

На правах рукописи



ДУРНЕВ МИХАИЛ ВАСИЛЬЕВИЧ

**СПИНОВЫЕ РАСЩЕПЛЕНИЯ ВАЛЕНТНОЙ ЗОНЫ
В ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ КВАНТОВЫХ ЯМАХ
И КВАНТОВЫХ ТОЧКАХ**

Специальность 01.04.10 – физика полупроводников

АВТОРЕФЕРАТ

диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Санкт-Петербург

2014

Работа выполнена в Федеральном государственном бюджетном
учреждении науки Физико-техническом институте им. А. Ф. Иоффе
Российской академии наук

Научный руководитель:

доктор физико-математических наук, старший научный сотрудник
Глазов Михаил Михайлович

Официальные оппоненты:

доктор физико-математических наук, профессор
Глинский Геннадий Федорович,
Санкт-Петербургский государственный электротехнический универси-
тет “ЛЭТИ” им. В.И. Ульянова (Ленина)

кандидат физико-математических наук, доцент
Герчиков Леонид Григорьевич,
Санкт-Петербургский государственный политехнический университет

Ведущая организация:

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт
радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН

Защита состоится 19 июня 2014 г. в 10 часов 00 минут на заседа-
нии диссертационного совета Д 002.205.02 при Федеральном государ-
ственном бюджетном учреждении науки Физико-техническом институ-
те им. А. Ф. Иоффе Российской академии наук по адресу: 194021,
Санкт-Петербург, ул. Политехническая, 26.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке Федерального
государственного бюджетного учреждения науки Физико-технического
института им. А. Ф. Иоффе Российской академии наук

Автореферат разослан «12» мая 2014 г.

Ученый секретарь диссертационного совета
доктор физико-математических наук



Сорокин Л. М.

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность темы. Прогресс технологий за последние десятилетия сделал возможным синтез нового класса полупроводниковых систем – низкоразмерных или наноструктур – в которых движение носителей заряда ограничено в одном или нескольких пространственных направлениях. К низкоразмерным структурам относятся квантовые ямы, квантовые проволоки и точки, сверхрешетки на их основе, а также наносистемы на основе монослоев углерода (графен, нанотрубки), сульфидов и селенидов переходных металлов (MoS_2 , WSe_2) [1]. Размерное квантование движения носителей заряда в таких объектах приводит к существенной модификации их энергетического спектра, проявляющейся в качественно новых физических эффектах. Пониженная симметрия низкоразмерных структур наиболее ярко выражается в спиновых явлениях, которые важны как с фундаментальной точки зрения, так и для возможных применений в приборах спинтроники, где спин электрона используется в так называемых кубитах, необходимых для реализации квантовых алгоритмов обработки информации [2]. В качестве возможных кандидатов на роль кубитов исследуются спиновые подуровни электронных состояний в низкоразмерных системах, управление которыми удобно осуществлять с помощью внешних полей.

Спин-зависимые эффекты в полупроводниковых наноструктурах связаны с тонкой структурой электронного спектра – это, прежде всего, расщепление спиновых подуровней во внешнем магнитном поле (эффект Зеемана) и спин-орбитальное расщепление электронных подзон в нулевом магнитном поле. Спиновые расщепления детально исследованы для электронов зоны проводимости [3, 4], однако к настоящему времени они недостаточно изучены для дырок в валентной зоне. Это связано в первую очередь со сложной структурой валентной зоны в полупроводниках с решеткой цинковой обманки, в которых состояния дырки описываются гамильтонианом размерности 4×4 в отличие от матрицы 2×2 для электрона в зоне проводимости. Дополнительное влияние на энергетический спектр дырок оказывает пониженная симметрия интерфейсов низкоразмерных структур. В частности, сложная структура

валентной зоны приводит к смешиванию состояний тяжелой и легкой дырок на интерфейсах, которое проявляется в качественном изменении их энергетического спектра и волновых функций [5, 6].

Изучение спиновых расщеплений валентной зоны позволяет определять микроскопические параметры, описывающие энергетический спектр дырки, геометрическую форму и размеры наноструктуры, силу спин-орбитального взаимодействия, а также дает новый инструмент для изучения симметрии нанообъектов.

Цель настоящего исследования заключается в теоретическом изучении спиновых расщеплений дырочных состояний в низкоразмерных полупроводниковых системах.

Научная новизна работы состоит в решении конкретных задач:

1. Построить теорию спиновых расщеплений валентных подзон в нулевом магнитном поле в симметричных квантовых ямах в рамках многозонной модели с учетом эффектов интерфейсного смешивания дырок.
2. Построить теорию эффекта Зеемана для легкой дырки в квантовых ямах с учетом интерфейсного смешивания дырок, а также проанализировать зеемановское расщепление экситона с легкой дыркой.
3. Построить теорию эффекта Зеемана для тяжелой дырки в тригональных квантовых точках, выращенных вдоль кристаллографического направления [111].

Практическая значимость работы состоит в том, что в ней впервые рассчитаны дисперсии и спиновые расщепления валентных подзон в квантовых ямах в рамках 14-зонной *kp*-модели с учетом интерфейсного смешивания дырок; построена теория эффекта Зеемана для легкой дырки с учетом кулоновского взаимодействия электрон-дырочной пары и интерфейсного смешивания тяжелых и легких дырок; построена теория эффекта магнитоиндуцированного смешивания тяжелых дырок продольным магнитным полем в квантовых точках, выращенных вдоль направления [111]. В работе разработаны методы расчета дырочных спектров в 14-зонной *kp*-модели, в частности, предложены гранич-

ные условия, учитывающие микроскопическую симметрию интерфейсов квантовой ямы. Особое внимание уделено получению аналитических результатов. Сопоставление полученных результатов с экспериментальными данными позволило уточнить параметры используемых моделей зонной структуры и определить феноменологические константы, описывающие интерфейсные эффекты в рамках метода плавных огибающих.

