., 34.

*leonid@phystech.edu

Изучалось влияние квантовых эффектов на проводимость металлических наноконтактов при комнатной температуре и нормальных условиях. Пьезомеханически менялось расстояние между молибденовыми и свинцовыми зондовыми проводниками и поверхностью из того же металла, и контролировалась проводимость между ними. Несмотря на значительный шум, после методического проведения десятков миллионов измерений тока через контакт для обоих металлов удалось наблюдать ступенчатое возрастание сопротивления нанозондового контакта по мере его удаления от поверхности. Впервые в мире получены гистограммы проводимости молибдена, демонстрирующие ярко выраженный пик, соответствующий одному кванту проводимости. Для свинца в нормальных условиях в атмосфере с нормальным содержанием кислорода получены гистограммы с несколькими пиками проводимости. Положение пиков находится в согласии с тем, что наблюдалось группой из университета Карлсруэ для свинцовых наноконтактов, выращенных в бескислородной камере. Экспериментальные результаты доказывают возможность квантового баллистического характера зарядового транспорта в молибденовых и свинцовых наноконтактах при нормальных условиях.

Введение

Контакты металл/металл играют важную роль во многих современных микроэлектронных устройствах. В то же время изучение фундаментальных свойств зарядового транспорта в металлических наноструктурах в настоящее время также привлекает активное внимание исследователей. Одним из экспериментов, связанных с измерением электронного транспорта в металлах и дающих, в частности, возможность напрямую определить фундаментальную константу – квант проводимости, является измерение электрического сопротивления металлических наноконтактов, возникающих при разрыве соединения. С появлением работы Шарвина [1] изучение проводимости точечных металлических контактов представляет собой важный метод изучения поведения электронов в металлах. Высокая проводимость металлов препятствует формированию квантовых точечных контактов с помощью вытесняющего носители заряда управляющего потенциала на внешних затворах, как в экспериментах с полупроводниковыми гетероструктурами [2,3], поэтому для создания квантовых контактов неизбежно приходится прибегать к другим методам. В работе [4], например, наноконтакты формировались контролируемым электрохимическим травлением свинцовой полоски. Эффекта квантования можно также достичь механическим раздвижением двух металлических контактов. Оказалось [5,6,7,8,9], что проводимость металлических проводников в условиях почти полного механического разрыва соединения также может иметь ступенчатую зависимость от раздвижения проводников. Плато подобной эволюции проводимости для s-металлов могут принимать целые значения квантов проводимости

$$G_0 = e^2 / \pi\hbar .$$

Вместе с тем величина проводимости во многом зависит от состояния поверхности конкретного металла и специфики взаимного расположения отдельных атомов, образующих мостик между одной и другой контактными площадками. При приближении к моменту разрыва иногда удаётся зафиксировать взаимное расположение проводников такое, что между ними образуется наноконтакт, демонстрирующий квантование проводимости.

Обсуждение эксперимента

Мы представляем эксперименты с механически контролируемыми молибденовыми и свинцовыми контактами, как показано на рис. 1. Нашей целью было изучение перехода от состояния хорошего электрического контакта к разрыву соединения, а

также установление возможности влияния на процесс перехода специфических химических и электрофизических свойств исследуемых металлов.

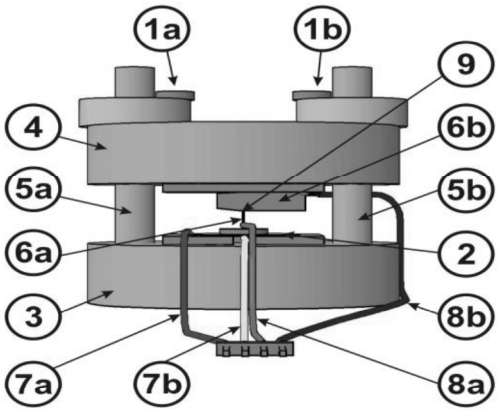


Рисунок 1. Схема контроля положения контактов. 1a и 1b обозначены винты, предназначенные для грубой регулировки зазора между контактами. 2 указан пьезоэлемент, служащий для точной регулировки зазора, размещённый под нижним контактом. 3 – стальной нижний опорный диск. 4 – подвижный стальной верхний диск. 5a и 5b отмечены стальные направляющие, по которым в процессе грубой регулировки может перемещаться верхний диск 4. 6a – нижний контакт. 6b – верхний контакт. 7a и 7b – провода, по которым осуществляется управление пьезокерамическим элементом. 8a и 8b – провода, с помощью которых подаётся напряжение и измеряется сопротивление между контактами 6a и 6b. 9 – область соприкосновения контактов

Многократно повторяя с помощью пьезоэлементов процесс размыкания, мы получили гистограмму предпочтительных значений проводимости, приведенную на рис. 2, ясно показывающую пик, соответствующий одному кванту проводимости, и минимум, соответствующий полутора квантам, в согласии с теоретическими ожиданиями.

Для свинца в нормальных условиях в атмосфере с нормальным содержанием кислорода на той же установке нами получены гистограммы с пиками проводимости при 1, 1.4, 2 и 2.8 квантах проводимости. Положение пиков, но не их относительная высота, находится в согласии с тем, что наблюдалось в 2010 году группой из университета Карлсруэ для свинцовых наноконтактов, выращенных в специальной бескислородной камере [4].

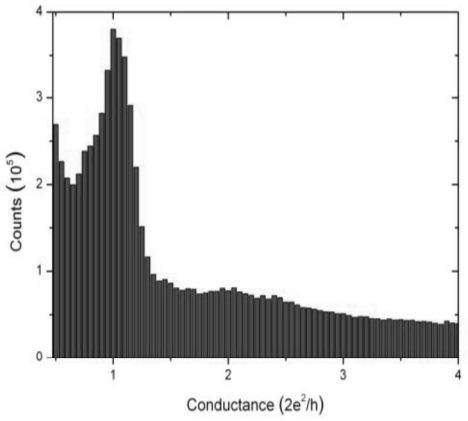


Рисунок 2. Гистограмма значений проводимости при размыкании молибденовых контактов

Измерения наноконтактов показали эволюцию их проводимости в условиях, близких к разрыву механической связи между ними. Полученные гистограммы проводимости показывают предпочтительное значение проводимости молибдена, равное одному фундаментальному кванту. Наши результаты показывают, что, даже находясь в воздушной атмосфере, при нормальных давлении и температуре, электронный транспорт через наносужение в молибдене и свинце проявляет признаки баллистического и квантового движения.

Литература

1. Ю. В. Шарвин // ЖЭТФ, Т. 21, 655 (1965).
2. D. A. Wharam et al. // J. Phys. C, V. 21, L209 (1988).
3. B. J. van Wees et al. // Phys. Rev. Lett., V. 60, 848 (1988).
4. F.-Q. Xie, F. Hueser, F. Pauly, Ch. Obermair, G. Schoen and Th. Schimmel // Phys. Rev. B, V. 82, 075417 (2010).
5. J. M. van Ruitenbeek et al. // Rev. Sci. Instrum., V. 67, 108 (1996).
6. J. M. Krans et al. // Nature, V. 375, 767 (1995).
7. C. J. Muller et al. // Phys. Rev. B, V. 53, 1022 (1996).
8. F. Manders, A. K. Geim and J. C. Maan // Physica B: Condensed Matter, V. 294-295, 332 (2001).
9. L. Fedichkin et al. // Russian Microelectronics, V. 41, 1 (2012).

Терагерцевое излучение, связанное с примесными переходами электронов в квантовых ямах при оптической и электрической накачке

Д. А. Фирсов[1,*], Л. Е. Воробьев[1], В. Ю. Паневин[1], А. Н. Софронов[1], Р. М. Балагула[1], И. С. Махов[1], Д. В. Козлов[2]

1 Санкт-Петербургский государственный политехнический университет, Политехническая ул., 29, С.-Петербург, 195251.

2 Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680.

*dmfir@rphf.spbstu.ru

Приводятся результаты исследования спонтанной эмиссии терагерцевого излучения из структур с квантовыми ямами GaAs/AlGaAs, легированными донорными и акцепторными примесями. Терагерцевое излучение при межзонной оптической накачке связано с оптическими переходами носителей заряда между уровнями примеси и с переходами "зона-примесь". Приводятся спектры терагерцевого излучения и спектры межзонной фотолюминесценции, в которых наблюдаются особенности, связанные с рекомбинацией через примесные состояния. Терагерцевое излучение в продольном электрическом поле исследовано в структурах с квантовыми ямами p-типа. Положение спектральных особенностей в спектрах эмиссии соответствует переходам между уровнями акцепторной примеси, что подтверждается проведенными расчетами энергетического спектра примеси.

Введение

Энергии внутрицентровых переходов носителей заряда в легированных полупроводниках и полупроводниковых наноструктурах соответствуют терагерцевому спектральному диапазону. Чтобы получить терагерцевое излучение при таких переходах, необходимо создать условия для опустошения конечных состояний. В работе [1] спонтанная эмиссия терагерцевого излучения наблюдалась при электрическом возбуждении объемного кремния, легированного фосфором. Другой способ создания неравновесных носителей заряда и опустошения конечных состояний реализован с помощью оптического возбуждения примесь-зона в объемных полупроводниках (см., например, [2]).

В настоящей работе представлены результаты наблюдения спонтанного излучения терагерцевого диапазона в структурах с легированными квантовыми ямами (КЯ) GaAs/AlGaAs. Использовались два способа возбуждения неравновесных носителей заряда: электрическая накачка и межзонное оптическое возбуждение. В последнем случае основное состояние донора опустошалось за счет межзонной рекомбинации с неравновесными дырками и терагерцевое излучение возникало при переходах неравновесных электронов из зоны проводимости на донорные уровни. О таком механизме получения терагерцевого излучения, но в объемных полупроводниках, сообщалось в работе [3].

Излучение при межзонной оптической накачке

Образцы для этих исследований были выращены методом MBE на полуизолирующей подложке GaAs и содержали 50 слоев КЯ GaAs толщиной 30 нм, разделенных барьерами из $Al_{0,3}Ga_{0,7}As$ толщиной 7 нм. Легирование донорной примесью до уровня $3 \cdot 10^{10}$ см$^{-2}$ осуществлялось в слое толщиной 4 нм, сдвинутом от центра квантовой ямы на 6 нм.

Спектры излучения находились с помощью фурье-спектрометра Bruker Vertex 80v в режиме step-scan. В качестве приемника использовался охлаждаемый кремниевый болометр. Образец монтировался в криостате замкнутого цикла Janis PTCM-4-7. Накачка осуществлялась твердотельным CW-лазером (λ = 532 нм, P = 8 мВт), излучение которого модулировалось с частотой 87 Гц.

Экспериментальные спектры, полученные при разных значениях температуры образца, приведены на рис. 1. Энергии разрешенных переходов с участием примесных уровней, рассчитанные в [4] для аналогичной структуры, показаны на рисунке стрелками.

Учитывая существенное уширение линий, определяемое относительно высоким уровнем легирования, мы можем заключить, что наблюдаемое излучение связано с переходами электронов из подзоны размерного квантования e1 на уровень 1s (e1→1s) и с внутрицентровыми переходами $2p_{x,y}$→1s.

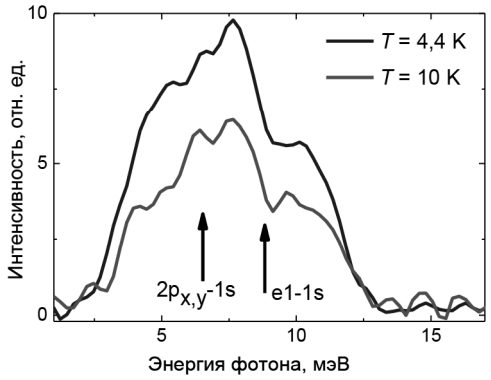


Рисунок 1. Спектры излучения при межзонной оптической накачке, измеренные при двух температурах. Стрелками показаны энергии разрешенных переходов с участием примесных уровней.

Излучение при возбуждении продольным электрическим полем

Исследовалось излучение из легированных структур с КЯ GaAs/AlGaAs в условиях пробоя примеси продольным электрическим полем. Использовались структуры p-типа, что связано с большой энергией ионизации акцепторной примеси Be, составляющей в наших структурах 46 мэВ и превышающей энергию оптического фонона. В таких условиях уменьшается интенсивность захвата неравновесных дырок из зоны проводимости на основной уровень примеси с испусканием оптического фонона, что способствует увеличению интенсивности терагерцового излучения, связанного с внутрицентровыми переходами дырок на основной уровень примеси.

Использовались структуры, выращенные методом MBE на полуизолирующей подложке. Структура содержала 200 периодов квантовых ям GaAs/AlGaAs с толщиной 3,8 нм, разделенных барьерами $Al_{0.4}Ga_{0.6}As$ толщиной 7 нм. Структура легировалась бериллием в центральную область квантовой ямы толщиной 0,8 нм до уровня $3{,}2\cdot10^{11}$ см$^{-2}$.

Спектры излучения были получены с использованием методики, описанной в предыдущем разделе. Электрическое поле прикладывалось в виде серий из четырех импульсов длительностью 20 мкс, частота следования серий - 87 Гц, частота следования импульсов в серии – 700 Гц.

На рис. 2 приведены спектры излучения и рассчитанные энергии некоторых внутрицентровых переходов. Результаты эксперимента удовлетворительно согласуются с расчетом. Часть спектра в диапазоне 20-28 мэВ может быть связана с переходами горячих тяжелых дырок из подзоны hh1 на состояния акцептора. Линии излучения 40 и 41,8 мэВ имеют наибольшую силу осциллятора, однако их интенсивность невелика, поскольку эти энергии квантов попадают в область сильного решеточного поглощения.

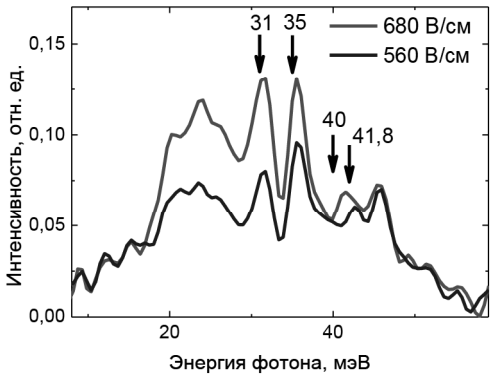


Рисунок 2. Спектры излучения в продольном электрическом поле при T = 15 K. Стрелками показаны рассчитанные энергии квантов (в мэВ) внутрицентровых переходов на основное состояние акцептора.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант 12-02-01155) и German-Russian Program of the Federal Ministry of Education and Research (BMBF).

Литература

1. P.-C. Lv, R. T. Troeger, T. N. Adam, S. Kim, J. Kolodzey, I. N. Yassievich, M. A. Odnoblyudov, M. S. Kagan // APL, V. 85, 22 (2004).

2. S. G. Pavlov, R. Kh. Zhukavin, E. E. Orlova, V. N. Shastin, A. V. Kirsanov, H.-W. Hübers, K. Auen, H. Riemann // Phys. Rev. Lett., V. 84, 5220 (2000).

3. A. V. Andrianov, A. O. Zakhar'in, Yu. L. Ivanov, M. S. Kipa // JETP Lett., V. 91, 96 (2010).

4. D. A. Firsov, V. A Shalygin, V. Yu. Panevin, G. A. Melentyev, A. N. Sofronov, L. E. Vorobjev, A. V. Andrianov, A. O. Zakhar'in, V. S. Mikhrin, A. P. Vasil'ev, A. E. Zhukov, L. V. Gavrilenko, V. I. Gavrilenko, A. V. Antonov, V. Ya. Aleshkin // Semiconductors, V. 44, 1394 (2010).

Оптические свойства структур с туннельно-связанными квантовыми ямами GaAs/AlGaAs в поперечном электрическом поле

М. Я. Винниченко[1], Л. Е. Воробьев[1], Д. А. Фирсов[1,*], Р. М. Балагула[1], В. Ю. Паневин[1], М. М. Кулагина[2], А. П. Васильев[2]

1 Санкт-Петербургский государственный политехнический университет, Политехническая ул., 29, С.-Петербург, 195251.

2 ФТИ им. А.Ф.Иоффе РАН, Политехническая ул., 26, С.-Петербург, 194026.

*dmfir@rphf.spbstu.ru

Выращены структуры со множественными туннельно-связанными квантовыми ямами GaAs/AlGaAs. Легирование проводилось в области широкой квантовой ямы. Структуры предназначены для исследования спектров межподзонного поглощения излучения и их модификации поперечным электрическим полем. Образцы для исследований выполнены в виде меза-структур. Получены предварительные результаты по модификации спектров межподзонного поглощения при изменении температуры решетки, соответствующие предложенной модели.

Введение

Электрическое поле может существенно менять оптические свойства наноструктур с квантовыми ямами (КЯ). В связи с необходимостью разработки оптоэлектронных приборов (детекторов и источников излучения) среднего ИК-диапазона большой интерес вызывает исследование оптических эффектов, связанных с внутризонными переходами электронов в туннельно-связанных квантовых ямах. Продольное электрическое поле, приложенное в плоскости квантовой ямы, может приводить к разогреву двумерных электронов, перераспределению их между подзонами и, как следствие, к изменению оптических свойств [1]. Значительно более сильное влияние на оптические характеристики квантовых ям может оказать поперечное электрическое поле, приложенное вдоль оси роста структуры. Поперечное поле существенно искажает потенциал квантовой ямы, что приводит к ряду эффектов: спектральному смещению пиков межподзонного поглощения, перераспределению электронов между подзонами, изменению спектральной ширины пиков [2]. Происходящее при этом изменение вещественной части диэлектрической проницаемости слоев с квантовыми ямами в электрическом поле может быть использовано, например, для быстрой модуляции частоты излучения квантового каскадного лазера с распределенной обратной связью или брэгговскими зеркалами, что улучшает характеристики систем связи по сравнению с модуляцией интенсивности излучения.

В настоящей работе приводятся результаты разработки дизайна образцов с туннельно-связанными квантовыми ямами, предназначенных для исследования межподзонного поглощения и связанного с ним преломления излучения в поперечном электрическом поле. Приводятся результаты предварительных экспериментов по исследованию спектров межподзонного поглощения в условиях перераспределения электронов между уровнями размерного квантования.

Образцы и методика экспериментов

Структура для экспериментальных исследований была выращена методом MBE на полуизолирующей подложке GaAs и содержала 100 пар двойных туннельно-связанных КЯ GaAs/$Al_{0.25}Ga_{0.75}As$. Связанные ямы имели ширину 6.6 и 4.5 нм и разделялись барьером шириной 3 нм. При таких параметрах структуры расстояние между первыми двумя уровнями размерного квантования составляет около 30 мэВ. Легирование кремнием проводилось в широкую яму в центральной ее части толщиной 2.5 нм до уровня $4 \cdot 10^{11}$ $см^{-2}$. Пары туннельно-связанных КЯ разделялись барьером с шириной 12 нм. Активная область структуры помещалась между слоями GaAs, легированными до уровня 10^{18} $см^{-3}$. Нижний и верхний контактные слои имели толщину 1.5 и 0.5 мкм, соответственно. Для проведения селективного травления в нижний легированный слой встраивался стоп-слой $Al_{0.9}Ga_{0.1}As$.

Постростовая обработка структуры включала в себя стандартную контактную фотолитографию

(прямую и взрывную), ионно-лучевое и химическое травление. Меза-структура с размерами 7x10 мм^2 изготавливалась следующим образом. Перенос изображения в структуру через маску фоторезиста AZ 4562 осуществлялся пучком ионов Ar^+ на установке ионно-лучевого травления MIM TLA2 (Technics) на глубину 2,8 мкм с последующим дотравливанием GaAs до стоп-слоя с помощью селективного химического травления. В качестве травителя использовалась смесь цитрата патрия ($Na_3C_6H_5O_7$) и 33% пероксида водорода (H_2O_2) в соотношении 5:1. Стоп-слой удалялся в смеси $HCl:H_2O$=10:1. Формирование Cr(400Å)Au(4000 Å) контактных площадок проводилось через двухслойную маску резистов LOR10B и AZ 1518 методом термовакуумного напыления на установке ВУП-5М. Входная и выходная грани образца стачивались по углом 45^0, что позволяло использовать многопроходную геометрию эксперимента и изучать поглощение для *s*- и *p*-поляризации излучения.

Спектры межподзонного поглощения для двух поляризаций света исследовались с помощью вакуумного фурье-спектрометра Bruker Vertex 80v. В качестве источника излучения использовался глобар, в качестве детектора - пироэлектрический приемник. Образец помещался в криостат замкнутого цикла Janis PTCM-4-7 с рабочей температурой от 4 до 320 К.

Результаты и обсуждение

На рис. 1 приведена фотография поперечного сечения структуры, на которой отчетливо видна активная область, содержащая 100 сдвоенных квантовых ям и подтравленные верхний и нижний контактные слои. Стенки меза-структуры не вертикальны, поскольку предлагаемая методика измерений этого не требует.

На рис. 2 приведены спектры межподзонного поглощения излучения. В соответствии с правилами отбора для межподзонных переходов поглощение излучения возможно только для света, имеющего компоненту поляризации, перпендикулярную плоскости структуры (*p*-поляризация). Линия поглощения, приведенная на рис. 2, соответствует переходам электронов с основного уровня размерного квантования, локализованного, в основном, в области широкой КЯ, на третий уровень. В качестве внешнего фактора, частично моделирующего влияние электрического поля, использовалось изменение температуры образца. Небольшое расстояние между первыми двумя уровнями квантовой ямы приводит к заполнению второго уровня при повышении температуры.

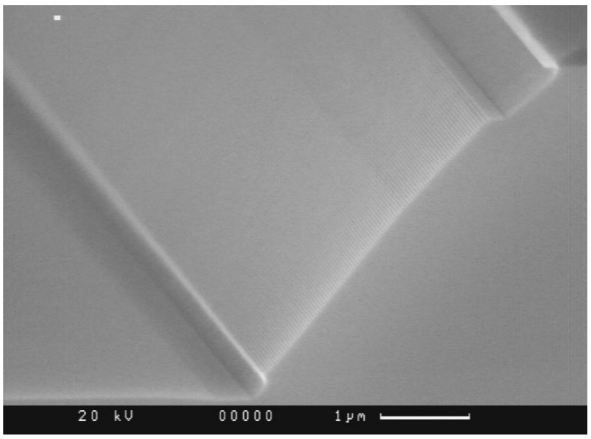


Рисунок 1. Изображение поперечного сечения меза-структуры в растровом электронном микроскопе

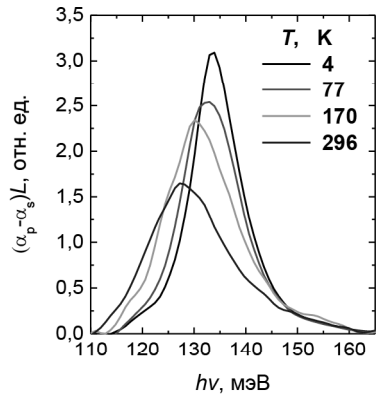


Рисунок 2. Спектры межподзонного поглощения излучения (*L* – оптическая длина), измеренные при различных температурах образца

Наблюдаемая модификация спектров поглощения с температурой указывает на уменьшение концентрации электронов на первом уровне с температурой, что соответствует заполнению второго уровня.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (гранты 12-02-01155, 14-02-31489, 14-02-00336).

Литература

1. В. Л. Зерова, Л. Е. Воробьев, Д. А. Фирсов, E. Towe // ФТП, Т. 41, 615 (2007).
2. E. Dupont, D. Delacourt, V. Berger, N. Vodjdani, M. Papuchon // Appl. Phys. Lett., V. 62, 1907 (1993).

Моделирование эффективного профиля концентрации в гетероструктурах InGaAs/GaAs с δ-легированными слоями

С. В. Хазанова[1,*], В. Е. Дегтярев[1], Н. В. Байдусь[2], С. В. Тихов[1]

1 Нижегородский государственный университет им. Н.И.Лобачевского, 603950 Нижний Новгород

2 Научно-исследовательский физико-технический институт ННГУ им. Н.И. Лобачевского, 603950 Нижний Новгород

* khazanova@phys.unn.ru

Теоретически и экспериментально исследованы гетероструктуры со встроенными *δ*-слоями. Проведены численные расчеты дифференциальной ёмкости и концентрации электронов в случае различного взаимного расположения квантовой ямы и *δ*-слоя. Выявлены закономерности поведения профилей концентрации в зависимости от геометрии структуры, температуры, степени легирования.

Введение

Гетероструктуры на основе $A^{III}B^{V}$ с квантовыми ямами широко используются в современной электронике для создания источников излучения среднего и дальнего ИК-диапазона, транзисторов с высокой подвижностью носителей заряда (HEMT). Известно, что встраивание δ-легированных слоев в данные структуры может приводить к увеличению подвижности в двумерных каналах. Исследования подобных структур показывают значительное влияние геометрии, легирования на распределение заряда и, вследствие этого, на рабочие характеристики приборов в целом. Таким образом, оптимизация параметров HEMT-структур и технологии их роста остается актуальной задачей [1].

Исследуемые структуры выращены методом МОС-гидридной эпитаксии при пониженном давлении на установке AIX 200RF. Были изготовлены образцы с различным взаимным расположением квантовой ямы (КЯ) $In_xGa_{1-x}As$ ($x = 0,2$) и встроенного δ-слоя. В одном случае δ-слой был встроен выше квантовой ямы, в другом – ниже. В обоих случаях КЯ и δ-слой были заращены покровным слоем GaAs толщиной $d_0 = 200$ нм.

Численный расчёт

Гетероструктуры исследовались теоретически и экспериментально. Используя процедуру самосогласованного решения уравнений Пуассона и Шрёдингера, проводится вычисление реального вида потенциала в области квантовой ямы и δ-слоя с различным расстоянием между ними и разной степенью легирования. При проведении численных расчетов в данной работе модифицируется метод [2], основанный на переходе от непрерывного энергетического спектра к дискретному путём введения переменного числа используемых уровней.

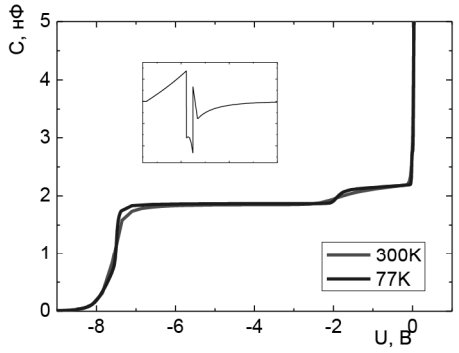


Рисунок 1. Вольт-фарадные характеристики структуры КЯ/ δ-слой

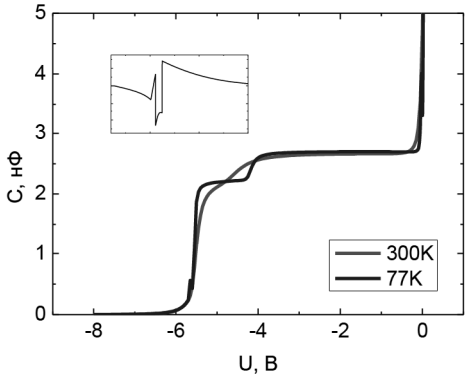


Рисунок 2. Вольт-фарадные характеристики структуры δ-слой/ КЯ

Таким образом непосредственным численным моделированием получены профили зоны проводимости, вольт-фарадные характеристики (рис. 1, 2) и «видимый» профиль концентрации в окрестности квантовой ямы и δ-слоя (рис. 3). На вольт-фарадных характеристиках наблюдаются ярко выраженные «ступеньки», соответствующие поочерёдному опустошению квантовой ямы и δ-слоя с увеличением приложенного напряжения. Причем более отчетливо они заметны для более низких температур. Путем дифференцирования емкостных зависимостей получены эффективные профили концентрации.

Согласно нашим расчетам, более высокий и узкий пик соответствует положению δ-слоя, причем при малом легировании вся концентрация сосредоточена в области КЯ. С увеличением легирования пик раздваивается. При расположении δ-слоя с другой стороны соответствующий пик наблюдается с правой стороны от КЯ.

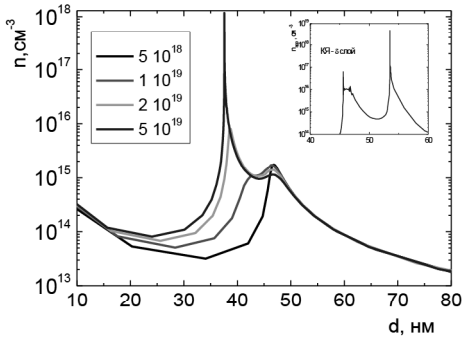


Рисунок 3. Зависимости $n(d)$, полученные моделированием при различной степени легирования δ-слоя (Структура δ-слой/ КЯ). Во вставке: КЯ/δ-слой

Результаты эксперимента

Экспериментально были проведены измерения адмиттанса и вольт-фарадных характеристик данных образцов. Зависимости емкости и проводимости от напряжения (CV- и GV- характеристики) в интервале частот f = 1 кГц 1 МГц в КДС и МД были измерены на анализаторе полупроводниковых приборов Agilent B1500A.

На рис. 4 показаны профили распределения концентрации $n(d)$ в различных меза-диодах с δ-слоем, полученные из экспериментально измеренных вольт-фарадных характеристик. В меза-диоде, в котором δ-слой располагался под КЯ, наблюдалось раздвоение пика (кривая 1), связанное с перераспределением электронов между КЯ и δ-слоем. Для образца с обратным расположением слоя наблюдается лишь один пик, что связано, видимо, с уменьшением степени легирования. Пик при этом смещается в противоположную сторону. Значения максимальной концентрации δ-слоя удовлетворительно согласовывались с результатами измерений эффекта Холла и параметрами роста.

Можно сделать вывод, что расположение δ-слоя с разных сторон влияет на распределение заряда и может привести к изменениям других рабочих характеристик транзисторных структур. При этом поведение профиля концентрации сильно зависит от уровня легирования δ-слоя (рис. 3).

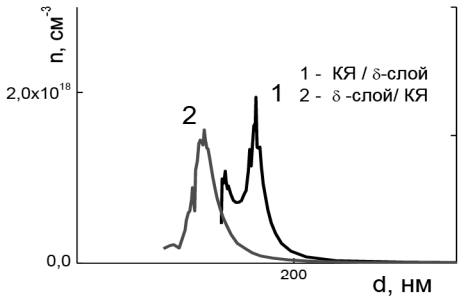


Рисунок 4. Профили концентрации, полученные из эксперимента для δ-легированных меза-диодов

Эксперименты по электролюминесценции и эффекту поля показывают, что структуры с δ-слоем, расположенным под квантовой ямой, демонстрируют лучшие оптические и электрофизические свойства. Можно предположить, что для управления зарядом в двумерном канале более выгодной является конфигурация КЯ-δ-слой. Таким образом, проведен подробный анализ гетероструктур InGaAs/GaAs с разным положением δ-слоя при различных технологических параметрах. Результаты эксперимента и теории качественно согласуются и демонстрируют зависимость от геометрии структуры и степени легирования δ-слоя. Кроме того, расчеты позволяют интерпретировать некоторые особенности на вольт-фарадных характеристиках, полученных экспериментально.

Литература

1. И. С. Васильевский, Г. Б. Галиев, Е. А. Климов, В. Г. Мокеров и др. // ФТП, 42(9), с. 1102. (2008).
2. П. Н. Брунков, А. А. Гуткин и др. // ФТП, 45 (6), 829 (2011).

Влияние технологических параметров роста на характеристики двойных туннельно-связанных ям InGaAs/GaAs

С. В. Хазанова[1, *], Н. В. Байдусь[2], В. Е Дегтярев[1], Д. А. Павлов[1], Н. В. Малехонова[2]

1 ННГУ им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия

2 НИФТИ ННГУ, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия

*khazanova@phys.unn.ru

Проведено комплексное исследование периодической гетероструктуры InGaAs/GaAs с туннельно-связанными квантовыми ямами. Методом просвечивающей электронной микроскопии получены реальные профили исследуемых структур. Теоретически получен модельный профиль, численно рассчитаны оптические характеристики, изучено влияние технологии роста.

Введение

При создании источников излучения в среднем и дальнем ИК-диапазонах, в том числе быстродействующих модуляторов, широко используются гетероструктуры InGaAs/GaAs с двойными асимметричными квантовыми ямами. При этом известно, что, меняя параметры роста, можно оказывать существенное влияние как на вероятность межподзонных переходов, так и на энергетические и транспортные характеристики системы [1].

Структурные исследования

В данной работе исследуется гетероструктура, состоящая из 20 периодов двойных туннельно-связанных квантовых ямах $In_xGa_{1-x}As/GaAs$, выращенная методом МОС-гидридной эпитаксии при атмосферном давлении. Каждый из периодов состоит из узкой КЯ (10 нм) и широкой ямы (18 нм), разделенных барьером толщиной 6 нм. Содержание индия в слоях составляло 10% ($x = 0,1$).

Структурные исследования сверхрешетки проводились на высокоразрешающем просвечивающем электронном микроскопе JEM-2100F (JEOL, Япония) при ускоряющем напряжении 200 кэВ. В результате исследований были получены снимки поперечного среза в атомном разрешении, как в режиме микроскопа, так и в сканирующем режиме. Сканирующий режим, где наибольший вклад дает Z-контраст, позволяет различить слоистую структуру образца. Изображение Z-контраста чувствительно к наличию различных химических элементов в структуре. С его помощью возможно получение информации о качественном распределении профиля состава. Количественный анализ элементного состава структуры проводится с помощью электронно-зондовой энергодисперсионной рентгеновской спектрометрии (ЭДС). Таким образом, данные, полученные по Z-контрасту изображения, масштабированные с помощью ЭДС-анализа, представляют реальный профиль распределения In в одном периоде сверхрешётки (рис. 1).

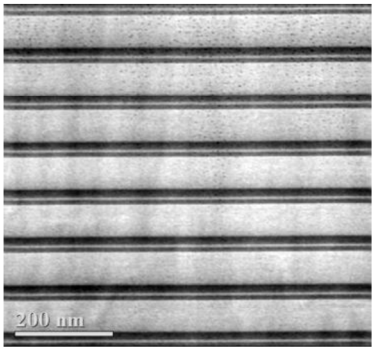


Рисунок 1. Обзорный СПЭМ-снимок сверхрешётки InGaAs/GaAs

Численный расчёт

Численно проведено Монте-Карло-моделирование профиля состава с учетом сегрегации [2]. Данный профиль хорошо согласуется со структурным профилем (рис. 2). Для расчётов энергетических характеристик подобной структуры используется численное решение стационарного одномерного одноэлектронного уравнения Шрёдингера в приближении эффективной массы совместно с уравнением Пуассона [3]. Рассчитаны энергии межподзонных

переходов, огибающие волновых функций, матричные элементы оператора координаты для всех возможных межподзонных переходов (рис. 3). Пользуясь данной методикой, проведён анализ влияния различных технологических параметров на характеристики выращиваемых структур.

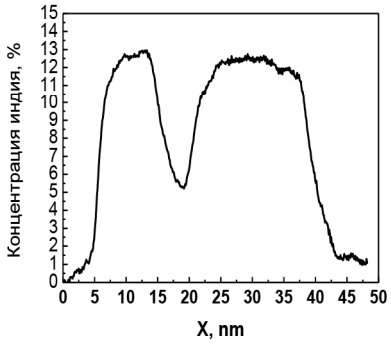


Рисунок 2. Профиль распределения In одного периода сверхрешетки, построенный с помощью Z -контраста изображения и масштабированный по данным ЭДС

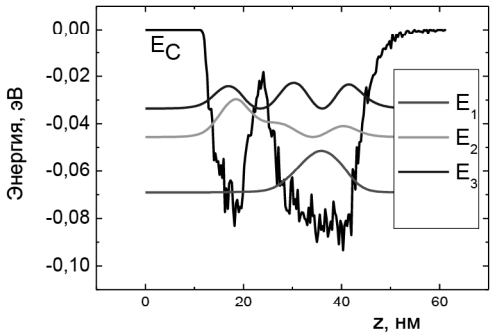


Рисунок 3. Потенциальный профиль зоны проводимости структуры, полученный путём Монте-Карло-моделирования эпитаксиального роста

Очевидно, что форма волновых функций и положение уровней в системе двух связанных ям существенно зависит от взаимного расположения ям, их ширины и толщины барьера.

Результаты расчётов показывают, что существует область оптимального соотношения ширины и состава узкой ямы и барьера, в которой наблюдается заметное увеличение вероятности межподзонного перехода (рис. 4–5) между 2-м и 3-м уровнями в зоне проводимости. Значения энергии данных переходов составляют 12–20 мэВ, что представляет интерес с точки зрения возможности создания источников излучения в терагерцевом диапазоне.

Также показано, что при сильном легировании (порядка 10^{17}) наблюдается выталкивание верхнего подуровня из квантовой ямы.

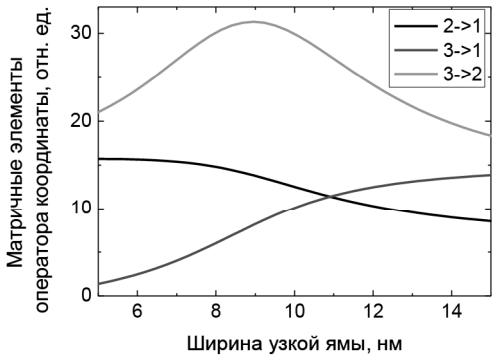


Рисунок 4. Зависимость матричных элементов оператора координаты для межподзонных переходов в зоне проводимости от ширины узкой ямы

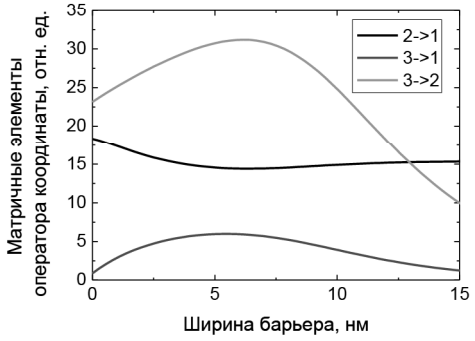


Рисунок 5. Зависимость матричных элементов оператора координаты для межподзонных переходов в зоне проводимости от ширины барьера

Таким образом, варьируя состав, легирование, геометрию ям и барьера, можно менять как оптические, так и транспортные оптические характеристики выращиваемых структур. Подобные исследования и расчёты могут служить методом диагностики и прогнозирования качества оптоэлектронных структур.

Литература

1. Н. В. Байдусь, П. А. Белевский и др. // ФТП (т. 44, вып. 11), 1543 (2010).
2. S. V. Khazanova, M. I. Vasilevskiy // Semicond. Sci. Technol. (25), 085008 (2010).
3. Piprek, J. Nitride Semiconductor Devices. Principles and Simulation. Berlin: "Wiley-VCH", 2007. 519 pp.

Электронные состояния в массивной квантовой точке внутри топологического изолятора

Д. В. Хомицкий*, А. А. Чубанов, А. А. Конаков

Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950
*khomitsky@phys.unn.ru

Рассматриваются электронные состояния в одномерной квантовой точке, созданной формированием магнитных барьеров в топологическом изоляторе в полосе конечной ширины на поверхности висмута на кремнии. Рассчитывается спектр дискретных уровней, и вычисляется распределение спиновой плотности внутри квантовой точки. Обнаружено, что симметричные по энергии уровни обладают противоположной по знаку средней намагниченностью, что может быть существенно при исследовании спин-зависимых свойств электронов в подобных структурах.