Основные положения выносимые на защиту:

1. Спин-орбитальное расщепление валентных подзон в квантовых ямах типа GaAs/AlGaAs с барьерами конечной высоты может быть вычислено в 14-зонной *kp*-модели, учитывающей далекие зоны проводимости симметрии Γ_8 и Γ_7 . Подход в рамках эффективного гамильтониана размерности 4×4 не позволяет решить эту задачу.
2. Смешивание состояний тяжелой и легкой дырки на гетероинтерфейсах вносит основной вклад в линейное по волновому вектору расщепление валентных подзон в квантовых ямах с решеткой цинковой обманки, выращенных вдоль оси [001]. Это расщепление превосходит спин-орбитальное расщепление зоны проводимости.
3. Энергетическая близость основной подзоны легких дырок и первой возбужденной подзоны тяжелых дырок в квантовых ямах приводит к гигантской перенормировке *g*-фактора легкой дырки. Для количественного описания проявления эффекта Зеемана в междузонном поглощении света с участием этих подзон необходимо учесть эффекты интерфейсного смешивания дырок и кулоновского взаимодействия электрон-дырочной пары.
4. В квантовых точках, выращенных вдоль кристаллографической оси [111], продольное магнитное поле приводит к смешиванию состояний тяжелых дырок с проекциями спина $\pm 3/2$ на эту ось. Основной вклад в эффект смешивания обусловлен тригональной симметрией C_{3v} геометрической формы рассматриваемых квантовых точек.

Апробация работы. Результаты работы докладывались на рабочих семинарах ФТИ им. А. Ф. Иоффе и ИРЭ им. В. А. Котельнико-

ва, семинарах в университетах Клермон-Феррана и Тулузы во Франции, на XIII Всероссийской молодежной конференции по физике полупроводников и полупроводниковой опто- и наноэлектронике (Санкт-Петербург, 2011), Российской молодёжной конференции по физике и астрономии (Санкт-Петербург, 2012), международной конференции «7th International Conference on Physics and Applications of Spin-Related Phenomena in Semiconductors» (Эйндховен, Голландия, 2012), международных школах «International School on Spin-Optronics» (Санкт-Петербург, 2012) и «New Materials and Renewable Energy» (Тбилиси, Грузия, 2012), международной конференции «Nanostructures: Physics and Technology» (Санкт-Петербург, 2013), XI Российской конференции по физике полупроводников (Санкт-Петербург, 2013), XVIII симпозиуме «Нанозифика и нанозлектроника» (Нижний Новгород, 2014), приняты на международную конференцию «8th International Conference on Quantum Dots» (Пиза, Италия, 2014), а также в качестве приглашенного доклада на международную конференцию «Single dopants» (Санкт-Петербург, 2014).

Публикации. По результатам исследований, представленных в диссертации, опубликовано 8 печатных работ, список которых приведен в конце автореферата.

Структура и объем диссертации. Диссертация состоит из введения, трех глав, заключения и списка литературы. Она содержит 116 страниц текста, включая 21 рисунок и 6 таблиц. Список цитируемой литературы содержит 152 наименования.

СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Во **Введении** обоснована актуальность проведенных исследований, сформулированы цель и научная новизна работы, перечислены основные положения, выносимые на защиту, а также кратко изложено содержание диссертации.

Первая глава «Спин-орбитальное расщепление дырочных подзон в квантовых ямах» посвящена теоретическому исследованию влияния спин-орбитального взаимодействия на дисперсию валентных подзон в

симметричных квантовых ямах.

§1.1 представляет собой обзор теоретических и экспериментальных исследований спин-орбитального расщепления энергетических зон в полупроводниках и полупроводниковых квантовых ямах. Спиновое расщепление основной подзоны тяжелой дырки ($hh1$) в симметричных квантовых ямах на основе полупроводников с решеткой цинковой обманки, выращенных вдоль оси $z \parallel [001]$, было впервые рассчитано в работе [7] в рамках 4-зонной модели, учитывающей кубические по волновому вектору дырки \mathbf{k} объемные спин-зависимые слагаемые. Показано, что непосредственное применение процедуры, развитой в [7], для расчетов, учитывающих конечную высоту барьера, оказывается невозможным из-за наличия в эффективном гамильтониане дырки слагаемого $\propto k_z^3$, приводящего к сингулярности оператора потока через интерфейс. В связи с этим ставится задача о расчете спин-орбитальных расщеплений валентных подзон в рамках 14-зонной \mathbf{kp} -модели с учетом конечной высоты барьеров квантовой ямы, а также смешивания состояний тяжелой и легкой дырок на интерфейсах.

В §1.2 установлены разрешенные симметрией вклады в спин-орбитальное расщепление валентной зоны объемных полупроводников с кристаллической решеткой цинковой обманки (§1.2.1), а также квантовых ям кристаллографических ориентаций $[001]$, $[110]$ и $[111]$ на основе таких полупроводников (§1.2.2).