Введение

В последние годы одной из наиболее актуальных тем в физике конденсированного состояния является исследование нового класса материалов, называемых топологическими изоляторами (ТИ) [1], в которых спектр несущих ток краевых состояний носителей располагается в запрещённой зоне объёмного материала, а сами эти состояния устойчивы по отношению к упругому рассеянию, не нарушающему симметрию по отношению к инверсии времени (TR-симметрия). Весьма перспективными кандидатами на роль новых ТИ являются структуры с гигантским спин-орбитальным взаимодействием. В частности, такими свойствами обладает электронный газ на поверхности висмута на кремнии Bi/Si(111) [2]. В нашей недавней работе [3] было показано, что такая система в геометрии полосы конечной ширины обладает нетривиальным значением топологического инварианта Z_2, и потому формируемые в Bi/Si(111) краевые состояния должны обладать характеристиками, свойственными двумерным топологическим изоляторам.

Теория и эксперименты с ТИ в настоящее время активно развиваются в том числе в области физики компактных наноразмерных объектов, таких как сформированные внутри ТИ квантовые точки (КТ) [4]. В представляемой работе мы рассматриваем электронные состояния в одномерной мезоскопической квантовой точке с размерами порядка 0.1…0.5 мкм, созданной формированием дополнительных магнитных барьеров, ограничивающих краевые состояния двумерного ТИ на основе висмута на кремнии [3].

Модель и основные результаты

Мы рассматриваем квантовую точку, сформированную с помощью магнитных барьеров в краевом состоянии в полосе Bi/Si, ограничивающих по Ox одномерную КТ от 0 до L_x. Присутствие магнитных барьеров необходимо для локального нарушения TR-симметрии, требуемого для создания потенциала конфайнмента в ТИ [4]. Нами было обнаружено [3], что краевые состояния в Bi/Si обладают двумя ветвями спектра с линейным законом дисперсии и противоположным спином с ненулевыми проекциями $S_y>0$ и $S_y<0$, как показано на рис.1, где ветви спектра с различным спином показаны красным и зелёным цветом. Это позволяет описывать одномерные краевые состояния в Bi/Si при помощи гамильтониана Вейля

$$H_0 = \hbar v_F k_x \sigma_y , \qquad (1)$$

где определённая по спектру фермиевская скорость в Bi/Si $v_F \sim 5\cdot 10^7$ см/с. Примсняя использованную при описании КТ в структуре на основе HgTe/CdTe модель [4], мы описываем магнитные барьеры как идеально тонкие с параллельно ориентированной намагниченностью по Oz, что приводит к гамильтониану

$$H = H_0 - \gamma \hbar v_F \sigma_z \delta(x) - \gamma \hbar v_F \sigma_z \delta(x - L_x) , \qquad (2)$$

с граничными условиями при $x=0$ и $x=L_x$ на двухкомпонентную спинорную волновую функцию в приближении высоких барьеров ($\gamma \to \infty$)

$$(1+\sigma_x)\psi(0) = 0 , \quad (1-\sigma_x)\psi(L_x) = 0 . \qquad (3)$$

Модель (1)-(3) по своей структуре напоминает модель для КТ в ТИ на основе HgTe/CdTe [4], однако

в нашей задаче в (1) входит y-матрица Паули, а не z-матрица, т.к. в Bi/Si спины краевых состояний ориентированы вдоль Oy. Решениями уравнения Шрёдингера $H\psi = E\psi$ с граничным и условиями (3) являются спиноры

$$\psi_n = \frac{1}{2\sqrt{L_x}}\begin{bmatrix} \exp(ik_n x) - i\exp(-ik_n x) \\ -\exp(-ik_n x) + i\exp(ik_n x) \end{bmatrix}, \quad (4)$$

где k_n принимает дискретные значения $k_n = \pi(n+1/2)/L_x$, а спектр дискретных уровней, зависящий от ширины КТ L_x, имеет вид

$$E_n = \hbar v_F \frac{\pi}{L_x}\left(n + \frac{1}{2}\right). \quad (5)$$

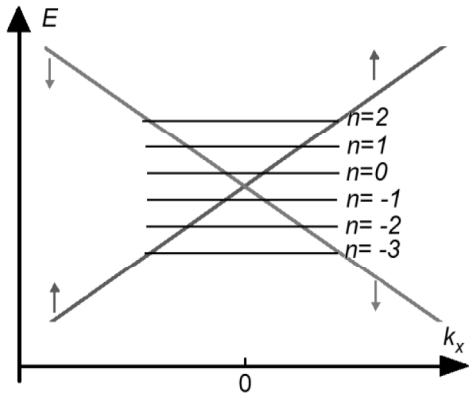


Рисунок 1. Линейные по импульсу законы дисперсии с противоположным спином в топологическом изоляторе (красная и зелёная прямые линии) и отвечающие им дискретные уровни (5) в квантовой точке внутри топологического изолятора

Схематично положение уровней (5) относительно исходного спектра краевых состояний в ТИ показано на рис.1 горизонтальными линиями. Спектр заполняет всю область энергий для краевых состояний как вверх, так и вниз [4]. Отдельный интерес представляет структура спиновой плотности для состояний в КТ внутри ТИ. Для уровня с волновой функцией (4) i-я компонента спиновой плотности определяется как $S_i(x) = \psi_n^+ \sigma_i \psi_n$, что для спинора (4) приводит к плоскому векторному полю спиновой плотности с y-компонентной, тождественно равной нулю, и

$$(S_x, S_z) = (-\cos 2k_n x, \quad -\sin 2k_n x). \quad (6)$$

Распределение (6) для спиновой плотности показано на рис.2 для уровней с (а) $n = 0$, (б) $n = 1$, (в) $n = -1$, (г) $n = -2$, отвечающих двум первым парам уровней на рис. 1. Можно видеть, что z-компонента спина имеет ненулевое среднее значение на каждом из уровней, что отражает присутствие барьеров с намагниченностью вдоль Oz, однако для симметричных по энергии уровней E_n и $-E_n$ эта компонента также противоположна.

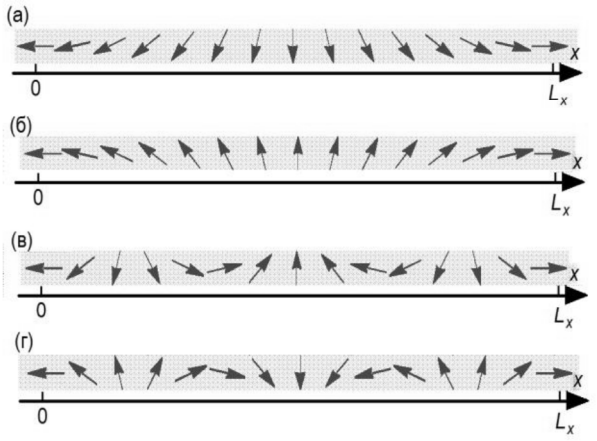


Рисунок 2. Спиновая плотность (6) для уровней (5) с (а) n=0, (б) n=1, (в) n=–1, (г) n=–2, отвечающих двум первым парам уровней на рис.1

Выводы

Рассчитаны электронные состояния в одномерной квантовой точке, созданной формированием магнитных барьеров в топологическом изоляторе. Показано, что они обладают чередующейся по знаку средней намагниченностью, что важно при исследовании спин-зависимых свойств.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ 13-02-00717-а, 13-02-00784-а и 14-02-31637-мол_а.

Литература

1. M. Z. Hasan and C. L. Kane // Review of Modern Physics, V.82, 3045 (2010); X-L Qi and S-C Zhang, Review of Modern Physics, V. 83, 1057 (2011).

2. E. Frantzeskakis, S. Pons, and M. Grioni // Physical Review B, V.82, 085440 (2010). D.V. Khomitsky // ЖЭТФ, т. 141, вып. 5, с. 848 (2012).

3. D. V. Khomitsky, A. A. Chubanov // ЖЭТФ, т. 145, вып. 2 (2014), в печати; arxiv: 1303.7104.

4. C. Timm // Physical Review B, V.86, 155456 (2012). G. Dolcetto, N. Traverso Ziani, M. Biggio, et al. // Physical Review B, V. 87, 235423 (2013).

Терагерцевая фотопроводимость в PbTe(Ga)

С. Г. Егорова[1], В. И. Черничкин[1], Л. И. Рябова[1], А. В. Никорич[2], С. Н. Данилов[3], Д. Р. Хохлов[1,4*]

1 Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, Ленинские горы, 1, стр.2, Москва, 119991, Россия.

2 Институт прикладной физики АН Молдовы, Academmei 5, Kishinev, MD-2028, Moldova.

3 University of Regensburg, Regensburg D-93053, Germany.

4 Физический институт имени П.Н. Лебедева РАН, Ленинский просп., 53, Москва, 119991, Россия.

*khokhlov@mig.phys.msu.ru

В работе исследована зависимость кинетики терагерцевой фотопроводимости в PbTe(Ga) от степени фотовозбуждения, т.е. от положения квазиуровня Ферми. Показано, что положительная задержанная фотопроводимость под действием терагерцевого излучения наблюдается только при достаточно высокой концентрации фотовозбужденных электронов.

Введение

Узкощелевые полупроводники на основе теллурида свинца, легированного индием, являются чувствительными приемниками терагерцевого излучения. Ранее было показано, что механизм терагерцевой фоточувствительности в $Pb_{1-x}Sn_xTe$(In) связан с образованием нового типа локальных электронных состояний, «привязанных» к положению квазиуровня Ферми [1].

Настоящая работа посвящена изучению терагерцевой фотопроводимости в теллуриде свинца, легированном другим элементом III группы – галлием. Известно, что в PbTe(Ga), как и в $Pb_{1-x}Sn_xTe$(In) определенного диапазона составов, уровень Ферми стабилизирован внутри запрещенной зоны, определяя формирование полуизолирующего состояния при низких температурах. Как и в $Pb_{1-x}Sn_xTe$(In), в PbTe(Ga) наблюдается задержанная фотопроводимость, однако характерная температура ее появления заметно выше – 80 К против 25 К в $Pb_{1-x}Sn_xTe$(In). Кроме того, характерные энергии кванта, приводящие к фотовозбуждению, и характерные времена релаксации задержанной фотопроводимости также существенно выше в PbTe(Ga) [2]. Это обстоятельство позволяет достаточно легко контролировать уровень остаточной фотопроводимости или, другими словами, положение квазиуровня Ферми в PbTe(Ga) используя дополнительный источник относительно коротковолнового излучения.

Экспериментальные результаты

В настоящей работе исследована зависимость кинетики терагерцевой фотопроводимости в PbTe(Ga) от степени фотовозбуждения, т.е. от положения квазиуровня Ферми. Одной из важных особенностей теллурида свинца, легированного галлием, является возможность изменять проводимость образца в весьма широких пределах даже в условиях фоновой подсветки. При этом в области низких температур квазистационарные состояния остаются стабильными после выключения дополнительной подсветки в течение неопределенно долгого времени (рисунок 1).

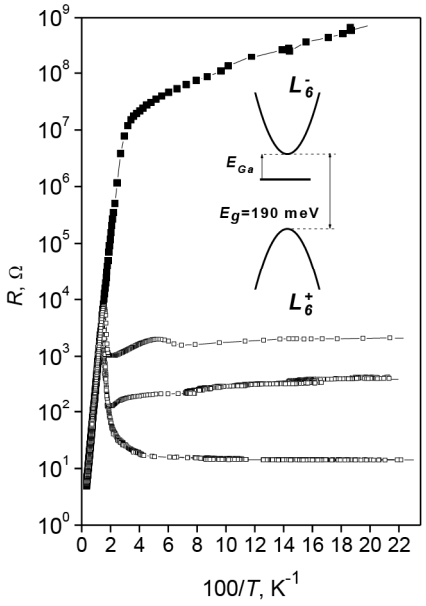


Рисунок 1. Температурные зависимости сопротивления образца PbTe(Ga), измеренные в условиях экранирования от фоновых излучений (сплошные символы) и при различных уровнях возбуждения (открытые символы), индуцированных внешней подсветкой

Терагерцевая фотопроводимость возбуждалась мощными импульсами газового терагерцевого лазера длительностью около 100 нс [3]. Температура образца составляла 4.2 К. Дополнительное фотовозбуждение и изменение квазиуровня Ферми осуществлялось подсветкой коротковолновым источником света.

Обнаружено, что не только кинетика, но и знак сигнала фотопроводимости зависят от уровня исходного возбуждения (положения квазиуровня Ферми в исходном состоянии образца до прохождения лазерного импульса). В условиях слабой подсветки фоном терагерцевая фотопроводимость отрицательна во всем исследованном диапазоне температур от 4.2 до 100 К (рисунок 2).

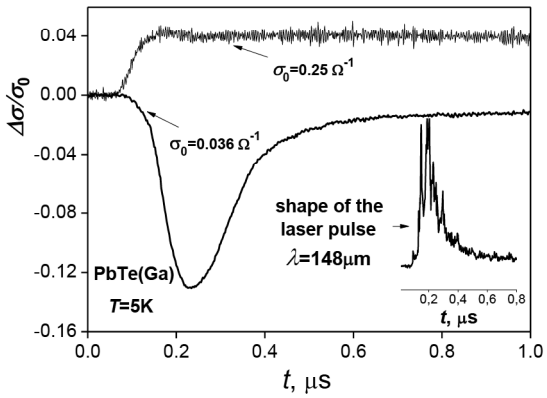


Рисунок 2. Кинетика относительного сигнала фотопроводимости образца PbTe(Ga) при прохождении лазерного импульса с длиной волны 148 мкм для состояний с различной начальной проводимостью σ_0. На вставке показан фронт проходящего импульса

Увеличение исходной проводимости σ_0 с помощью дополнительной подсветки белым светом приводит к появлению задержанной положительной фотопроводимости в терагерцевой области. Кинетика фотоотклика в этом случае аналогична наблюдаемому в пленках PbTe(In). Таким образом, для появления положительной терагерцевой фотопроводимости в PbTe(Ga) необходима достаточно высокая-плотность состояний на квазиуровне Ферми. Этот результат свидетельствует о наличии единого механизма, отвечающего за формирование состояний, «привязанных» к положению квазиуровня Ферми в теллуриде свинца, легированном элементами III группы, проявляющими переменную валентность с разницей в зарядовых состояниях в два единичных заряда. Важно, что в PbTe(V), где примесные состояния различаются лишь на один единичный заряд, механизм формирования положительного фотоотклика в терагерцевой области спектра качественно иной.

Заключение

В работе исследована кинетика фотопроводимости в PbTe(Ga) под действием мощных терагерцовых лазерных импульсов в зависимости от положения квазиуровня Ферми, который может изменяться под действием дополнительного коротковолнового излучения. Показано, что при малом уровне фотовозбуждения терагерцевая фотопроводимость является отрицательной, с малым временем релаксации, не превышающим нескольких наносекунд. При большом уровне фотовозбуждения терагерцевая фотопроводимость становится положительной и задержанной.

Таким образом, продемонстрировано, что локальные электронные состояния, отвечающие за появление положительной задержанной фотопроводимости в PbTe(Ga), возникают только в том случае, когда квазиуровень Ферми попадает на фон разрешенного спектра.

Литература

1. Chernichkin, A. Dobrovolsky, V. Kasiyan et al. // Europhys. Lett., V. 100, 17008 (2012).
2. Б.А. Волков, Л.И. Рябова, Д.Р. Хохлов // УФН, Т. 172, 875 (2002).
3. P. Schneider, J. Kainz, S.D. Ganichev et al. // J. Appl. Phys., V. 96, 420 (2004).

Инверсная населенность состояний доноров висмута в одноосно-деформированном кремнии при оптическом возбуждении

В. В. Цыпленков[1, §], В. Н. Шастин [1], К. А. Ковалевский[1], , Р. Х. Жукавин[1]

1 Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680.
§Tsyplenkov1@yandex.ru

Работа посвящена анализу релаксационных процессов в кремнии, легированном мелкими донорами висмута. Цель исследований – интерпретация экспериментальных данных по измерению интенсивности и спектров излучения в зависимости от деформации сжатия в кристаллографическом направлении [100]. Проведены расчеты темпов релаксации и населенностей состояний доноров висмута, принадлежащих как верхним, так и нижним долинам зоны проводимости кремния. Вычисленные зависимости инверсии населенностей на рабочих переходах сопоставлены с экспериментальными зависимостями мощности и частоты стимулированного излучения от деформации.

Работа посвящена продолжению исследований, направленных на изучение эффектов, связанных с одноосной деформацией, на стимулированное излучение ТГц-диапазона мелкими донорами висмута в кремнии. В настоящее время известно, что кремний, легированный донорами висмута, имеет довольно сложные деформационные зависимости характеристик стимулированного излучения (частота, мощность). В диапазоне прикладываемых к кремниевому образцу давлений от 0 до 800 бар верхним состоянием рабочего перехода является состояние $2p_{\pm}$, от 800 бар до 1.5 кбар – генерация практически отсутствует, от 1.5 кбар и выше верхним состоянием рабочего перехода становится состояние $2p_0$. До недавнего времени полагалось, что генерация стимулированного излучения развивается на переходах между состояниями донора висмута, принадлежащими нижним, 2Δ-долинам, зоны проводимости кремния (долины расположены на оси, ориентированной вдоль прикладываемого давления), т.к. они имеют меньшую энергию, и носители, главным образом, должны концентрироваться в этих долинах. Однако результаты спектральных измерений [1] показали, что состояния верхних, 4Δ-долин (долины расположены на осях, ориентированных перпендикулярно прикладываемому давлению), также принимают участие в генерации. Более того, при давлениях свыше 1.5 кбар сигнал стимулированного излучения определяется исключительно переходами между состояниями верхних долин. Участие в генерации стимулированного излучения состояний донорного центра, связанных с верхними долинами зоны проводимости кремния, меняет представления о релаксационной схеме. Следовательно, особенности зависимости интенсивности стимулированного излучения от прикладываемого давления могут быть вызваны причинами отличными от тех, что рассматривались ранее. Для объяснения данного эффекта в настоящей работе проведено вычисление инверсии населенностей на переходах между состояниями донора висмута, связанных с нижними и верхними долинами зоны проводимости в кремнии, в зависимости от одноосной деформации в кристаллографическом направлении [100].

Описание модели расчетов

Расчеты матричных элементов, определяющих безызлучательные переходы, проводились в рамках приближения эффективной массы с учетом реальной анизотропии долин зоны проводимости. В качестве огибающих волновых функций примесных состояний использованы известные в литературе вариационные функции метода эффективных масс, с тем отличием, что параметры функций 1s-состояний (параметры, определяющие локализацию волновых функций) вычисляются не на основе вариационной процедуры минимизации энергии состояний, а из требования соответствия энергий этих состояний экспериментально измеренным значениям. Связь между энергией и вычисляемыми параметрами жестко определена требованием соответствия асимптотического поведения волновых функций на больших расстояниях асимптотикам, вычисленным на основе квазиклассического подхода [2], которые, в свою очередь, определяются энергией связанного состояния.

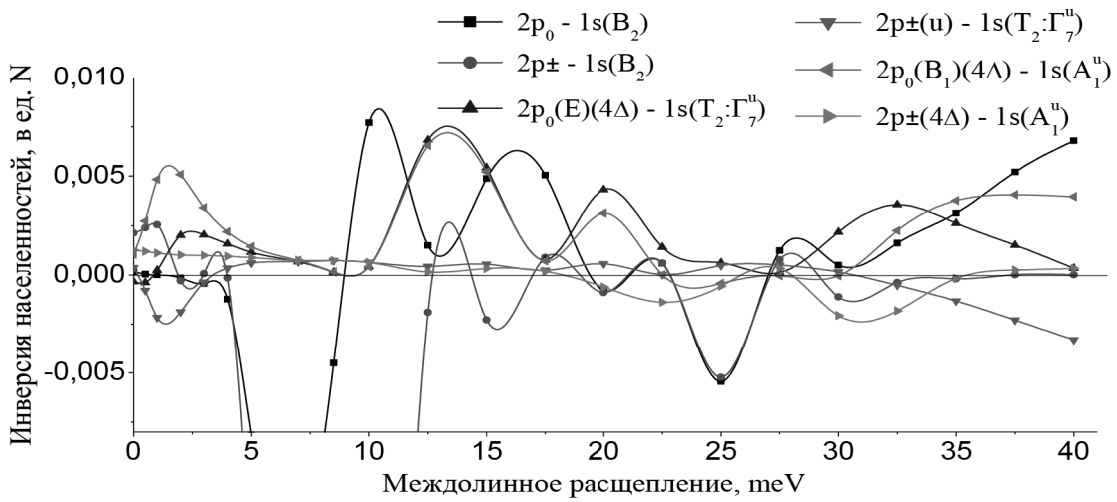


Рисунок 1. Зависимость инверсии населенностей на различных переходах донора висмута в кремнии от междолинного расщепления при одноосной деформации кристалла в кристаллографическом направлении [100]. Инверсия в единицах N, где N – концентрация доноров Bi.

При расчете темпов междолинных процессов релаксации с излучением коротковолновых фононов предполагалось, что константы междолинных деформационных потенциалов не зависят от волнового вектора этих фононов, а их значения совпадают с теми, которые использовались в работе по численному моделированию транспортных характеристик электронов проводимости в кремнии [3]. Расчет населенностей проведен в рамках обычных стационарных уравнений баланса. Данные уравнения включают большое количество уровней донора (около 25), соответствующих состояниям как верхних, так и нижних долин, и учитывают вырождение состояний донорного центра. Так же учтен факт неодинакового распределения носителей при релаксации в зоне проводимости по долинам в кремнии в условиях деформации. Это происходит из-за разности энергий долин в деформированном кремнии, и междолинные переходы с излучением фононов становятся неэквивалентными.

В кремнии, легированном донорами висмута, очень важным является процесс прямого захвата фотоионизованных носителей из дна зоны проводимости сразу в основное состояние донорного центра с излучением оптического междолинного фонона (LO-g). Именно такой процесс приводит к генерации стимулированного излучения на переходах между состояниями донорного центра, относящимися к верхним долинам зоны проводимости кремния. Оценка темпа захвата носителей при переходе в основное состояние донора с излучением LO-g-фонона сделана на основе подхода, описанного в [4].

Результаты расчетов

На рис. 1 представлен результат расчета зависимости от междолинного расщепления при деформации сжатия в кристаллографическом направлении [100] инверсии населенностей на различных переходах донора висмута в кремнии. Данный результат находится в качественном согласии с экспериментальными зависимостями интенсивности и спектра стимулированного излучения от деформации кристалла [1].

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ (№ 14-02-31628, 13-02-97116).

Литература

1. К.А. Ковалевский, Р.Х. Жукавин, В.В. Цыпленков, В.Н. Шастин, Н.В. Абросимов, Г. Риман, С.Г. Павлов, Г.-В. Хьюберс. Лазеры на мелких донорах в одноосно-деформированном кремнии, Физика и техника полупроводников, 2013, том 47, вып. 2, стр. 199–205.

2. Б.И. Шкловский, А.Л. Эфрос. Электронные свойства легированных полупроводников (М., Наука, 1979).

3. C. Jacoboni, L. Reggiani // Rev. Mod. Phys., **55** (3), 645 (1983)

4. В.Н. Абакумов, В.И. Перель, И.Н. Ясиевич, Безызлучательная рекомбинация в полупроводниках. Петербургский институт ядерной физики Б.П. Константинова РАН, СПб., 1997. 376 с.

Гибридные наноструктуры на основе II–VI квантовых точек и III–V нитевидных нанокристаллов

Г. Э. Цырлин[1-5]

1 Санкт-Петербургский академический университет РАН, 194021, Санкт-Петербург, Россия

2 Институт аналитического приборостроения РАН, 190103, Санкт-Петербург, Россия

3 Физико-технический институт им.А.Ф. Иоффе РАН, 194021, Санкт-Петербург, Россия

4 Институт физики им. В.А. Фока, Санкт-Петербургский государственный университет, 198504, Петродворец, Россия

5 Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет «ЛЭТИ» им. В.И. Ульянова (Ленина), 197376, Санкт-Петербург, Россия
*Cirlin@beam.ioffe.ru

Продемонстрирована возможность получения гибридной системы из квазинульмерных КТ CdSe/ZnS и квазиодномерных ННК GaAs. Методами ПЭМ и ФЛ спектроскопии исследованы структурные и излучательные свойства такой системы. Показано влияние ННК на спектр излучения КТ, демонстрирующий высокую эффективность и стабильность ФЛ к температуре и энергии возбуждения. Проведенные исследования указывают на перспективность использования системы ННК+КТ в таких приложениях, как оптоэлектроника и солнечная энергетика.

Введение

Полупроводниковые квантовые точки (КТ) представляют собой класс нульмерных объектов, в которых вследствие трехмерного пространственного ограничения носителей заряда или экситонов возникает эффект размерного квантования энергетического спектра. В настоящее время наиболее широкое распространение получили методы коллоидной химии, позволяющие синтезировать КТ (например, соединений AIIBVI) радиусом 2-10 нм в органических растворителях. Интерес к этим объектам обусловлен их уникальными физическими свойствами и возможностью изготовления на их основе оптоэлектронных приборов. Прежде всего, это оптические свойства: зависимость длины волны излучения от размера КТ, широкий спектр поглощения и узкая полоса фотолюминесценции (ФЛ), высокий квантовый выход ФЛ и фотостабильность (в отличие от органических красителей). Способность КТ существовать в коллоидных растворах позволяет внедрять их в пористые матрицы, получать смеси с полимерами и создавать таким образом композитные материалы. В данной работе нами показана принципиальная возможность создания композитного материала на основе коллоидных КТ CdSe/ZnS, осажденных на массив нитевидных нанокристаллов (ННК) GaAs. В качестве основного стимула данной работы являлось предположение, что развитая поверхность массива ННК может способствовать ковалентному удержанию большего количества КТ по сравнению с планарными матрицами и, соответственно, увеличению эффективности излучения с единицы площади. Кроме того, компоновка разноразмерных нанообъектов (КТ и ННК) в туннельной близости друг от друга открывает принципиальную возможность подгонки их энергетических спектров и создания новых каналов релаксации возбуждения, что делает процесс излучатсльной рскомбинации болсс эффсктивным.

Экспериментальная часть

На первом этапе изготовления композитных структур на подложке GaAs(111)B или Si(111) осуществлялся рост ННК GaAs методом молекулярно-пучковой эпитаксии (МПЭ). На следующем этапе на подложку с ННК микропипеткой наносился раствор толуола с концентрацией КТ порядка 10^{-6} М. Одна капля раствора смачивала лиофильно площадь около 0,4 $см^2$. КТ представляли собой структуру с ядром CdSe, покрытым оболочкой ZnS и слоем ТОФО, либо PbS. Полный диаметр КТ (D) оценивался в 3 нм.

Структурные свойства полученного композитного материала исследовались с помощью сканирующего туннельного микроскопа (СЭМ) Supra 25. Для ПЭМ высокого разрешения с анализом локального химического состава КТ и ННК использовался микроскоп TITAN 80/300, оснащенный спектраль-

ным анализатором энергии рассеянного рентгеновского излучения (EDX-система). Излучательные свойства системы КТ+ННК исследовались с помощью установки ФЛ, собранной на основе монохроматора с фокусным расстоянием 0,5 м, относительным отверстием 1/6,5 и дифракционной решеткой 600 штрихов/мм. Спектральное разрешение составляло 2 нм. В качестве фотоприемника использовалась охлаждаемая жидким азотом CCD-камера. Источниками возбуждающего излучения служили аргоновый лазер (488 нм) или HeCd-лазер (325 нм). При фокусировке на образец диаметр лазерного пятна составлял 0,3 и 0,4 мм, соответственно.

Результаты

Из анализа ПЭМ следует, что по всей поверхности ННК образуется равномерная по толщине (~15 нм) аморфная оболочка, представляющая собой массив из кристаллических КТ, удерживаемых на поверхности ННК молекулами ТОФО. Важной особенностью структуры композитной системы является равномерность распределения КТ в два слоя по поверхности ННК и отсутствие конгломератов КТ, которые могли бы приводить к нежелательной модификации спектра ФЛ. Среднее расстояние между центрами КТ составило 6 нм. Простой расчет показывает, что поверхность одного ННК удерживает около 1000 КТ, а поверхностная плотность КТ составляет ~10^{12} $см^{-2}$. Эта плотность на один порядок величины выше, чем в случае осаждения капли коллоидного раствора на одном $см^2$ гладкой поверхности подложки GaAs (без ННК). Заметим, что в растворе толуола при концентрации 10^{-6} М расстояние между центрами КТ составляет 250 нм. Таким образом, можно говорить о существенном возрастании плотности КТ в массиве ННК: объемной по сравнению с раствором и поверхностной по сравнению с планарной геометрией. На рис. 1 приведено типичное ПЭМ-одиночного ННК, покрытого CdSe/ZnS КТ.

Использование развитой поверхности ННК в качестве матрицы повышает интенсивность ФЛ КТ при комнатной температуре более чем в 4 раза по сравнению с планарной геометрией. Одновременно с этим отмечается «синий» сдвиг этой полосы с 585 нм на 575 нм. Поскольку при этом полуширина полосы QD (44 нм или 160 мэВ) остается неизменной, справедливо предположить, что смещение на 10 нм (37мэВ) связано с механизмом, общим для КТ всех размеров, например, со сдвигом уровней размерного квантования (уменьшением энергии связи экситона) в поле заряженных поверхностных состояний высокой плотности на границе ННК гексагонального GaAs и ТОФО.

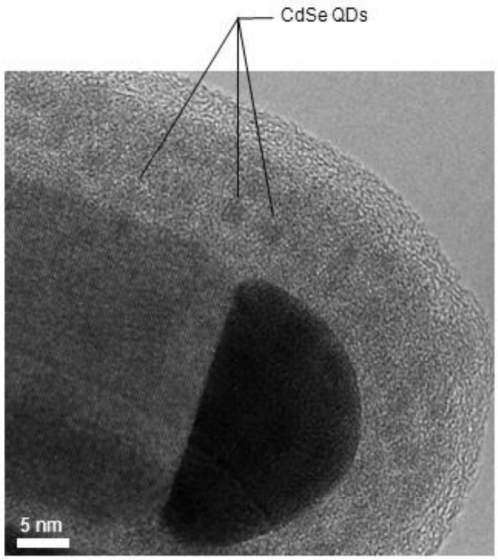


Рисунок 1. ПЭМ-изображение системы ННК+КТ.

Необходимо отметить высокую температурную стабильность полосы CdSe/ZnS КТ ФЛ: ее полуширина и интенсивность в крайних точках интервала температур (10-295 К) оставались практически неизменными. В случае же КТ, осажденных на планарную подложку GaAs, температурное тушение ФЛ наблюдалось и соответствовало температурным зависимостям ФЛ КТ, полученным в работах [1,2]. Установлено, что излучательная рекомбинация идет в основном через экситонные состояния КТ ($1<k<2$) в условиях сильного пространственного ограничения, критерием которого является соотношение $R/a_B<2$ (в нашем случае средний диаметр R КТ составляет 2,5 нм, боровский радиус a_B экситона - 5,6 нм).

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ, Санкт-Петербургского научного центра РАН, Министерства образования и науки РФ, программы FP7 FUNPROB.

Литература

1. D. Valerini, A. Creti, M. Lomascolo // Phys.Rev.B., 71, 335409 (2005).
2. A. Antipov, M. Bell, M. Yasar et al. // Nano Express, 6, 142 (2011).

Оптические решетки экситонов на основе системы квантовых ям InGaN/GaN

В. В. Чалдышев*, А. С. Большаков§, Е. Е. Заварин, А. В. Сахаров, В. В. Лундин, А. Ф. Цацульников, М. А. Яговкина

Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе, ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021.
*chald.gvg@mail.ioffe.ru, §bolsh_as@mail.ioffe.ru

Экспериментально обнаружен резонанс в спектрах оптического отражения от периодических полупроводниковых гетероструктур с квантовыми ямами InGaN/GaN при комнатной температуре, когда период структуры соответствует условию брэгговского резонанса на частоте квазидвумерных экситонов. Показано, что применение структур с двумя квантовыми ямами в элементарной сверхъячейке позволяет существенно усилить этот эффект.

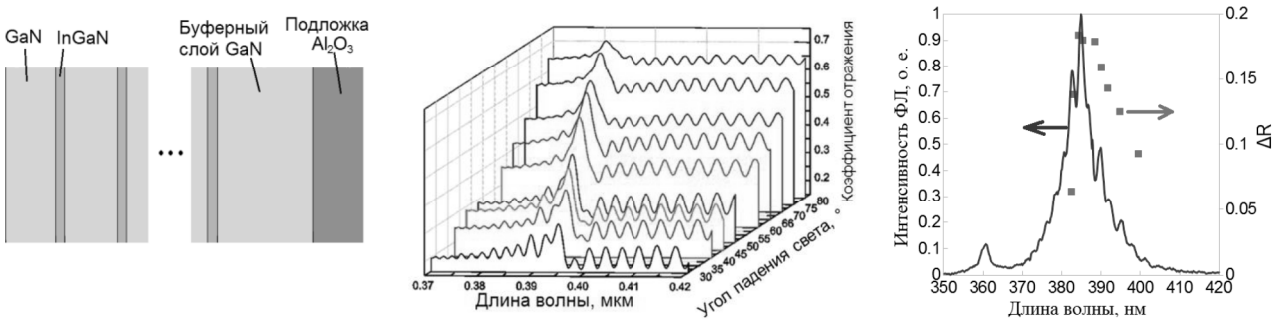
Введение

Периодическая модуляция диэлектрической проницаемости среды вызывает брэгговскую дифракцию распространяющихся в ней электромагнитных волн, что приводит к формированию коллективных оптических мод. Такая модуляция может быть создана за счет электронных возбуждений, например экситонов в периодической системе квантовых ям (КЯ) [1]. Такие оптические решетки экситонов могут быть созданы на основе систем КЯ GaAs/AlGaAs или InGaAs/GaAs, однако вследствие малой энергии связи экситона в этих материалах (~4 мэВ), суперизлучательная экситон-поляритонная мода наблюдается лишь при криогенных температурах [2,3].

В данной работе впервые предложены, реализованы и исследованы оптические решетки экситонов в системах КЯ InGaN с барьерами GaN. Поскольку энергия связи экситонов в GaN составляет 27 мэВ, экситон-поляритонные эффекты в таких системах удалось впервые наблюдать при комнатной температуре [4], что является важнейшим фактором для разработки приборов на основе суперизлучательной моды экситонных поляритонов.

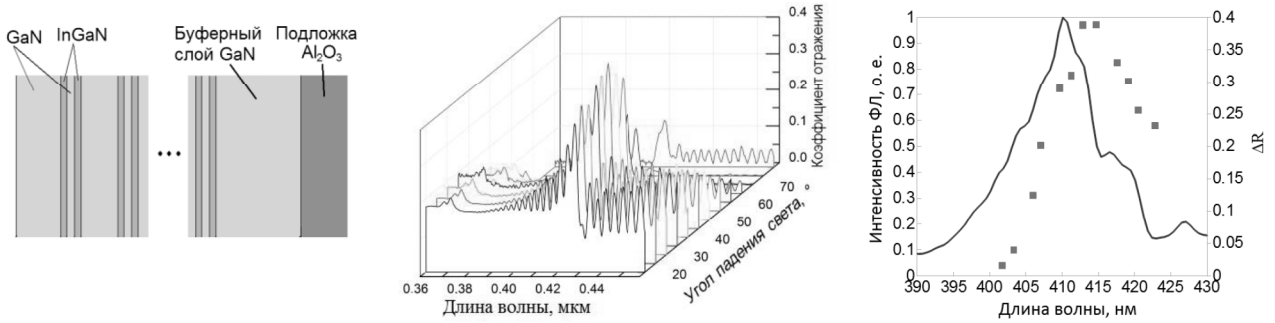
Исследованные образцы

Образцы представляли собой гетероструктуры с КЯ InGaN толщиной около 3 нм, периодически расположенные в матрице GaN (рис. 1а). Толщина барьеров GaN выбиралась так, чтобы было возможно совпадение частоты экситонного резонанса с частотой, определяемой брэгговским условием, и составляла порядка 80 нм. Для создания необходимых систем КЯ нами была разработана специальная технология их выращивания методом газофазной эпитаксии из металлоорганических соединений и проведены детальные структурные исследования [5]. Образцы выращивались на подложке сапфира ориентации (0001). Между брэгговской структурой с подложкой располагался буферный слой GaN толщиной около 3 мкм. Были изготовлены и исследовались образцы с 1, 10, 30, 60 и 100 квантовыми ямами.



а б в

Рисунок 1. Структуры с одиночными КЯ: а – дизайн; б – спектры отражения от структуры с 60 периодами при 300 К; в – спектр фотолюминесценции структуры с 60 периодами и величина дополнительного отражения при различных углах падения света



а б в

Рисунок 2. Структуры со сдвоенными КЯ: а – дизайн; б – спектры отражения от структуры с 60 периодами при 300 К; в – спектр фотолюминесценции структуры с 60 периодами и величина дополнительного отражения при различных углах падения света.

Кроме того, по той же методике были изготовлены образцы, содержащие периодическую гетероструктуру с двумя КЯ в элементарной сверхъячейке (рис. 2а). Номинальное расстояние между ямами 5 нм. Были изготовлены и исследовались структуры, содержащие 10, 30, 60 и 100 периодов.

Результаты эксперимента

Измерялись спектры фотолюминесценции и оптического отражения образцов. Поскольку образцы неоднородны по площади, падающий световой пучок фокусировался на определенные точки поверхности.

Эффект, возникающий при совпадении экситонного и брэгговского резонансов, исследовался путем подстройки брэгговской длины волны, которая зависит от угла падения света в соответствии с формулой:

$$\lambda_{Br} = 2d\sqrt{n_{eff}^2 - \sin^2\varphi}\,. \qquad (ф1)$$

Спектры отражения от образца, содержащего 60 квантовых ям, для s-поляризованного падающего света показаны на рис. 1б. Заметен рост величины брэгговского пика при прохождении углов падения света 45° – 65°.

На рис. 1в показан спектр фотолюминесценции (ФЛ) данной точки образца и зависимость величины брэгговского пика $\Delta R = R_m - R_F$ (R_m — коэффициент отражения в брэгговском максимуме, R_F — френелевский уровень) от длины волны, соответствующей брэгговскому максимуму. Поскольку основной пик ФЛ обусловлен рекомбинацией экситона, можно сделать вывод о значительном влиянии экситонного резонанса на величину брэгговского максимума.

Спектры отражения от структуры со сдвоенными квантовыми ямами, содержащей 60 периодов, при p-поляризации (рис. 2б) проявляют схожую структуру, однако здесь величина ΔR (рис. 2в) достигает значения 0.4 [6], в то время как для структуры с одиночными квантовыми ямами она не превышала значения 0.2.

Заключение

Экспериментально обнаружено резонансное усиление оптического отражения при комнатной температуре, возникающее при совпадении частот брэгговского и экситон-поляритонного резонансов для квазидвумерных экситонов в периодической системе КЯ InGaN. Показано существенное увеличение эффекта в структурах со сдвоенными КЯ в узлах решетки.

Литература

1. Е. Л. Ивченко, А. И. Несвижский, С. Йорда // ФТТ. **36**, 1156 (1994).
2. M. Hübner, et al. // Phys. Rev. Lett. **83**, 2841 (1999).
3. D. Goldberg, et al. // Nat. Photonics. **3**, 662 (2009).
4. V. V. Chaldyshev, et al. // Appl. Phys. Lett. **99**, 251103 (2011).
5. A. F. Tsatsulnikov, et al. // Phys. Status Solidi C, **9**, 774 (2012).
6. А. С. Большаков и др. // ФТТ. **55**, 1706 (2013).

Критическое поведение фазы коэффициента отражения микрорезонатора, наблюдаемое по фотоиндуцированному эффекту Керра

Р. В. Чербунин[1,*], Н. Е. Коптева[1], А. В. Михайлов[1], К. В. Кавокин[1,3], А. В. Кавокин[1,2], П. Г. Лагудакис[2]

1 Лаборатория оптики спина, Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург, 198504

2 Школа физики и астрономии, Саутгемптонский университет, Великобритания, SO17 1BJ

3 Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, 194021

*r.cherbunin@gmail.com

Экспериментально изучено поведение сигнала керровского вращения, наблюдаемого при оптической накачке образца с GaAs квантовой ямой, помещенной в микрорезонатор. Обнаружено, что спектр керровского вращения отличается от того, что наблюдается от одиночной квантовой ямы без резонатора. Отличие объясняется тем, что при наличии микрорезонатора спектр сигнала определяется интерференцией двух волн: волны, отраженной от переднего зеркала, и волны, выходящей из структуры сквозь переднее зеркало, а не оптической восприимчивостью квантовой ямы. Спектр керровского вращения может иметь различную форму, в зависимости от величины оптических потерь в микрорезонаторе.

Введение

Спектр сигнала фотоиндуцированного керровского вращения, наблюдаемый от микрорезонатора с квантовой ямой, определяется в первую очередь ходом фазы коэффициента отражения в зависимости от частоты падающего света в окрестности материальных резонансов. Сам по себе спектральный ход фазы коэффициента отражения света определяется соотношением асимметрии зеркал, образующих микрорезонатор, и потерь в нём. Когда потери малы, фаза коэффициента отражения при проходе через моду резонатора монотонно меняется от 0 до 2π (рис. 1, красная кривая). При сильных потерях фаза меняется немонотонно в пределах от $-\pi$ до π (рис. 1, синяя кривая). Данное свойство микрорезонатора, следующее из линейной оптики, приводит к появлению критической точки в зависимости от величины оптических потерь, в которой фазовая зависимость сменяет одна другую (рис. 1, зеленая кривая). В самой критической точке происходит полное согласование падающей волны с микрорезонатором и коэффициент отражения падает до нуля [1].

Подобное резкое изменение фазы отраженного света в зависимости от частоты позволяет, в частности, наблюдать на таких структурах эффект гигантского фотоиндуцированного керровского вращения, когда угол поворота отраженного линейно поляризованного света под действием циркулярной оптической накачки измеряется десятками градусов [2]. Спектр сигнала керровского вращения при этом определяется именно фазой коэффициента отражения и, следовательно, будет зависеть от того, находится ли микрорезонатор до критической точки согласования или за ней [3].

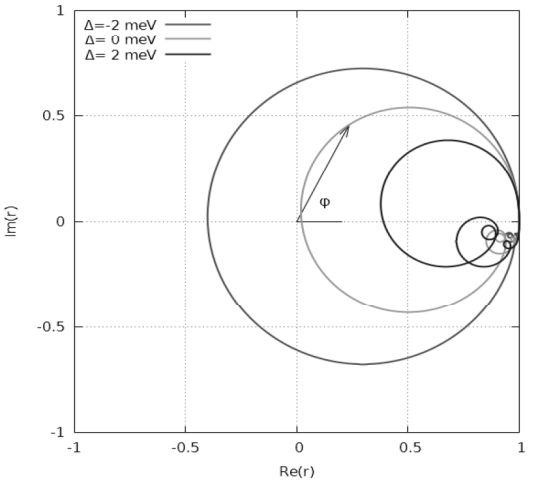


Рисунок 1. Комплексный коэффициент отражения микрорезонатора с квантовой ямой при различных отстройках фотонной моды в зависимости от оптической частоты

Экспериментальная методика

В работе представлены результаты экспериментального исследования спектров отражения и гигантского керровского вращения в микрорезонаторе с

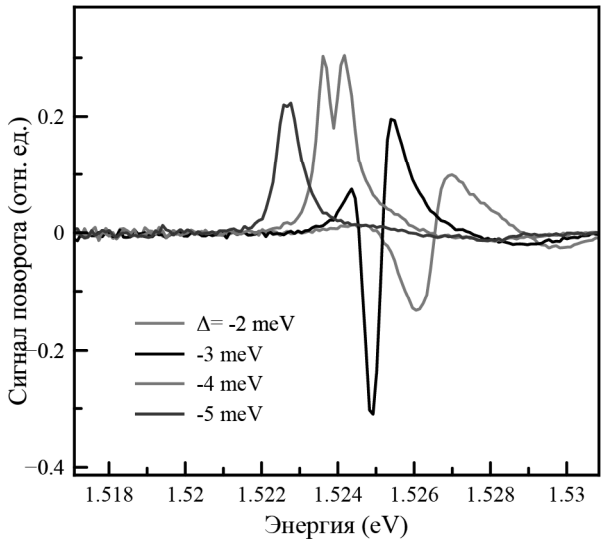


Рисунок 2. Спектры сигнала керровского вращения при задержке между накачкой и зондированием 250 ps при разных величинах отстройки фотонной моды Λ

квантовой ямой GaAs/AlGaAs. Исследуемый образец представлял собой пару брэгговских зеркал $AlAs/Al_{0.1}Ga_{0.9}As$ и $Al_{0.1}Ga_{0.9}As$ λ-полости, в которую встроена GaAs квантовая яма [4]. Ширина полости линейно меняется вдоль образца. Образец находился в криостате при температуре 4 К. Спектр отражения измерялся при помощи импульсного фемтосекундного титан-сапфирового лазера и монохроматора с фокусным расстоянием 0.35 метра. Измерения сигнала керровского вращения проводились временно-разрешенным методом накачки-зондирования при задержке между импульсами накачки и зондирования 250 ps.

В спектре отражения образца на фоне почти стопроцентного отражения от переднего зеркала наблюдается несколько провалов, которые связаны с экситонным, трионным и фотонным резонансами в структуре. Энергия фотонной моды меняется в зависимости от положения на образце, и наблюдается её антипересечение с материальными резонансами. В спектре керровского вращения наблюдается особенность, максимум которой совпадает с фотонной модой, а ее интенсивность меняется в зависимости от отстройки между экситонной и фотонной модой. Спектральная зависимость керровского вращения представляет собой либо контур Лоренца, либо его вторую производную (рис. 2). Один вид спектральной зависимости переходит в другой, когда коэффициент отражения на фотонной моде падает в несколько раз.

Для объяснения такой необычной формы спектра керровского вращения нами был произведен расчет на основании аналитического выражения для комплексного коэффициента отражения [5]. Расчет показал, что такое поведение спектра керровского сигнала связано с тем, что в данном образце приблизительно при Δ=-4 meV коэффициент отражения проходит через критическую точку согласования.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования и науки РФ (грант № 11.G34.31.0067 с СПбГУ и ведущим ученым А.В. Кавокиным).

Литература

1. B. Pezeshki, G. A. Williams, and J. S. Harris // Appl. Phys. Lett. 60, 1061 (1992).
2. R. Giri, S. Cronenberger, M. Vladimirova, D. Scalbert, K. V.Kavokin, M. M. Glazov, M. Nawrocki, A. Lemaitre, and J. Bloch // Phys. Rev. B. 85, 195313 (2012).
3. G. Salis and M. Moser // Phys. Rev. B, V 72, 115325 (2005).
4. R. Rapaport, E. Cohen, A. Ron, E. Linder, and L. N. Pfeiffer // Phys. Rev. B. 63, 235310 (2001).
5. C. Y. Hu, A. Young, J. L. O'Brien, W. J. Munro, and J. G. Rarity // Phys. Rev. B. 78, 085307 (2008).

Бозе-конденсат поляритонов в магнитном поле: спиновый эффект Мейсснера и скачок величины диамагнитного сдвига

Ю. Фишер[1], А. В. Черненко[2,*], С. Бродбек[1], И. Ледерер[1], А. Рахими-Иман[1], М. Амтор[1], В.Д. Кулаковский[2], М. Камп[1], М. Дурнев[3], К. Шнайдер[1], А.В. Кавокин[3], С. Хёфлинг[1]

1 Technische Physik, Wilhelm Conrad Roentgen Research Center for Complex Material Systems,

Universitat Wuerzburg, Am Hubland, D-97074 Wuerzburg, Germany

2 Институт физики твердого тела РАН, ул. Академика Осипьяна, 2, Черноголовка, 142432

3 Лаборатория оптики спина, Институт физики СПбГУ, Санкт-Петербург, Петродворец, ул. Ульяновская, 1, 198504

*chernen@issp.ac.ru

Сильные изменения величины зеемановского расщепления уровней нижней поляритонной ветви наблюдаются в GaAs-микрорезонаторах при переходе через порог бозе-конденсации. Наряду с подавлением зеемановского расщепления в слабых полях, так называемым спиновым эффектом Мейсснера, наблюдается изменение знака зеемановского расщепления, которое зависит от величины расстройки. Этот факт находит объяснение в «неравновесном эффекте Мейсснера», который подразумевает отсутствие равновесия между отдельными спиновыми подсистемами бозе-конденсата поляритонов. Кроме того, при переходе через порог конденсации наблюдается скачок величины диамагнитного сдвига нижней поляритонной ветви. Скачок является следствием диэлектрического экранирования поляритонов в режиме большой плотности и может служить одним из критериев бозе-конденсации спинорных бозонов.

Введение

Интерес к исследованию свойств бозе-конденсата экситонных поляритонов в магнитном поле связан с предсказанным в [1] «спиновым эффектом Мейсснера». Этот эффект, предсказанный для равновесного бозе-конденсата спинорных бозонов, заключается в том, что зависящий от плотности сдвиг уровней поляритонов нижней поляритонной ветви при накачках выше порога конденсации в точности компенсирует зеемановский сдвиг уровней в магнитном поле, перпендикулярном плоскости структуры. Этот эффект подразумевает выполнение двух условий: $\alpha_1>\alpha_2$, где α_1 и α_2 – константы взаимодействия между экситонами с параллельными и антипараллельными спинами, соответственно [1], и термодинамического равновесия в системе. Первое из этих условий выполняется для поляритонов, тогда как требование термодинамического равновесия – нет. О полном подавлении зеемановского расщепления линий поляритонов в магнитном поле, меньшем некоторого критического, докладывалось в работах [2] и [3]. Однако зависимость степени циркулярной поляризации, которая напрямую связана с заселённостью спиновых уровней, явно противоречила предсказаниями теории, что явилось стимулом для продолжения исследований конденсата поляритонов в магнитном поле.

Экспериментальная часть

Для исследований свойств динамического конденсата поляритонов в магнитном поле использовались высокодобротные микрорезонаторы (Q>10000), выращенные на подложке GaAs. Четыре GaAs квантовые ямы толщиной 4 нм, окруженные AlAs-барьерами по 13 нм каждый, были помещены в пучности $\lambda/2$ AlAs микрорезонатора, содержащего 23/27 пар брэгговских зеркал lAs/$Al_{0.2}Ga_{0.8}As$. Расщепление Раби для этой структуре было порядка 10 мэВ. Измерения проводились в достаточно широком диапазоне расстроек (детьюнингов) между уровнями энергии экситонов в ямах E_x и энергией моды резонатора E_c $\delta=E_x-E_c$ от -8.9 до +2.7 мэВ. Широкий диапазон расстроек в данном исследовании покрывает интервал между расстройками. использованными в работе [1] $\delta<-8$ мэВ и в работе [2] $\delta\approx0$ мэВ.

Нерезонансное возбуждение образца осуществлялось с помощью непрерывного титан-сапфирового лазера в первый минимум отражения брэгговских зеркал. Измерения микролюминесценции проводились в криостате, оснащенном сверхпроводящим магнитом, в поле до 5 Тл при температуре 5 К. Излучение лазера фокусировалось в пятно на поверхности образца размером не более 40 мкм. Использование непрерыв-

ного лазера позволило добиться бозе-конденсации поляритонов при низкой плотности мощности накачки, не превышающей 300 Вт/см^2, что заметно меньше, чем в работе [2].

Спиновый эффект Мейсснера действительно наблюдается в данных структурах. Наряду с этим, были зарегистрированы новые эффекты: (i) изменение знака g-фактора поляритонных уровней при переходе через порог конденсации; (ii) быстрый нелинейный рост степени циркулярной поляризации конденсата от магнитного поля; (iii) скачок величины диамагнитного сдвига уровня поляритонов при переходе через порог конденсации.

Изменение знака g-фактора и нелинейный рост поляризации оказалось возможным объяснить, предположив существование равновесия внутри каждой из спиновых подсистем конденсата, но его отсутствие между подсистемами. Иными словами, каждая подсистема конденсата спинорных поляритонов характеризуется собственным химическим потенциалом $\mu_{\pm}$. Свободная энергия такого конденсата в магнитном поле принимает вид [4]:

$$F=-\mu_+ n_+ -\mu_- n_- +(\alpha_1+\alpha_2)n^2/4+(\alpha_1-\alpha_2)S_z^2 -\mu_{eff} g_{eff} BS_z,$$

где $n=n_+ +n_-$ – полное число поляритонов , а n_+ и n_- – число поляритонов с проекциями спинами вверх и вниз, соответственно, $S_z = (n_+ - n_-)/2$, α_1, α_2 – константы взаимодействия поляритонов с параллельными и антипараллельными спинами, соответственно, g_{eff} – эффективный g-фактор поляритона, μ_B – магнетон Бора. Для не полностью поляризованного конденсата минимум свободной энергии ищется его минимизацией по параметрам S_z и n, которые являются в этом случае независимыми. В случае полностью поляризованного конденсата $S_z = n/2$ и минимум F ищется по одному параметру. Расщепление спиновых подсистем конденсата имеет вид $\Delta(B) = \mu_B g_{eff} B - (\alpha_1 - \alpha_2)n\rho_c$ (в случае неполной поляризации конденсата). Здесь ρ_c степень циркулярной поляризации. Полученная таким образом $\Delta(B)$ качественно объясняет экспериментальную зависимость зеемановского расщепления от поля, в первую очередь изменение знака $\Delta(B)$ с полем. Однако полного количественного согласия с экспериментом достичь не удаётся. Скорее всего, это связано с тем, что равновесная модель не учитывает полностью динамического характера бозе-конденсата поляритонов. Также модель качественно объясняет поведение циркулярной поляризации люминесценции конденсата в магнитном поле.

Наряду с особенностями зеемановского расщепления и циркулярной поляризацией, линии бозе-конденсата демонстрируют скачок величины диамагнитного сдвига при переходе через порог конденсации. Например, для газа поляритонов диамагнитная восприимчивость $\kappa \approx 6$ мэВ/Т^2, тогда как для конденсата $\kappa \approx 10$ мэВ/Т^2 при δ=-6.5 мэВ . Этот скачок объясняется диэлектрическим экранированием экситонов конденсата. Рост экситонной плотности n ведёт к увеличению диэлектрической восприимчивости по закону $\varepsilon(n)=\varepsilon(0)/(1-n/2n_c)$ и увеличению экситонного боровского радиуса [4], что, в свою очередь, приводит к росту κ. Здесь $n_c = 2\pi/a_0^2$, a_0 – боровский радиус изолированного экситона. В отличие от зеемановского расщепления, скачок диамагнитной восприимчивости количественно описывается в рамках этой модели. Учитывая то, что скачок диамагнитной восприимчивости детектируется проще, чем спиновый эффект Мейсснера, он может служить независимым критерием конденсации спинорных бозонов. Это может оказаться актуальным для подтверждения бозе-конденсации непрямых экситонов в двойных связанных или широких квантовых ямах [5,6].

Литература

1. Y. G. Rubo, A. V. Kavokin and I. A. Shelykh // Physics Letters A 358, 227 (2006).
2. A. V. Larionov, V. D. Kulakovskii, S. Hoefing, C. Schneider, L. Worschech, and A. Forchel // Physical Review Letters. 105, 256401 (2010).
3. P. Walker, T. C. H. Liew, D. Sarkar, M. Durska, A. P. D. Love, M.S. Skolnick, J. S. Roberts, I. A. Shelykh, A. V. Kavokin, and D. N. Krizhanovskii // Physical Review Letters. 106, 257401 (2011).
4. J. Fischer, S. Brodbeck, A. V. Chernenko, I. Lederer, A. Rahimi-Iman, M. Amthor, V. D. Kulakovskii, M. Kamp, M. Durnev, A.V. Kavokin, and S. Hoefling. Принято к публикации в Phys.Rev.Lett.
5. A.V. Gorbunov, V.B. Timofeev // Solid State Comm. 6-10, 157 (2013).
6. A. A. High,J. R. Leonard, M. Remeika, L. V. Butov, M. Hanson, and A. C. Gossard // Nano Lett. 12, 2605 (2012).

Спиновая релаксация светлых и темных экситонов в InAs/AlAs КТ

Т. С. Шамирзаев[1, *], D. Dunker[2], J. Debus[2], Д. Р. Яковлев[2,3], M. Bayer[2]

1 Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН, пр. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090.

2 Институт макрофизики РАН, ул. Академика Петрова, 102, Санкт-Петербург, 433423. Experimentelle Physik 2, Technische Universität Dortmund, Dortmund, Germany, 44221

3 Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе, ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021

*tim@isp.nsc.ru

Время спиновой релаксации нейтральных экситонов в квантовых точках (In,Al)As/AlAs со структурой зон первого рода определялось посредством измерения динамики степени циркулярной поляризации фотолюминесценции (ρ_c), наведенной продольным магнитным полем (B). Степень поляризации зависит от времени немонотонно. В поле B = 10 Тл ρ_c положительна и резко увеличивается вплоть до 65% на временном интервале 0.5 μs < t < 25 μs за счет спиновой релаксации светлых (оптически активных) экситонов, а при t > 25 μs ρ_c уменьшается вплоть до зануления и смены знака за счет возрастания относительного вклада темных (оптически неактивных) экситонов.

Введение

В теоретических работах начала 2000-х годов было показано, что для электронов и дырок, локализованных в квантовых точках (КТ), механизмы, определяющие спиновую релаксацию свободных квазичастиц, подавлены, а их спиновая релаксация определяется спин-орбитальным и сверхтонким взаимодействием и лежит в миллисекундном диапазоне времен [1]. Для локализованных в КТ экситонов (в отличие от электронов и дырок) законченной картины спиновой релаксации к настоящему времени не сложилось. Это связано, во-первых, с тонкой структурой экситонных состояний, порождающей многообразие различных механизмов изменения проекции спина при переходах между различными оптически активными и/или оптически неактивными состояниями экситона, во-вторых, и это основная причина, с малым (порядка 1 нс) временем жизни экситона в оптически активном состоянии.

Недавно нами было показано, что время жизни экситона в непрямозонных полупроводниковых (In,Al)As/AlAs КТ первого рода, где и электрон, и дырка локализованы внутри КТ, возрастает вплоть до сотен микросекунд [2] и, следовательно, становится сравнимым с ожидаемым временем его спиновой релаксации. В докладе представлены результаты изучения спиновой релаксации нейтральных экситонов, локализованных в (In,Al)As/AlAs КТ с основным состоянием электрона в X-долине зоны проводимости.

Условия эксперимента

Исследуемые структуры с (In,Al)As/AlAs КТ были выращены методом молекулярно-лучевой эпитаксии на полуизолирующих подложках GaAs с ориентацией (001). Структуры содержали один слой КТ, между слоями AlAs толщиной 30 нм. Спиновая релаксация экситонов изучалась посредством измерения динамики наведенной продольным магнитным полем (B = = 10 Тл) циркулярной поляризации (ρ_c) экситонной фотолюминесценции (ФЛ). Степень циркулярной поляризации ФЛ определялась как $\rho_c = (I^+ - I^-)/(I^+ + I^-)$, где $I^{+/-}$ – интенсивности $\sigma^{+/-}$ – поляризованных компонент ФЛ. Для того чтобы избежать оптической ориентации экситонов, ФЛ возбуждалась импульсами линейно поляризованного света.

Результаты и обсуждение

Спектр ФЛ структуры с (In,Al)As/AlAs КТ, измеренный при температуре T = 1.7 К, представляет собой широкую полосу гауссовой формы с положением максимума 1.78 эВ, связанную с рекомбинацией экситонов в КТ. Как было показано в нашей работе [2], энергетическое положение полосы ФЛ свидетельствует о том, что основное состояние электрона в исследуемых КТ принадлежит X-минимуму зоны проводимости (In,Al)As. Необходимость рассеяния квазиимпульса электрона в процессе излучательной рекомбинации приводит к длительным временам жизни экситонов, локализованных в таких КТ. Динамика ФЛ нейтральных экситонов в

различных циркулярных поляризациях, измеренная в максимуме спектра ФЛ, после нерезонансного возбуждения ($\hbar\omega_{Ex}$ = 3.49 эВ) коротким (5 нс) импульсом линейно поляризованного света показана на рис.1. Кривые затухания ФЛ $I^{+/-}(t)$ неэкспоненциальны, что типично для структур с (In,Al)As/AlAs КТ и обусловлено дисперсией времен жизни экситонов, излучающих на одной длине волны, но локализованных в КТ разного размера и состава с различной гладкостью локализующего экситон потенциала, который определяется толщиной слоя твердого раствора на гетерогранице КТ/матрица [3]. Степень поляризации ФЛ зависит от времени немонотонно, как это показано на вставке к рис. 1. Степень поляризации равна примерно 20% сразу после окончания возбуждающего импульса (t ~ 10 ns) и слабо изменяется вплоть до времен t ~ 0.5 μs. На временном интервале 0.5 μs < t < 25 μs имеет место резкое увеличение степени поляризации до 65%. В дальнейшем, при t > 25 μs степень поляризации уменьшается вплоть до зануления и смены знака.

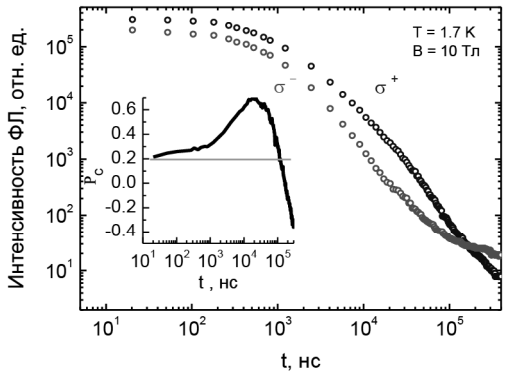


Рисунок 1. Динамика ФЛ нейтральных экситонов в (In,Al)As/AlAs КТ в максимуме полосы QD в различных поляризациях в магнитном поле 10 Тл (геометрия Фарадея) при температуре 1.7 К. На вставке показана динамика степени циркулярной поляризации

Мы установили, что степень циркулярной поляризации на начальном участке зависимости задается спиновой поляризацией фоторожденных электронов магнитным полем в AlAs-матрице до их захвата в КТ. Дальнейшее изменение степени поляризации обусловлено рекомбинацией светлых (оптически активных с проекцией спина +1 (-1)) и темных (оптически неактивных с проекцией спина +2 (-2)) экситонов. Для объяснения динамики $\rho_c(t)$ на временах t > 0.5 μs надо принять во внимание тот факт, что вероятность излучательной рекомбинации для оптически активных экситонов много больше, чем для неактивных экситонов. Поэтому сначала степень циркулярной поляризации определяется рекомбинацией оптически активных экситонов. Повышение степени положительной циркулярной поляризации есть следствие спиновой релаксации экситонов из состояния с проекцией спина -1 в состояние с проекцией спина +1 (с характерным временем релаксации 12 μs). С течением времени концентрация оптически активных экситонов в состоянии с проекцией спина -1 становится настолько малой, что отношение концентрации таких экситонов (n_{-1}) к времени жизни (τ_R) становится сравнимым с отношением концентрации оптически неактивных экситонов в основном состоянии с проекцией спина -2 (n_{-2}) к их времени жизни (τ_{R2}) $n_{-1}/\tau_R \sim n_{-2}/\tau_{R2}$. С этого момента степень циркулярной поляризации определяется рекомбинацией как активных, так и неактивных экситонов и начинает уменьшаться. И, наконец, в самом хвосте кривой ρ_c(t), когда концентрация оптически активных экситонов в состоянии +1 (n_{+1}) становится настолько мала, что выполняется соотношение $n_{+1}/\tau_R < n_{-2}/\tau_{R2}$, поляризация меняет знак. Спиновая релаксация оптически неактивных экситонов идет с характерным временем несколько миллисекунд и приводит к тому, что экситоны скапливаются в состоянии с проекцией спина -2.

Работа поддержана РФФИ (проект 13-02-00073), Немецким физическим обществом DFG Grant No. YA65/3-5 и EU Seventh Framework Programme (Grant No.37252, Spinoptronics).

Литература

1. A. V. Khaetskii, Yu. V. Nazarov // Phys. Rev. B, V. 64, 12 316 (2001).
2. T. S. Shamirzaev, A. V. Nenashev, K. S. Zhuravlev // Appl. Phys. Lett., V. 92, 213101 (2008).
3. T. S. Shamirzaev, J. Debus, D. S. Abramkin, D. Dunker, D. R. Yakovlev, D. V. Dmitriev, A. K. Gutakovskii, L.S. Braginsky, K.S. Zhuravlev, M. Bayer // Phys. Rev. B, V. 84, 155318 (2011).

Неравновесные состояния и возможность стимулированного ИК-излучения донорами Mg в кремнии

В. Н. Шастин[1, §], В. В. Цыпленков[1], Р. Х. Жукавин[1], К. А. Ковалевский[1], Ю. А. Астров[2], H.-W. Hübers[3], S. G. Pavlov[3]

1 Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680.

2 Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Политехническая ул., д. 26, Санкт-Петербург, 194021

3 Institute of Planetary Research, Berlin

§ shastin@ipmras.ru

Обсуждается возможность инверсной населенности и эффекта стимулированного излучения на внутрицентровых $2p_0$-$1s(T_2,E)$ переходах двойных доноров магния Mg^0 в монокристаллическом кремнии при их оптическом возбуждении. Стимулированное излучение (линии в диапазоне 5,4-6,4 ТГц) оптически возбуждаемых водородоподобных доноров пятой группы в кремнии на таких переходах наблюдается при криогенных температурах. Однако на гелиоподобных центрах, к которым относится донор Mg^0, такие эффекты еще не исследованы. Большая энергия связи $1s(T_2,E)$-состояний ~52 мэВ и химический сдвиг ~55 мэВ являются отличительной особенностью Mg^0 -центра. На основе модельных расчетов дается анализ процесса внутрицентровой релаксации ключевых состояний на акустических и оптических фононах и определены условия, необходимые для эффектов стимулированного излучения. Отмечается, что на Mg^0-центрах в [100] одноосно-сжатом кремнии можно получить генерацию на частоте ~10 ТГц (~30 мкм).

Введение

Наиболее полную информацию о спектрах состояний доноров Mg^0 в кремнии можно найти в работах [1, 2]. В них приведены результаты измерений поглощения (серия Лаймана) рассматриваемых центров в зависимости от деформации сжатия кристалла и магнитного поля. Тем самым имеются прямые данные по энергии связи основного 1s(A) и нечетных $2p_0$, $2p_\pm$, $3p_0$ и т.д. состояний. В работе [1] на основе зависимости энергии 1s(A) от деформации дается оценка энергии связи состояний $1s(T_2,E)$. Экспериментальные данные касательно других четных 2s, 3s… состояний отсутствуют. Каких-либо исследований неравновесных состояний доноров магния в кремнии или эффектов их излучения не проводилось. Для сравнения, доноры пятой группы в кремнии P, Sb, As, Bi изучены значительно лучше (см. обзор [3]), а их неравновесные состояния изучались в целом ряде работ. Отметим измерения методом пробного импульса времен жизни возбужденных состояний [4], расчеты темпов релаксации таких состояний [5], наблюдение эффекта фотонного эха [6], изучение спектральных характеристик спонтанного излучения в условиях пробоя [7]. Большое число публикаций посвящено стимулированному излучению доноров пятой группы в кремнии при их оптическом возбуждении [8]. Определены условия генерации, идентифицированы рабочие переходы и частоты излучения (линии в диапазоне 4,4-6,5 ТГц), даны оценки квантовой эффективности. Показано, что одноосная деформация сжатия кристалла приводит к повышению эффективности излучения и перестройки линий генерации [8]. Данная работа продолжает исследования неравновесных состояний кулоновских центров в кремнии с целью создания новых источника стимулированного излучения в диапазоне 9-10 ТГц. Заметим, что квантово-каскадные лазеры на основе гетероструктур A_3B_5 не работают в диапазоне 4,8-12,5 ТГц по причине поглощения электромагнитных волн на колебаниях решетки. Попытки использовать квантово-каскадную схему на основе SiGe/Si- или GeSi/Ge-структур, в которых решеточное поглощение мало, до сих пор не привели к успеху.

Внутрицентровая релаксация

На рис. 1 представлена зависимость энергий уровней нейтрального донора Mg^0 от междолинного расщепления, вызванного деформацией сжатия кремниевого кристалла в направлении [100]. Расчет данных зависимостей проведен в предположении, что энергия связи состояния 1s(E) в недеформированном кремнии составляет 52.5 meV [1]. В рамках

этого же предположения в отсутствие деформации энергетический зазор между состояниями отщепленной группы $1s(T_2,E)$ и основным состоянием нейтрального донора превышает энергию любого фонона, поэтому при нулевом давлении на образец релаксация состояний $1s(T_2,E)$ определяется исключительно двухфононными процессами электрон-фононного взаимодействия. Таким образом, в недеформированном кремнии их время жизни является достаточно большим. Темпы релаксации

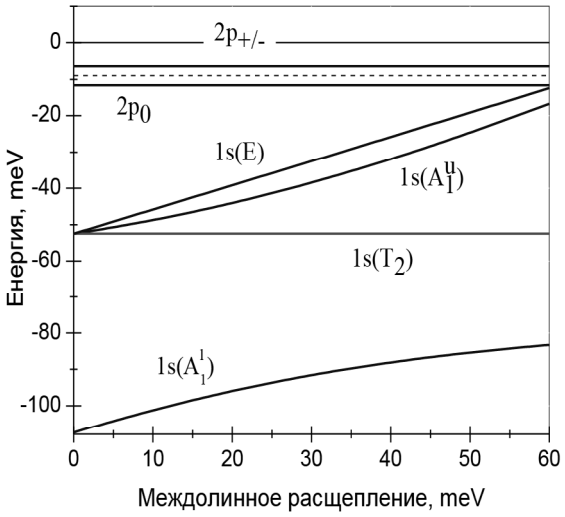


Рисунок 1. Зависимость энергий уровней нейтрального донора Mg^0 от междолинного расщепления при одноосной деформации кристалла в направлении [100].

(распада) состояний $2p_0$ и $2p_\pm$ при этом определяются взаимодействием с LA-f-фононами и составляют приблизительно 10^8 c^{-1} и 1.8×10^9 c^{-1}. Заметим, что энергия LA-f-фононов для перехода $2p_0$-1s(E) - 40,8 мэВ, а для $2p_\pm$-1s(E) – 46,1мэВ соответственно. С точностью до энергии состояния скорость распада 2s-состояния с излучением фононов (внутридолинное рассеяние и междолинные переходы на LA-f-фононах) составляет от 2×10^9 c^{-1} до 6×10^9 c^{-1}.

В условиях одноосного сжатия кристалла энергия перехода между основным состоянием и состояниями $1s(E,T_2)$ уменьшается и междолинные LA-f-фононы начинают принимать участие в релаксации состояний $1s(E,T_2)$. Максимум темпа релаксации достигается при давлении приблизительно 1.3 кбар и составляет ~ 6.5×10^{11} c^{-1}. При этом междолинные переходы с излучением фононов f-типа перестают влиять на время жизни 2p-состояний. Темп релаксации состояния $2p_\pm$ определяется внутридолинными процессами электрон-фононного взаимодействия на переходе в состояния 1s и $2p_0$, и его значение ~1.4×10^{10} c^{-1}, релаксация же состояния $2p_0$ в этом случае может определяться только междолинными g-переходами в состояния $1s(E,T_2)$ с излучением фононов, но т.к. переходы $2p_0$–$1s(E,T_2)$ имеют энергию, сильно отличающуюся от энергий g-фононов в кремнии, то ожидается, что в условиях деформации темп релаксации состояния $2p_0$ будет менее 10^8 c^{-1}. Таким образом, в одноосно-деформированном кремнии, легированном нейтральными донорами магния, при фотовозбуждении излучением накачки создаются благоприятные условия для формирования инверсии населенностей и генерации стимулированного излучения на $2p_0$–$1s(E,T_2)$-переходе с энергией кванта ~ 41мэВ, т.е. на частоте ~ 10 ТГц.

Работа поддержана грантом РФФИ № 14-02-00638.

Литература

1. L. T. Ho, A. K. Ramdas.//Phys. Rev. B, 5, 462 (1972).
2. A. L. Thilderkvist, M. Klevermann, H. G. Grimmeiss // Phys. Rev. B. 49, 16338 (1994).
3. A.K. Ramdas, S. Rodriguez.// Reports on Progress in Physics. 1981. v. 44 p. 1297-1387.
4. N. Q. Vinh, P. T. Greenland, K. Litvinenko, B. Redlich, A. F. G. van der Meer, S. A. Lynch, M. Warner, A. M. Stoneham, G. Aeppli, D. J. Paul, C. R. Pidgeon and B. N. Murdin.//P. Natl. Acad. Sci. USA. 105, 10649 (2008).
5. В. В. Цыпленков, К. А. Ковалевский, В. Н. Шастин // ФТП. 43, с. 1450 (2009).
6. P. T. Greenland, S. A. Lynch, A. F. G. van der Meer, B. N. Murdin, C. R. Pidgeon, B. Redlich, N. Q. Vinh, G. Aeppli // Nature. 465, 1057 (2010).
7. T. N. Adam, R. T. Troeger, S. K. Ray, P.-C. Lv, and J. Kolodzey. Terahertz electroluminescence from boron impurities in bulk silicon // Appl. Phys. Lett. vol. 83, pp. 1713-1715, 2003.
8. К. А. Ковалевский, Р. Х. Жукавин, В. В. Цыпленков, В. Н. Шастин, Н. В. Абросимов, Г. Риман, С. Г. Павлов, Г.-В. Хьюберс // ФТП. 47, вып. 2, с. 199 (2013).

Каталитический и самокаталитический рост нитевидных нанокристаллов GaAs (Монте-Карло моделирование)

М. В. Князева[1, 2], А. Г. Настовьяк[1], И. Г. Неизвестный[1,2], Н. Л. Шварц[1,2, *]

1 Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН, пр. ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090.

2 Новосибирский государственный технический университет, пр. Карла Маркса, 20, Новосибирск, 630092.

*nataly.shwartz@gmail.com

Разработана кинетическая решеточная Монте-Карло-модель роста нитевидных нанокристаллов арсенида галлия по механизму пар-жидкость-кристалл. С помощью Монте-Карло-модели реализован каталитический и самокаталитический рост нитевидных нанокристаллов GaAs на поверхности GaAs(111)B. Продемонстрирована зависимость морфологии растущих кристаллов от параметров роста.

Введение

Интерес к нитевидным нанокристаллам (ННК) на основе соединений A_3B_5 обусловлен перспективой их применения в современных нано- и оптоэлектронных приборах [1]. Основным механизмом роста GaAs ННК является механизм пар-жидкость-кристалл (ПЖК). Наиболее распространенным катализатором роста является золото, но оно создает в полупроводнике ловушки, приводя к деградации электрических и оптических характеристик структур на основе ННК. Поэтому перспективным оказывается самокаталитический рост GaAs ННК, когда катализатором является один из составляющих компонентов нанокристалла – Ga, при этом подложка арсенида галлия должна быть покрыта тонким слоем диоксида кремния [2]. Монте-Карло (МК) моделирование является наиболее подходящим методом для выяснения деталей роста ННК на атомарном уровне. В работе [3] была предложена и реализована МК-модель роста однокомпонентных ННК. В настоящей работе представлены результаты моделирования методом Монте-Карло роста GaAs ННК с использованием как золота, так и галлия в качестве катализаторов роста.

Результаты моделирования

Основными процессами, заложенными в МК-модель ПЖК-роста, являются растворение материала полупроводника в капле катализатора, диффузия растворенного вещества внутри капли и кристаллизация галлия и мышьяка на границе раздела жидкость/кристалл (рис. 1). Моделирование осуществлялось с использованием пакета программ SilSim3D на базе решеточной МК-модели [4].

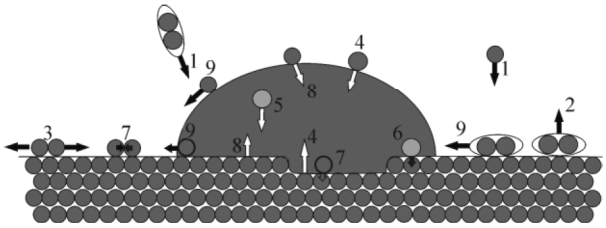


Рисунок 1. Модельная система и возможные процессы в ней: 1 – осаждение молекул As_2 и атомов Ga; 2 – десорбция As_2; 3 – диссоциация As_2; 4 – растворение As в каплю; 5 – диффузия атомов внутри капли; 6 – кристаллизация As на границе раздела капля/кристалл; 7 – кристаллизация Ga; 8 – растворение Ga в каплю; 9 – диффузия Ga, As и As_2 по поверхности. Розовый/желтый– материал катализатора (Ga(liq)/Au), красный – Ga(s), зеленый – As(s), светло-зеленый – As(liq); liq – жидкая фаза; s – твердая фаза

Каталитический рост

Моделирование каталитического роста осуществлялось при температурах T = 750–950 К, скоростях осаждения галлия F_{Ga} = 0.3–2 МС/с и различных потоках As_2. Продемонстрирована зависимость морфологии растущих ННК и скорости их роста от параметров роста. Формирование GaAs ННК наблюдалось в ограниченном температурном диапазоне. При температурах 700 К и ниже происходило зарастание капель золота слоем арсенида галлия, и роста ННК не наблюдалось. При высоких температурах прекращение роста ННК обусловлено уменьшением концентрации растворенного мышьяка в капле из-за повышения десорбции As_2. Существуют оптимальная температура роста и соотношение потоков галлия и мышьяка, при которых

скорость роста ННК достигает максимального значения. При заданном потоке Ga скорость роста ННК оказывается нелинейно зависящей от величины потока мышьяка. При малом потоке As_2 большая часть мышьяка из-за десорбции не успевает достичь капли и роста ННК не происходит. Затем скорость роста резко возрастает и выходит на насыщение, переставая зависеть от потока мышьяка. Получены убывающая зависимость скорости роста от диаметра капли катализатора и увеличение скорости роста с уменьшением плотности ННК на поверхности, что характерно для диффузионного механизма роста. При плотном расположении длинных ННК на подложке возникает эффект «затенения», приводящий к изменению формы ННК. На начальных стадиях роста ННК имеет максимальный диаметр у основания, при достижении определенной длины, зависящей от расстояния между ННК, материал из внешнего потока попадает в основном на верхнюю часть растущего кристалла, приводя к увеличению диаметра вдали от подложки.