В параграфе 1.3 сформулирована 14-зонная \mathbf{kp} -модель для объемного кристалла. Модель включает в себя 14 зон: валентные зоны симметрии Γ_{8v} и Γ_{7v} , нижнюю зону проводимости Γ_{6c} и далекие зоны проводимости Γ_{8c} и Γ_{7c} . Преимущество 14-зонной модели заключается в том, что она полностью воспроизводит симметрию T_d объемного кристалла, включая отсутствие центра инверсии, а также содержит операторы не выше первой степени по $\hat{k}_z = -i\partial/\partial z$, что позволяет избежать сингулярных членов $\propto \hat{k}_z^3$, возникающих в рамках 4-зонной модели. Получены выражения для констант спиновых расщеплений зоны Γ_{8v} , рассчитанные в третьем и четвертом порядках \mathbf{kp} теории возмущений, обобщающие результаты работы [8] с учетом членов $\propto \Delta^- Q^3$, где Q – матричный

элемент оператора импульса между состояниями валентных зон Γ_{8v} , Γ_{7v} и далеких зон проводимости Γ_{8c} , Γ_{7c} , Δ^- – междузонный матричный элемент оператора спин-орбитального взаимодействия. Показано, что учет таких вкладов может приводить к заметному увеличению кубического по \mathbf{k} расщепления тяжелой дырки в объемном кристалле.

§1.4 посвящен расчетам энергетического спектра и спиновых расщеплений валентных подзон в квантовых ямах. В §1.4.1 сформулирована 14-зонная модель для расчета спин-орбитальных расщеплений спектра в ямах с конечным барьером. Волновая функция электронного состояния раскладывается по базису $\uparrow(\downarrow)\mathcal{R}_l$ ($l = 1..7$), где \uparrow, \downarrow – спиноры, соответствующие проекциям спина $s = \pm 1/2$ на ось z , \mathcal{R}_l – блоховские амплитуды $\mathcal{S}, \mathcal{X}, \mathcal{Y}, \mathcal{Z}, \mathcal{X}', \mathcal{Y}', \mathcal{Z}'$. Предложены простейшие граничные условия, заключающиеся в непрерывности всех огибающих $f_{\mathcal{R}_l}$ при блоховских амплитудах \mathcal{R}_l за исключением огибающих далекой зоны проводимости $f_{\mathcal{X}'}$ и $f_{\mathcal{Y}'}$, для которых выполняются соотношения

$$\begin{aligned} (f_{\mathcal{X}'})_A &= (f_{\mathcal{X}'})_B + \tilde{t}(f_{\mathcal{X}})_B, \\ (f_{\mathcal{Y}'})_A &= (f_{\mathcal{Y}'})_B + \tilde{t}(f_{\mathcal{Y}})_B. \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь \tilde{t} – вещественный безразмерный параметр, характеризующий анизотропию химических связей на гетероинтерфейсах. Условия (1) сохраняют z -компоненту потока частиц через интерфейс. Показано, что при переходе к 4-зонной модели, учитывающей лишь состояния Γ_{8v} , граничные условия (1) приводят к смешиванию состояний тяжелой и легкой дырки на интерфейсе, которое описывается параметром (см. [5]) $t_{l-h} = 2(m_0 a_0 / \sqrt{3\hbar^2}) Q \tilde{t}$, где a_0 – постоянная кристаллической решетки, m_0 – масса свободного электрона.

Параграф 1.4.2 посвящен сравнению энергий дырочных подзон в Γ -точке двумерной зоны Бриллюэна, найденных в рамках двух подходов: 14-зонной модели и гамильтониана Латтинжера. Показано, что энергии первых трех валентных подзон согласуются с погрешностью $\lesssim 5\%$. Приведены рассчитанные в 14-зонной модели огибающие волновой функции в яме $\text{GaAs}/\text{Al}_{0.35}\text{Ga}_{0.65}\text{As}$ шириной 100 \AA . На рис. 1 показаны рассчитанные в §1.4.3 дисперсии и спиновые расщепления первых

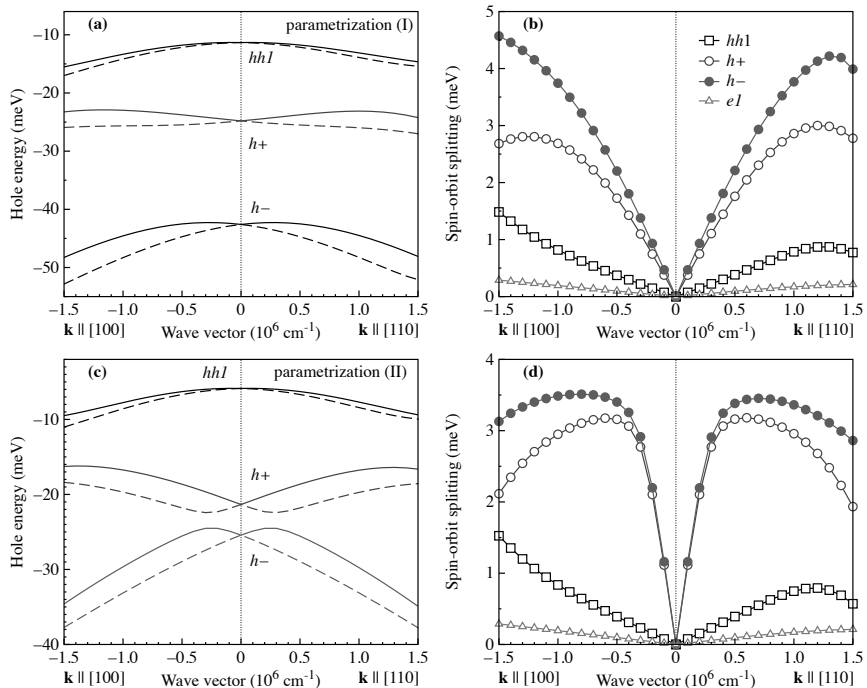


Рис. 1: Дисперсии (а, с) и спиновые расщепления (b, d) валентных подзон в квантовой яме GaAs/Al_{0.35}Ga_{0.65}As шириной 100 Å при $t_{l-h} = 0.5$. Расчет выполнен для двух параметризаций 14-зонной модели: параметризации (I) работы [9] [панели (а) и (b)] и параметризации (II) работы [8] [панели (с) и (d)]. Для сравнения спиновое расщепление зоны проводимости $e1$ приведено на панелях (b) и (d).