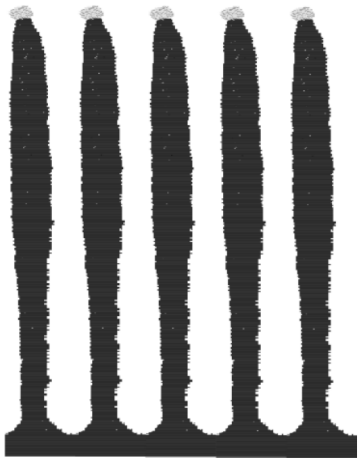


Рисунок 2. Эффект «затенения». Фрагмент сечения модельной структуры; желтым цветом отмечено золото

Самокаталитический рост

При самокаталитическом росте в качестве катализатора выступают капли галлия. Исходная подложка представляла собой кристалл GaAs с ориентацией поверхности (111)B, покрытый пленкой со сквозным круглым отверстием (имитирующей маску). Диапазон ростовых условий выбирался исходя из экспериментальных данных по самокаталитическому росту GaAs ННК. В широком диапазоне потоков мышьяка скорость роста ННК линейно зависела от потока As_2. При фиксированном потоке мышьяка скорость роста нелинейно уменьшалась с увеличением потока галлия, что связано с увеличением размера капли галлия. На рис.3 представлена зависимость длины ННК L от времени при различных соотношениях потоков As/Ga. После короткого нелинейного участка наблюдается линейная зависимость $L(t)$, что соответствует постоянству скорости роста. Выход на полочку означает окончание роста из-за кристаллизации капли галлия. Самокаталитический рост оказался более чувствителен к соотношению потоков галлия и мышьяка, чем каталитический, т. к. при больших потоках мышьяка наступает полная кристаллизация капли галлия и рост ННК прекращается.

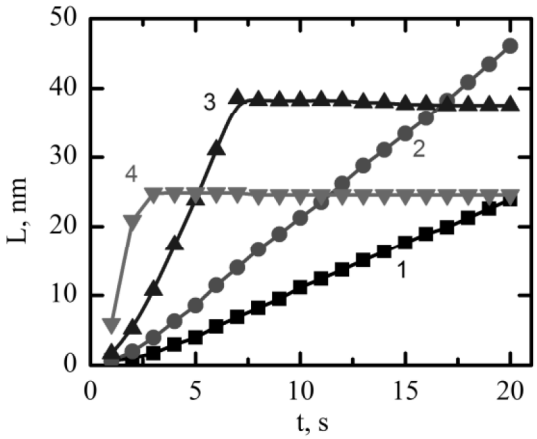


Рисунок 3. Зависимость длины ННК от времени осаждения при T= 900 K, FAs=1МС/с и разных соотношениях потоков As/Ga: 0.7 (1), 1 (2), 2 (3), 4 (4)

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект № 11-02-00045-а), программы фундаментальных исследований РАН № 24 (проект № 16) и Междисциплинарного интеграционного проекта №47.

Литература

1. C. Colombo, M. Heis, M. Gratzel, et al. // Appl. Phys. Lett. V. 94, 173108 (2009).
2. C. Colombo, D. Spirkoska, M. Frimmer, et al. // Phys. Rev. B, V. 77, 155326 (2008).
3. A. G. Nastovjak, I. G. Neizvestny, N. L. Shwartz // Pure Appl. Chem., V. 82, 2017 (2010).
4. А. В. Зверев, К. Ю. Зинченко, Н. Л. Шварц et al. // Российские нанотехнологии, Т. 4, No. 3-4, 85 (2009).

Фотопроводимость низкоразмерных Si/Ge структур без поверхностного слоя Si

О. А. Шегай[1,*], В. И. Машанов[1], А. Р. Туктамышев[1,2], H.-H. Cheng[3]

1 Институт физики полупроводников СО РАН, пр. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090.

2 Новосибирский государственный университет, Университетский пр., 2, Новосибирск, 630090.

3 Center for Condensed Matter Sciences and Graduate Institute of Electronic Engineering, National Taiwan University, Taipei 106.

*shegai@isp.nsc.ru

Сообщается об обнаружении ступенчатой фотопроводимости (ФП) Si/Ge-структур, содержащих самоорганизующиеся квантовые точки (КТ) и квантовые кольца (КК) на поверхности Si, не закрытых поверхностным слоем Si, в зависимости от интенсивности межзонной подсветки при низких температурах. Наличие КТ и КК подтверждается структурными исследованиями на атомно-силовом микроскопе. Проведено сравнение с ФП Si/Ge-структур, закрытых поверхностным слоем Si.

Введение

Обычно для изучения оптических и электрических свойств Si/Ge-структур с самоорганизующимися Ge КТ используются структуры с защитным поверхностных слоем Si [1]. С одной стороны, это делается для предотвращения окисления КТ, а с другой – для уменьшения влияния поверхности из-за высокой степени рекомбинации носителей заряда вблизи нее. В данной работе сообщается об обнаружении ступенчатой фотопроводимости (ФП) Si/Ge-структур, содержащих самоорганизующиеся КТ и КК на поверхности Si, не закрытых поверхностным слоем Si, в зависимости от интенсивности межзонной подсветки при низких температурах.

Результаты и их обсуждение

Структуры, исследуемые в работе, были получены методом молекулярно-лучевой эпитаксии, и более подробно их рост описан в [1]. На подложке Si (100) сначала выращивался буферный слой Si толщиной 30 нм при 700 °C, затем – слой Ge различной толщины и температуры роста (0.75 ÷ 0.84 нм при 640 ÷ 680 °C). На рис.1 показан скан Si/Ge-структуры (№ 569) с КТ (температура роста Ge слоя 680 °C, толщина – 0.84 нм), полученный методом атомно-силовой микроскопии (АСМ). Средний размер КТ составляет приблизительно 140 нм, а их плотность - $1.75*10^9$см$^{-2}$. Аналогичные измерения для Si/Ge-структуры с КК, выращенной при тех же условиях роста, дали 250 нм (400 нм) при концентрации $6*10^8$см$^{-2}$ ($7*10^7$см$^{-2}$) для КТ и (КК) соответственно.

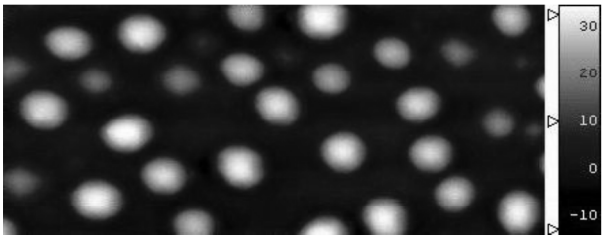


Рисунок 1. АСМ-изображение Si/Ge-структуры №569 с КТ, толщина слоя Ge – 0.84 нм, температура роста слоя Ge 680 °C, размер скана 850 × 2000 нм^2

На рис.2 показана ФП Si/Ge-структуры с КТ с такими же параметрами роста, как и для структуры на рис.1, в зависимости от интенсивности межзонной подсветки для тянущих полей в диапазоне

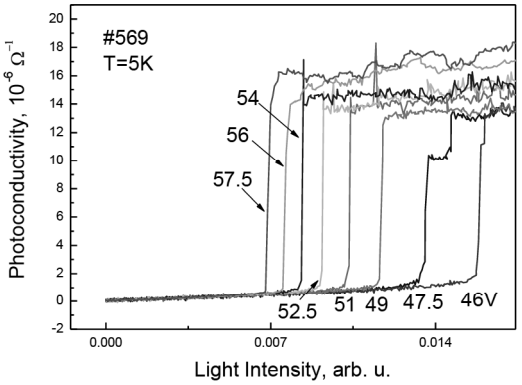


Рисунок2. Зависимость ФП Si/Ge-структуры №569 с КТ без поверхностного слоя Si от интенсивности межзонной подсветки при 5 К и в тянущем поле в диапазоне 46 ÷ 57.5 В

46 ÷ 57.5 В, при 5 К. Так же как для структур с поверхностным слоем Si [1], здесь наблюдается ступенчатая ФП. Амплитуда ступенек ФП имеет срав-

нимую величину с амплитудой для закрытых кремнием Si/Ge-структур с КТ [1], выращенных приблизительно в тех же условиях. Однако в ростом температуры измерений поведение ФП сильно различается: для незакрытой структуры амплитуда ступенчатой ФП уменьшается вплоть до исчезновения ступенек, а для закрытой структуры, как показано на рис.3 при 11 К, картина усложняется. Здесь, в области больших значений тянущего поля до

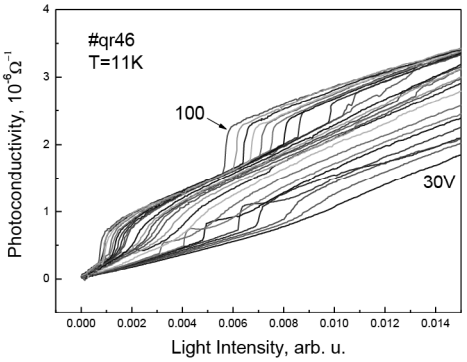


Рисунок 3. ФП Si/Ge-структуры с КТ (640 °С, 0.83 нм) с поверхностным слоем Si (20 нм, 400 °С) при 11 К и в тянущем поле в диапазоне 30 ÷ 100 В, шаг 2.5 В

U = 100 В, обнаружены две серии ступенек ФП приблизительно равной амплитуды. При меньших U (35 – 47.5 В) наблюдается одна серия ступенек ФП с меньшей амплитудой. На рис. 4 показана ФП Si/Ge-структур с КК при 5 К и U = 40 – 67.5 В. Отметим, что с ростом U ступеньки ФП сдвигаются в область малых интенсивностей подсветки и их положение хорошо описывается зависимостью вида ~exp(-U/U_0) для Si/Ge-структур с КТ и КК, как с поверхностным слоем Si, так и без него.

Обсуждение наблюдаемой ФП Si/Ge-структур с КТ и КК проводится в рамках теории протекания. В гетероструктруах 2 рода, к которым относятся и Si/Ge-структуры, неравновесные носители заряда, индуцируемые межзонной подсветкой, разделяются как вертикально, так и латерально. Электроны локализуются в слое Si, а дырки в Ge (островках и смачивающем слое). В напряженных Si/Ge-структурах латеральная локализация электронов происходит между соседними КТ из-за релаксации напряжения вокруг КТ [1]. С ростом U величина седлового потенциала, разделяющего соседние локализованные состояния, уменьшается и, начиная с некоторой пороговой интенсивности подсветки, достигается уровень протекания. Для Si/Ge-структур без поверхностного слоя Si происходит частичное окисление Ge-островков, а тонкий смачивающий слой окисляется полностью. Наблюдаемая ступенчатая ФП Si/Ge-структур с КТ (рис. 2) и КК (рис. 4) связана с перколяционным транспортом электронов в Si под слоем Ge КТ.

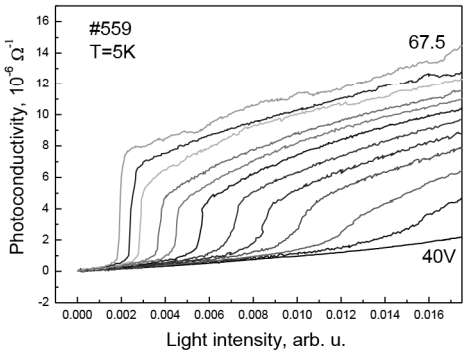


Рисунок 4. ФП Si/Ge структуры с КК без поверхностного слоя Si при 5 К и в тянущем поле в диапазоне 40 ÷ 67.5 В, шаг 2.5 В

Для Si/Ge-структуры с КТ, закрытой поверхностным слоем Si, одиночная серия ступенек ФП в области меньших U (рис. 3) объясняется перколяционным транспортом дырок в смачивающем слое Ge, а двойная серия ступенек ФП в области больших U – электронным транспортом по обе стороны Ge-слоя. Проявление дырочного транспорта при меньших значениях U обусловлено тем, что неравновесные дырки, рожденные в Si/Ge-структуре, в отличие от электронов, собираются в одном слое Ge. Электроны же, количество которых равно количеству дырок, распределяются в слоях Si по обе стороны Ge. Из-за более дефектного поверхностного слоя Si и наличия поверхностных состояний время жизни электронов в этом слое уменьшается, и требуется больший уровень подсветки для достижения уровня протекания. Возможно и другое объяснение: двойная серия ступенек ФП связана с транспортом под слоем Ge по двум электронным подуровням.

В отличие от [1], где наблюдалось существенное сглаживание ступенчатой ФП для Si/Ge-структуры с КК по сравнению со структурой с КТ (с поверхностным Si), здесь такого не наблюдается (рис.4), что связано с гораздо меньшей (на порядок) концентрацией КК по сравнению с КТ.

Литература

1. O. A. Shegai, V. I. Mashanov, H. -H.Cheng, O. P. Pchelyakov // Phys. E, V. 42, 22 (2009).

Фотодетекторы на базе гетероэпитаксиальных слоёв Ge/Si(001), выращенных методом горячей проволоки

Д. В. Гусейнов[1], А. П. Горшков[2], С. А. Денисов[1], М. М. Иванова[3], Н. С. Волкова[2], С. А. Матвеев[2], В. Ю. Чалков[1], Н. А. Алябина[1], В. Н. Трушин[2], А. И. Бобров[2], Д. А. Павлов[2], Д. О. Филатов[1], В. Г. Шенгуров[1, *]

1 НИФТИ ННГУ им. Н.И. Лобачевского, пр-т Гагарина, д. 23, корп. 3, Нижний Новгород, 603950.

2 Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, пр-т Гагарина, д. 23, Нижний Новгород, 603950.

3 ФГУП «ФНПЦ НИИС им. Ю.Е. Седакова», ГСП-486, Нижний Новгород, 603950.

*shengurov@phys.unn.ru

Получены и исследованы фотодиоды на базе эпитаксиальных слоёв (ЭС) Ge на подложках Si(001) толщиной ≈ 0,5 μм, выращенных методом горячей проволоки при пониженной температуре (350° С). Рентгеноструктурный и электронно-микроскопический анализ показал, что ЭС Ge являлись блочно-монокристаллическими, материал ЭС почти полностью релаксирован, дислокации несоответствия сосредоточены вблизи гетерограницы Ge/Si, тогда как толща ЭС Ge практически свободна от дефектов и характеризуется низкой плотностью прорастающих дислокаций (~ 10^5 см ^{2}). Максимальное значение внешней квантовой эффективности фотодиодов на длине волны 1,45 μм (300 К) составило ≈ 0,05.

Введение

В последние годы велись интенсивные разработки фотодетекторов ближнего инфракрасного (ИК) диапазона на базе толстых (~ 1 μм) эпитаксиальных слоёв (ЭС) Ge/Si(001) [1]. Высокий коэффициент межзонного оптического поглощения Ge (~10^4 $см^{-1}$) в т. наз. коммуникативном диапазоне длин волн λ = 1,3 – 1,55 μм (соответствующем окну минимальных оптических потерь кварцевых волоконных световодов) и совместимость с современной Si КМОП-технологией делают данные приборы перспективными фотоприёмниками кремниевой оптоэлектроники.

Обычно для выращивания ЭС Ge на подложках Si(001) применяют метод газофазной эпитаксии при температуре роста T_g = 650 – 700°С [1]. Основной проблемой при выращивании толстых ЭС Ge/Si является несоответствие параметров решетки Ge и Si (4,2%), приводящее к появлению дислокаций несоответствия на границе Ge/Si. В настоящей работе впервые получены и исследованы фотодиоды на базе ЭС Ge, выращенные на Si(001) методом горячей проволоки [2] при пониженной температуре T_g = 350°С. Монокристаллические ЭС Ge на Si(001) имели низкую плотность прорастающих дислокаций (~ 10^5 $см^{-2}$). Сформированные на базе ЭС Ge/Si(001) *p–i–n*-фотодиоды показали относительно высокие значения внешней квантовой эффективности η (до 0,05 при λ = 1,45 μм при 300 К).

Методика эксперимента

ЭС Ge толщиной d ≈ 0,5 μм выращивались на подложках n^+-Si(001). Для осаждения Ge в ростовую камеру напускался GeH_4 под давлением ≈ $4\cdot10^{-4}$ Торр, который разлагался на поверхности нагретой до 1200–1300°С Ta-проволоки, расположенной на расстоянии ≈ 40 мм от подложки.

На основе ЭС Ge/Si(001) были сформированы мезафотодиоды. Подконтактные слои p^+-Ge были сформированы методом ионной имплантации ионов B^+. Спектры фоточувствительности фотодиодов измерялись при 300 К при помощи монохроматора МДР-2 по стандартной селективной методике с синхронным детектированием.

Результаты и обсуждение

Исследования методом двухкристальной рентгеновской дифрактометрии (рис. 1) показали, что ЭС Ge имели блочно-монокристаллическую структуру и почти полностью релаксированы (остаточная деформация ≈ $2{,}6\cdot10^{-3}$). По данным просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ) на поперечных срезах (рис. 2) дислокации несоответствия сосредоточены вблизи границы Ge/Si, тогда как толща

Ge-плёнки практически свободна от дефектов. Значения плотности прорастающих дислокаций, измеренные методом ямок травления (~10^5 см$^{-2}$), – одни из наиболее низких, приводимых в литературе [1].

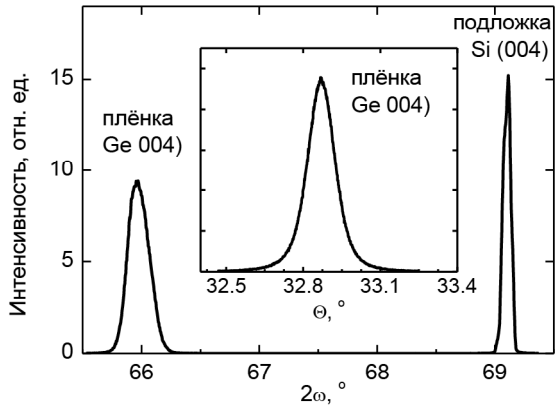


Рисунок 1. Дифракционная кривая ЭС Ge/Si(001). На вставке: кривая качания вблизи рефлекса Ge (004)

По данным холловских измерений на образцах ЭС Ge, выращенных на подложках КНИ, ЭС Ge имели *p*-тип проводимости, концентрация дырок составляла (1–2)·10^{17} см$^{-3}$, подвижность ≈ 900 см^2/В·с (300 К), что соответствует параметрам для объёмного Ge.

ВАХ диодов при 300 К имели выраженную асимметрию. Плотность обратного темнового тока при 300 К (~ 10^{-2} А/см^2 при напряжении обратного смещения U_b = – 1 В) является типичной для фотодиодов на базе ЭС Ge/Si(001) [1]. Концентрация дырок в Ge, определённая из *C–V*-характеристик диодов, составляла (1 – 1,5)·10^{17} см$^{-3}$, что согласуется с данными холловских измерений.

Квантовая эффективность фотодиодов η в спектральной области λ > 1,0 μм возрастает с ростом U_b и достигает насыщения при U_b ≈ 0,5 В (рис. 3). Подобная зависимость η(U_b) может быть связана с увеличением толщины области пространственного заряда анизотипного перехода n^+-Si/*p*-Ge при увеличении U_b.

Максимальное значение η при λ = 1,45 μм составило ≈ 0,05, что ниже рекордных, приводимых в литературе (≈ 0,2 [3]). Теоретическая оценка максимального значения η для *d* = 0,5 μм при λ = 1,45 μм составляет ≈ 0,22. Таким образом, хотя характеристики полученных в настоящей работе опытных образцов фотодиодов на базе гетероструктур Ge/Si(001) ещё далеки от теоретически возможных, имеются, однако, резервы для дальнейшего повышения η путём оптимизации конструкции фотодиодов (нанесение просветляющего покрытия, увеличение толщины ЭС Ge *d*, уменьшение размера (диаметра) меза-диодов и т. д.).

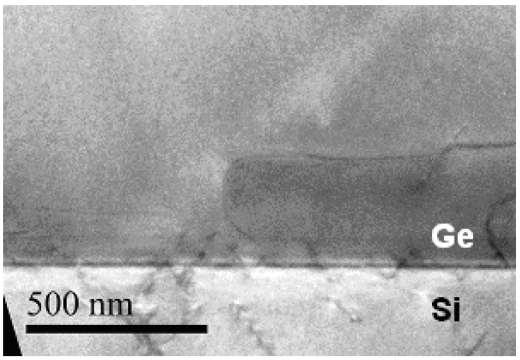


Рисунок 2. ПЭМ-изображение поперечного среза гетероструктуры Ge/Si(001)

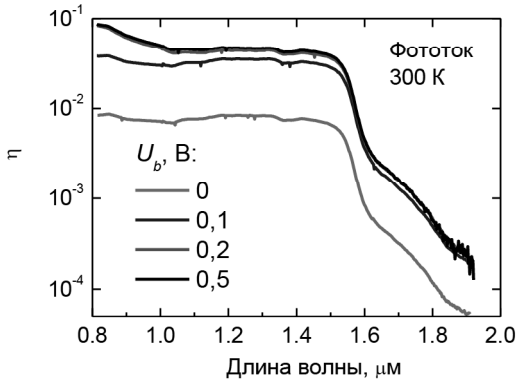


Рисунок 3. Спектры квантовой эффективности (300 К) фотодиода на базе гетероструктуры Ge/Si(001)

Заключение

Результаты настоящей работы показывают, что низкотемпературный метод горячей проволоки является перспективным для формирования толстых ЭС Ge/Si(001), предназначенных для формирования на их основе фотодетекторов ближнего ИК-диапазона, интегрированных с электронными схемами на базе Si.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (14-02-31370 мол_а).

Литература

1. J. Wang, S. Lee // Sensors, V. 11, 696 (2011).
2. C. Mukherjee, H. Seitz, B. Schroder // Applied Physics Letters, V. 78, 3457 (2001).
3. R. Kaufmann, G. Isella, A. Sanchez-Amores // Journal of Appled Physics, V. 110, 023107 (2011).

Моды шепчущих галерей в гексагональных микрокристаллах нитрида индия

Т. В. Шубина[1,*], В. Н. Жмерик[1], В. Ю. Давыдов[1], А. Н. Смирнов[1], В. Х. Кайбышев[1], G. Pozina[2], B. Monemar[2], А. В. Андрианов[1], Д. И. Курицын[3], С. В. Иванов[1], П. С. Копьев[1]

1 ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, Политехническая, 26, 194021, Санкт-Петербург.

2 Department of Physics, Chemistry and Biology, Linköping University, Linköping, S-581 83 Sweden.

3 Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680.

*shubina@ioffe.beam.ru

Методами микрокатодолюминесценции и микрофотолюминесценции показано существование мод шепчущих галерей в микрокристаллах InN, выращенных молекулярно-пучковой эпитаксией (МПЭ) на профилированных подложках с-Al_2O_3. Продемонстрирована возможность усиления излучения вплоть до комнатной температуры в инфракрасном диапазоне с использованием мод низших порядков и изменение доминирующего типа моды с азимутального на радиальный при повышении температуры. Обсуждается возможная связь терагерцевого излучения с пиком около 3.5 ТГц с переходами между модами шепчущих галерей различного типа/порядка.

Оптические резонаторы с модами шепчущих галерей (whispering gallery mode -WGM) активно исследуются с целью создания микролазеров и источников одиночных фотонов [1]. III-нитридные соединения (InGaN), в принципе, перекрывают диапазон, соответствующий минимальным потерям в волноводной оптике, однако их применение для создания миниатюрных излучателей сдерживается низкой интенсивностью излучения, связанной с нестехиометрией и фазовым распадом соединений. Возможное использование эффекта Парселла для усиления излучения затруднено случайным расположением металлических частиц [2]. Однако в наноколонках и кристаллах с гексагональной структурой сравнительно легко реализуются WGM-резонаторы [3], обеспечивающие, помимо усиления, высокую спектральную селективность. В данной работе представлены результаты исследований в ИК и ТГц диапазонах оптических свойств микрокристаллов InN, представляющих собой резонаторы WGM.

Методика эксперимента

Структуры изготавливались МПЭ с плазменной активацией на профилированных с-Al_2O_3 подложках с полусферическими микровыступами, имевшими диаметр и высоту 3 и 1.5 мкм, соответственно. Вначале выращивался тонкий (200 нм) слой GaN при температуре подложки T_S~700°C. Затем температура снижалась до 455°C и формировался слой InN с номинальной толщиной 1.6 мкм. Высокая латеральная компонента скорости в случае используемых слегка «In-обогащенных» условий роста (F_{In}/F_N~1.2) приводила к формированию перевернутых гексагональных конусов InN с высотой около 0.5 мкм и размером в плане до 2 мкм (рис. 1). Согласно микрорамановским исследованиям структурное качество этих образований было выше, чем у основного слоя. Плоская вершина микрокристаллов имела гладкую поверхность с составом, близким к стехиометрии. Наблюдалось уменьшение соотношения In/N на периферии кристаллов, что исключает влияние эффекта Парселла на оптические свойства.

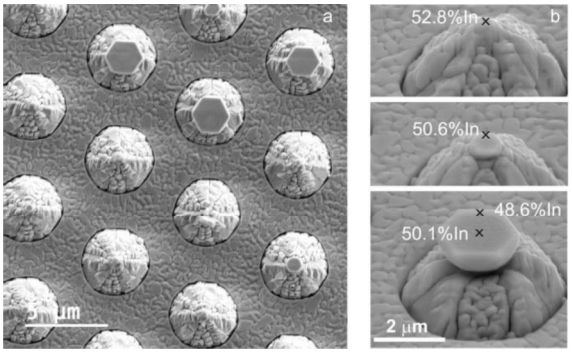


Рисунок 1. (a) Изображение, полученное сканирующей электронной микроскопией (SEM) структуры с микрокристаллами (вид сверху), которые образуются на ~15% микровыступов. (b) Изменение содержания In при увеличении размеров микрокристаллов (точки микроанализа отмечены «x»; точность измерения порядка ±0.5%)

Структуры исследовались методами микрокатодолюминесценции (μ-CL) с использованием аналитического электронного микроскопа LEO 1550 Gemini и микрофотолюминесценции (μ-PL). ТГц-спектры регистрировались, как описано в [4].

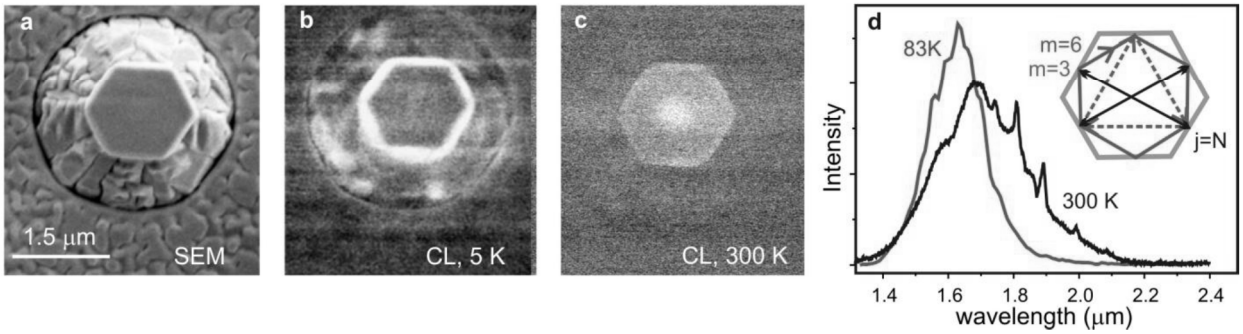


Рисунок 2. Моды шепчущих галерей в микрокристалле InN: (a) изображение микрокристалла, полученное SEM; (b, c) изображения μ-CL, зарегистрированные при разных температурах; (d) спектры μ-PL при 83 K и 300 K. Различие в отчетливости мод связано отчасти с экспериментальными условиями. Вставка показывает характерные азимутальные и радиальные моды

Результаты и обсуждение

Исследования показали, что пространственное распределение излучения неоднородно — при низких температурах наиболее сильное излучение регистрируется по периферии кристаллов. При 300 K картина излучения изменяется — теперь наиболее яркое пятно наблюдается в центре кристаллов (рис. 2). Спектры μ-PL промодулированы узкими линиями. При комнатной температуре наблюдается, по-видимому, наложение двух серий линий. Спектр ТГц-излучения оказалось возможным зарегистрировать только при повышении температуры до 80 K. Он характеризуется резким взлетом при E~15 мэВ и линейчатой структурой (рис. 3).

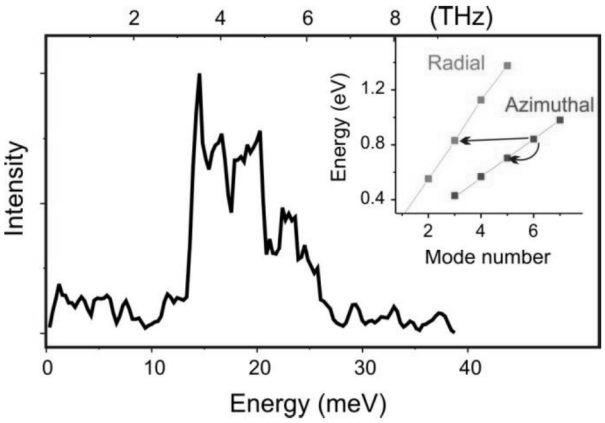


Рисунок 3. Спектр терагерцевого излучения, измеренный при 80 K при импульсной электрической накачке

Оценка величины минимального радиуса R микрокристалла, необходимого для поддержания мод с собственной частотой ω, соответствующей ИК-излучению из InN (показатель преломления n), была проведена в приближении эффективного цилиндра $n\omega R \approx (\pi/2c)(2j+m)$, где целочисленные j и m относятся к радиальным и азимутальным модам. Кристаллы с R~0.75 мкм могут поддерживать моды с m~6, тогда как при R~0.25 мкм на частоте излучения могут существовать только моды с m~3. Радиальные моды тех же порядков (полагая m=0) имеют более высокие энергии. Отметим, что моды нижних порядков характеризуются эффективным радиационным затуханием, что способствует выводу излучения из микрокристаллов.

При повышении температуры край поглощения надвигается на область существования нужных WGM, при этом возрастают потери, изменяется показатель преломления и, как следствие, собственные частоты мод. Взаимодействие с излучением оказывается более эффективным для радиальных мод. Предполагается, что перестройка структуры WGM как внутри серии мод одного типа, так и с изменением типа мод может сопровождаться излучением разностной энергии (схема возможных переходов приведена на вставке на рис. 3). Оценки с учетом изменения показателя преломления показывают, что величины разницы энергий (12-30 мэВ), в принципе, совпадают с полосой ТГц-излучения.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ N°12-02-00856-а.

Литература

1. M. Fortsch, J. U. Fürst, C. Wittmann et al. // Nature communications, V. 4, 181(2013).
2. T. V. Shubina, A. A. Toropov, V. N. Jmerik et al. // Physical Review B, V. 82, 073304 (2010).
3. T. Nobis, E. M. Kaidashev, A. Rahm et al. // Physical Review Letters, V. 93, 103903 (2004).
4. T.V. Shubina, N. A. Gippius, V. A. Shalygin et al. // Physical Review B, V. 83, 165312 (2011).

Электрополевая спектроскопия уровней захвата в пленках PbSnTe:In

А. Э. Климов, И. Г. Неизвестный, В. Н. Шумский, В. С. Эпов*

ИФП СО РАН, ул. Академика Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090.
*epov@isp.nsc.ru

В работе приводятся результаты анализа экспериментальных вольт-амперных характеристик структур на основе пленок $Pb_{1-x}Sn_xTe$:In при T=4,2 К, в которых преобладают инжекционные токи, ограниченные пространственным зарядом в присутствии ловушек. На зависимостях нормированной производной тока по напряжению I'(U)/I(U) обнаружен набор максимумов резонансного характера, положение и форма которых плавно меняются при увеличении напряженности магнитного поля. Полученные результаты анализируются в рамках представлений о квазинепрерывном энергетическом спектре ловушек в запрещенной зоне, который трансформируется под воздействием магнитного поля.

Введение

Вольт-амперные характеристики структур металл-полупроводник-металл (МПМ) на основе пленок $Pb_{0,74}Sn_{0,26}Te$:In микронной толщины с межэлектродным расстоянием от 8 мкм и вплоть до нескольких миллиметров хорошо описываются теорией токов, ограниченных пространственным зарядом (ТОПЗ) в присутствии ловушек [1]. Рассчитанный на основе ВАХ энергетический спектр ловушек [2] соответствует по энергии субмиллиметровой области спектра вплоть до λ = 1 мм. В [3] было обнаружено, что при T = 4,2 К зависимость фотосигнала от магнитного поля на длинах волн λ = 138,5 мкм и λ = 200 мкм (новосибирский лазер на свободных электронах) имеет выраженный резонансный характер. Похожие зависимости затем были обнаружены на длинах волн λ = 90, 148 и 280 мкм [4]. В [3] было сделано предположение, что наблюдаемые эффекты могут быть связаны как с изменением в магнитном поле «эффективной диэлектрической проницаемости» вследствие анизотропии поляризуемости PbSnTe:In, находящегося при T = 4,2К в сегнетоэлектрической фазе, так и с перестройкой энергетического спектра ловушек вследствие «магнитного вымораживания».

Результаты и обсуждение

На рис. 1 показана серия ВАХ МПМ-структуры в геометрии диска Корбино с межэлектродным расстоянием 30 мкм при T = 4,2 К и напряженности магнитного поля B = 0–0,4 Тл. Толщина пленки $Pb_{0,705}Sn_{0,295}Te$:In d = 1,3 мкм. Известно, что участки резкого нарастания тока на ВАХ в теории ТОПЗ соответствуют быстрому заполнению ловушек, а их форма определяется энергетическим распределением ловушек. На рис. 2 показана зависимость от напряжения (электрического поля) нормированной производной тока f(U)=I'(U)/I(U). Зависимости имеют выраженный резонансный характер с «тонкой» структурой в виде отдельных пиков.

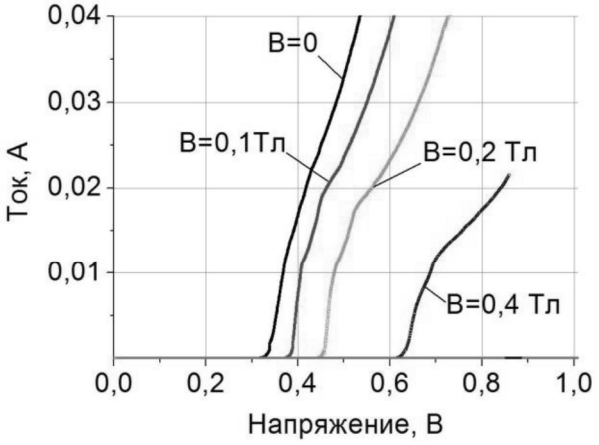


Рисунок 1. ВАХ при разных значениях магнитного поля B

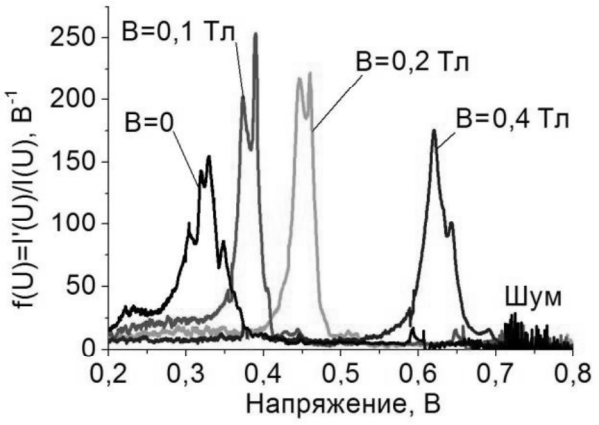


Рисунок 2. Зависимость f(U)=I'(U)/I(U)

При росте магнитного поля ВАХ сдвигаются в область более высоких напряжений (рис. 1) с плавной трансформацией положения и формы отдельных пиков (рис.2). Первое находится в качественном согласии с моделью изменения величины ε в магнитном поле, второе объясняется изменением энергетического спектра ловушек. Приводятся данные по зависимостям I(B) и ε(B) до величины B = 4 Тл и релаксации тока на различных участках ВАХ при резком (до 40 Тл/с) «включении» и «выключении» магнитного поля. Рассмотрена модель наблюдаемых явлений.

Литература

1. А. Н. Акимов, В. Г. Ерков, А. Э. Климов, Е. Л. Молодцова, С. П. Супрун, В. Н. Шумский // ФТП, 39, 563 (2005).
2. A. E. Klimov, V. N. Shumsky // Physica B, 404, 5028 (2009).
3. A. E. Klimov, V. N. Shumsky // 6th Int. Conf. on Materials Science and Condensed Matter Physics (MSCMP 2012), September 11-14, 2012, Chisinau, Moldova, Abstracts p.119.
4. Л. И. Рябова, А. В. Никорич, С. Н. Данилов, Д. Р. Хохлов // Письма в ЖЭТФ, 97, 607 (2013).

О новой возможности экспрессного послойного анализа методом ВИМС с использованием «квазистационарных» ионных пучков

П. А. Юнин*, Ю. Н. Дроздов, М. Н. Дроздов

Институт физики микроструктур РАН, ГСП-105 , Нижний Новгород, 603950
*yunin@ipmras.ru

Предложен подход к послойному анализу полупроводниковых гетероструктур методом вторично-ионной масс-спектрометрии, позволяющий на порядок увеличить скорость анализа при сохранении приемлемого разрешения по глубине. Подход состоит в использовании «квазистационарного» распыляющего ионного пучка с уменьшенным растром на установке с время-пролетным масс-анализатором TOF.SIMS-5. Затем предлагается применять алгоритм решения обратной задачи послойного анализа с учетом изменяющейся за счет изгиба дна кратера функции разрешения по глубине. На примере тестового образца показано, что использование предложенного подхода делает возможным анализ структур со скоростями порядка 2 мкм/мин и разрешением по глубине на уровне 10 нм.

Вторично-ионная масс-спектрометрия (ВИМС) — мощный метод диагностики полупроводниковых структур, обеспечивающий высокую чувствительность к низким концентрациям примесей и высокое разрешение по глубине при послойном анализе. Зачастую объектами для анализа методом ВИМС становятся структуры с толщиной в единицы микрон, в то же время содержащие нанометровые гетерослои, требующие высокого разрешения по глубине для корректной диагностики. Таким образом, важной задачей послойного ВИМС-анализа является увеличение скорости распыления с сохранением приемлемого разрешения по глубине.

Для установок динамического режима ВИМС с квадрупольным и магнито-секторным масс-сепараторами принципиально необходимым является использование растровых ионных пучков, поскольку это позволяет сформировать электронную диафрагму в центре кратера травления для сбора вторичных ионов. Использование плоского участка дна кратера для анализа позволяет устранить инструментальные артефакты и резко повысить разрешение по глубине, но для создания растра достаточно большого размера требуется существенное увеличение времени эксперимента [1].

В данной работе мы хотим обратить внимание, что в установке ВИМС TOF.SIMS-5 с время-пролетным масс-сепаратором режимы зондирования и распыления разделены. Это позволяет применить режим с «квазистационарными» пучками, т.е. с формированием растра меньшего размера при отсутствии плоского участка дна кратера распыления. За счет использования для зондирования отдельного пучка ионов высокой энергии область сбора локализована в малой центральной области кратера распыления, где кривизна дна относительно невелика. Можно ожидать, что хотя разрешение по глубине и будет хуже, чем в случае с растровым пучком, профиль, тем не менее, будет содержать значимую информацию об исследуемой структуре [1]. Такой подход позволил бы варьировать соотношение между скоростью анализа и разрешением по глубине. Известно, что в случае использования стационарного гауссова пучка разрешение по глубине линейно ухудшается с глубиной анализа [2]. В случае растрового пучка обычно подбираются параметры, позволяющие сохранять центральную область дна кратера плоской на протяжении всего процесса анализа. Промежуточный случай с «квазистационарными» пучками детально не исследован.

Описание эксперимента

В данной работе рассматривается пример послойного анализа многослойной полупроводниковой лазерной структуры на основе соединений A_3B_5 в режиме с «квазистационарным» распыляющим пучком. Общая толщина структуры ~5 мкм. Наряду с толстыми микронными слоями, в структуре содержится и тонкий нанометровый слой.

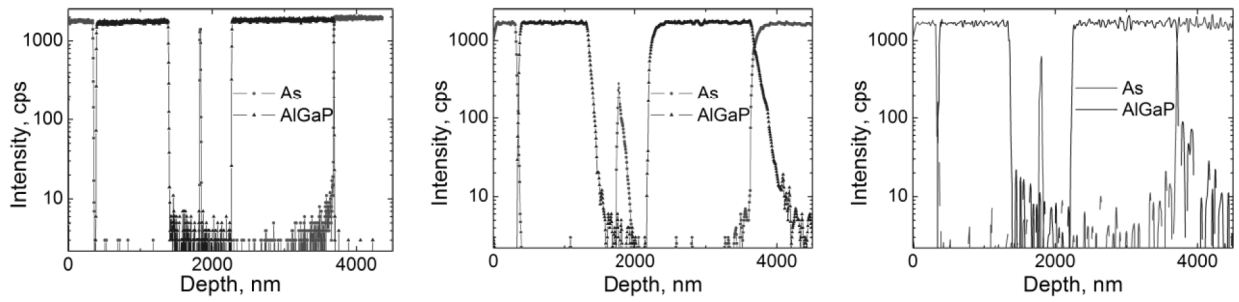


Рисунок 1. Профили элементов для тестовой структуры: а – эксперимент с растровым пучком 200×200 мкм; б – эксперимент с «квазистационарным» распыляющим пучком 50x50 мкм; в – результат восстановления профиля *б*

Эксперимент по послойному анализу выполнен на установке TOF.SIMS-5. Для зондирования использовался пучок ионов Bi^+ 25 кэВ с диаметром менее 3 мкм, распыление осуществлялось ионами Cs^+ 2 кэВ с диаметром пучка 50 мкм. Использовалось два режима. Первый — обычный режим анализа с растровым пучком распыляющих ионов 200×200 мкм и растром зондирующего пучка 38×38 мкм. Зависимости выхода вторичных ионов от глубины анализа приведены на рис. 1а. Второй режим анализа — «квазистационарный», с уменьшенными размерами растра распыляющих ионов 50×50 мкм и анализируемой области 12×12 мкм, результаты приведены на рис. 1б.

Результаты и обсуждение

В режиме анализа с растровым распыляющим пучком (рис. 1а) разрешение по глубине остается постоянным на всей глубине анализа и составляет 3 – 5 нм. Использование режима с «квазистационарным» распыляющим пучком (рис. 1б) позволило сократить время анализа с 30 до 3 минут и достичь скорости анализа порядка 2 мкм/мин. Несмотря на наблюдаемое ухудшение разрешения по глубине (от 10 нм для верхнего интерфейса до 80 нм для нижнего), на профиле разрешаются все присутствующие в структуре слои.

Исследования развития кривизны дна кратера при использовании «квазистационарного» режима проводились на оптическом профилометре Talysurf CCI 2000. Было показано, что кривизна линейно растет со временем распыления. Это позволяет применить разработанный авторами метод восстановления профилей ВИМС с учетом меняющейся в процессе анализа функции разрешения по глубине (ФР) [3]. Алгоритм основан на решении обратной задачи интегрального уравнения Фредгольма, описывающего процесс послойного анализа:

$$I(z)/I_0 = \int g(z, z_0)\, X(z_0)\, dz_0, \qquad (1)$$

где $I(z)/I_0$ – нормированный экспериментальный профиль, $X(z_0)$ - истинный профиль, $g(z, z_0)$ – функция разрешения по глубине.

Принципиальная новизна метода состоит в том, что авторами впервые предлагается учитывать изменение ФР в процессе эксперимента. Для описания переменной ФР была использована MRI модель Хофманна, в которую в качестве меняющегося параметра была введена эффективная глубина перемешивания. Важным является то, что величина параметра определялась экспериментально независимым методом по профилю дна кратера травления. Результаты восстановления приведены на рис. 1в. Видно, что процедура восстановления позволила существенно улучшить разрешение по глубине (8 нм для верхнего и 14 нм для нижнего слоя).

Применение предложенных методов анализа и численной обработки результатов позволяет на порядок увеличить скорость послойного анализа, сохраняя разрешение по глубине на уровне 10 нм. Это делает возможным быстрый анализ структур на большую глубину с высоким разрешением.

Работа поддержана РФФИ, проект № 14-02-31046 и программами Президиума РАН. Исследования выполнены на оборудовании ЦКП ИФМ РАН.

Литература

1. K. Wittmaack // Int. J. Mass Spectrom. Ion Processes, V. 143, P. 19 (1995).
2. J. B. Malherbe, J. M. Sanz, S. Hofmann // Surf. Interface Anal., V. 3, P. 235 (1981).
3. P. A. Yunin, Yu. N. Drozdov, M. N. Drozdov // Submitted to Appl. Surf. Sci.

Взаимосвязанное влияние условий роста и параметров структур на сегрегацию примесей в системе Si/Ge

М. Н. Дроздов[1], А. В. Новиков[1,2], Д. В. Юрасов[1,*]

1 Институт физики микроструктур РАН, ГСП-105, Нижний Новгород, 603950.

2 Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина, д.23, Нижний Новгород, 603950

*Inquisitor@ipm.sci-nnov.ru

В работе изучено влияние на сегрегацию Sb компонентного состава, упругих напряжений и шероховатости поверхности SiGe-слоев, выращенных при различных температурах. Показана взаимосвязанность влияния вышеперечисленных параметров структур и температуры роста – при понижении температуры влияние параметров структур на сегрегацию примеси ослабевает. Обнаружено, что компонентный состав SiGe-слоя значительно сильнее влияет на сегрегацию Sb, чем встроенные упругие напряжения. Показано, что снижение шероховатости поверхности при эпитаксиальном росте приводит к уменьшению коэффициента сегрегации примеси.

Введение

Различные типы SiGe-гетероструктур, предлагаемых для практических приложений, требуют создания селективно легированных областей. Однако хорошо известно [1], что для донорных примесей в кремнии и SiGe-структурах существует проблема их контролируемого внедрения в объем полупроводника, связанная с эффектом сегрегации. Сегрегация доноров в SiGe, по сравнению с Si, изучена достаточно слабо, поэтому в настоящей работе были проведены исследования сегрегационных свойств Sb в SiGe в зависимости от различных параметров структур и от температуры их роста.

Методика эксперимента

Исследуемые SiGe-структуры были выращены на установке МПЭ Riber Siva-21. Сжатые слои формировались путем осаждения Si_xGe_{1-x}-слоев на Si(001), а ненапряженные и растянутые – с помощью осаждения на Si_yGe_{1-y}-буферы ($x<y$). Для исследования распределения основных элементов и примесей в выращенных структурах применялась вторично-ионная масс-спектроскопия (ВИМС).

Результаты и их обсуждение

Для количественного описания эффекта сегрегации часто используется коэффициент сегрегации (r), определяемый как отношение поверхностной концентрации примеси к ее объемной концентрации. В настоящей работе для наглядности используется отношение значений величины r в SiGe- и в Si-слоях, которое характеризует, во сколько раз сегрегация в SiGe-слое отличается от сегрегации в Si-слое (для слоев, выращенных при одинаковых условиях). Зависимости отношения коэффициентов сегрегации в SiGe и Si от компонентного состава (при фиксированных температурах и при различных упругих напряжениях) и от температуры (при фиксированных параметрах структуры) представлены на рисунке 1. Необходимо отметить, что параметры исследуемых структур и условия их роста были выбраны таким образом, чтобы в них не происходило релаксации упругих напряжений. Данный факт подтвержден данными рентгеноструктурного анализа и картинами дифракции быстрых электронов. Было обнаружено, что при фиксированной температуре наибольшее влияние на сегрегацию Sb оказывает компонентный состав SiGe-слоев, а влияние упругих напряжений невелико. Как видно из рисунка 1а, коэффициенты сегрегации в сжатых, растянутых и релаксированных SiGe-слоях, выращенных при температуре T = 350°C, оказались близки. В то же время увеличение доли Ge в SiGe-слоях ведет к усилению сегрегации независимо от величины и знака упругих напряжений (рис. 1а). Увеличение температуры роста при фиксированном компонентном составе и упругих напряжениях SiGe-слоев также ведет к усилению сегрегации Sb (рис. 1). Это связывается с тем, что при низких температурах основным механизмом сегрегации примеси является «вскарабкивание» атомов на моноатомные ступени [2]. При понижении температуры роста скорость поверхностной диффузии адатомов значительно замедляется и они не успевают

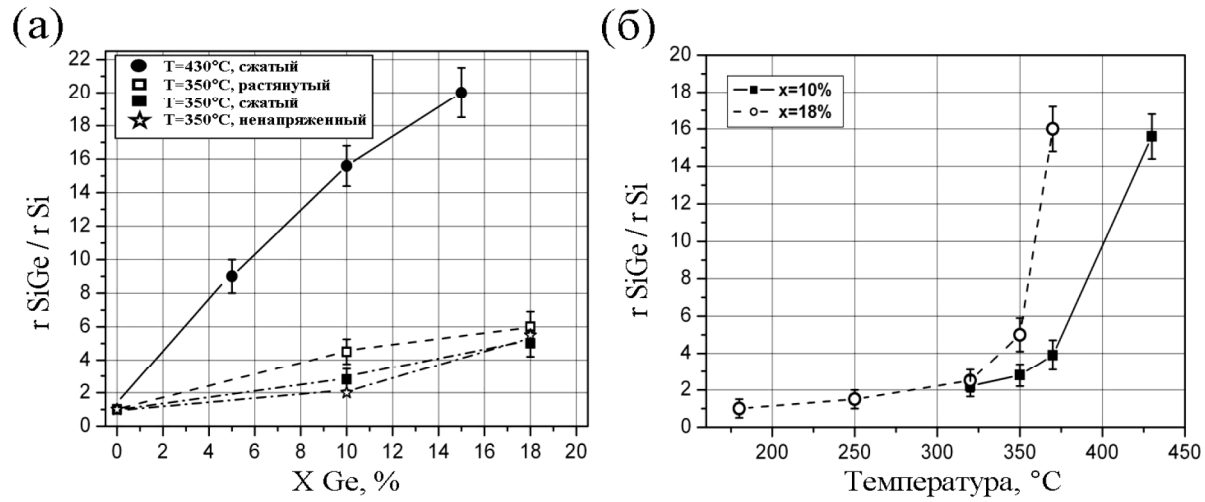


Рисунок 1. Зависимости отношения для *r* Sb в SiGe и в Si (а) – от состава SiGe-слоя для слоев с различным знаком упругих деформаций, выращенных при постоянной температуре, и (б) – от температуры роста при фиксированных параметрах SiGe-слоя

достигнуть ступеней за время роста монослоя, что приводит к ослаблению сегрегации примеси. При этих условиях подавленной поверхностной диффузии адатомов отличия Si- и SiGe-матриц для сегрегации примеси незначительны.

Было обнаружено, что в напряженных (растянутых) Si-слоях (sSi), выращенных на релаксированных SiGe-буферах, на начальных этапах роста этого слоя наблюдается увеличение встраиваемости примеси в объем пленки. В результате максимум в распределении Sb при ее заращивании sSi-слоем наблюдается не в месте осаждения δ-слоя примеси, а на некотором расстоянии от него (рис. 2). Данный эффект проявляется при относительно высоких температурах роста и отсутствует для низких. Зависимость встраиваемости Sb в sSi-слой от его толщины связывается с влиянием шероховатости поверхности роста на сегрегационные свойства примеси. В работе [3] была теоретически показана обратно пропорциональная зависимость *r* от длины террасы. Полагается, что уменьшение шероховатости поверхности роста (т.е. увеличение длины террас) при увеличении толщины sSi-слоя, осаждаемого при высоких *T,* приводит к уменьшению коэффициента сегрегации примеси и наблюдаемому смещению максимума на профиле ВИМС от места номинального осаждения δ-слоя Sb.

Таким образом, была экспериментально обнаружена взаимосвязанность влияния параметров структур и условий роста (в частности, температуры) на сегрегацию Sb в SiGe-гетероструктурах. Полученные результаты необходимо учитывать при формировании SiGe-структур, требующих прецизионного легирования донорными примесями.

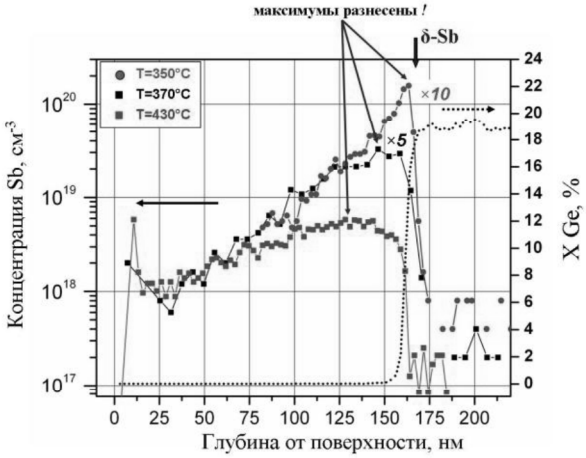


Рисунок 2. Профили распределения Sb в sSi слоях, выращенных при различных температурах

Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты № 14-02-31880 мол_а и 13-02-1210813_офи) и стипендии Президента Российской Федерации молодым ученым и аспирантам (№ СП-5485.2013.5). Исследования проведены с использованием оборудования ЦКП ИФМ РАН.

Литература

1. H.-J. Gossmann and E. F. Schubert // Crit. Rev. Sol. St. Mater. Sci. **18**, 1 (1993).
2. J.F. Nutzel and G. Abstreiter // Phys. Rev. B. **53**, 13551 (1996).
3. C.B. Arnold and M.J. Aziz // Phys. Rev. B. **72**, 195419 (2005).

Спектрокинетические свойства структур SiGe/Si с двойными квантовыми ямами

А.Н. Яблонский*, Н.А. Бекин, Р.Х. Жукавин, Д.Н. Лобанов, А.В. Новиков, Д.В. Юрасов

Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680.
*yablonsk@mail.ru

В работе изучены спектрокинетические свойства МПЭ структур SiGe/Si с одиночными и двойными квантовыми ямами. Исследованы зависимости интенсивности и характерных времен спада ФЛ SiGe квантовых ям от условий эпитаксиального роста структур, ширины квантовых ям и толщины барьера между ними, а также от температуры измерения.

Введение

Одним из направлений развития кремниевой оптоэлектроники является использование внутризонных оптических переходов для создания квантовых каскадных лазеров [1, 2]. Лазеры, использующие межподзонные оптические переходы, созданы на основе соединений A_3B_5, однако каскадный лазер на основе кремний-германиевых гетероструктур пока не реализован. Система из двух неэквивалентных туннельно-связанных SiGe квантовых ям может быть представлена как простейший элемент такой конструкции. Для создания активной среды на основе SiGe/Si-гетероструктур важным является знание процессов рекомбинации и туннелирования (как резонансного, так и нерезонансого) носителей заряда в таких структурах. Одним из эффективных методов исследования данных процессов является спектроскопия фотолюминесценции с наносекундным временным разрешением [3, 4].

Методика эксперимента

Исследуемые SiGe/Si-структуры с SiGe квантовыми ямами были выращены методом МПЭ из твердых источников с использованием установок Balzers UMS-500 и Riber SIVA-21. Исследование спектров фотолюминесценции (ФЛ) с наносекундным временным разрешением осуществлялось с помощью решеточного монохроматора Acton 2300i и фотоэлектронного умножителя Hamamatsu. Возбуждение структур осуществлялось импульсным излучением параметрического генератора света MOPO-SL («Spectra-Physics»), перестраиваемым в широком спектральном диапазоне (0.42 – 0.9 мкм), а также с использованием 3-й гармоники импульсного лазера Nd:YAG (0.355 мкм). Длительность импульса накачки составляла ~ 5 нс. Измерения проводились в диапазоне температур 4.2 – 100 К.

Результаты и обсуждение

В работе были исследованы две серии гетероструктур с двойными SiGe квантовыми ямами, полученные с использованием установок эпитаксиального роста Balzers UMS-500 и Riber SIVA-21. Для определения энергетического положения уровней размерного квантования в SiGe квантовых ямах были исследованы спектры низкотемпературной ФЛ и определено спектральное положение линий ФЛ, соответствующих излучательной рекомбинации носителей заряда в квантовых ямах. Следует отметить, что наряду с ФЛ SiGe-ям в исследованных структурах наблюдался значительный сигнал ФЛ, связанный с рекомбинацией экситонов в Si-подложке, что затрудняло однозначную идентификацию линий ФЛ SiGe квантовых ям. Существенное снижение вклада экситонной ФЛ было достигнуто за счет использования источника излучения накачки УФ-диапазона (0.355 мкм) вследствие локализации области генерации неравновесных носителей заряда вблизи SiGe квантовых ям.

Для серии структур с двумя SiGe квантовыми ямами различной ширины (3 и 9 нм) было проведено исследование спектров ФЛ с наносекундным временным разрешением. Толщина Si-барьера между ямами варьировалась от 4 до 50 нм. Было показано, что при толщине барьера, равной или превышающей 10 нм, наблюдается сигнал ФЛ от обеих квантовых ям (рис. 1а). В то же время при толщине барьера меньшей 10 нм в спектре ФЛ наблюдался сигнал только от широкой квантовой ямы (рис. 1б), что, по-видимому, связано с эффективным туннелированием носителей заряда из узкой квантовой ямы в широкую. Таким образом, определена характерная толщина Si-барьера, соответствующая возникновению значительного туннелирования носителей заряда между SiGe квантовыми ямами.

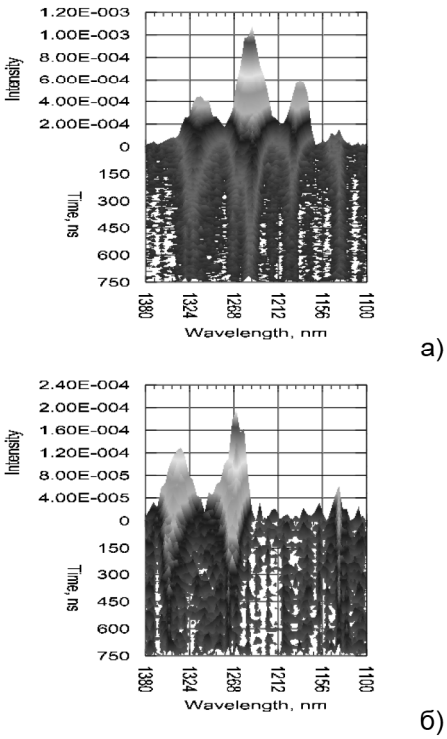


Рисунок 1. Спектрокинетические зависимости ФЛ структур с двумя $Si_{85}Ge_{15}$ квантовыми ямами толщиной 9 и 3 нм. Толщина Si-барьера составляла 10 нм (а) и 5 нм (б)

Было обнаружено, что характерное время спада ФЛ SiGe квантовых ям существенно зависит от параметров полученных SiGe/Si-структур, в частности от ширины квантовых ям и толщины барьера между ними, а также от условий эпитаксиального роста. Так, в серии структур с двумя SiGe-ямами толщиной 3 и 9 нм, полученных с помощью МПЭ установки Riber SIVA-21, при толщине барьера, превышающей 10 нм, сигнал ФЛ от узкой SiGe-ямы характеризовался гораздо бóльшими временами спада по сравнению с сигналом ФЛ от широкой ямы. Данный результат может быть связан с бóльшим числом каналов безызлучательной рекомбинации (точечных дефектов, дислокаций) в более толстых SiGe-слоях. В то же время для серии структур, полученной с использованием ростовой установки Balzers UMS-500, «медленные» времена спада ФЛ наблюдались как для узкой, так и для широкой SiGe-ямы, что может свидетельствовать о более высоком оптическом качестве данных структур. Существенная зависимость характерного времени спада ФЛ от используемой установки эпитаксиального роста была обнаружена также для структур с одиночной широкой (9 нм) квантовой SiGe-ямой (рис. 2).

В структурах с двойными SiGe квантовыми ямами было проведено исследование температурной зависимости интенсивности и характерных времен спада ФЛ в диапазоне температур 4.2 – 100 К. Было обнаружено, что увеличение температуры в данном интервале приводит к падению интенсивности и уменьшению характерного времени спада ФЛ от узкой квантовой ямы и к одновременному возрастание интенсивности ФЛ от широкой SiGe ямы, что связано с термическим выбросом носителей заряда из узкой ямы с меньшей энергией локализации носителей заряда и их захватом в широкую яму.

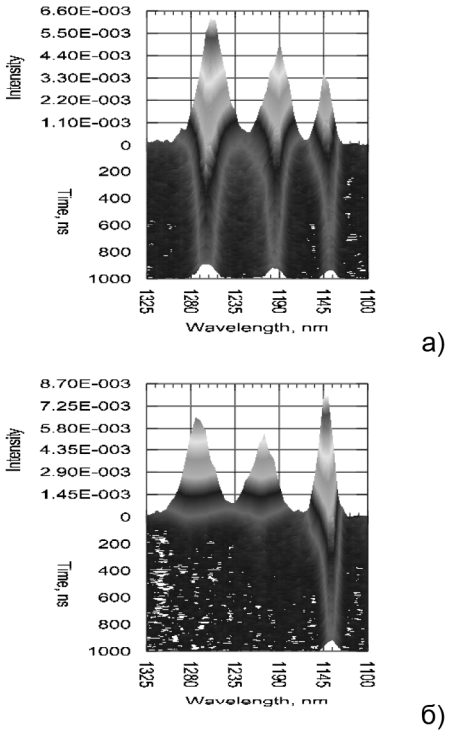


Рисунок 2. Спектрокинетические зависимости ФЛ структур с одиночной $Si_{85}Ge_{15}$ квантовой ямой (9 нм), полученных на МПЭ установках Balzers UMS-500 (а) и Riber SIVA-21 (б)

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проекты 12-02-01231, 14-02-01157 и 13-02-97096_поволжье) и с использованием оборудования ЦКП «Физика и технология микро- и наноструктур» при ИФМ РАН.

Литература

1. A. Valavanis, L. Lever, C. A. Evans et al. // Phys. Rev. B, V. 78, 035420 (2008).
2. G. Sun, H. H. Cheng, J. Menendez et al. // Appl. Phys. Lett., V. 90, 251105 (2007).
3. L. C. Lenchyshyn, M. L. W. Thewalt, J. C. Sturm , X. Xiao // Phys. Rev. B, V. 47, 16659 (1993).
4. Н. А. Байдакова, А. В. Новиков, Д. Н. Лобанов, А. Н. Яблонский // Письма ЖТФ, 38, 7 (2012).

Влияния облучения электронами низких энергий на оптические свойства структур с множественными квантовыми ямами InGaN/GaN

П. С. Вергелес, Е. Б. Якимов*

Институт проблем технологии микроэлектроники и особочистых материалов, ул. акад. Осипьяна, 6, Черноголовка, 142432.
*yakimov@iptm.ru

Представлены результаты исследования влияния облучения электронами низкой энергии на оптические свойства структур с InGaN/GaN квантовыми ямами, а также результаты сравнительных исследований влияния такого облучения на оптические свойства планарных структур с квантовыми ямами и изготовленных из них наностолбиков. Полученные результаты объясняются релаксацией напряжений в квантовых ямах в процессе их облучения.

Введение

Энергия электронов в растровом электронном микроскопе (РЭМ) не превышает 30-40 кэВ, что на порядок ниже энергии, необходимой для образования дефектов за счет столкновения электронов с атомами решетки. Тем не менее, во многих полупроводниковых материалах и структурах под воздействием таких электронов с подпороговыми энергиями наблюдаются существенные изменения электрических и оптических свойств. Такие изменения наблюдались и на структурах с множественными квантовыми ямами (КЯ) InGaN/GaN (см. ссылки в [1,2]). Облучение таких структур электронами с энергией порядка 10 кэВ приводило к повышению интенсивности и формированию новой полосы излучения, связанной с КЯ. Непротиворечивого объяснения всех полученных результатов пока не предложено, что стимулирует дальнейшие исследования этих явлений. В настоящей работе представлены новые результаты, позволяющие лучше понять механизмы процессов, протекающих в структурах с КЯ InGaN при их облучении электронами с подпороговыми энергиями.

Методика

Исследовались светоизлучающие структуры на основе системы с множественными КЯ InGaN/GaN, выращенные методом MOCVD на сапфире с ориентацией (0001). Структуры состояли из нижнего слоя n-GaN, толщиной 3 мкм, легированного Si. Затем выращивался активный слой, содержащий 5 КЯ (3 нм InGaN и 12 нм GaN) и верхний слой p^+-GaN толщиной 0.1 мкм, легированный Mg до концентрации порядка 10^{20} $см^{-3}$. Наностолбики получали реактивным ионным травлением планарных структур через маску из наноточек Ni. Облучение и измерения методом катодолюминесценции (КЛ) проводились при комнатной температуре в РЭМ JSM 6490 (Jeol), оборудованном системой КЛ Gatan MonoCL3, при энергии пучка 10 кэВ и токе пучка 10^{-10}- 10^{-9} А.

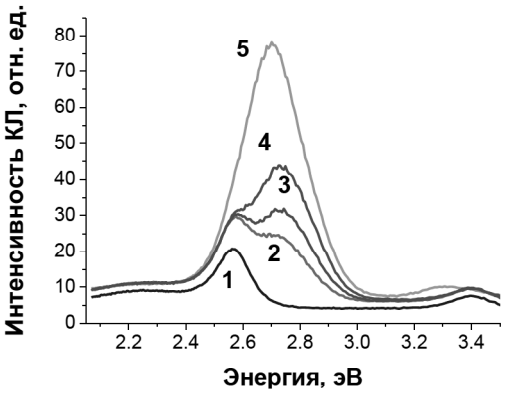
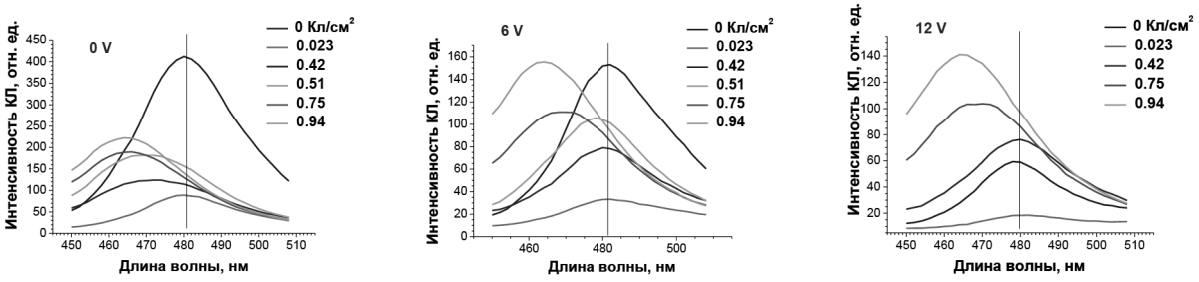


Рисунок 1. Спектры КЛ исходной структуры (1) и после ее облучения электронами с энергией 10 кэВ и дозой 0.57 (2) 0.8 (3), 1 (4) и 2.7 (5) Кл/$см^2$

Результаты и обсуждение

Основные особенности изменения оптических свойств структур с InGaN КЯ при облучении электронами низкой энергии демонстрирует орис. 1, на котором представлены спектры КЛ КЯ, измеренные

на разных стадиях облучения. Видно, что в процессе облучения возникает новая линия, смещенная в область больших энергий, ее интенсивность растет и в большинстве исследованных структур становится больше интенсивности исходной линии излучения. В ряде работ такое изменение спектра связывалось с изменением электрического поля в КЯ путем экранирования тем или иным способом полей спонтанной и пьезоэлектрической поляризации и подавления тем самым квантово-размерного эффекта Штарка. Как показали наши исследования, влияние облучения определяется неравновесными носителями заряда в активной области, поэтому перезарядка поверхностных состояний не является определяющим фактором. Для исследования влияния электрического поля в КЯ на их оптические свойства обычно варьируют обратное напряжение, которое компенсирует поле пьезоэлектрической поляризации. Результаты таких исследований представлены на рис. 2. Видно, что при малых дозах облучения интенсивность новой линии быстро уменьшается при увеличении напряжения, а при больших становится более стабильной, чем интенсивность излучения из необлученной структуры.



а б в

Рисунок 2. Спектры КЛ в зависимости от дозы облучения, измеренные при трех значениях обратного напряжения

Полученные результаты можно объяснить в предположении, что изменение оптических свойств КЯ при облучении электронами определяется уменьшением поля пьезоэлектрической поляризации в КЯ, при этом интенсивность излучения в основном определяется туннелированием носителей из КЯ.

Уменьшение электрического поля, в принципе, может происходить за счет его экранирования зарядом, захваченным на ловушки в КЯ и/или в барьерах. Однако результаты сравнительных исследований планарных структур и изготовленных из них наностолбиков позволяют исключить такую возможность. Так, на рис. 3 представлены результаты таких исследований на структуре, в которой спектр излучения состоял из двух основных линий. Видно, что в наностолбиках, в которых по данным [3] в процессе сухого травления произошла существенная релаксация напряжений в КЯ, положение высокоэнергетичной линии практически не изменяется в результате облучения. В планарных структурах энергия этой линии меньше, но после дозы облучения 0.3 Кл/см^2 приближается к энергии линии в наностолбиках. Такая зависимость позволяет предположить, что изменение электрического поля в КЯ в процессе их облучения в основном происходит за счет релаксации упругих напряжений в КЯ.

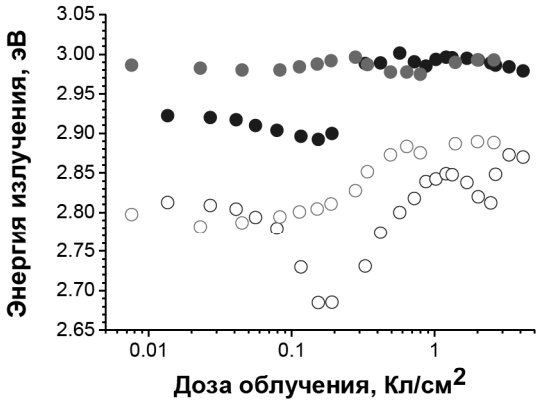


Рисунок 3. Зависимости энергии излучения от дозы облучения для двух линий КЛ, измеренные на планарной структуре (синие кружки) и наностолбиках (оранжевые кружки)

Литература

1. P. S. Vergeles, N. M. Shmidt, E. E. Yakimov, E. B. Yakimov // Physica Status Solidi C, V. 8, 1265 (2011).

2. E. B. Yakimov // International J. Nanoparticles, V. 6, 191 (2013).

3. Q. Wang, J. Bai, Y. P. Gong, T. Wang // J. Phys. D: Appl. Phys., V. 44, 395102 (2011).

Состояния с нулевым фактором заполнения и повторная инверсия эффекта Холла в двойной квантовой яме HgTe/CdHgTe

М. В. Якунин[1, *], А. В. Суслов[2], М. Р. Попов[1], Е. Г. Новик[3], С. А. Дворецкий[4], Н. Н. Михайлов[4]

1 Институт физики металлов УрО РАН, ул. С. Ковалевской, 18, Екатеринбург, 620219.

2 National High Magnetic Field Laboratory, FSU, 1800 East Paul Dirac Drive, Tallahassee, Florida 32310, USA.

3 Physical Institute, University of Wurzburg, D-97074 Wurzburg, Germany.

4 Институт физики полупроводников СО РАН, пр. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090.

*yakunin@imp.uran.ru

Представлены результаты экспериментальных исследований двойной квантовой ямы, составленной из двумерных слоев HgTe с инвертированным энергетическим спектром. Квантовый магнитотранспорт указывает на значительное перекрытие зон проводимости и валентной, существенно большее, чем в одиночных ямах, и здесь оно может регулироваться с помощью затворного напряжения. В области квантового эффекта Холла холловское магнитосопротивление проявляет возвратное знакопеременное поведение между электронным и дырочным типами проводимости, а также состояние с нулевым фактором заполнения. Результаты анализируются на основе рассчитанных зонной структуры и сложной картины магнитных уровней.

Введение

Энергетический спектр квантовой ямы HgTe шириной более 6.3 нм радикально отличается от традиционного: он инвертирован и обе подзоны, проводимости и валентная, имеют природу Γ_8. Это проявляется в сильной непараболичности, больших спиновых расщеплениях [1], хорошо выраженных эффектах спиновой поляризации [2], перекрытиях подзон и др. Известно, что в двойных квантовых ямах (ДКЯ) реализуются новые корреляционные состояния электронной системы в связи с дополнительной степенью свободы, обусловленной наличием межслойных взаимодействий. Возникает вопрос: как проявятся необычные свойства слоев HgTe при формировании из них ДКЯ? Приведет ли к каким последствиям наличие хорошо выраженной еще одной, спиновой, степени свободы? Проявится ли каким особым образом инвертированная структура подзон HgTe? Мы предпринимаем первые попытки экспериментально ответить на эти вопросы.

Эксперимент и анализ

Исследовались ДКЯ, состоящие из слоев HgTe шириной 20 нм, разделенных барьером $Cd_{0.65}Hg_{0.35}Te$ в 6-10 нм. Ориентация (013). Селективно легированы In симметрично с обеих сторон ДКЯ. На поверхность через слой диэлектрика нанесен затвор, к которому прикладывалось напряжение V_g относительно одного из потенциальных контактов.

Ранее мы сообщали о наблюдении в данной системе холловского магнитосопротивления (МС) в виде буквы N, то есть с инверсией, и в виде двойной N — с повторными инверсиями [3]. В последнем случае в сильных полях наблюдается также участок с близким к нулю холловским МС, соответствующим фактору заполнения $\nu = 0$. Здесь представлены результаты в б*о*льших полях на образце с большей плотностью дырок (рис. 1). Видно, что найденные ранее особенности являются устойчивыми.

Полученные результаты анализируются: (i) Показано, что в области слабых полей N-образная форма холловского МС и сопутствующее ей параболическое продольное МС хорошо описываются в простой модели двух типов носителей — электронов и дырок, но только для отрицательных V_g, т.е. при больших концентрациях дырок. Из найденных концентраций электронов и дырок определены величины перекрытия зон проводимости и валентной; они достигают 20 мэВ и меняются с V_g. (ii) В промежуточных полях методом двойного дифференцирования выделены осцилляции продольного МС, которые далее исследуются с помощью фурье-анализа, что позволяет более подробно определить эволюцию концентраций электронов и

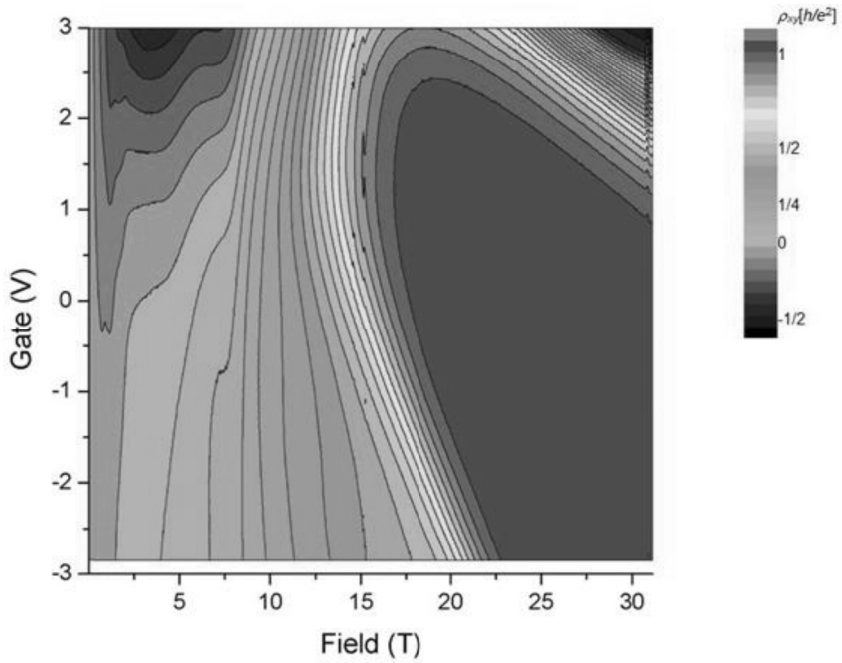


Рисунок 1. Холловское МС, отображенное в градациях цвета как функция двух переменных: перпендикулярного магнитного поля и напряжения затвора. В области положительных затворных напряжений в сильных полях видна повторная инверсия. Большое красное пятно – это плато квантового эффекта Холла для дырочной проводимости при факторе заполнения $\nu = 1$

дырок с изменением V_g в соответствующих подзонах и продлить этот анализ в область положительных V_g. (iii) В области квантового эффекта Холла анализ ведется на основе рассчитанной картины магнитных уровней. Показано, что наблюдаемые состояния с нулевым фактором заполнения $\nu = 0$ и повторная инверсия эффекта Холла обусловлены инверсным характером зонного спектра. А именно, устойчивое существование состояний с $\nu = 0$ в ДКЯ может объясняться зауженной щелью между крайними магнитными уровнями зон проводимости и валентной вследствие наложения смещенных энергетических спектров двух слоев. Межслойные корреляции могут приводить к дополнительной стабилизации обнаруженных состояний [4]. Возвратное знакопеременное поведение холловского МС можно связать с наличием бокового максимума в валентной зоне и связанным с этим осциллирующим поведением магнитных уровней вблизи него.

Работа выполняется при поддержке РФФИ, проект 14-02-00151. NHMFL is supported by NSF Cooperative Agreement No. DMR-1157490, the State of Florida, and the U.S. Department of Energy.