трех дырочных подзон в яме GaAs/Al_{0.35}Ga_{0.65}As шириной 100 Å с учетом интерфейсного смешивания дырок ($t_{l-h} = 0.5$). При расчетах использовались две параметризации 14-зонной модели: (I) и (II), введенные в [9] и [8], соответственно. Результаты расчетов приведены для двух направлений волнового вектора в плоскости ямы $k_{\parallel} \parallel [100]$ и $k_{\parallel} \parallel [110]$. Из рис. 1(b,d) видно, что линейное по k расщепление подзоны $hh1$ превосходит расщепление подзоны проводимости $e1$. Отметим также гигантское линейное по k расщепление подзон $h+$ и $h-$, сформированных из близких по энергии состояний $lh1$ и $hh2$ с учетом их смешивания, которое особенно выражено для набора параметров (II).

Выполнено сопоставление результатов расчетов константы $\beta_1^{(hh1)}$ ли-

нейного по \mathbf{k} расщепления подзоны $hh1$, полученных в рамках 14-зонной модели, с результатами расчетов в методе псевдопотенциала [10], которые для ямы GaAs/AlAs шириной 85 Å дают $|\beta_1^{(hh1)}| \approx 115$ мэВÅ. На рис. 2 представлены значения $|\beta_1^{(hh1)}|$ в зависимости от параметра t_{l-h} , совпадение результатов двух расчетов достигается при разумных значениях $t_{l-h} = 1.2$ [параметризация (II)] и $t_{l-h} = 1.6$ [параметризация (I)].

В §1.4.4 приведены аналитические выражения для двух вкладов в линейные по \mathbf{k} члены в эффективном гамильтониане подзоны $hh1$ в рамках 4-зонной модели. Первый из этих вкладов имеет объемную природу, второй вклад индуцирован интерфейсным смешиванием дырок. Сравнение численных и аналитических расчетов константы $\beta_1^{(hh1)}$ от ширины квантовой ямы GaAs/Al_{0.35}Ga_{0.65}As показывает, что (а) «объемный» вклад в приближении бесконечных барьеров сильно переоценивает спиновое расщепление, найденное в 14-зонной модели при $t_{l-h} = 0$, и (б) интерфейсный вклад при $t_{l-h} = 0.5$ является доминирующим.

Краткие итоги главы 1 обобщены в §1.5.

Вторая глава «Гигантское зеемановское расщепление легкой дырки в квантовых ямах» посвящена теории продольного эффекта Зеемана (магнитное поле $\mathbf{B} \parallel z$, где z – ось роста структуры) для основного состояния легкой дырки в квантовых ямах. В §2.1 сделан обзор исследований эффекта Зеемана в полупроводниках и низкоразмерных структурах. В §2.2 построена теория продольного g -фактора легкой дырки g_{hh1} в резонансном приближении, которое учитывает уровни размерного квантования дырки $lh1$ и $hh2$. Эти уровни в присутствии $\mathbf{B} \parallel z$ смешиваются

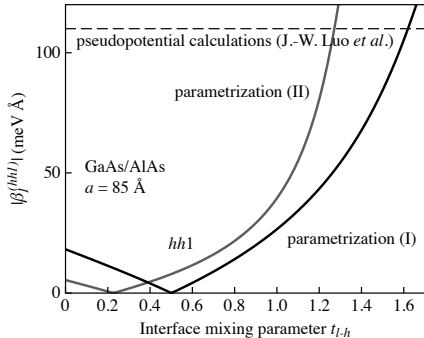


Рис. 2: Результаты расчета постоянной спинового расщепления тяжелой дырки ($hh1$) в зависимости от силы интерфейсного смешивания в яме GaAs/AlAs шириной 85 Å. Штриховой линией показаны результаты расчетов методом псевдопотенциала, полученные для той же ямы в работе [10].

ваются недиагональными компонентами $H = -\sqrt{3}\hbar^2\gamma_3\hat{k}_z(k_x - ik_y)/m_0$ и H^* гамильтониана Латтинжера, что приводит к следующему выражению для g_{lh1}

$$g_{lh1} = -2\kappa + \Delta g_{lh1} = -2\kappa + 12\frac{\hbar^2}{m_0} \frac{\left| \langle hh2 \left| \left\{ \gamma_3 \hat{k}_z \right\}_s \right| lh1 \rangle \right|^2}{\varepsilon_{lh1} - \varepsilon_{hh2}}. \quad (2)$$

Здесь κ – параметр, описывающий эффект Зеемана для объемной дырки, $|lh1\rangle$ и $|hh2\rangle$ – волновые функции размерного квантования дырки при $k_x = k_y = 0$, ε_{lh1} и ε_{hh2} – соответствующие им энергии, γ_3 – один из параметров Латтинжера γ_i ($i = 1, 2, 3$), $\{AB\}_s = (AB + BA)/2$. Особенностью квантовых ям на основе полупроводников с решеткой цинковой обманки является близость энергий ε_{lh1} и ε_{hh2} , что, как видно из (2), приводит к гигантской перенормировке g_{lh1} . В этой главе используются несколько параметризаций гамильтониана Латтинжера, выбор которых оказывает существенное влияние как на знак, так и на абсолютную величину g_{lh1} . Параметры γ_i могут быть выражены через параметры 14-зонной модели, поэтому для расчетов g -факторов в ямах на основе GaAs используются те же параметризации, что и в главе 1. Так, расчет g_{lh1} в квантовой яме GaAs с бесконечными барьерами дает $g_{lh1} \approx -48$ для параметризации (I) и $g_{lh1} \approx 42$ для параметризации (II).

В §2.3 получены аналитические выражения для g -фактора тяжелой и легкой дырок в ямах с конечными барьерами, учитывающие магнитоиндуцированное смешивание со всеми дырочными состояниями как дискретного, так и непрерывного спектра. Параграф 2.4 посвящен теории эффекта Зеемана для подзон $lh1$ и $hh2$ ($h+$ и $h-$) в присутствии интерфейсного смешивания дырок. Показано, что учет интерфейсного смешивания приводит к качественному изменению эффекта Зеемана: в магнитных полях $B_z < B^*$ зеемановское расщепление $\propto \sqrt{B_z}$. Здесь $B^* \sim (m_0 a^2 / \hbar^2 \mu_B) \Delta_{lh}^2$, где μ_B – магнетон Бора, a – ширина ямы, и Δ_{lh} – удвоенный матричный элемент оператора интерфейсного смешивания состояний $|lh1\rangle$ и $|hh2\rangle$. Такое поведение связано с большими линейными по \mathbf{k} членами в дисперсии подзон $h\pm$, анализируемыми в главе 1. Отмечено, что в яме с критической шириной, когда $\varepsilon_{lh1} = \varepsilon_{hh2}$, зеема-

новское расщепление уровней $h\pm$ пропорционально корню из магнитного поля даже в случае, когда смешивание этих состояний в нулевом поле отсутствует.

В §2.5 развита теория зеемановского расщепления экситона $e1 - lh1$ с учетом интерфейсного смешивания дырочных состояний. Рассмотрен случай сильного размерного квантования вдоль оси z (боровский радиус трехмерного экситона больше, чем ширина квантовой ямы). Показано, что квантование относительного движения электрона и дырки в экситоне приводит к линейному по магнитному полю эффекту Зеемана даже в ямах с критической шириной.

§2.6 посвящен обсуждению результатов и сравнению их с экспериментальными данными. В §2.6.1 приведены результаты расчетов g -фактора тяжелой дырки g_{hh1} , выполненных в резонансном и многоуровневом приближениях в системах $\text{GaAs}/\text{Al}_{0.35}\text{Ga}_{0.65}\text{As}$ и $\text{CdTe}/\text{Cd}_{0.74}\text{Mg}_{0.26}\text{Te}$. Наиболее существенное отличие двух моделей наблюдается в области узких ям ($a < 70 \text{ \AA}$), когда смешивание с состояниями континуума играет заметную роль. В §2.6.2 построены зависимости зеемановского расщепления уровней $h\pm$ в яме $\text{GaAs}/\text{Al}_{0.35}\text{Ga}_{0.65}\text{As}$ для различных значений параметра интерфейсного смешивания, а также проанализированы рамки применимости линейного по магнитному полю приближения.

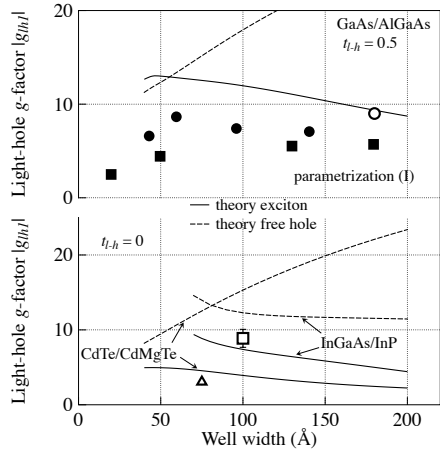


Рис. 3: g -фактор легкой дырки: сравнение эксперимента и теории. Точками показаны экспериментальные данные (подробнее см. [A4]). Теоретические расчеты показаны линиями для квантовых ям $\text{GaAs}/\text{Al}_{0.35}\text{Ga}_{0.65}\text{As}$ при $t_{l-h} = 0.5$ (верхняя панель), $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{InP}$ и $\text{CdTe}/\text{Cd}_{0.74}\text{Mg}_{0.26}\text{Te}$ при $t_{l-h} = 0$ (нижняя панель). Кривые рассчитаны с учетом (сплошные линии) и без учета (штриховые линии) экситонных эффектов. Энергии связи экситонов, использованные в расчетах, приведены в [A4].

В §2.6.3 проведено сопоставление развитой теории с экспериментальными данными по g -фактору легкой дырки для квантовых ям InGaAs/InP, CdTe/CdMgTe и GaAs/AlGaAs, см. рис. 3. Все экспериментальные данные, приведенные на рис. 3, получены методами оптической спектроскопии в области экситонных переходов, поэтому для их количественного описания необходим учет кулоновского взаимодействия между электроном и дыркой. Из рис. 3 видно, что учет кулоновского взаимодействия приводит к заметному уменьшению g -фактора легкой дырки, связанной в экситоне, по сравнению со случаем «свободной» дырки и позволяет получить удовлетворительное согласие с экспериментальными данными.