Литература

1. M.V. Yakunin, S.M. Podgornykh et al. // Physica E, V. 42, 948 (2010).
2. M.V. Yakunin, A.V. Suslov, et al. // Physical Review B, V. 85, 245321 (2012).
3. М.В. Якунин, А.В. Суслов и др. // Труды 17-го Международного симпозиума «Нанофизика и наноэлектроника», ИФМ РАН, Нижний Новгород, Т. 2, 658 (2013).
4. H.C. Manoharan et al. // Physical Review Letters, V. **77**, 1813 (1996).

Содержание 2 тома

3 секция. Полупроводниковые наноструктуры: электронные, оптические свойства, методы формирования

Абрамкин Д.С. Энергетическое строение квантовых точек, сформированных в гетеросистеме GaSb/GaP 381
Азарова Е.С. Транспортные свойства графеновой мультибарьерной структуры с периодически модулированной дираковской щелью 383
Акимов А.В. Локализация холодных атомов вблизи наноструктур 385
Алешкин В.Я. Влияние ближнего поля на спектр поглощения примесей в кристаллах 386
Алешкин В.Я. Влияние каскадного захвата на динамику примесной фотопроводимости в n-GaAs с большой концентрацией заряженных доноров 388
Альперович В.Л. Формирование поверхностей GaAs с атомно-гладкими террасами и моноатомными ступенями: эксперимент и Монте-Карло моделирование 390
Андреев Б.А. Спектры и кинетика фотовозбуждения InN 392
Байдакова Н.А. Спектрокинетические исследования структур SiGe/Si и GeSi/SOI с самоформирующимися Ge(Si) островками 394
Байдусь Н.В. Влияние проводимости по каналу дельта-слоя примеси на магнито-квантовые эффекты в гетероструктурах AlGaAs/GaAs/AlGaAs 396
Байдусь Н.В. Электролюминесценция и инжекция спин-поляризованных носителей заряда в гетероструктурах с квантовыми точками InAs/GaAs 398
Бекин Н.А. Усиление на примесно-зонных оптических переходах в полупроводниковых квантовых слоях 400
Беляев К.Г. Плазмонное усиление люминесценции желто-красной области спектра в нанокомпозитах InGaN/Au 402
Беляков В.А. Спиновая миграция в ансамбле кремниевых нанокристаллов 404
Бобров А.И. Исследование механизма вертикальной связи в массивах самоформирующихся Ge(Si)-нанооствровков 406
Бурдов В.А. Ускорение ферстеровских экситонных переходов в ансамблях нанокристаллов кремния 408
Vasilevskiy M.I. Extraordinary localization of TE-waves on graphene 410
Вдовин Е.Е. Новый тип осцилляций фототока в туннельных GaAs/AlAs-гетероструктурах p-i-n-типа с InAs квантовыми точками 412
Вдовин Е.Е. Сканирование и управление нульмерными туннельными каналами в макроскопической гетеросистеме с помощью лазера 414
Вихрова О.В. Структурные и оптические свойства гетероструктур с квантовыми ямами GaAsSb, выращенных методом лазерного осаждения 416
Волков В.А. Низкоразмерные бернштейновские магнитоплазмоны 418
Волкова Е.И. Исследование поперечного среза гетероструктур с квантовыми точками InGaAs/GaAs и фосфидными слоями GaAsP 419
Волкова Н.С. Влияние пространственного расположения δ-слоя Si на оптоэлектронные свойства гетеронаноструктур с квантовой ямой InGaAs/GaAs 421
Востоков Н.В. Аналитическое решение для распределения потенциала в полосковом контакте Шоттки 423
Гаврилов С.С. Нестационарные состояния поляритонного бозе-конденсата 425
Гайслер В.А. Эффективные излучатели одиночных фотонов на основе полупроводниковых квантовых точек и брэгговских микрорезонаторов 427
Германенко А.В. Энергетический спектр и транспорт в квантовых ямах HgTe 429
Gippius N.A. Nonlinear optical probe of indirect excitons 431
Горбунов А.В. Пространственно-непрямые дипольно-запрещенные экситоны в квантовой яме GaAs/AlAs 432
Горшков О.Н. Свойства структур Au/Zr/GeO_x/ZrO_2(Y)/TiN, проявляющих эффекты резистивного переключения и памяти 434
Грачев Д.А. Влияние условий отжига и материала диэлектрика на оптические и структурные свойства многослойных наноструктур Ge/SiO_2 (Al_2O_3 или HfO_2) 436
Гринвальд И.И. Трансформации молекулярной структуры хлоридов углерода, кремния и германия 438
Гудина С.В. Скейлинг и универсальность критических индексов в квантовом эффекте Холла в наноструктурах n-InGaAs/GaAs с двойными сильносвязанными квантовыми ямами 440
Гусев О.Б. Автолокализованные состояния на поверхностных Si-Si-димерах нанокристаллов кремния в матрице SiO_2 и их влияние на излучение нанокристаллов 442

Гусейнов Д.В. Сильные эффекты примесного рассеяния в спиновой релаксации электронов проводимости в кремнии 444
Данилов Ю.А. Свойства квантовых ям GaAs/InGaAs/GaAs, легированных атомами переходных 3d-элементов 446
Девятов Э.В. Исследование транспорта через интерфейс между двумерной электронной системой с сильным спин-орбитальным взаимодействием и металлом с макроскопическим параметром порядка 448
Демидов Е.С. Отклонение от закона Кюри в температурной зависимости ЭПР Pb-центров в пористом кремнии 450
Дикарева Н.В. Влияние температурной обработки на излучательные свойства гетероструктур с квантово-размерным слоем GaAsSb 452
Дикман С.М. Медленная релаксация и метастабильность спиновых возбуждений в квантово-холловских системах 454
Дроздов Ю.Н. Исследование пластической релаксации в слоях GeSi на подложках Si (001) и (115) 456
Дубинов А.А. Наблюдение прямозонной фото- и электролюминесценции из GaAs-структуры с Ge квантовыми ямами 458
Дубинов А.А. Механизм усиления излучения при туннелировании электронов между слоями графена 460
Дурнев М.В. Спиновое расщепление валентных подзон в квантовых ямах 462
Dyakonov V. V. Intrinsic defects in SiC for spin-based quantum applications 464
Емельянов Е.А. МЛЭ твердых растворов $A^{III} P_X As_{1-X}$: механизм формирования состава в подрешетке V группы 466
Еналдиев В.В. Размерное квантование и таммовские состояния массивных дираковских фермионов в квантовой проволоке 468
Ермолаев Д.М. Детектирование терагерцевого излучения цепочкой полевых транзисторов, интегрированных на основе гетероструктуры AlGaAs/InGaAs 469
Жмерик В.Н. Развитие молекулярно-пучковой эпитаксии фотоприемных и светоизлучающих AlGaN гетероструктур для среднего УФ-диапазона 471
Жолудев М.С. Влияние асимметрии элементарной ячейки на энергетический спектр квантовых ям HgTe/CdHgTe(013) 473
Жукавин Р.Х. Спонтанное излучение терагерцевого диапазона частот при оптическом возбуждении доноров в SiGe/Si и одноосно-деформированном объемном кремнии 475
Жукова Е.С. Энергетический спектр одиночной молекулы H_2O, изолированной в наноразмерной полости ионной решётки кристалла 477
Zinovyev V.A. Nucleation and growth of fortress-like SiGe quantum dot molecules 479
Зыбцев С.Г. Влияние СВЧ-излучения и аксиального растяжения на когерентный транспорт в нанокристаллах квазиодномерных проводников с волной зарядовой плотности 481
Иванов Ю.Л. Оптическое детектирование кулоновской щели в легированных квантовых ямах GaAs/AlGaAs 483
Иконников А.В. Циклотронный резонанс в легированных гетероструктурах HgTe/CdHgTe с квантовыми ямами 485
Ищенко Д.В. Спектральная чувствительность плёнок $Pb_{1-x}Sn_xTe$:In с x>0,3 487
Клоков А.Ю. Исследование генерации и распространения ПАВ в алмазе со встроенными графитизированными слоями методом пикосекундной акустики 489
Козлов В.А. Перенос носителей заряда через тонкую базу гетеробиполярного транзистора при радиационно-стимулированном воздействии 491
Козлов В.А. Надбарьерный баллистический транспорт горячих электронов в нанометровых гетероструктурах, приводящий к терагерцевой отрицательной проводимости 493
Козлов Д.В. Акцепторные состояния в HgGdTe-материалах 495
Конаков А.А. Спиновое рассеяние электронов проводимости на мелких донорах в кремнии 497
Кочерешко В.П. Эффект магнитоиндуцированной пространственной дисперсии в КЯ 499
Красильникова Л.В. Активные волноводные структуры Si:Er/SOI с рекомбинационным и ударным механизмами возбуждения люминесценции 501
Кривобок В.С. Структурные и оптические свойства метастабильных эпитаксиальных слоев $Si_{1-x}Ge_x/Si_{(001)}$ 503
Кривулин Н.О. Исследование кристаллической структуры наноостровков кремния на сапфире 505
Криштоп В.Г. Токовая зависимость потенциального рельефа резонансно-туннельного диода с аккумуляционным 2D-слоем в эмиттере 507
Криштопенко С.С. Эффекты e-e-взаимодействия в спиновом резонансе в 2D-системах со спин-орбитальным взаимодействием 509
Криштопенко С.С. Перенормировка спинового расщепления Рашбы вблизи дна зоны проводимости объемного кристалла BiTeI 511

Крыжков Д.И. Исследование люминесцентных свойств гетероструктур с КЯ InGaAs/GaAsSb/GaAs, излучающих в области 1-1.3 мкм 513
Кудрявцев К.Е. Сечение оптического поглощения ионов Er^{3+} в кремнии 515
Кудрявцев К.Е. Особенности “back-transfer”-релаксации ионов Er^{3+} в эпитаксиальных кремниевых структурах 517
Кудряшов М.А. Зависимость оптических свойств нанокомпозитов Ag/ПАН/ПВП от формы металлических частиц 519
Кукушкин В.А. Увеличение радиационного времени жизни экситонов Ванье-Мотта в нанокластерах прямозонных узкозонных полупроводников, внедрённых в широкозонные полупроводники 521
Курова Н.В. Электронная структура нанокристаллов кремния, допированных атомом серы: расчет из первых принципов 523
Кусраев Ю.Г. Спин-зависимые явления в полупроводниках и гетероструктурах полупроводник/ферромагнетик 525
Ларионов А.В. Спиновая динамика двумерных электронов в холловском ферромагнетике 526
Ластовкин А.А. Особенности перестройки квантовых каскадных лазеров терагерцевого диапазона в течение импульса излучения 528
Лобанов Д.Н. Сегрегация донорных примесей в слоях GaN, выращенных в различных условиях методом МПЭ с плазменной активацией азота 530
Логунов А.А. Солнечные элементы на основе пористого диоксида титана и органических красителей с контактами из титана и золота 532
Малеев Н.А. Исследование быстродействующих полупроводниковых вертикально-излучающих лазеров на основе AlInGaAs-наногетероструктур с большой спектральной расстройкой усиления 534
Малехонова Н.В. Структура и электрофизические свойства сверхрешеток AlGaAs/GaAs, выращенных с различным временем прерывания эпитаксиального роста 536
Малышев А.И. Влияние слабого магнитного поля на резонансы проводимости в системе с открытым биллиардом в присутствии спин-орбитального взаимодействия Рашбы 539
Малышев А.И. Управление спиновым состоянием носителей в неоднородном канале со спин-орбитальным взаимодействием Рашбы и Дрессельхауза 541
Mantsevich V.N. Non-stationary effects in the coupled quantum dots in the presence of Coulomb interaction 543
Маремьянин К.В. Обменное усиление g-фактора электронов в напряженных гетероструктурах InGaAs/InP 545
Маремьянин К.В. Диагностика квантово-каскадных структур GaAs/AlGaAs оптическими методами в ближнем ИК-диапазоне 547
Мармалюк А.А. Эпитаксиальная интеграция наногетероструктур для лазерных приложений 549
Матвеев С.А. Низкотемпературная гетероэпитаксия слоев германия на Si(100) с использованием метода горячей проволоки 551
Мелентьев Г.А. Оптические явления, связанные с поверхностными плазмон-поляритонами в структурах на основе n-GaN 553
Миннулин А.Н. Оптические и электрофизические свойства плотной e-h системы вблизи фазового перехода «металл-диэлектрик» в КЯ SiGe/Si 555
Михайлов А.Н. Электрофизические свойства структур «металл – диэлектрик – металл» на основе оксида кремния, проявляющих эффект резистивного переключения 557
Михайлов Н.Н. Geterostruktury HgCdTe 559
Морозов М.Ю. Генерация терагерцового излучения в графене с диффузионной накачкой 561
Морозов С.В. Времяразрешенная ФЛ спектроскопия узкозонных эпитаксиальных пленок Hg1-xCdxTe и Hg1-xCdxTe/CdyHg1-yTe гетероструктур с квантовыми ямами в ТГц диапазоне 563
Морозов С.В. Исследования оптических свойства примесных центров в эпитаксиальных пленках Hg1-xCdxTe и Hg1-xCdxTe/CdyHg1-yTe гетероструктурах с квантовыми ямами 565
Морозов С.В. Влияние прямого захвата дырок с испусканием оптических фононов на релаксацию примесной фотопроводимости в p-Si:B 567
Мурель А.В. Планарный арсенидгаллиевый диод Ганна на основе дельта-легированных кремнием слоёв 569
Насретдинова В.Ф. Влияние легирования индием на плотность состояний внутри пайерлсовской щели ромбического TaS_3 571
Нежданов А.В. Влияние типа и ориентации подложки на оптические свойства систем SiOx:SiO2 при термическом отжиге 573
Нечаев Д.В. Релаксация упругих напряжений и развитие методов снижения плотности прорастающих дислокаций в гетероструктурах AlN/c-Al_2O_3, выращиваемых методом молекулярно-пучковой эпитаксии с плазменной активацией азота 575
Новиков А.В. Реализация оптической связи на основе SiGe гетероструктур 577

Новиков А.В. Структурные и оптические свойства короткопериодных Ge/Si решеток, выращенных на Ge(001) подложках 579
Оболенский С.В. Исследование транспорта электронов в планарном диоде Ганна 581
Орлов М.Л. Транспортные измерения и моделирование распределения носителей в диодных SiGe/Si/SiGe гетероструктурах с двумерным каналом в слое кремния 583
Орлова Е.Е. Структура излучения терагерцовых квантовых каскадных лазеров с периодической модуляцией волновода 585
Pavlov S.G. Size-dependent laser-induced heating of solid particles studied by Raman micro-spectroscopy 587
Перов А.А. Магнитные блоховские состояния носителей и спиновая поляризация в двумерных сверхрешетках n-типа без центра инверсии со спин-орбитальным взаимодействием в электронном газе 589
Петров С.И. Особенности использования аммиачной и плазменной МЛЭ для получения III-N гетероструктур 591
Пирогов А.В. Формирование ориентированной гексагональной фазы кремния 593
Платонов А.В. Эффекты пространственной дисперсии экситонов в квантовых ямах 595
Платонов В.В. Исследование полупроводников в сильных магнитных полях 597
Покровский В.Я. Крутильные колебания квазиодномерных проводников с волной зарядовой плотности в электрическом поле и их «самодетектирование» 599
Полищук О.В. Крайне широкополосная антенна ближнего поля для применения в терагерцовой плазмонике 601
Попов В.В. Выпрямление и генерация терагерцового излучения в периодической двумерной электронной плазме 603
Прокудина М.Г. Передача энергии между краевыми каналами противоположной киральности в двумерной электронной системе в режиме квантового эффекта Холла 605
Романова Ю.Ю. Структурные, оптические и токовые исследования сверхрешеток со сложной элементарной ячейкой на основе AlGaAs 607
Романова Ю.Ю. О роли отрицательных эффективных масс в формировании проводимости полупроводниковых сверхрешеток 609
Романова Ю.Ю. Межминизонное туннелирование и уровни Ванье–Штарка в сверхрешетках с тремя связанными минизонами 611
Румянцев В.В. Температурные исследования длинноволновой межзонной фотолюминесценции и фотопроводимости в узкозонных эпитаксиальных пленках Hg1-xCdxTe 613
Румянцев В.В. Особенности динамики релаксации примесной фотопроводимости в n-GaAs, обусловленные остыванием носителей 615
Рябоштан Ю.Л. Исследования и оптимизация характеристик множественных квантовых ям GaInP/AlGaInP для сверхярких светоизлучающих диодов спектрального диапазона 590-625 нм 617
Садофьев Ю.Г. Гетероструктуры Ge/GeSn, выращенные на Si (100) методом молекулярно-пучковой эпитаксии 619
Сатанин А.М. Эффекты компенсации иттрием вакансионных центров в пленках диоксида циркония 622
Серафимович П.Г. Фотонно-кристаллический резонатор с возможностью вертикальной электронной накачки 624
Скупов А.В. Моделирование процессов каскадообразования в структурах с самоформирующимися островками Ge(Si) при корпускулярном облучении 626
Снигирев С.А. Спектроскопия холодных атомов рубидия в магнитооптической ловушке 628
Соболев М.М. Влияние толщины прослойки GaAs на эффект связывания и поляризационную зависимость электролюминесценции и поглощения для вертикально-коррелированной десятислойной системы In(Ga)As -квантовых точек 630
Сторожевых М.С. Напряжения в Ge/Si-гетероструктурах с Ge квантовыми точками: исследование методом ПЭМВР 632
Сухоруков А.В. Спиновый резонанс электронов проводимости в эпитаксиальных слоях твердого раствора кремний-германия 634
Терещенко О.Е. Структура и электронные свойства поверхности (0001) соединений BiTeX (X = I, Cl) с гигантским спиновым расщеплением электронных состояний рашбовского типа 636
Тетельбаум Д.И. Влияние дозы ионного легирования бором и условий отжига на дислокационную фотолюминесценцию в кремнии 638
Тетерин П.Е. Выращивание гетероэпитаксиальных структур EuO/Si и EuO/SrO/Si методом молекулярно-лучевой эпитаксии 640
Tikhodeev S.G. Chiral spatially structured planar semiconductor microcavity as a source of circularly polarized light 642
Травкин В.В. Характеристики диодных структур на основе фуллерена на полимерных и стеклянных подложках 644

Трухин В.Н. Особенности генерации терагерцевого излучения в полупроводниковых нитевидных нанокристаллах на основе полупроводниковых соединений A3B5 при возбуждении электронно-дырочной плазмы 646
Фатеев Д.В. Плазмонное увлечение и плазмонный храповик при нарушенном полном внутреннем отражении терагерцевой волны от периодической двумерной системы 648
Фатеев Д.В. Длиннопробежная плазмонная мода в экранированной двумерной электронной системе 650
Федичкин Л. Квантование проводимости наноконтактов молибдена и свинца 652
Фирсов Д.А. Терагерцевое излучение, связанное с примесными переходами электронов в квантовых ямах при оптической и электрической накачке 654
Фирсов Д.А. Оптические свойства структур с туннельно-связанными квантовыми ямами GaAs/AlGaAs в поперечном электрическом поле 656
Хазанова С.В. Моделирование эффективного профиля концентрации в гетероструктурах InGaAs/GaAs с δ-легированными слоями 658
Хазанова С.В. Влияние технологических параметров роста на характеристики двойных туннельно-связанных ям InGaAs/GaAs 660
Хомицкий Д.В. Электронные состояния в массивной квантовой точке внутри топологического изолятора 662
Хохлов Д.Р. Терагерцевая фотопроводимость в PbTe(Ga) 664
Цыпленков В.В. Инверсная населенность состояний доноров висмута в одноосно-деформированном кремнии при оптическом возбуждении 666
Цырлин Г.Э. Гибридные наноструктуры на основе II–VI квантовых точек и III–V нитевидных нанокристаллов 668
Чалдышев В.В. Оптические решетки экситонов на основе системы квантовых ям InGaN/GaN 670
Чербунин Р.В. Критическое поведение фазы коэффициента отражения микрорезонатора, наблюдаемое по фотоиндуцированному эффекту Керра 672
Черненко А.В. Бозе-конденсат поляритонов в магнитном поле: спиновый эффект Мейсснера и скачок величины диамагнитного сдвига 674
Шамирзаев Т.С. Спиновая релаксация светлых и темных экситонов в InAs/AlAs КТ 676
Шастин В.Н. Неравновесные состояния и возможность стимулированного ИК-излучения донорами Mg в кремнии 678
Шварц Н.Л. Каталитический и самокаталитический рост нитевидных нанокристаллов GaAs (Монте-Карло-моделирование) 680
Шегай О.А. Фотопроводимость низкоразмерных Si/Ge-структур без поверхностного слоя Si 682
Шенгуров В.Г. Фотодетекторы на базе гетероэпитаксиальных слоев Ge/Si(001), выращенных методом горячей проволоки 684
Шубина Т.В. Моды шепчущих галерей в гексагональных микрокристаллах нитрида индия 686
Эпов В.С. Электрополевая спектроскопия уровней захвата в пленках PbSnTe:In 688
Юнин П.А. О новой возможности экспрессного послойного анализа методом ВИМС с использованием «квазистационарных» ионных пучков 690
Юрасов Д.В. Взаимосвязанное влияние условий роста и параметров структур на сегрегацию примесей в системе Si/Ge 692
Яблонский А.Н. Спектрокинетические свойства структур SiGe/Si с двойными квантовыми ямами 694
Якимов Е.Б. Влияние облучения электронами низких энергий на оптические свойства структур с множественными квантовыми ямами InGaN/GaN 696
Якунин М.В. Состояния с нулевым фактором заполнения и повторная инверсия эффекта Холла в двойной квантовой яме HgTe/CdHgTe 698

СПИСОК УЧАСТНИКОВ

Азарова Екатерина Сергеевна – Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского»; +7 (902) 7892561; katia-azarova@yandex.ru; пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия

Акимов Алексей Владимирович – Российский квантовый центр; +7 (916) 3473597; aa@rqc.ru; ул. Новая, 100, БЦ «Урал», дер. Сколково, Московская обл., Россия

Аладышкин Алексей Юрьевич – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук; +7 (831) 4385185; aladyshkin@yandex.ru; ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Алафердов Андрей Валерьевич – The University of Campinas; +55 (19) 35217282; andrei.alaferdov@ccs.unicamp.br; CCS, C.P. 6061, Campinas, São Paulo, 13083-970, Brazil

Алешкин Владимир Яковлевич – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук; +7 (831) 4179482; aleshkin@ipm.sci-nnov.ru; ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Амиров Ильдар Искандерович – Ярославский филиал федерального государственного бюджетного учреждения науки Физико-технологического института Российской академии наук; +7 (4852) 246552; ildamirov@yandex.ru; ул. Университетская, 21, Ярославль, 150007, Россия

Андреев Борис Александрович – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук; +7 (831) 4179481; boris@ipmras.ru; ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Андрюшечкин Борис Владимирович – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт общей физики им. А.М. Прохорова Российской академии наук; +7 (499) 5038784; andrush@kapella.gpi.ru; ул. Вавилова, 38, Москва, 119991, Россия

Антонов Дмитрий Александрович – Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского»; +7 (831) 4658709; antonov@phys.unn.ru; пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия

Аронзон Борис Аронович – Федеральное государственное бюджетное учреждение «Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт»; +7 (499) 1967681; aronzon@mail.ru; пл. ак. Курчатова, 1, Москва, 123182, Россия

Аронсон Игорь Самуилович – Argonne National Laboratory; +1 (630) 2529725; aronson@anl.gov; South Cass Ave, 9700, Argonne, IL, 60349, USA

Артёмов Александр Серафимович – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт общей физики им. А.М. Прохорова Российской академии наук; +7 (141190) 9153901390; artpoliofan@mail.ru; ул. Вавилова, 38, Москва, 119991, Россия

Ахсахалян Арам Давидович – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук; +7 (831) 4385313; akh@ipm.sci-nnov.ru; ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Багдинов Антон Витальевич – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физический институт им. П. Н. Лебедева Российской академии наук; +7 (499) 1326424; bagdinov@sci.lebedev.ru; Ленинский проспект, 53, ГСП-1, Москва, 119991, Россия

Байдакова Наталия Алексеевна – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук; +7 (831) 4385555; banatale@ipmras.ru; ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Байдусь Николай Владимирович – Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского»; +7 (831) 9601757437; bnv@nifti.unn.ru; пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия

Бакурский Сергей Викторович – Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова»; +7 (495) 9392588; r4zz@mail.ru; Ленинские горы, ГСП-1, Москва, 119991, Россия

Бекин Николай Александрович – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук; +7 (831) 4179479; nbekin@ipm.sci-nnov.ru; ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Бельков Василий Валентинович – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук; +7 (812) 2927989; bel@epi.ioffe.ru; ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия

Беляев Кирилл Геннадьевич – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук; +7 (812) 2927124; belyaev_k_g@mail.ru; ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия

Беляков Владимир Алексеевич – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт теоретической физики им. Л.Д. Ландау Российской академии наук; +7 (499) 1373244; bel@landau.ac.ru; пр. ак. Семенова, 1а, Черноголовка, Московская обл., 142432, Россия

Беляков Владимир Алексеевич – Научно-исследовательский физико-технический институт ННГУ; +7 (831) 4656255; dragon_bel@mail.ru; пр. Гагарина 23/3, Нижний Новгород, 603950, Россия

Беспалов Антон Андреевич – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук; +7 (831) 4397759; bespalovaa@gmail.com; ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Беспалов Алексей Викторович – Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Московский государственный технический университет радиотехники, электроники и автоматики»; +7 (917) 5281032; bespaloval@mtu-net.ru; пр. Вернадского, 78, Москва, 119454, Россия

Бобков Александр Михайлович – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики твердого тела Российской академии наук; +7 (49652) 28203; bobkov@issp.ac.ru; ул. ак. Осипьяна, 2, Черноголовка, Московская обл.,142432, Россия

Бобкова Ирина Вячеславовна – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики твердого тела Российской академии наук; +7 (49652) 28203; bobkova@issp.ac.ru; ул. ак. Осипьяна, 2, Черноголовка, Московская обл.,142432, Россия

Бобров Александр Игоревич – Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского»; +7 (920) 0353537; bobrov@phys.unn.ru; пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия

Божко Сергей Иванович – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики твердого тела Российской академии наук; +7 (49652) 28219; bozhko@issp.ac.ru; ул. ак. Осипьяна, 2, Черноголовка, Московская обл.,142432, Россия

Больгинов Виталий Валериевич – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики твердого тела Российской академии наук; +7 (49652) 28198; bolg@mail.ru; ул. ак. Осипьяна, 2, Черноголовка, Московская обл.,142432, Россия

Брюквина Любовь Ильинична – Иркутский филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки Института лазерной физики Сибирского отделения Российской академии наук;+7 (3952) 512160; baikal@ilph.irk.ru; ул. Лермонтова, 130а, Иркутск, 664033, Россия

Булгакова Светлана Александровна – Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского»; +7 (831) 4657202; sbulg@mail.ru; пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия

Бурдов Владимир Анатольевич – Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского»; +7 (831) 4623304; burdov@phys.unn.ru; пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия

Бурмистрова Ангелина Владимировна – Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова»; +7 (495) 9392588; burangelina@yandex.ru; Ленинские горы, ГСП-1, Москва, 119991, Россия

Бухараев Анастас Ахметович – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Казанский физико-технический институт им. Е.К. Завойского Казанского научного центра Российской Академии наук; +7 (843) 2319107; a_bukharaev@kfti.knc.ru; ул. Сибирский тракт, 10/7, Казань, Республика Татарстан, 420029, Россия

Бушуев Владимир Алексеевич – Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова»; +7 (495) 9391226; vabushuev@yandex.ru; Ленинские горы, ГСП-1, Москва, 119991, Россия

Быков Виктор Александрович – Закрытое акционерное общество «НТ-МДТ»; +7 (985) 2113544; vbykov@ntmdt.ru; Корпус 100, Зеленоград, 124482, Россия

Вадимов Василий Львович – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук; +7 (908) 2359945; vvadimov93@gmail.com; ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Вальков Валерий Владимирович – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики им. Л.В. Киренского Сибирского отделения Российской академии наук; +7 (391) 2494506; vvv@iph.krasn.ru; Академгородок, 50, стр. 38, Красноярск, 660036, Россия

Василевский Михаил – The University of Minho; +351 (253) 604069; mikhail@fisica.uminho.pt; Largo do Paço, Braga, 4704-553, Portugal

Васильев Александр Леонидович – Федеральное государственное бюджетное учреждение «Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт»; +7 (910) 4130115; a.vasiliev56@gmail.com; пл. ак. Курчатова, 1, Москва, 123182, Россия

Вахтель Алексей Викторович – ООО «Брукер»; +7 (495) 5179284; axs@bruker.ru; ул. Пятницкая, 50/2, стр. 1, Москва, 119334, Россия

Вдовин Евгений Евгеньевич – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт проблем технологии микроэлектроники и особочистых материалов Российской академии наук; +7 (252) 44011; vdov62@yandex.ru; ул. Институтская 6, Черноголовка, Московская обл., 142432, Россия

Вдовичев Сергей Николаевич – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук; +7 (831) 4179489; vdovichev@ipmras.ru; ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Винников Лев Яковлевич – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики твердого тела Российской академии наук; +7 (496) 5228295; vinnik@issp.ac.ru; ул. ак. Осипьяна, 2, Черноголовка, Московская обл.,142432, Россия

Виноградов Александр Владимирович – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук; +7 (495) 7833709; inograd@sci.lebedev.ru; Ленинский проспект, 53, ГСП-1, Москва, 119991, Россия

Вихрова Ольга Викторовна – Научно-исследовательский физико-технический институт ННГУ; +7 (831) 4656365; vikhrova@nifti.unn.ru; пр. Гагарина 23/3, Нижний Новгород, 603950, Россия

Вишняков Евгений Александрович – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук; +7 (903) 2886415; juk301@mail.ru; Ленинский проспект, 53, ГСП-1, Москва, 119991, Россия

Водолазов Денис Юрьевич – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук; +7 (8314) 179485; vodolazov@ipmras.ru; ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Волков Владимир Александрович – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова Российской академии наук; +7 (495) 6293394; VoVA@cplire.ru; ул. Моховая, 11/7, Москва, 125009, Россия

Волков Петр Витальевич – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук; +7 (905) 1963427; volkov@ipmras.ru; ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Волкова Наталья Сергеевна – Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского»; +7 (831) 4658709; volkovans88@mail.ru; пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия

Волкова Екатерина Игоревна – Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского»; +7 (904) 0642329; bonfire-92@mail.ru; пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия

Володин Александр Петрович – KU Leuven; +32 (16) 327193; Alexander.Volodin@fys.kuleuven.be; Oude Markt 13, Leuven, Bus 5005 3000, Belgium

Востоков Николай Владимирович – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук; +7 (831) 4179492; vostokov@ipm.sci-nnov.ru; ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Гавриленко Владимир Изяславович – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук; +7 (831) 4179462; gavr@ipmras.ru; ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Гавриленко Наталия Ивановна – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук; +7 (831) 4322869; vladimir-gavrilenko@yandex.ru; ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Гаврилов Сергей Сергеевич – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики твердого тела Российской академии наук; +7 (49652) 28223; sergey.s.gavrilov@gmail.com; ул. ак. Осипьяна, 2, Черноголовка, Московская обл.,142432, Россия

Гайслер Владимир Анатольевич – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова Сибирского отделения Российской академии наук; +7 (383) 3306945; haisler@isp.nsc.ru; пр. Ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия

Гайслер Алексей Владимирович – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова Сибирского отделения Российской академии наук; +7 (383) 3306945; alex729@mail.ru; пр. Ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия

Гапонов Сергей Викторович – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук; +7 (831) 4179465; svg@ipm.sci-nnov.ru; ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Гарифуллин Ильгиз Абдулсаматович – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Казанский физико-технический институт им. Е.К. Завойского Казанского научного центра Российской Академии наук; +7 (843) 2319123(доб.2); ilgiz_garifullin@yahoo.com; ул. Сибирский тракт, 10/7, Казань, Республика Татарстан, 420029, Россия

Германенко Александр Викторович – Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Уральский федеральный университет им. первого Президента России Б.Н. Ельцина»; +7 (343) 2617436; alexander.germanenko@usu.ru; ул. Мира, 19, Екатеринбург, 620002, Россия

Гиппиус Николай Алексеевич – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт общей физики им. А.М. Прохорова Российской академии наук; +7 (499) 5038102; na.gippius@gmail.com; ул. Вавилова, 38, Москва, 119991, Россия

Голубев Сергей Владимирович – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт прикладной физики Российской академии наук; +7 (831) 4364068; gol@appl.sci-nnov.ru; ул. Ульянова, 46, Нижний Новгород, 603950, Россия

Гольцман Григорий Наумович – Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Московский педагогический государственный университет»; +7 (499) 2461202; goltsman10@mail.ru; ул. Малая Пироговская, 1, стр.1, Москва, 119991, Россия

Горай Леонид Иванович – Учреждение Российской академии наук Санкт-Петербургский Академический университет – научно-образовательный центр нанотехнологий РАН; +7 (812) 9097133; goray@spbau.ru; ул. Хлопина, 8/3, Санкт-Петербург, 194021, Россия

Горбунов Александр Васильевич – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики твердого тела Российской академии наук; +7 (49652) 28314; gorbunov@issp.ac.ru; ул. ак. Осипьяна, 2, Черноголовка, Московская обл.,142432, Россия

Гордеева Анна Валерьевна – Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Нижегородский государственный технический университет им. Р.Е. Алексеева»; +7 (831) 2010418; anna.gord@list.ru; ул. Минина, 24, ГСП-41, Нижний Новгород, 603950, Россия

Горев Роман Валерьевич – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук; +7 (909) 2958197; roma_valerievich@mail.ru; ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Горшков Олег Николаевич – Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского»; +7 (831) 4623120; cyrix@bk.ru; пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия

Грановский Александр Борисович – Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова»; +7 (495) 9394787; granov@magn.ru; Ленинские горы, ГСП-1, Москва, 119991, Россия

Грачев Денис Александрович – Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского»; +7 (831) 4623306; grachov@phys.unn.ru; пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия

Гринвальд Иосиф Исаевич – Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Нижегородский государственный технический университет им. Р.Е. Алексеева»; +7 (831) 4360351; grinwald@mts-nn.ru; ул. Минина, 24, ГСП-41, Нижний Новгород, 603950, Россия

Гудина Светлана Викторовна – Ордена Трудового Красного Знамени Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики металлов Уральского отделения Российской академии наук; +7 (343) 3783788; svpopova@imp.uran.ru; ул. С. Ковалевской, 18, ГСП-170, Екатеринбург, 620041, Россия

Гуртовой Владимир Леонидович – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт проблем технологии микроэлектроники и особочистых материалов Российской академии наук; +7 (49652) 44007; gurtovoi@iptm.ru; ул. Институтская 6, Черноголовка, Московская обл., 142432, Россия

Гусев Олег Борисович – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук; +7 (981) 7469168; oleg.gusev@mail.ioffe.ru; ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия

Гусев Никита Сергеевич – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук; +7 (831) 4179488; gusevns@bk.ru; ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Гусев Сергей Александрович – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук; +7 (831) 417–94–65; gusev@ipm.sci-nnov.ru; ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Гусейнов Давуд Вадимович – Научно-исследовательский физико-технический институт ННГУ; +7 (831) 2656914; guseinov@phys.unn.ru; пр. Гагарина 23/3, Нижний Новгород, 603950, Россия

Данилов Юрий Александрович – Научно-исследовательский физико-технический институт ННГУ; +7 (831) 4623120; danilov@nifti.unn.ru; пр. Гагарина 23/3, Нижний Новгород, 603950, Россия

Девятов Эдуард Валентинович – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики твердого тела Российской академии наук; +7 (916) 0419538; dev@issp.ac.ru; ул. ак. Осипьяна, 2, Черноголовка, Московская обл.,142432, Россия

Девятов Игорь Альфатович – Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова»; +7 (495) 9392588; igor-devyatov@yandex.ru; Ленинские горы, ГСП-1, Москва, 119991, Россия

Демидов Евгений Сергеевич – Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского»; +7 (831) 4623308; demidov@phys.unn.ru; пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия

Демиховский Валерий Яковлевич – Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского»; +7 (831) 2152801; demi@phys.unn.ru; пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия

Дикарева Наталья Васильевна – Научно-исследовательский физико-технический институт ННГУ; +7 (950) 6117138; dnat@ro.ru; пр. Гагарина 23/3, Нижний Новгород, 603950, Россия

Дикман Сергей Михайлович – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики твердого тела Российской академии наук; +7 (496) 5228269; dickmann@issp.ac.ru; ул. ак. Осипьяна, 2, Черноголовка, Московская обл.,142432, Россия

Додин Евгений Петрович – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук; +7 (312) 2787203; dodin@ipm.sci-nnov.ru; ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Дорохин Михаил Владимирович – Научно-исследовательский физико-технический институт ННГУ; +7 (831) 4656365; dorokhin@nifti.unn.ru; пр. Гагарина 23/3, Нижний Новгород, 603950, Россия

Дровосеков Алексей Борисович – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физических проблем им. П.Л. Капицы Российской академии наук; +7 (499) 1376820; drovosekov@kapitza.ras.ru; ул. Косыгина, 2, Москва, 119334, Россия

Дроздов Юрий Николаевич – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук; +7 (831) 4179491; drozdyu@ipm.sci-nnov.ru; ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Дубинов Александр Алексеевич – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук; +7 (831) 4179482; sanya@ipm.sci-nnov.ru; ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Дурнев Михаил Васильевич – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук; +7 (921) 3278308; durnev@mail.ioffe.ru; ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия

Дьяконов Владимир Владимирович – Julius-Maximilians University of Würzburg; +49 (931) 3183111; dyakonov@physik.uni-wuerzburg.de; Am Hubland, D - 97074 Würzburg, Germany

Екомасов Евгений Григорьевич – Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Башкирский государственный университет»; +7 (347) 2501260; EkomasovEG@gmail.com; ул. Фрунзе, 32, Уфа, 450007, Россия

Емельянов Евгений Александрович – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова Сибирского отделения Российской академии наук; +7 (383) 3333286; e2a@isp.nsc.ru; пр. Ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия

Еналдиев Владимир Викторович – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова Российской академии наук; +7 (495) 6293394; vova.enaldiev@gmail.com; ул. Моховая, 11/7, Москва, 125009, Россия

Еремеев Сергей Владимирович – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики прочности и материаловедения Сибирского отделения Российской академии наук; +7 (952) 8852940; eremeev@ispms.tsc.ru; пр. Академический, 2/4, Томск, 634021, Россия

Ермолаев Денис Михайлович – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт проблем технологии микроэлектроники и особочистых материалов Российской академии наук; +7 (926) 3879021; Yermolayev.Denis@gmail.com; ул. Институтская 6, Черноголовка, Московская обл., 142432, Россия

Ермолаева Ольга Леонидовна – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук; +7 (831) 4385555; Ermolaeva@ipm.sci-nnov.ru; ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Желтиков Алексей Михайлович – Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова»; +7 (495) 9393959; zheltikov@physics.msu.ru; Ленинские горы, ГСП-1, Москва, 119991, Россия