Краткие итоги главы 2 обобщены в §2.7.

В **третьей главе** «Тонкая структура экситонных состояний в тригональных квантовых точках» построена микроскопическая теория дырочного эффекта Зеемана и тонкой структуры энергетического спектра экситонов и трионов в квантовых точках, выращенных вдоль кристаллографической оси [111] и обладающих точечной симметрией C_{3v} . В §3.1 приведен краткий обзор исследований тонкой структуры экситонных комплексов в квантовых точках.

В §3.2 описаны экспериментальные данные по магнитолюминесценции квантовых точек [111], полученные в университете г. Тулузы (Франция) [11]. При приложении магнитного поля вдоль оси роста (геометрия Фарадея), в спектрах фотолюминесценции (ФЛ) экситонных комплексов (нейтральный экситон X^0 и трионы X^+ и X^-) наблюдается четыре линии: две из них активны в σ^+ поляризации, а две другие – в σ^- поляризации, см. вставку (b) к рис. 4. Этот результат качественно отличается от спектров ФЛ «стандартных» квантовых точек, выращенных вдоль оси [001], которые в геометрии Фарадея демонстрируют только два оптически активных перехода [12].

Симметричный анализ, выполненный в §3.3, показывает, что описанное выше необычное поведение спектров ФЛ обусловлено тригональной симметрией точек, характеризуемой точечной группой C_{3v} . В этой группе состояния тяжелой дырки с проекциями спина $\pm 3/2$ на ось третьего

порядка смешиваются продольным магнитным полем $\mathbf{B} \parallel z \parallel [111]$. С учетом смешивания эффект Зеемана для тяжелой дырки в базисе $|3/2\rangle, |-3/2\rangle$ описывается матрицей 2×2 , содержащей как диагональные, так и недиагональные элементы [11]

$$\mathcal{H}_B = \frac{1}{2} \mu_B B_z \begin{bmatrix} g_{h1} & g_{h2} \\ g_{h2} & -g_{h1} \end{bmatrix} = \frac{1}{2} \mu_B B_z (g_{h1} \sigma_z + g_{h2} \sigma_x). \quad (3)$$

Здесь σ_i – матрицы Паули, а вещественные параметры g_{h1} и g_{h2} – эффективные g -факторы тяжелой дырки. Аналогичный эффект смешивания состояний дырки $\pm 3/2$ в экситоне, связанном на нейтральном доноре в германии, изучался в работе [13]. Симметричный анализ показывает, что линейное по поперечным компонентам магнитного поля B_x, B_y смешивание состояний $|\pm 3/2\rangle$ в точечной группе C_{3v} запрещено.

В §3.3.1 теоретически исследуется тонкая структура энергетического спектра трионов X^+ и X^- с учетом магнитоиндуцированного смешивания тяжелых дырок ($g_{h2} \neq 0$). Собственные энергии тяжелой дырки в продольном магнитном поле записываются в виде $E_{\pm} = \pm g_h \mu_B B_z / 2$, где $g_h = \sqrt{g_{h1}^2 + g_{h2}^2}$, а собственные состояния $|h, \pm\rangle$ являются линейными комбинациями базисных функций $|\pm 3/2\rangle$ с коэффициентами, отношение которых зависит от g_{h2} и g_{h1} . Анализ экспериментальных данных по положению и интенсивности линий ФЛ трионов позволяет извлечь

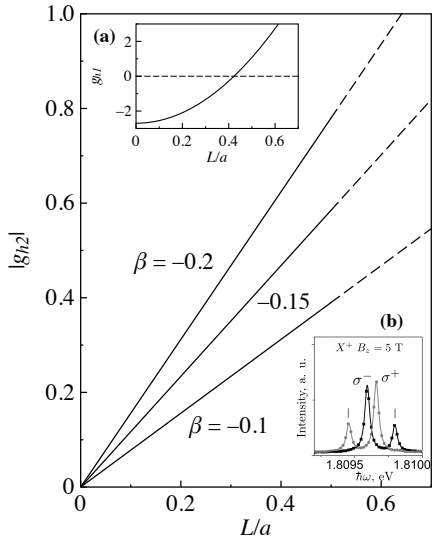


Рис. 4: Недиagonalный g -фактор g_{h2} как функция отношения L/a для трех различных значений параметра β : -0.1 , -0.15 и -0.2 . Поведение g_{h1} показано на вставке (а). Экспериментальные спектры ФЛ триона X^+ , измеренные в работе [11], приведены на вставке (б).

параметры g_{h1} и $|g_{h2}|$, а также g -фактор электрона g_e . Полученные значения $|g_{h2}|$ для различных точек лежат в диапазоне $0.4 \div 0.6$ и сравнимы со значениями диагонального g -фактора.

§3.3.2 посвящен анализу тонкой структуры энергетического спектра нейтрального экситона. В отличие от трионов при анализе энергий переходов и поляризационных свойств излучения X^0 нужно учитывать тонкую структуру уровней комплекса в нулевом магнитном поле, связанную с электрон-дырочным обменным взаимодействием. В отсутствие магнитного поля светлые состояния экситона с проекциями спинового момента $m_z = \pm 1$ отщеплены от темных состояний с $m_z = \pm 2$ на энергию $\delta_0 \approx 100$ мкэВ. Магнитное поле за счет $g_{h2} \neq 0$ смешивает состояния $m_z = \pm 1$ и $m_z = \pm 2$, что приводит в полях $B_z \sim 2 \div 3$ Тл к появлению в спектре ФЛ номинально темных состояний.