Жмерик Валентин Николаевич – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук; +7 (812) 2927124; jmerik@pls.ioffe.ru; ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия

Жолудев Максим Сергеевич – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук; +7 (904) 0530147; zholudev@ipm.sci-nnov.ru; ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Жукавин Роман Хусейнович – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук; +7 (831) 4179479; zhur@ipm.sci-nnov.ru; ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Жуков Алексей Алексеевич – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики твердого тела Российской академии наук; +7 (496) 5228341; azhukov@issp.ac.ru; ул. ак. Осипьяна, 2, Черноголовка, Московская обл.,142432, Россия

Жукова Елена Сергеевна – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт общей физики им. А.М. Прохорова Российской академии наук; +7 (499) 5038212; zhukovaelena@inbox.ru; ул. Вавилова, 38, Москва, 119991, Россия

Зайцев Сергей Владимирович – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики твердого тела Российской академии наук; +7 (496) 5228328; szaitsev@issp.ac.ru; ул. ак. Осипьяна, 2, Черноголовка, Московская обл.,142432, Россия

Звездин Анатолий Константинович – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт общей физики им. А.М. Прохорова Российской академии наук; +7 (499) 1350247; zvezdin@gmail.com; ул. Вавилова, 38, Москва, 119991, Россия

Здоровейщев Антон Владимирович – Научно-исследовательский физико-технический институт ННГУ; +7 (831) 4623190; zdorovei@gmail.com; пр. Гагарина 23/3, Нижний Новгород, 603950, Россия

Зиновьев Владимир Анатольевич – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова Сибирского отделения Российской академии наук; +7 (383) 3332624; zinoviev@isp.nsc.ru; пр. Ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия

Зорина Мария Владимировна – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук; +7 (831) 4385313; mzor@ipmras.ru; ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Зотов Андрей Вадимович – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт автоматики и процессов управления Дальневосточного отделения Российской академии наук; +7 (4232) 310412; zotov@iacp.dvo.ru; ул. Радио, 5, Владивосток, 690041, Россия

Зотова Анна Николаевна – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук; +7 (831) 2795798; zotova@ipm.sci-nnov.ru; ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Зуев Сергей Юрьевич – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук; +7 (831) 4385313; zuev@ipmras.ru; ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Зыбцев Сергей Григорьевич – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова Российской академии наук; +7 (495) 6293656; zybt@cplire.ru; ул. Моховая, 11/7, Москва, 125009, Россия

Иванов Юрий Леонидович – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук; +7 (812) 2927397; yuri.ivanov@mail.ioffe.ru; ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия

Иконников Антон Владимирович – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук; +7 (831) 4179482; antikon@ipmras.ru; ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Ильичёв Евгений Вячеславович – Institute of Photonic Technology; +49 (3641) 206121; ilichev@ipht-jena.de; Albert-Einstein-Straße, 9, Jena, 07745, Germany

Иржак Дмитрий Вадимович – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт проблем технологии микроэлектроники и особочистых материалов Российской академии наук; +7 (49652) 44217; irzhak@iptm.ru; ул. Институтская 6, Черноголовка, Московская обл., 142432, Россия

Иржак Артемий Вадимович – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт проблем технологии микроэлектроники и особочистых материалов Российской академии наук; +7 (49652) 44217; airzhak@gmail.com; ул. Институтская 6, Черноголовка, Московская обл., 142432, Россия

Иунин Юрий Леонидович – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики твердого тела Российской академии наук; 7 (49652) 28440; iunin@issp.ac.ru; ул. ак. Осипьяна, 2, Черноголовка, Московская обл.,142432, Россия

Ищенко Денис Вячеславович – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова Сибирского отделения Российской академии наук; +7 (383) 3306631; miracle4348@gmail.com; пр. Ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия

Каверин Борис Сергеевич – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт металлоорганической химии им. Г.А. Разуваева Российской академии наук; +7 (831) 4627370; kaverin@iomc.ras.ru; ул. Тропинина, 49, ГСП-445, Нижний Новгород, 603950, Россия

Казанцев Дмитрий Михайлович – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова Сибирского отделения Российской академии наук; +7 (913) 3759444; kazantsev-83@yandex.ru; пр. Ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия

Калашников Константин Владимирович – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова Российской академии наук; +7 (495) 6293418; kalashnikov@hitech.cplire.ru; ул. Моховая, 11/7, Москва, 125009, Россия

Калашникова Александра Михайловна – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук; +7 (921) 3221286; kalashnikova@mail.ioffe.ru; ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия

Калиш Андрей Николаевич – Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова»; +7 (916) 1443914; kalish@physics.msu.ru; Ленинские горы, ГСП-1, Москва, 119991, Россия

Камелин Дмитрий Александрович – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук; +7 (831) 4385120; kent@ipmras.ru; ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Караштин Евгений Анатольевич – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук; +7 (831) 4385313+121; eugenk@ipm.sci-nnov.ru; ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Карбань Оксана Владиславовна – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технический институт Уральского отделения Российской Академии наук; +7 (3412) 725239; ocsa123@yahoo.com; ул. Кирова, 132, Ижевск, 426000, Россия

Кардакова Анна Игоревна – Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Московский педагогический государственный университет»; +7 (499) 2468899; kardakova@rplab.ru; ул. Малая Пироговская, 1, стр.1, Москва, 119991, Россия

Кислинский Юлий Вячеславович – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова Российской академии наук; +7 (495) 6297431; yulii@hitech.cplire.ru; ул. Моховая, 11/7, Москва, 125009, Россия

Кленов Николай Викторович – Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова»; +7 (495) 9392588; nvklenov@nm.ru; Ленинские горы, ГСП-1, Москва, 119991, Россия

Клоков Андрей Юрьевич – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук; +7 (499) 1358005; klokov@sci.lebedev.ru; Ленинский проспект, 53, ГСП-1, Москва, 119991, Россия

Князева Мария Викторовна – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова Сибирского отделения Российской академии наук; +7 (383) 3331475; km.rus@mail.ru; пр. Ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия

Козлов Владимир Анатольевич – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук; +7 (831) 2385037; kozlov@ipm.sci-nnov.ru; ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Козлов Дмитрий Владимирович – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук; +7 (831) 4384045; dvkoz@ipm.sci-nnov.ru; ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Колачевский Николай Николаевич – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук; +7 (499) 1354286; kolachbox@mail.ru; Ленинский проспект, 53, ГСП-1, Москва, 119991, Россия

Конаков Антон Алексеевич – Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского»; +7 (910) 3910467; konakov_anton@mail.ru; пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия

Корнеева Юлия Петровна – Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Московский педагогический государственный университет»; +7 (499) 2461202; kor_y@rplab.ru; ул. Малая Пироговская, 1, стр.1, Москва, 119991, Россия

Королев Сергей Александрович – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук; 8 (831) 4179492; PESH@ipm.sci-nnov.ru; ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Кочерешко Владимир Петрович – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук; +7 (812) 2927174; Vladimir.Kochereshko@mail.ioffe.ru; ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия

Кошелев Константин Николаевич – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт спектроскопии Российской академии наук; +7 (495) 8510226; kkoshelev4@gmail.com; ул. Физическая, 5, Троицк, Московская обл., 142190, Россия

Красильник Захарий Фишелевич – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук; +7 (831) 4179473; zfk@ipm.sci-nnov.ru; ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Красильникова Людмила Владимировна – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук; +7 (831) 4179482; luda@ipm.sci-nnov.ru; ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Краснов Владимир Михайлович – Физический Департамент; +46 (8) 55378606; vladimir.krasnov@fysik.su.se; Fysikum, AlbaNova University Center, SE-10691 Stockholm, Sweden

Крейнес Наталия Михайловна – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физических проблем им. П.Л. Капицы Российской академии наук; +7 (499) 1376820; kreines@kapitza.ras.ru; ул. Косыгина, 2, Москва, 119334, Россия

Кривулин Николай Олегович – Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского»; +7 (831) 4656475; Krivulin@phys.unn.ru; пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия

Криштоп Татьяна Викторовна – GT/SPSMS, INAC, CEA Grenoble; +33 (4) 38785076; tatiana.krishtop@cea.fr; Rue des Martyrs, 17, Grenoble, 38045, France

Криштоп Владимир Григорьевич – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт проблем технологии микроэлектроники и особочистых материалов Российской академии наук; +7 (49652) 44016; vgkvgk@mail.ru; ул. Институтская 6, Черноголовка, Московская обл., 142432, Россия

Криштопенко Сергей Сергеевич – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук; +7 (960) 1601834; ds_a-teens@mail.ru; ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Крыжков Денис Игоревич – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук; +7 (831) 4385037; krizh@ipm.sci-nnov.ru; ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Кудрин Алексей Владимирович – Научно-исследовательский физико-технический институт ННГУ; +7 (831) 9307153154; alex2983@yandex.ru; пр. Гагарина 23/3, Нижний Новгород, 603950, Россия

Кудрявцев Константин Евгеньевич – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук; +7 (831) 4385037; konstantin@ipm.sci-nnov.ru; ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Кудряшов Михаил Александрович – Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского»; +7 (831) 4623314; Kudryashov@phys.unn.ru; пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия

Кузнецов Владимир Иванович – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт проблем технологии микроэлектроники и особочистых материалов Российской академии наук; +7 (49652) 44022; kvi@iptm.ru; ул. Институтская 6, Черноголовка, Московская обл., 142432, Россия

Кузьмин Леонид Сергеевич – Chalmers University of Technology; +46 (31) 7723608; kuzmin@chalmers.se; Gothenburg, SE-412 96, Sweden

Кукушкин Владимир Алексеевич – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт прикладной физики Российской академии наук; +7 (831) 4164894; vkukushk@gmail.com; ул. Ульянова, 46, Нижний Новгород, 603950, Россия

Кулик Леонид Викторович – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики твердого тела Российской академии наук; +7 (496) 5224418; kulik@issp.ac.ru; ул. ак. Осипьяна, 2, Черноголовка, Московская обл.,142432, Россия

Курин Владислав Викторович – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук; +7 (831) 4179452; kurin@ipm.sci-nnov.ru; ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Курова Наталья Викторовна – Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского»; +7 (831) 4623304; kurova.nv@gmail.com; пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия

Кусраев Юрий Георгиевич – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук; +7 (812) 2975560; Kusrayev@orient.ioffe.ru; ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия

Ларионов Андрей Владимирович – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики твердого тела Российской академии наук; +7 (49652) 28373; larionov@issp.ac.ru; ул. ак. Осипьяна, 2, Черноголовка, Московская обл.,142432, Россия

Ластовкин Артем Анатольевич – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук; +7 (831) 4179489; lastovkin@ipm.sci-nnov.ru; ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Латышев Юрий Ильич – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова Российской академии наук; +7 (495) 6293656; yurilatyshev@yahoo.com; ул. Моховая, 11/7, Москва, 125009, Россия

Лобанов Дмитрий Николаевич – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук; +7 (831) 4179465; dima@ipm.sci-nnov.ru; ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Логунов Александр Александрович – Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского»; +7 (920) 2980133; logunov@phys.unn.ru; пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия

Лопатин Алексей Яковлевич – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук; +7 (831) 4385313; lopatin@ipm.sci-nnov.ru; ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Лубов Максим Николаевич – Учреждение Российской академии наук Санкт-Петербургский Академический университет – научно-образовательный центр нанотехнологий РАН; +7 (911) 1857222; maxlubov@gmail.com; ул. Хлопина, 8/3, Санкт-Петербург, 194021, Россия

Мазов Лев Сергеевич – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук; +7 (831) 2580398; mazov@ipm.sci-nnov.ru; ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Малеев Николай Анатольевич – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук; +7 (812) 2973178; maleev@beam.ioffe.ru; ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия

Малехонова Наталья Викторовна – Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского»; +7 (906) 3638561; Malekhonova@phys.unn.ru; пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия

Малофеев Роман Станиславович – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук; +7 (831) 4606018; malofeev@ipmras.ru; ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Малышев Илья Вячеславович – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук; +7 (831) 2921128; ilya-malyshev-wot@ya.ru; ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Малышев Александр Игоревич – Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского»; +7 (831) 4623304; malyshev@phys.unn.ru; пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия

Малышева Евгения Игоревна – Научно-исследовательский физико-технический институт ННГУ; +7 (831) 4623120; malysheva@phys.unn.ru; пр. Гагарина 23/3, Нижний Новгород, 603950, Россия

Манцевич Владимир Николаевич – Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова»; +7 (495) 9392502; vmantsev@spmlab.phys.msu.ru; Ленинские горы, ГСП-1, Москва, 119991, Россия

Маремьянин Кирилл Владимирович – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук; +7 (831) 4179482; kirillm@ipm.sci-nnov.ru; ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Мармалюк Александр Анатольевич – Открытое акционерное общество «Научно-исследовательский институт «Полюс» им. М.Ф. Стельмаха»; +7 (495) 3330545; almarm@mail.ru; РФ, 117342, Москва, ул. Введенского, 3

Матвеев Сергей Александрович – Научно-исследовательский физико-технический институт ННГУ; +7 (831) 4623188; matveevsa.sou@gmail.com; пр. Гагарина 23/3, Нижний Новгород, 603950, Россия

Матрозова Екатерина Андреевна – Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Нижегородский государственный технический университет им.

Р.Е. Алексеева»; +7 (831) 9063565359; ematrozova@gmail.com; ул. Минина, 24, ГСП-41, Нижний Новгород, 603950, Россия

Махалов Василий Борисович – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт прикладной физики Российской академии наук; +7 (910) 1073904; vasiliy.makhalov@gmail.com; ул. Ульянова, 46, Нижний Новгород, 603950, Россия

Мелентьев Григорий Александрович – Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Санкт-Петербургский государственный политехнический университет»; +7 (812) 5529671; gamelen@spbstu.ru; ул. Политехническая, 29, Санкт-Петербург, 195251, Россия

Мельников Александр Сергеевич – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук; +7 (831) 4179456; melnikov@ipm.sci-nnov.ru; ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Миляев Михаил Анатольевич – Ордена Трудового Красного Знамени Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики металлов Уральского отделения Российской академии наук; +7 (343) 3783881; milyaev@imp.uran.ru; ул. С. Ковалевской, 18, ГСП-170, Екатеринбург, 620041, Россия

Миннуллин Артур Низипович – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук; +7 (499) 1357941; minnullin.artur@gmail.com; Ленинский проспект, 53, ГСП-1, Москва, 119991, Россия

Миронов Алексей Юрьевич – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова Сибирского отделения Российской академии наук; +7 (383) 3306733; lexw@rambler.ru; пр. Ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия

Миронов Сергей Викторович – Laboratoire Ondes et Matière d'Aquitaine; +33 (667) 980511; sermironov@rambler.ru; Cours de la Libération, 351, Bordeaux, 33405, France

Миронов Виктор Леонидович – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук; +7 (831) 4179488; mironov@ipm.sci-nnov.ru; ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Митрофанов Александр Викторович – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук; +7 (499) 1358081; mitrofa@sci.lebedev.ru; Ленинский проспект, 53, ГСП-1, Москва, 119991, Россия

Михайлов Геннадий Михайлович – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт проблем технологии микроэлектроники и особочистых материалов Российской академии наук; +7 (49652) 44181; mikhailo@iptm.ru; ул. Институтская 6, Черноголовка, Московская обл., 142432, Россия

Михайлов Алексей Николаевич – Научно-исследовательский физико-технический институт ННГУ; +7 (831) 4623188; mian@nifti.unn.ru; пр. Гагарина 23/3, Нижний Новгород, 603950, Россия

Михайлов Николай Николаевич – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова Сибирского отделения Российской академии наук; +7 (383) 3304967; mikhailov@isp.nsc.ru; пр. Ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия

Морозов Александр Игоревич – Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Московский государственный технический университет радиотехники, электроники и автоматики»; +7 (495) 4349143; morosov@mirea.ru; пр. Вернадского, 78, Москва, 119454, Россия

Морозов Михаил Юрьевич – Саратовский филиал федерального государственного бюджетного учреждения науки Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова Российской академии наук; +7 (8452) 511179; mikkym@mail.ru; ул. Зеленая, 38, Саратов, 410019, Россия

Морозов Сергей Вячеславович – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук; +7 (831) 4385037; more@ipm.sci-nnov.ru; ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Москаленко Мария Александровна – Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Санкт-Петербургский национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики»; +7 (953) 3758387; moskalenko.mary@gmail.com; пр. Кронверкский, 49, Санкт-Петербург, 197101, Россия

Мотова Елена Сергеевна – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук; +7 (831) 4179465; es@ipm.sci-nnov.ru; ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Музыченко Дмитрий Анатольевич – Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова»; +7 (495) 9392502; mda@spmlab.phys.msu.su; Ленинские горы, ГСП-1, Москва, 119991, Россия

Мурель Аркадий Викторович – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук; +7 (831) 4179496; murel@ipm.sci-nnov.ru; ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Мурзина Татьяна Владимировна – Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова»; +7 (495) 9393669; murzina@mail.ru; Ленинские горы, ГСП-1, Москва, 119991, Россия

Мухаматчин Камиль Рафаилович – Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского»; +7 (910) 3835092; myKamil@yandex.ru; пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия

Накин Андрей Валерьевич – Федеральное государственное бюджетное учреждение Петербургский институт ядерной физики им. Б.П. Константинова; +7 (81371) 46096; andrey@ter-net.com; Орлова роща, Гатчина, Ленинградская обл., 188300, Россия

Насретдинова Венера Фатиховна – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова Российской академии наук; +7 (495) 6293394; venera@cplire.ru; ул. Моховая, 11/7, Москва, 125009, Россия

Нежданов Алексей Владимирович – Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского»; +7 (920) 0240282; nezhdanov@phys.unn.ru; пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия

Нестеров Константин Евгеньевич – Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова»; +7 (916) 6213260; wasd171@gmail.com; Ленинские горы, ГСП-1, Москва, 119991, Россия

Нечаев Дмитрий Валерьевич – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук; +7 (906) 2444601; nechayev@mail.ioffe.ru; ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия

Низов Владимир Алексеевич – Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского»; +7 (915) 9550112; nizovva.w@gmail.com; пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия

Низов Николай Алексеевич – Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского»; +7 (920) 0755917; nizovn@gmail.com; пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия

Никитов Сергей Аполлонович – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова Российской академии наук; +7 (495) 6293387; nikitov@cplire.ru; ул. Моховая, 11/7, Москва, 125009, Россия

Николенко Антон Дмитриевич – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт ядерной физики им. Г.И. Будкера Сибирского отделения Российской академии наук; +7 (383) 3294347; A.D.Nikolenko@inp.nsk.su; пр. ак. Лаврентьева, 11, Новосибирск, 630090, Россия

Никонов Антон Викторович – Открытое Акционерное Общество НПО Орион; +7 (916) 3334011; ech@li.ru; Шоссе Энтузиастов, 46/2, Москва, 111123, Россия

Новиков Алексей Витальевич – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук; +7 (831) 4179480; anov@ipm.sci-nnov.ru; ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Оболенский Сергей Владимирович – Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского»; +7 (831) 9524721946; obolensk@rf.unn.ru; пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия

Образцова Елена Дмитриевна – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт общей физики им. А. М. Прохорова Российской академии наук; +7 (499) 5038206; elobr@mail.ru; ул. Вавилова, 38, Москва, 119991, Россия

Орлов Михаил Львович – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук; +7 (831) 4601931; orlovm@ipmras.ru; ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Орлова Екатерина Евгеньевна – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук; +7 (8312) 675037; orlova@ipm.sci-nnov.ru; ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Осипов Максим Андреевич – Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»; +7 (905) 5146057; max.vfk@gmail.com; 115409, г. Москва, Каширское шоссе, д. 31

Павлов Сергей Геннадьевич – German Aerospace Center, Institute of Planetary Research; +49 (30) 67055594; serpavlov@yandex.ru; Rutherfordtrasse 2, Berlin, 12489, Germany

Панкратов Андрей Леонидович – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук; +7 (905) 1913223; alp@ipmras.ru; ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Патрин Геннадий Семенович – Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Сибирский федеральный университет»; +7 (391) 2912967; patrin@iph.krasn.ru; пр. Свободный, 79, Красноярск, 660041, Россия

Перов Анатолий Александрович – Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского»; +7 (920) 2992054; wkb@inbox.ru; пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия

Пестов Алексей Евгеньевич – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук; +7 (831) 4179476; aepestov@ipm.sci-nnov.ru; ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Петров Владимир Никифорович – Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Санкт-Петербургский государственный политехнический университет»; +7 (812) 9572038; petrov@tuexph.stu.neva.ru; ул. Политехническая, 29, Санкт-Петербург, 195251, Россия

Петров Станислав Игоревич – Закрытое акционерное общество «Научное и технологическое оборудование»; +7 (812) 6330596; petrov@semiteq.ru; пр. Энгельса, 27, Санкт-Петербург, 194156, Россия

Петрова Мария Геннадьевна – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук; +7 (499) 1326869; arwen-mipt@yandex.ru; Ленинский проспект, 53, ГСП-1, Москва, 119991, Россия

Пирогов Алексей Владимирович – Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского»; +7 (831) 4623306; pirogov@phys.unn.ru; пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия

Планкина Светлана Михайловна – Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского»; +7 (831) 4623310; plankina@phys.unn.ru; пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия

Платонов Алексей Владимирович – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук; +7 (812) 2927174; alexei.platonov@mail.ioffe.ru; ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия

Платонов Вадим Васильевич – Федеральное государственное унитарное предприятие Российский федеральный ядерный центр Всероссийский научно-исследовательский институт экспериментальной физики; +7 (83130) 27239; platonovv@yahoo.com; пр. Мира, 37, Саров, 607188, Россия

Поддубный Александр Никитич – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук; +7 (921) 3087478; poddubny@coherent.ioffe.ru; ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия

Покровский Вадим Ярославович – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова Российской академии наук; +7 (495) 6293459; pok@cplire.ru; ул. Моховая, 11/7, Москва, 125009, Россия

Полищук Ольга Витальевна – Саратовский филиал федерального государственного бюджетного учреждения науки Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова Российской академии наук; +7 (8452) 511179; polischuk.sfire@mail.ru; ул. Зеленая, 38, Саратов, 410019, Россия

Полковников Владимир Николаевич – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук; +7 (8) 9030601487; polkovnikov@ipmras.ru; ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Поплаухина Екатерина Константиновна – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук; +7 (920) 0449104; kttts@mail.ru; ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Попов Вячеслав Валентинович – Саратовский филиал федерального государственного бюджетного учреждения науки Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова Российской академии наук; +7 (8452) 272401; popov_slava@yahoo.co.uk; ул. Зеленая, 38, Саратов, 410019, Россия

Прозорова Людмила Андреевна – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физических проблем им. П.Л. Капицы Российской академии наук; +7 (499) 1370998; prozorova@kapitza.ras.ru; ул. Косыгина, 2, Москва, 119334, Россия

Прокудина Мария Геннадьевна – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики твердого тела Российской академии наук; +7 (496) 5222946; prok@issp.ac.ru; ул. ак. Осипьяна, 2, Черноголовка, Московская обл.,142432, Россия

Пугач Наталия Григорьевна – Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова»; +7 (495) 9394787; pugach@magn.ru; Ленинские горы, ГСП-1, Москва, 119991, Россия

Пудонин Федор Алексеевич – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук; +7 (499) 1326757; fedor-pudonin@rambler.ru; Ленинский проспект, 53, ГСП-1, Москва, 119991, Россия

Пунегов Василий Ильич – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Коми научный центр Уральского отделения РАНления РАН; +7 (8212) 246242; punegv@rambler.ru; ул. Коммунистическая, 24, Сыктывкар, 167982, Россия

Путилов Алексей Владимирович – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук; +7 (831) 4385185; alputilov@ipmras.ru; ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Ревин Леонид Сергеевич – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук; +7 (920) 2577978; rls@ipmras.ru; ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Резник Александр Николаевич – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук; 7 (831) 4179497; reznik@ipm.sci-nnov.ru; ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Родина Анна Валерьевна – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук; +7 (921) 6501352; anna.rodina@mail.ioffe.ru; ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия

Романова Юлия Юрьевна – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук; +7 (831) 4179482; jul@ipm.sci-nnov.ru; ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Рубаков Валерий Анатольевич – Институт ядерных исследований РАН; +7 (495) 1352259; rubakov@minus.inr.ac.ru; пр. 60-летия Октября, 7а, Москва, 117312, Россия

Румянцев Владимир Владимирович – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук; +7 (831) 2554040; rumyantsev@ipmras.ru; ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Русина Галина Геннадьевна – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики прочности и материаловедения Сибирского отделения Российской академии наук; +7 (3822) 286943; rusina@ispms.tsc.ru; пр. Академический, 2/4, Томск, 634021, Россия

Русинова Мария Валерьевна – Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Санкт-Петербургский государственный университет»; +7 (951) 6677466; rusinovamarie@mail.ru; Университетская набережная, 7/9, Санкт-Петербург, 199034, Россия

Рыжий Виктор Иванович – Университет Тоноку (Северо-Восточный Университет); +81 (242) 372563; v-ryzhii@riec.tohoku.ac.jp; Катахира, Сендай

Рыжов Денис Андреевич – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук; +7 (831) 4179459; ryzhov@ipmras.ru; ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Рыльков Владимир Васильевич – Федеральное государственное бюджетное учреждение «Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт»; +7 (499) 1967100доб.3293; vvrylkov@mail.ru; пл. ак. Курчатова, 1, Москва, 123182, Россия

Рябоштан Юрий Леонидович – Открытое акционерное общество «Научно-исследовательский институт «Полюс» им. М.Ф. Стельмаха»; +7 (495) 3344810; Yu.Ryaboshtan@siplus.ru; РФ, 117342, Москва, ул. Введенского, 3

Савинов Денис Александрович – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук; +7 (831) 4385185+257; savinovda@ipm.sci-nnov.ru; ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Савинов Сергей Валентинович – Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова»; +7 (916) 7929070; SavinovSV@mail.ru; Ленинские горы, ГСП-1, Москва, 119991, Россия

Садофьев Юрий Григорьевич – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук; +7 (499) 1326686; sadofyev@hotmail.com; Ленинский проспект, 53, ГСП-1, Москва, 119991, Россия

Салащенко Николай Николаевич – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук; +7 (831) 4179458; salashch@ipm.sci-nnov.ru; ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Самохвалов Алексей Владимирович – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук; +7 (831) 4385037; samokh@ipm.sci-nnov.ru; ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Сапожников Максим Викторович – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук; +7 (831) 4179485; msap@ipm.sci-nnov.ru; ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Саранин Александр Александрович – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт автоматики и процессов управления Дальневосточного отделения Российской академии наук; +7 (423) 2310426; saranin@iacp.dvo.ru; ул. Радио, 5, Владивосток, 690041, Россия

Сатанин Аркадий Михайлович – Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского»; +7 (831) 4656255; sarkady@mail.ru; пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия

Свечников Михаил Владимирович – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук; +7 (920) 0466691; svch1991@gmail.com; ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Селиверстов Сергей Валерьевич – Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Московский педагогический государственный университет»; +7 (964) 5629419; seliverstovsv@mail.ru; ул. Малая Пироговская, 1, стр.1, Москва, 119991, Россия

Семенова Анна Владимировна – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук; +7 (831) 325391; semenanna@yahoo.com; ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Серафимович Павел Григорьевич – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт систем обработки изображений Российской академии наук; +7 (846) 3325620; paulserch05@gmail.com; ул. Молодогвардейская, 151, Самара, 443001, Россия

Сиваков Владимир – Institute of Photonic Technology; +49 (0) 3641206440; vladimir.sivakov@ipht-jena.de; Albert-Einstein-Straße, 9, Jena, 07745, Germany

Сивков Виктор Николаевич – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Коми научный центр Уральского отделения РАН; +7 (8212) 246242; svn@dm.komisc.ru; ул. Коммунистическая, 24, Сыктывкар, 167982, Россия

Сидоров Дмитрий Сергеевич – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук; +7 (831) 4385313; dmitrisidoroff@rambler.ru; ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Силаев Михаил Андреевич – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук; +7 (831) 4385185; msilaev@ipm.sci-nnov.ru; ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Скороходов Евгений Владимирович – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук; +7 (831) 4385555; evgeny@ipm.sci-nnov.ru; ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Скупов Антон Владимирович – Федеральное государственное унитарное предприятие «Федеральный научно-производственный центр Научно-исследовательский институт измерительных систем им. Ю.Е. Седакова»; +7 (831) 4666130; skav10@mail.ru; Тропинина, 47, Нижний Новгород, 603950, ГСП-486, Россия,

Смирнова Ирина Алексеевна – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики твердого тела Российской академии наук; +7 (496) 5228273; irina@issp.ac.ru; ул. ак. Осипьяна, 2, Черноголовка, Московская обл.,142432, Россия

Снигирев Степан Александрович – Российский квантовый центр; +7 (985) 2571341; ss@rqc.ru; ул. Новая, 100, БЦ «Урал», дер. Сколково, Московская обл., Россия

Соболев Михаил Михайлович – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук; +7 (812) 2927382; m.sobolev@mail.ioffe.ru; ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия

Соловьев Игорь Игоревич – Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова»; +7 (495) 9392588; igor.soloviev@gmail.com; Ленинские горы, ГСП-1, Москва, 119991, Россия

Стариков Станислав Дмитриевич – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук; +7 (831) 4385313; vokirats@gmail.com; ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Стогний Александр Иванович – ГНПО «Научно-практический центр НАН Беларуси по материаловедению»; +375 (17) 2841306; stognij@ifttp.bas-net.by; ул. П. Бровки, 19, Минск, 220072, Республика Беларусь

Сторожевых Михаил Сергеевич – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт общей физики им. А.М. Прохорова Российской академии наук; +7 (499) 5038144; capoeirista@yandex.ru; ул. Вавилова, 38, Москва, 119991, Россия

Суханова Татьяна Евгеньевна – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт высокомолекулярных соединений Российской академии наук; +7 (812) 3288503; tat_sukhanova@mail.ru; Большой пр. В.О., 31, Санкт-Петербург, 199004, Россия

Сухорков Андрей Владимирович – Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского»; +795191708 (831) 4212524; soukhorukov@phys.unn.ru; пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия

Таланов Юрий Иванович – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Казанский физико-технический институт им. Е.К. Завойского Казанского научного центра Российской Академии наук; +7 (843) 2319123; talanov@kfti.knc.ru; ул. Сибирский тракт, 10/7, Казань, Республика Татарстан, 420029, Россия

Татарский Дмитрий Аркадьевич – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук; +7 (831) 4179488; tatarsky@ipmras.ru; ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Тейтельбаум Григорий Бенционович – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Казанский физико-технический институт им. Е.К. Завойского Казанского научного центра Российской Академии наук; +7 (843) 2721154; grteit@kfti.knc.ru; ул. Сибирский тракт, 10/7, Казань, Республика Татарстан, 420029, Россия

Тележников Алексей Валентинович – Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского»; +7 (831) 4623304; telezhnikov@phys.unn.ru; пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия

Темирязев Алексей Григорьевич – Фрязинский филиал федерального государственного бюджетного учреждения науки Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова Российской академии наук; +7 (916) 3069408; temiryazev@gmail.com; пл. Введенского 1, Фрязино, Московская обл., 141190, Россия

Темирязева Марина Павловна – Фрязинский филиал федерального государственного бюджетного учреждения науки Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова Российской академии наук; +7 (916) 5289530; mtemiryazeva@gmail.com; пл. Введенского 1, Фрязино, Московская обл., 141190, Россия

Терещенко Олег Евгеньевич – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова Сибирского отделения Российской академии наук; +7 (383) 3304475; teresh@isp.nsc.ru; пр. Ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия

Тетельбаум Давид Исаакович – Научно-исследовательский физико-технический институт ННГУ; +7 (831) 4623188; tetelbaum@phys.unn.ru; пр. Гагарина 23/3, Нижний Новгород, 603950, Россия

Тетерин Петр Евгеньевич – Федеральное государственное бюджетное учреждение «Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт»; +7 (499) 1967100доб.3444; teterin_pe@nrcki.ru; пл. ак. Курчатова, 1, Москва, 123182, Россия

Титков Александр Николаевич – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук; +7 (812) 2927317; Alexander.Titkov@mail.ioffe.ru; ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия

Тиходеев Сергей Григорьевич – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт общей физики им. А.М. Прохорова Российской академии наук; +7 (916) 3852262; tikh@gpi.ru; ул. Вавилова, 38, Москва, 119991, Россия

Толстихина Алла Леонидовна – Ордена Трудового Красного Знамени Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт кристаллографии им. А.В. Шубникова РАН; +7 (499) 1351100; alla@ns.crys.ras.ru; Ленинский пр-т, 59, Москва, 119333, Россия

Торопов Михаил Николаевич – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук; +7 (831) 4385313; write75@rambler.ru; ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Травкин Владислав Владимирович – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук; +7 (831) 4179465; trav@ipmras.ru; ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Трухин Валерий Николаевич – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук; +7 (812) 2927936; valera.truchin@mail.ioffe.ru; ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия

Трушин Олег Станиславович – Ярославский филиал федерального государственного бюджетного учреждения науки Физико-технологического института Российской академии наук; +7 (4852) 246552; otrushin@gmail.com; ул. Университетская, 21, Ярославль, 150007, Россия

Трушин Владимир Николаевич – Научно-исследовательский физико-технический институт ННГУ; +7 (831) +79036030749; trushin@phys.unn.ru; пр. Гагарина 23/3, Нижний Новгород, 603950, Россия

Турлапов Андрей Вадимович – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт прикладной физики Российской академии наук; +7 (831) 4164828; turlapov@appl.sci-nnov.ru; ул. Ульянова, 46, Нижний Новгород, 603950, Россия

Уздин Валерий Моисеевич – Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Санкт-Петербургский государственный университет»; +7 (812) 3733692; v_uzdin@mail.ru; Университетская набережная, 7/9, Санкт-Петербург, 199034, Россия

Усеинов Ниазбек Хамзович – Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Казанский (Приволжский) федеральный университет»; +7 (843) 2337779; nuseinov@mail.ru; ул. Кремлевская, 18, Казань, 420008, Россия

Успенская Людмила Сергеевна – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики твердого тела Российской академии наук; +7 (916) 6459697; uspenska@issp.ac.ru; ул. ак. Осипьяна, 2, Черноголовка, Московская обл.,142432, Россия

Уткин Анатолий Анатольевич – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук; +7 (831) 4385185; anatolyutkin@ipm.sci-nnov.ru; ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Фальковский Леонид Александрович – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт теоретической физики им. Л.Д. Ландау Российской академии наук; +7 (495) 7029317; falk@itp.ac.ru; пр. ак. Семенова, 1а, Черноголовка, Московская обл., 142432, Россия

Фатеев Денис Васильевич – Саратовский филиал федерального государственного бюджетного учреждения науки Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова Российской академии наук; +7 (8452) 511179; FateevDV@yandex.ru; ул. Зеленая, 38, Саратов, 410019, Россия

Фахртдинов Рашид Рашидович – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт проблем технологии микроэлектроники и особочистых материалов Российской академии наук; +7 (49652) 44081; fakhrtd@gmail.com; ул. Институтская 6, Черноголовка, Московская обл., 142432, Россия

Федичкин Леонид Евгеньевич – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технологический институт Российской академии наук; +7 (499) 1295508; leonidf@gmail.com; Нахимовский пр., 34, Москва, 117218, Россия

Федянин Андрей Анатольевич – Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова»; +7 (495) 9394544; fedyanin@nanolab.phys.msu.ru; Ленинские горы, ГСП-1, Москва, 119991, Россия

Филимонов Юрий Александрович – Саратовский филиал федерального государственного бюджетного учреждения науки Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова Российской академии наук; +7 (8452) 272401; yuri.a.filimonov@gmail.com; ул. Зеленая, 38, Саратов, 410019, Россия

Фирсов Дмитрий Анатольевич – Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Санкт-Петербургский государственный политехнический университет»; +7 (812) 5529671; dmfir@rphf.spbstu.ru; ул. Политехническая, 29, Санкт-Петербург, 195251, Россия

Фоминов Яков Викторович – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт теоретической физики им. Л.Д. Ландау Российской академии наук; +7 (910) 4661489; fominov@landau.ac.ru; пр. ак. Семенова, 1а, Черноголовка, Московская обл., 142432, Россия

Фраерман Андрей Александрович – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук; +7 (831) 4324043; andr@ipm.sci-nnov.ru; ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Франк Александр Ильич – Объединённый институт ядерных исследований; +7 (496) 2163902; frank@nf.jinr.ru; ул. Жолио-Кюри, 6 Дубна, Московская область, 141980, Россия

Фролов Александр Юрьевич – Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова»; +7 (967) 0493773; alexandrfrolov@mail.ru; Ленинские горы, ГСП-1, Москва, 119991, Россия

Хазанова Софья Владиславовна – Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского»; +7 (831) 4623308; khazanova@phys.unn.ru; пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия

Хаймович Иван Михайлович – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук; +7 (951) 9098381; hai@ipm.sci-nnov.ru; ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Ханипов Тимур Фаритович – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Казанский физико-технический институт им. Е.К. Завойского Казанского научного центра Российской Академии наук; +7 (8432) 5153666; timurkhanipov@gmail.com; ул. Сибирский тракт, 10/7, Казань, Республика Татарстан, 420029, Россия

Хомицкий Денис Владимирович – Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского»; +7 (831) 4623304; khomitsky@phys.unn.ru; пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия

Хохлов Дмитрий Ремович – Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова»; +7 (495) 9391151; khokhlov@mig.phys.msu.ru; Ленинские горы, ГСП-1, Москва, 119991, Россия

Цыбин Николай Николаевич – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук; +7 (831) 4385555; tsybin@ipm.sci-nnov.ru; ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Цыпленков Вениамин Владимирович – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук; +7 (831) 4179479; Tsyplenkov1@yandex.ru; ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Цырлин Георгий Эрнстович – Учреждение Российской академии наук Санкт-Петербургский Академический университет – научно-образовательный центр нанотехнологий РАН; +7 (812) 9056907; cirlin@beam.ioffe.ru; ул. Хлопина, 8/3, Санкт-Петербург, 194021, Россия

Чалдышев Владимир Викторович – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук; +7 (812) 2927393; chald.gvg@mail.ioffe.ru; ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия

Чербунин Роман Викторович – Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Санкт-Петербургский государственный университет»; +7 (921) 5868018; r.cherbunin@gmail.com; Университетская набережная, 7/9, Санкт-Петербург, 199034, Россия

Черненко Александр Васильевич – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики твердого тела Российской академии наук; +7 (49652) 28288; chernen@issp.ac.ru; ул. ак. Осипьяна, 2, Черноголовка, Московская обл.,142432, Россия

Чехов Александр Леонидович – Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Московский государственный университет им. М В. Ломоносова»; +7 (495) 4345212; Chekhov@physics.msu.ru; Ленинские горы, ГСП-1, Москва, 119991, Россия