Гамильтониан (3) был получен в работе [11] из соображений симметрии, однако микроскопический расчет параметра g_{h2} выполнен не был. Более того, приведенные в работе [11] два вклада в g_{h2} , происходящие из анизотропных слагаемых в зеемановском гамильтониане для объемной дырки и кубических по волновому вектору слагаемых в дисперсии валентной зоны, как показывают оценки, дают $|g_{h2}| \sim 0.1$ – значения, слишком малые для описания экспериментов. В §3.4 построена микроскопическая теория эффективных g -факторов тяжелой дырки g_{h1} и g_{h2} . Предложена модель, основанная на гамильтониане Латтинжера в сферическом приближении ($\gamma_2 = \gamma_3$) и учитывающая специфическую геометрическую форму точек в виде правильной треугольной пирамиды. Для этого в §3.4.1 введен эффективный потенциал точки $V(\mathbf{r}) = V_z(z) + V_{\parallel}(\rho, \varphi)$, где ρ и φ определяют координаты дырки в плоскости (111), угол φ отсчитывается от $x \parallel [11\bar{2}]$. Компонента V_z задает асимметрию формы точки вдоль оси z , а компонента V_{\parallel} записывается в виде

$$V_{\parallel}(\rho, \varphi) = \frac{\hbar\omega}{2} \frac{\rho^2}{a^2} \left(1 + \beta \frac{\rho}{a} \cos 3\varphi \right) \quad (4)$$

и содержит наряду с изотропной частью вклад с третьей угловой гармоникой, описываемый коэффициентом тригональности β . Здесь a – эффективный латеральный размер точки, $\hbar\omega$ – расстояние между дву-

мя соседними уровнями квантования в потенциале (4) при $\beta = 0$. Получены волновые функции размерного квантования тяжелой и легкой дырок в потенциале $V(\mathbf{r})$.

В §3.4.2 выполнен расчет диагонального g -фактора g_{h1} . Аналитические выражения для g_{h2} получены в §3.4.3 с использованием второго порядка теории возмущений по матричным элементам $H = -\sqrt{3}\hbar^2\gamma_2\hat{k}_z(k_x - ik_y)/m_0$ и $I = \sqrt{3}\hbar^2\gamma_2(k_x - ik_y)^2/2m_0$ гамильтониана Латтинжера в присутствии магнитного поля. Анализ этих выражений показывает, что необходимым условием для $g_{h2} \neq 0$ является (а) отсутствие у потенциала $V_z(z)$ симметрии по отношению к замене $z \rightarrow -z$, и (б) треугольная форма основания точки. В первом порядке по малому отношению L/a , где L – эффективная высота точки, недиагональный g -фактор имеет вид

$$g_{h2} = C\beta\frac{L}{a}.$$

Здесь коэффициент C зависит от материальных параметров, оценка для GaAs дает $C \approx -7.8$. Дополнительные вклады в g_{h2} , связанные с гофрировкой валентной подзоны ($\gamma_2 \neq \gamma_3$), рассматриваются в §3.5. Получены линейные по разности $\gamma_2 - \gamma_3$ выражения для g_{h2} в квантовых ямах ориентации (111).

В §3.6 результаты теоретических расчетов сравниваются с экспериментальными данными. На рис. 4 приведены рассчитанные зависимости g -факторов g_{h1} и g_{h2} как функции отношения L/a . Значения $|g_{h2}|$ изменяются в диапазоне $0.2 \div 0.7$ для разумных значений $|\beta| \lesssim 0.3$, при которых изотропная составляющая волновой функции тяжелой дырки превышает анизотропную, и $L/a \lesssim 0.5$. Результаты расчетов находятся в хорошем согласии с экспериментальными данными.

Краткие итоги главы 3 подведены в §3.7.

В **Заключении** обобщены основные результаты работы:

1. Развита 14-зонная k_p -модель для расчета спиновых расщеплений дырочных подзон в квантовых ямах. Предложены граничные условия, учитывающие анизотропию химических связей на интерфейсах и приводящие к смешиванию тяжелых и легких дырок.

2. Исследована тонкая структура валентных подзон в квантовых ямах. Показано, что линейное по волновому вектору дырки спин-орбитальное расщепление основной подзоны тяжелой дырки в ямах GaAs/AlGaAs превышает расщепление подзон проводимости. Основной вклад в расщепление валентных подзон связан со смешиванием тяжелой и легкой дырок на интерфейсах.
3. Построена теория эффекта Зеемана для легкой дырки в квантовых ямах в магнитном поле, направленном вдоль оси роста структуры. Показано, что близость основного состояния легкой дырки и первого возбужденного состояния тяжелой дырки приводит к гигантской перенормировке зеемановского расщепления легкой дырки, а учет интерфейсного смешивания тяжелой и легкой дырок – к появлению нелинейного по магнитному полю вклада в эффект Зеемана.
4. Развита теория зеемановского эффекта для экситона с легкой дыркой с учетом смешивания дырочных состояний на интерфейсах. Показано, что кулоновское взаимодействие между электроном и дыркой приводит к линейному по магнитному полю расщеплению спиновых подзон экситона даже в ямах с критической шириной. Результаты расчетов, учитывающих экситонные эффекты, удовлетворительно описывают данные экспериментов в квантовых ямах GaAs/AlGaAs, InGaAs/InP и CdTe/CdMgTe.
5. Исследовано магнитоиндуцированное смешивание состояний тяжелой дырки в квантовых точках, выращенных вдоль кристаллографического направления [111] и имеющих тригональную симметрию C_{3v} . Показано, что эффект Зеемана для тяжелой дырки в магнитном поле, направленном вдоль оси роста структуры, описывается эффективным тензором g -фактора, имеющим как диагональную, так и недиагональную компоненты. Теория позволяет объяснить экспериментальное наблюдение четырех линий в спектрах фотолюминесценции таких точек в присутствии магнитного поля.