Чигинев Александр Валерьевич – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук; +7 (831) 4179486; chig@ipmras.ru; ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Чхало Николай Иванович – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук; +7 (831) 4385603; chkhalo@ipm.sci-nnov.ru; ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Шамирзаев Тимур Сезгирович – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова Сибирского отделения Российской академии наук; +7 (383) 3304475; tim@isp.nsc.ru; пр. Ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия

Шарафиев Алексей Владимирович – Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова»; +7 (495) 9394351; sharafiev.a@mail.ru; Ленинские горы, ГСП-1, Москва, 119991, Россия

Шастин Валерий Николаевич – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук; +7 (831) 4179479; shastin@ipmras.ru; ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Шашкин Владимир Иванович – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук; +7 (831) 4179455; sha@ipm.sci-nnov.ru; ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Шенгуров Владимир Геннадьевич – Научно-исследовательский физико-технический институт ННГУ; +7 (831) 4623188; shengurov@phys.unn.ru; пр. Гагарина 23/3, Нижний Новгород, 603950, Россия

Шикин Александр Михайлович – Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Санкт-Петербургский государственный университет»; +7 (950) 0267453; ashikin@inbox.ru; Университетская набережная, 7/9, Санкт-Петербург, 199034, Россия

Шитов Сергей Витальевич – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова Российской академии наук; +7 (495) 6384646; sergey3e@gmail.com; ул. Моховая, 11/7, Москва, 125009, Россия

Шляпников Георгий Всеволодович – Universite Paris Sud; +33 (1) 69157349; shlyapn@lptms.u-psud.fr; Bat. 100, 91405 Orsay, France

Шубин Андрей Борисович – Закрытое акционерное общество «НТ-МДТ»; +7 (499) 7357777; shubin@ntmdt.ru; Корпус 100, Зеленоград, 124482, Россия

Шубина Татьяна Васильевна – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук; +7 (812) 2928924; shubina@beam.ioffe.ru; ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия

Шур Владимир Яковлевич – Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Уральский федеральный университет им. первого Президента России Б.Н. Ельцина»; +7 (343) 2617436; vladimir.shur@usu.ru; ул. Мира, 19, Екатеринбург, 620002, Россия

Щадилова Юлия Евгеньевна – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт общей физики им. А.М. Прохорова Российской академии наук; +7 (499) 5038102; y.shchadilova@gmail.com; ул. Вавилова, 38, Москва, 119991, Россия

Щелкачев Николай Михайлович – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт теоретической физики им. Л.Д. Ландау Российской академии наук; +7 (495) 7029317; nms@itp.ac.ru; пр. ак. Семенова, 1а, Черноголовка, Московская обл., 142432, Россия

Щербаков Александр Викторович – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук; +7 (908) 2359713; a41862@pochta.ru; ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Эпов Владимир Станиславович – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова Сибирского отделения Российской академии наук; +7 (383) 3306631; ser_avs@ngs.ru; пр. Ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия

Юнин Павел Андреевич – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук; 8 (831) 4179491; yunin@ipmras.ru; ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Юрасов Дмитрий Владимирович – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук; +7 (831) 4179482; Inquisitor@ipm.sci-nnov.ru; ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Яблонский Артем Николаевич – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук; +7 (831) 4179482; yablonsk@ipmras.ru; ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

Якимов Евгений Борисович – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт проблем технологии микроэлектроники и особочистых материалов Российской академии наук; +7 (49652) 44182; yakimov@iptm.ru; ул. Институтская 6, Черноголовка, Московская обл., 142432, Россия

Якунин Михаил Викторович – Ордена Трудового Красного Знамени Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики металлов Уральского отделения Российской академии наук; +7 (343) 3783644; yakunin@imp.uran.ru; ул. С. Ковалевской, 18, ГСП-170, Екатеринбург, 620041, Россия

Авторский указатель

A
Abashin A. 35
Abrosimov N.V. 475
Adachi T. 97
Aladyshkin A.Yu. 5
Antonov V.N. 39
Antonov V. 361
Armbrister V.A. 479
Arseyev P.I. 543
Astakhov G.V. 464

B
Baranov A. 275
Baranov P.G. 464
Bayer M. 676
Becker N. 267
Belyakov V.A. 291
Bimberg D. 534
Blackman J.A. 164
Bludov Yu.V. 410
Bossini D. 150
Bothner D. 5
Böttger U. 587
Büchner B. 29
Burmistrova A.V. 41
Burnett J. 361
Butov L.V. 431

C
Canesqui M.A. 225
Chang D. 385
Cheng H.-H. 682
Chernykh A.V. 361
Chidichimo G. 519
Chien C.L. 148
Chou J.-P. 269
Chtchelkatchev N.M. 110
Chulkov E.V. 261
Cren T. 233

D
Debontridder F. 233
Debus J. 676
Demortière A. 267
Deßmann N. 587
Devyatov I.A. 41
Dhaka V. 646
Dubost V. 233
Dunker D. 676
Dvurechenskii A.V. 479
Dyakonov V. 464

E
Eaves L. 412, 414

F
Faoro L. 361
Feist J. 385
Filatov E.V. 642
Filpo G.de 519
Fressengeas C. 235
Fritz J. 587

G
Gippius N.A. 431, 642
Girard P. 275
Goldobin E.G. 79
Goltsman G.N. 33
Gordeeva A. 35
Gribov I.V. 180
Gurtovoi V.L. 361

H
Hanke F. 587
Hardtdegen H. 247
Heim D.M. 79
Helm M. 190
Henini M. 505
Höfling S. 642
Hübers H.-W. 475, 587, 678

I
Ilin K. 5
Ipatov M. 145

K
Kamp M. 642
Kavokin A.V. 431
Kemmler M. 5
Kimel A.V. 150
Kivshar Yu.S. 410
Kleiner R. 5, 79
Knap W. 473
Koelle D. 5, 79
Koike Y. 97
Kraus H. 464
Krupko Yu. 505
Kuchinskaya P.A. 479
Kulakovskii V.D. 642
Kupriyanov M.Yu. 79
Kuzmin L. 35
Kuzmin L.S. 55

L
Lai M-Y. 269
Lebyodkin M. 235
Leon N.de 385
Lindström T. 361
Lipsanen H. 646
Liu L. 385
Lobanov S.V. 642
Loerincz A. 5
Lott J.A. 534
Lubben O. 235
Lukin M. 385

M
Mahashabde S. 35
Maier S. 642
Makarovsky O. 412, 414
Maksimov A.A. 642
Mantsevich V.N. 543
Maslova N.S. 543
Meeson P.J. 361
Mikhailov G.M. 361
Monemar B. 686
Morgenstern K. 261
Moser P. 534
Mukhin A. 35

N
Nalitov A.V. 431
Nefedov I.M. 5
Noji T. 97
Nosov A.P. 180
Nykänen H. 553

O
Oreshkin A.I. 265
Oreshkin S.I. 265
Orlita M. 473
Osotov V.I. 180
Otsuji T. 460

P
Parada S. 225
Park H. 385
Patane A. 412, 414
Paulsson M. 283
Pavlov S.G. 475, 587, 678
Peres N.M.R. 410
Portal J.-C. 505
Pozina G. 686
Proslier T. 67, 69, 267
Pugach N.G. 79
Putilov A.V. 5

R
Radamson H.H. 475
Radican K. 235
Rasing Th. 150
Riemann H. 444
Riuttanen L. 553
Rodichev D. 233
Rosenbaum T. 67, 69

S
Savinov D.A. 85
Savinov S.V. 265
Schaepers Th. 247
Schneider C. 642
Schouteden K. 253
Schumann J. 29
Shaikhaidarov R. 361
Shaikhaidarov R. 39
Shchadilova Yu.E. 283
Shelly C. 63
Shishov A. 35
Shull R.D. 148
Shvets I.V. 235
Siegel M. 5
Silevitch D. 67, 69
Skirdkov P.N. 145
Smirnova D.A. 410
Soltamov V.A. 464
Sperlich A. 464
Sreenivasulu G. 180
Srinivasan G. 180
Suihkonen S. 553
Svensk O. 553

T
Tanaka Y. 9
Tartakovskii I.I. 642
Taupin V. 235
Teissier R. 275
Teppe F. 473
Thompson J. 385
Tiecke T. 385
Tikhodeev S.G. 283, 642
Tulin V.A. 361
Tzalenchuk A.Ya. 361

U
Ueba H. 283

V
Van Haesendonck C. 253
Vasilevskiy M.I. 410
Vinokur V.M. 67, 69
Vladimirova M. 431
Volk Ch. 247
Vuletić V. 385

W
Wang Y.-L. 269
Weber I. 587
Wei C.-M. 269
Werner R. 5, 579
Winden A. 247
Wisby I. 361
Wolf P. 534
Wolverson D. 499

Y
Yu C. 385

Z
Zhou S. 190
Zhukov A. 145
Zhukova V. 145
Zibrov A. 385
Zinovyev V.A. 479
Zvezdin A.K. 145
Zvezdin K.A. 145

А
Абрамкин Д.С. 381
Абрамов Н.Н. 108
Абросимов А.С. 450
Абросимов Н.В. 444
Аверкиев Н.С. 483
Аверьянов Д.В. 619, 640
Азарова Е.С. 383
Акимов А.В. 385, 628
Акимов А.Н. 487
Акимов И.А. 143
Аладышкин А.Ю. 7, 81, 223
Аладышкина А.С. 7
Алафердов А.В. 225
Алексеев А.Н. 591
Алексеев П.А. 275
Алёшкин В.Я. 386, 388, 458, 460, 473, 513, 528, 615
Альперович В.Л. 390
Алябина Н.А. 684
Аминев Д.Ф. 489
Амиров И.И. 227
Амтор М. 674
Ан П.П. 47
Андреев Б.А. 392, 442, 515
Андреев Н.В. 241
Андрианов А.В. 686
Андрюшечкин Б.В. 229
Антонов А.В. 495, 517, 528, 563, 565, 577, 613
Антонов Д.А. 231
Антонов И.А. 231
Антонов И.Н. 434,557
Арансон И.С. 267
Арапкина Л.В. 632
Арапов Ю.Г. 440
Аронзон Б.А. 115
Артёмов А.С. 287
Асеев А.Л. 427
Астрецов Г.А. 195
Астрецов Г.В. 125
Астров Ю.А. 678
Ахсахалян А.А. 289, 299
Ахсахалян А.Д. 299
Ахундов И.О. 390

Б
Багаев В.С. 503, 555
Багдинов А.В. 117, 255
Базалевский М.А. 619
Байдакова Н.А. 394, 577, 579
Байдусь Н.В. 396, 398, 419, 421, 545, 607, 658, 660
Бакаров А.К. 427
Бакурский С.В. 9, 51, 93
Балагула Р.М. 654, 656
Балашов С.М. 225
Баранов Д.С. 19
Баскаков А.О. 259
Батурина Т.И. 67, 69
Бекин Н.А. 400, 475, 694
Белов А.И. 434, 557, 638
Белотелов В.И. 152
Белугина Н.В. 277
Беляев К.Г. 402
Беляков В.А. 404, 408
Беспалов А.А. 11, 13
Беспалов А.В. 119, 197
Беспалов В.А. 469
Бизяев Д.А. 121, 279
Бирюков А.А. 396, 607
Биттнер Б. 311
Благодатков Д.В. 137
Блохин С.А. 534
Бобков А.М. 15, 17
Бобкова И.В. 15, 17
Бобров А.И. 133, 135, 146, 406, 419, 505, 536, 593, 607, 684
Бобров М.А. 534
Божко С.И. 81, 233, 235
Болтаев А.П. 188
Больгинов В.В. 19
Большаков А.С. 670
Бондаренко Л.В. 269
Борисов А. 652
Борисова С.Д. 261
Бочкарев В.Ф. 204
Бродбек С. 674
Брунков П.Н. 575
Брюквина Л.И. 237
Бударин Л.И. 131, 193, 195, 365
Буздин А.И. 11, 13, 71, 87, 106
Булгакова С.А. 293
Буравлев А.Д. 646
Бурдейный Д.И. 388
Бурдов В.А. 404, 408, 444, 523
Бурлаков А.А. 37
Бурмистрова А.В. 21
Бухараев А.А. 121, 279
Бушуев В.А. 295
Бушуйкин П.А. 392
Буяло М.С. 630
Быков В.А. 239

В
Вадимов В.Л. 23
Вайнберг В.В. 396
Вайнер Ю.А. 321, 327, 356
Валуева С.В. 271
Вальков В.В. 25
Ван Хасендонк К. 241
Варавин В.С. 559
Васильев А.Л. 49, 115
Васильев А.П. 630, 656
Васильев В.В. 559
Васильев С.В. 204
Васильевский И.С. 619
Вахтомин Ю.Б. 53, 91
Вдовин Е.Е. 412, 414
Вдовичев С.Н. 123, 129, 195, 200, 365
Ведь М.В. 160
Вербус В.А. 493
Вергелес П.С. 696
Винников Л.Я. 27
Винниченко М.Я. 656
Виноградов Д.И. 239
Вихрова О.В. 186, 398, 416, 419, 446, 452, 513
Вишняков Е.А. 297
Водолазов Д.Ю. 43
Волков В.А. 418, 468
Волков П.В. 299
Волкова Е.И. 419
Волкова Н.С. 421, 684
Володин А.П. 241
Володин Б.А. 311
Воробьев Л.Е. 553, 654, 656
Воронов Б.М. 91
Воротынцев А.В. 438
Воротынцев И.В. 438
Востоков Н.В. 423
Вылегжанина М.Э. 271
Высоцкий С.Л. 216
Вялых Д.В. 337

Г
Гавриленко В.И. 469, 473, 485, 495, 528, 545, 547, 563, 565, 567, 597, 613, 615
Гавриленко Л.В. 386
Гаврилов С.С. 425
Гаврилова Т.А. 427
Гаджиев И.М. 630
Гайнутдинов Р.В. 277
Гайслер А.В. 427
Гайслер В.А. 427
Галин М.А. 257
Ганьшина Е.А. 190

Гарифуллин И.А. 29
Гарифьянов Н.Н. 29
Гелтенборт П. 349
Гераськин А.А. 197
Германенко А.В. 429
Гинзбург С.Л. 73
Глазов М.М. 462
Голикова О.Л. 119, 197
Головизин А.С. 628
Голубов А.А. 9, 51
Гольцман Г.Н. 47, 53, 91
Голяшов В.С. 636
Горай Л.И. 301
Горбунов А.В. 432
Горев Р.В. 125
Горлачук П.В. 617
Горшков А.П. 421, 684
Горшков О.Н. 231, 434, 557, 622
Горшунов Б.П. 477
Горюнов А.В. 299
Грановский А.Б. 190
Грачев Д.А. 436, 442
Грачев К.В. 427
Грибков Б.А. 123, 303, 365
Григорьев М.В. 347
Гринвальд И.И. 438
Грузнев Д.В. 269
Гудина С.В. 440
Гуртовой В.Л. 37, 39
Гусев С.А. 129, 251, 337
Гусев Н.С. 127, 193, 200, 365
Гусев О.Б. 442
Гусейнов Д.В. 444, 551, 557, 634, 684
Гутаковский А.К. 67, 381

Д
Давоян А.Р. 561
Давыдов А.Б. 115
Давыдов В.Ю. 686
Данилов С.Н. 664
Данилов Ю.А. 131, 135, 143, 146, 186, 225, 446
Данильцев В.М. 569
Дворецкий С.А. 429, 473, 485, 559, 563, 565, 597, 613, 698
Девятов И.А. 21, 243
Девятов Э.В. 448
Дегтярев В.Е. 421, 658, 660
Дейнека А. 117
Демидов Е.С. 131, 133, 193, 365, 450
Демидова Н.Е. 450
Демихов Е.И. 117, 255
Демиховский В.Я. 99
Денисенко М.В. 89
Денисов С.А. 551, 634, 684
Деребезов И.А. 427
Джумалиев А.С. 216
Дивочий А.А. 53
Дикарева Н.В. 452, 458
Дикман С.М. 454
Догадин В.О. 305, 321
Додин Е.П. 607
Дорохин М.В. 135, 146, 160, 416
Дрессель М. 477
Дровосеков А.Б. 137, 190
Дроздов М.Н. 354, 446, 456, 530, 644, 690, 692
Дроздов Ю.Н. 446, 456, 690
Дубинов А.А. 458, 460, 563, 579
Дудко Г.М. 216
Дунаевский М.С. 275
Дурнев М. 674
Дурнев М.В. 462

Е
Егоркин В.И. 469
Егоров С.В. 212
Егорова С.Г. 664
Ежевский А.А. 444, 634
Екомасов А.Е. 139
Екомасов Е.Г. 139
Ельцов К.Н. 229
Емельянов Е.А. 466
Еналдиев В.В. 468
Ентшель М. 349
Еремеев С.В. 245, 263, 269, 636
Ермаков А.Б. 108
Ермаков В. 356
Ермолаев Д.М. 469
Ермолаева О.Л. 141, 365
Ершов А.В. 436, 442, 573

Ж
Живодков Ю.А. 427
Жижин Е.В. 263
Жмерик В.Н. 402, 471, 575, 686
Жолудев М.С. 473, 485, 597
Жукавин Р.Х. 475, 666, 678, 694
Жуков А.А. 247
Жукова Е.С. 477

З
Заболотных А.А. 418
Забродин И.Г. 305
Заварин Е.Е. 670
Задиранов Ю.М. 630
Зайцев А.В. 49
Зайцев С.В. 143, 398
Зайцев-Зотов С.В. 571
Закалов Б.А. 305
Звездин А.К. 152, 281
Звездин К.А. 139, 281
Зверев В.Н. 27
Зверков М.В. 549
Звонков Б.Н. 135, 156, 186, 398, 416, 419, 446, 452, 458, 513, 545
Здоровейщев А.В. 131, 135, 146, 156, 160, 398
Земляков В.Е. 469
Зильберман П.Е. 166
Злотников А.О. 25
Золотарева Р.В. 630
Зорина М.В. 303, 305, 316, 356
Зотов А.В. 249, 269
Зотова А.Н. 43
Зуев С.Ю. 297, 305, 318, 320, 321, 325, 327, 354
Зыбцев С.Г. 481, 599

И
Иванов А.В. 549
Иванов Д.А. 105
Иванов С.В. 402, 471, 575, 686
Иванов Ю.Л. 483
Иванова М.М. 684
Ивченко Е.Л. 462
Изюмов М.О. 204
Иконников А.В. 485, 528, 597
Ильин А.И. 37
Ильичев Е.В. 93, 95
Ионов А.М. 233
Иржак А.В. 307
Иржак Д.В. 309, 329, 347
Исмагилов Р.Р. 363
Исупова Г.Г. 539
Иунин Ю.Л. 148
Ищенко Д.В. 487

Й
Йонссон Х. 170

К
Каверин Б.С. 251, 337
Кавокин А.В. 672, 674
Кавокин К.В. 672
Кадыков А.М. 565, 613
Казанский Н.Л. 624
Казанцев Д.М. 390
Кайбышев В.Х. 686
Калагаев И.Ю. 438
Калагин А.К. 427
Калашников К.В. 45
Калашникова А.М. 150
Калентьева И.Л. 186, 416
Калинин А.С. 239
Калинин К.П. 545
Калитеевский М.А. 646
Калиш А.Н. 152
Калябин Д.В. 178
Камашев А.А. 29
Камп М. 674
Капельницкий С.В. 190
Караштин Е.А. 154, 199
Кардакова А.И. 47
Каретникова И.Р. 176
Карзанов В.В. 131, 133, 450
Карпов А.Н. 390
Касаткин А.П. 434, 557
Катаев В. 29
Каурова Н.С. 91
Кац В.Н. 499, 595
Качанова М.М. 427
Кашевич И.Ф. 277
Кецко В.А. 197
Кимель А.В. 172
Кипарисов С.Я. 182
Кислинский Ю.В. 49
Клевцов А.А. 174
Клековкин А.В. 619
Кленов Н.В. 51, 93, 95
Клепикова А.С. 440
Климов А.Э. 487, 688
Климов А.Ю. 123, 365
Климовских И.И. 263, 281
Клинов Д.В. 363
Клоков А.Ю. 489
Клюенков Е.Б. 311
Кнап В. 601
Князева М.В. 680
Коблов Э.А. 536
Ковалева Н.Н. 117, 255

Ковалевский К.А. 475, 666, 678
Коваленко С.Л. 229
Ковалюк В.В. 47
Кожевников А.В. 216
Кожухов А.С. 390, 427, 636
Козлов В.А. 491, 493
Козлов Д.В. 495, 567, 654
Козулин А.С. 541
Колачевский Н.Н. 628
Коледов В.В. 307
Колмычек И.А. 174
Колосов С.А. 555
Колосов С.И. 329, 331
Колыбасова В.В. 243
Комиссинский Ф.В. 49
Конаков А.А. 404, 444, 497, 523, 634, 662
Конин А. 652
Конорский С.И. 356
Константинян К.И. 49
Коняев В.П. 549
Копнин Н.Б. 65
Коптева Н.Е. 672
Копьев П.С. 402, 471, 686
Корнеев А.А. 53
Корнеева Ю.П. 53
Королев Д.С. 557, 638
Королёв С.А. 644
Королева О.М. 204
Коршунов А.С. 597
Коряжкина М.Н. 434
Котляр В.Г. 249
Кох К.А. 636
Кочерешко В.П. 499, 595
Кочура А.В. 115
Кошелец В.П. 45
Кравцов Е.А. 137
Красильник З.Ф. 501, 513, 515, 517, 577
Красильникова Л.В. 501, 515, 579
Красовицкий Д.М. 591
Крейнес Н.М. 137, 190
Кремлев К.В. 251, 337
Кривобок В.С. 503, 555
Кривулин Н.О. 505, 593
Криницина Т.П. 162
Кричевский В.В. 549
Криштоп В.Г. 505
Криштопенко С.С. 509, 511, 545
Крупенин В.А. 243
Крутицкий П.А. 243
Крутянский В.Л. 172, 174, 218
Крыжков Д.И. 513, 515, 517, 547
Ксенз А.С. 233
Кудасов Ю.Б. 597
Кудрин А.В. 131, 135, 156
Кудрявцев К.Е. 458, 501, 515, 517, 563, 565, 567, 577
Кудряшов М.А. 519
Кузин С.В. 327, 356
Кузнецов В.И. 57
Кузнецов О.А. 634
Кузьменков А.Г. 534
Кузьмин А.А. 108
Кузьмин Л.С. 63, 83, 95
Кукушкин В.А. 521
Кулагина М.М. 656
Кулаков А.Б. 27, 81
Кулаковский В.Д. 398, 674
Кулатов Э.Т. 190
Кулин Г.В. 349
Куприянов А.Н. 227
Куприянов М.Ю. 9, 51, 93
Курин В.В. 59, 101, 392
Курицын Д.И. 547, 563, 565, 613, 686
Курносов В.Д. 549
Курова Н.В. 404, 523, 622, 634
Кусраев Ю.Г. 525
Кустов Д.В. 349
Кутин А.А. 271

Л

Лагудакис П.Г. 672
Ладугин М.А. 549
Ларионов А.В. 526
Ластовкин А.А. 528, 597
Латышев А.В. 390, 427
Лебедев В.В. 477
Левченко Е.А. 235
Ледерер И. 674
Леесмент С.И. 239
Лексин П.В. 29
Лелеков М.А. 617
Леонов Е.С. 345
Лесников В.П. 131, 133
Либерзон Д.Г. 297
Лисенков И.В. 178
Лихачев И.А. 640
Лобанов Д.Н. 394, 503, 530, 577, 694
Логунов А.А. 519, 532, 644
Лопатин А.Я. 311, 354
Лубов М.Н. 312
Лукьянов А.Ю. 299
Лундин В.В. 670
Луценко Е.В. 471
Лучин В.И. 311, 354
Лучинин Г.А. 83
Любин Е.В. 214

М

Мазов Л.С. 61, 158
Макаров И.В. 597
Максимова Г.М. 383
Малеев Н.А. 469, 534
Малехонова Н.В. 133, 135, 146, 406, 419, 452, 536, 607, 660
Малышев А.И. 539, 541
Малышев И.В. 341
Малышева Е.И. 135, 146, 160
Мамаев В.В. 591
Манова Н.Н. 53
Маремьянин К.В. 469, 485, 545, 547
Маркелов А.С. 343, 345
Мармалюк А.А. 549, 617
Мартовицкий В.П. 503, 619
Мартынович Е.Ф. 237
Маслов Д.А. 597
Мастеров Д.В. 83
Матвеев С.А. 551, 684
Матвеева Г.Н. 271
Матецкий А.В. 269
Матрозова Е.А. 63, 83
Махов И.С. 654
Машанов В.И. 682
Машин А.И. 519, 532, 573
Машинский К.В. 648
Медведев А.С. 427
Мелентьев Г.А. 553
Мельников А.С. 11, 65, 71, 106
Мельникова В.С. 650
Меньшов В.Н. 245
Мешков А.С. 549
Миляев М.А. 162
Миннуллин А.Н. 503, 555
Миньков Г.М. 429
Мироненко А.А. 204
Миронов А.Ю. 67, 69
Миронов В.Л. 125, 141, 164, 195
Миронов С.В. 71
Миткевич И.Ю. 597
Митрофанов А.В. 314
Михайлов А.В. 672
Михайлов А.Н. 434, 557, 638
Михайлов Г.М. 166
Михайлов Е.М. 575
Михайлов М.М. 53
Михайлов Н.Н. 429, 473, 485, 559, 563, 565, 597, 613, 698
Михалевский В.А. 190
Мозжаров С.Е. 277
Моисеенко И.М. 561
Молдавская М.Д. 553
Молодцов С.Л. 337
Монахов А.М. 275
Морозов А.И. 168
Морозов Д.В. 47
Морозов М.Ю. 561
Морозов С.В. 416, 495, 513, 547, 563, 565, 567, 613, 615
Морозова Е.Е. 577
Москаленко М.А. 170
Мотовилова Е.А. 477
Мошкалев С.А. 225
Музыченко Д.А. 223, 253
Муковский Я.М. 241
Мурель А.В. 569, 581
Мурзина Т.В. 172, 174, 218
Мустафин И.А. 646
Мухаматчин К.Р. 176, 622
Мухин И.С. 646

Н

Накин А.В. 73
Насретдинова В.Ф. 571
Настовьяк А.Г. 680
Наумов В.В. 204
Наумова Л.И. 162
Неведомский В.Н. 630
Неверов В.Н. 440
Нежданов А.В. 186, 551, 573
Неизвестный И.Г. 487, 680, 688
Некипелов С.В. 337
Некоркин С.М. 452, 458
Ненашева Л.А. 427
Нефедов И.М. 176, 289, 316
Нечаев Д.В. 471, 575
Никитенко В.И. 148
Никитенко Ю.В. 200
Никитин М.В. 599
Никитов С.А. 178, 216
Николаев С.Н. 190, 503, 555

Никорич А.В. 664
Никулин Ю.В. 202, 216
Никулов А.В. 37, 39
Новик Е.Г. 698
Новиков А.В. 394, 406, 456, 530, 555, 577, 579, 692, 694
Новицкий Н.Н. 119, 197
Новодворский О.А. 115, 190
Ноздрин Ю.Н. 607
Нургазизов Н.И. 121, 279

О
Оболенский С.В. 491, 581
Образцов А.Н. 363
Образцова Е.А. 363
Объедков А.М. 251, 337
Овсянников Г.А. 49
Олянич Д.А. 249
Онищенко Е.Е. 503
Орлов Л.К. 583
Орлов М.Л. 475, 583
Орлова Е.Е. 585
Осипов М.А. 259
Островский П.М. 105

П
Павлов Д.А. 123, 135, 146, 406, 419, 436, 452, 505, 536, 593, 607, 660, 684
Павлов Е.С. 216
Павлова Е.Д. 133
Падалица А.А. 549
Паневин В.Ю. 553, 654, 656
Панкратов А.Л. 75, 83, 93, 95
Панкратова Е.В. 75
Панов В.И. 253
Парафин А.Е. 83
Парфенов О.Е. 640
Патрин Г.С. 182
Патрин К.Г. 182
Паульс В. 311
Пахомов Г.Л. 644
Пащин Н.С. 487
Пентин И.В. 91
Пенягин И.В. 589
Перов А.А. 589
Перов Н.С. 115, 190
Першин Ю.П. 53
Пестов А.Е. 127, 305, 311, 316, 356
Пестов А.Ф. 365
Пестряков Е.В. 477
Петрашов В.Т. 63
Петренко А.В. 200
Петров В.Н. 184
Петров П.В. 483
Петров С.И. 591
Петрова М.Г. 117, 255
Петрова О.В. 337
Петрухненко Р. 652
Петухов А.Е. 263
Петухов Д.А. 208
Пилипчук А.С. 396
Пирогов А.В. 406, 436, 452, 505, 593
Писарев Р.В. 150
Планкина С.М. 186
Платонов А.В. 499, 595
Платонов В.В. 597
Плеханов В.Г. 182
Подливаев А.И. 259
Подольский В.В. 133
Покровский В.Я. 481, 599
Покровский С.В. 259
Полищук О.В. 601
Полковников В.Н. 318, 320, 321, 323, 325, 327
Поляков В.В. 239
Попков С.А. 444, 634
Поплаухина Е.К. 77
Попов В.В. 469, 561, 601, 603, 648, 650
Попов В.Г. 505
Попов Е.Я. 597
Попов М.Р. 698
Порошин В.Н. 396
Постолова С.В. 67
Предеин А.В. 559
Преображенский В.В. 381, 466
Преснов Д.Е. 243
Проглядо В.В. 162
Прокудина М.Г. 605
Протасов Д.Ю. 636
Прохоров В.В. 255
Прудаев И.А. 617
Пручкина А.А. 503, 555
Пудонин Ф.А. 117, 188
Пузанов А.С. 491
Пунегов В.И. 329, 331, 333
Путилов А.В. 81, 223
Путято М.А. 381, 466
Пухов Д.Э. 204

Р
Рабухин А.Л. 239
Раздольский И.Э. 172
Ратников В.В. 575
Рахими-Иман А. 674
Ревин Л.С. 83
Резник А.Н. 257
Ремесник В.Г. 559
Ржеуцкий Н.В. 471
Рогов В.В. 123, 127, 172, 174, 365
Романова Ю.Ю. 607, 609, 611
Романцевич В.И. 549
Россоленко А.Н. 19
Рощупкин Д.В. 309, 329, 347
Рубаев В. 652
Руднев И.А. 259
Румянцев В.В. 495, 563, 565, 567, 613, 615
Русина Г.Г. 261
Русинов И.П. 263
Русинова М.В. 263
Рут О.Э. 429
Рыбкин А.Г. 263, 281
Рыбкина А.А. 263, 281
Рыжий В.И. 460
Рыльков В.В. 190
Рябова Л.И. 664
Рябоштан Ю.Л. 549, 617
Рябухина М.В. 137
Рябчун С.А. 91

С
Сабинина И.В. 559
Савицкая Н.Е. 73
Савицкий А.О. 137
Сагалова Т.Б. 307
Садофьев Ю.Г. 528, 547, 619, 640
Сайед С. 146
Салахутдинов Л.Ф. 97
Салащенко Н.Н. 293, 303, 305, 311, 316, 318, 321, 323, 325, 327, 341, 354, 356
Салкина С.В. 438
Самохвалов А.В. 87
Самсоненко Ю.Б. 646
Сандырев В.К. 427
Сапожников М.В. 176, 193, 267
Сапожников М.И. 174
Саранин А.А. 249, 269
Сарбей О.Г. 396
Сатанин А.М. 89, 622
Сахаров А.В. 670
Сахаров В.К. 202, 216
Сахин В.О. 97
Свечников М.В. 335
Селезнев В.А. 91
Селиверстов С.В. 91
Семенов А. 652
Семенов В.Н. 235
Семенов Н.М. 251, 337
Семисалова А.С. 115, 190
Семягин Б.Р. 381, 466
Серафимович П.Г. 624
Сергеев С.М. 547, 565, 613
Сергеев С.С. 563
Сивков В.Н. 337
Сидоренко К.В. 404
Сидоров Г.Ю. 559
Сидоров Ю.Г. 559
Силаев М.А. 7, 23
Силаева М.В. 7
Силов А.Ю. 483
Симаков В.А. 549
Ситникова А.А. 575
Скакунов М.С. 617
Скворцов В.В. 186
Скворцов М.А. 105
Скирдков П.Н. 281
Скопин Е.В. 131
Скородумов А. 206
Скороходов Е.В. 125, 141, 164, 172, 195, 293, 365
Скрябина М.Н. 214
Скупов А.В. 626
Смирнов А.Е. 638
Смирнов А.Н. 686
Смирнов К.В. 91
Смирнов Н.В. 129
Смирнова И.А. 339
Снежко А. 267
Снигирев С.А. 628
Соболев М.М. 630
Соколова М.П. 271
Соловьев И.И. 51, 93, 95, 243
Сорокин В.Н. 628
Сорокин Д.С. 406, 419, 536
Софронов А.Н. 654
Спирин И.А. 438
Спирин К.Е. 545
Спирина И.В. 293
Стариков С.Д. 323, 325
Степанов С. 139

Стогний А.И. 119, 197, 218
Сторожевых М.С. 632
Сторчак В.Г. 640
Стрепетов А.Н. 349
Струля И.Л. 356
Ступаков О. 117
Суворов Э.В. 339
Сурдин О.М. 597
Суслов А.В. 698
Суслов Л.А. 299, 316
Сусляков А.О. 559
Суханова Т.Е. 271
Сухоруков А.В. 444, 634

Т
Табачкова Н.Ю. 307
Тагиров Л.Р. 208, 210
Таланов Ю.И. 97
Татарский Д.А. 129, 199, 200, 251
Таценко О.М. 597
Тележников А.В. 99
Темирязев А.Г. 202, 271, 273
Темирязева М.П. 202, 271
Терехов А.С. 390
Терещенко О.Е. 263, 636
Тертышник А.Д. 299
Тетельбаум Д.И. 557, 638
Тетерин П.Е. 640
Тимина Н.М. 204
Тимофеев В.Б. 432
Титков А.Н. 275
Тихов С.В. 421, 434, 557, 658
Толстихина А.Л. 277
Томас В.Г. 477
Тонких А.А. 577
Торгашев В.И. 477
Торопов А.А. 402
Торопов А.И. 427
Торопов М.Н. 316, 335, 341
Травкин В.В. 644
Троицкий Б.Б. 193
Тронов А.А. 133
Трошков С.И. 575
Трухин В.Н. 646
Трушин В.Н. 343, 345, 551, 684
Трушин О.С. 204, 227
Тугушев В.В. 190, 245
Тузов И.В. 567, 615
Туктамышев А.Р. 682
Тулин В.А. 37, 39
Тупчая А.Ю. 269
Туякова Ф.Т. 363

У
Уваров О.В. 632
Удалов О.Г. 200
Уздин В.М. 170, 206
Усеинов Н.Х. 208, 210
Усикова А.А. 402
Успенск ая Л.С. 212
Устинов А.В. 108
Устинов В.В. 162
Устинов В.М. 469, 534, 630
Утас Т.В. 249
Уткин А.А. 101

Ф
Фальковский Л.А. 103
Фатеев Д.В. 648, 650
Фахртдинов Р.Р. 347
Федичкин Л. 652
Федянин А.А. 214
Феклин Д.Ф. 466
Филатов Д.О. 231, 551, 684
Филимонов Ю.А. 216
Филиппов А.В. 597
Финкель М.И. 47, 91
Фирсов А.А. 347
Фирсов Д.А. 553, 654, 656
Фишер Ю. 674
Фокин Д.А. 233
Фоминов Я.В. 29, 105
Фраерман А.А. 123, 127, 176, 200, 365
Франк А.И. 349
Фурсенко Д.А. 477

Х
Хазанова С.В. 658, 660
Хайдуков Ю.Н. 49
Хаймович И.М. 65, 106
Ханин Ю.Н. 412, 414
Ханипов Т.Ф. 121, 279
Хвальковский А.В. 139
Хёфлинг С. 674
Хивинцев Ю.В. 216
Хмельницкий Р.А. 489
Хомицкий Д.В. 662
Хонина С.Н. 624
Хохлов Д.Р. 664
Храпай В.С. 605
Худякова Е.В. 485

Ц
Цакаев А-В.В. 595
Цацульников А.Ф. 670
Цветков В.А. 489
Цыбин Н.Н. 311, 354
Цыпленков В.В. 475, 666, 678
Цырлин Г.Э. 646, 668

Ч
Чалдышев В.В. 670
Чалков В.Ю. 551, 684
Чалый В.П. 591
Чевелева Е.А. 573
Чербунин Р.В. 672
Черненко А.В. 674
Черничкин В.И. 664
Черноглазов К.Ю. 190
Чернышев М. 652
Чернышова Т.А. 162
Чехов А.Л. 218
Чигинев А.В. 83
Чичков В.И. 241
Чубанов А.А. 662
Чукланов А.П. 121, 279
Чулков Е.В. 245, 263, 269, 636
Чупрунов Е.В. 343, 345
Чурин К.В. 307
Чурин С.А. 127, 316, 356
Чхало Н.И. 303, 305, 311, 316, 318, 320, 335, 341, 356

Ш
Шадрин А.В. 49
Шайманов А.И. 218
Шакуров Г.С. 477
Шалеев М.А. 456
Шалеев М.В. 223, 530, 577
Шалеев Н.В. 503
Шалыгин В.А. 553
Шамирзаев Т.С. 381, 676
Шаповал С.Ю. 469
Шапошников Р.А. 320
Шарков А.И. 489
Шастин В.Н. 400, 475, 666, 678
Шашкин В.И. 423, 569, 581
Шаяхметов В.М. 427
Шварц Н.Л. 390, 680
Швецов А.В. 231
Шегай О.А. 636, 682
Шейерман А.Е. 49
Шек Е.И. 638
Шелушинина Н.Г. 440
Шенгуров В.Г. 551, 634, 684
Шенгуров Д.В. 501, 515, 517, 577
Шерешевский И.А. 176
Шерстнев И.А. 188
Шерстобитов А.А. 429
Шерстякова В.Н. 487
Шестов С.В. 297, 356
Шехтер Р.И. 87
Шикин А.М. 263, 281
Шитов С.В. 75, 108
Шмагин В.Б. 501, 515, 517
Шнайдер К. 674
Шубина Т.В. 686
Шумский В.Н. 487, 688
Шут В.Н. 277
Шушунов А.Н. 638

Щ
Щеглов Д.В. 427
Щеголев А.Е. 93
Щербаков А.В. 305

Э
Эпов В.С. 688

Ю
Юкина А.Г. 27
Юнин П.А. 127, 186, 416, 446, 456, 530, 579, 690
Юрасов Д.В. 456, 577, 579, 692, 694
Юркин Г.Ю. 182
Юрьев В.А. 632

Я
Яблонский А.Н. 392, 394, 442, 579, 694
Яблонский Г.П. 471
Яговкина М.А. 670
Якимов Е.Б. 696
Яковлев А.А. 269
Яковлев Д.Р. 676
Якунин М.В. 440, 698
Яроцкая И.В. 617
Ярошевич А.С. 427