6. Построена количественная теория дырочного эффекта Зеемана и тонкой структуры энергетического спектра экситонов и трионов в тригональных квантовых точках. Показано, что основной вклад в недиагональную компоненту тензора g -фактора тяжелой дырки связан со специфической формой точки в виде правильной треугольной пирамиды. Из сопоставления результатов расчета и экспериментальных данных определены геометрические параметры точек.

Основные результаты диссертационной работы изложены в публикациях:

- [A1] M. V. Durnev, M. M. Glazov, E. L. Ivchenko. Giant Zeeman splitting of light holes in GaAs/AlGaAs quantum wells.// *Physica E* **44**, 797-802 (2011).
- [A2] M. V. Durnev, M. M. Glazov, E. L. Ivchenko, M. Jo, T. Mano, T. Kuroda, K. Sakoda, S. Kunz, G. Sallen, L. Bouet, X. Marie, D. Lagarde, T. Amand, and B. Urbaszek. Magnetic field induced valence band mixing in [111] grown semiconductor quantum dots.// *Phys. Rev. B* **87**, 085315 (2013).
- [A3] M. V. Durnev, M. M. Glazov, E. L. Ivchenko. Spin-orbit splitting of valence subbands in semiconductor nanostructures.// *Phys. Rev. B* **89**, 075430 (2014).
- [A4] М. В. Дурнев. Зеемановское расщепление состояний легкой дырки в квантовых ямах: сопоставление теории и эксперимента.// *ФТТ* **56**, 1364 (2014).
- [A5] M. V. Durnev, M. M. Glazov, E. L. Ivchenko. Giant Zeeman effect for light holes in quantum wells.// *Proc. 7th Int. Conf. on Physics and Applications of Spin-Related Phenomena in Semiconductors (Eindhoven, the Netherlands, 2012)*, p. 88.
- [A6] M. V. Durnev, M. M. Glazov, E. L. Ivchenko, M. Jo, T. Mano, T. Kuroda, K. Sakoda, S. Kunz, G. Sallen, L. Bouet, X. Marie, D.

Lagarde, T. Amand and B. Urbaszek. Exciton fine structure in trigonal quantum dots. // Proc. 21st Int. Symp. "Nanostructures: Physics and Technology" (St. Petersburg, Russia, 2013), pp. 35-36.

- [A7] М. В. Дурнев, М. М. Глазов, Е. Л. Ивченко. Спиновое расщепление Дрессельхауза в двумерных дырочных системах. // Тезисы докладов XI Российской конференции по физике полупроводников (Санкт-Петербург, Россия, 2013), с. 302.
- [A8] М. В. Дурнев, М. М. Глазов, Е. Л. Ивченко. Спиновое расщепление Дрессельхауза в двумерных дырочных системах. // Тезисы докладов XVIII симпозиума «Нанозифика и нанозлектроника» (Нижний Новгород, Россия, 2014), с. 462.

Список литературы

- [1] *Глинский Г. Ф.* Полупроводники и полупроводниковые наноструктуры: симметрия и электронные состояния. — Санкт-Петербург, 2008.
- [2] *Spin physics in semiconductors / Ed. by M. I. Dyakonov.* — Springer-Verlag: Berlin, Heidelberg, 2008.
- [3] *Герчиков Л. Г., Субашиев А. В.* Спиновое расщепление подзон размерного квантования в несимметричных гетероструктурах // *ФТП.* — 1992. — Т. 26. — С. 131.
- [4] *Winkler R.* Spin-Orbit Coupling Effects in Two-Dimensional Electron and Hole Systems. — Springer, 2003.
- [5] *Ivchenko E., Kaminski A., Rössler U.* Heavy-light hole mixing at zincblende (001) interfaces under normal incidence // *Phys. Rev. B.* — 1996. — Vol. 54. — P. 5852.
- [6] *Техтамиров Э. Е., Волков В. А.* Обобщение метода эффективной массы для полупроводниковых структур с атомарно резкими гетеропереходами // *ЖЭТФ.* — 1999. — Т. 116. — С. 1843.

- [7] *Rashba E. I., Sherman E. Y.* Spin-orbital band splitting in symmetric quantum wells // *Physics Letters A.* — 1988. — Vol. 129, no. 3. — Pp. 175 – 179.
- [8] *Пукис Г. Е., Марущак В. А., Тутков А. Н.* Спиновое расщепление зон и спиновая релаксация носителей в кубических кристаллах A_3B_5 // *ФТП.* — 1988. — Т. 22. — С. 185.
- [9] Atomistic spin-orbit coupling and kp parameters in III – V semiconductors / J.-M. Jancu, R. Scholz, E. A. de Andrada e Silva, G. C. L. Rocca // *Phys. Rev. B.* — 2005. — Vol. 72, no. 19. — P. 193201.
- [10] Discovery of a novel linear-in- k spin splitting for holes in the 2D GaAs/AlAs system / J.-W. Luo, A. N. Chantis, M. van Schilfgaarde et al. // *Phys. Rev. Lett.* — 2010. — Vol. 104, no. 6. — P. 066405.
- [11] Dark-bright mixing of interband transitions in symmetric semiconductor quantum dots / G. Sallen, B. Urbaszek, M. M. Glazov et al. // *Phys. Rev. Lett.* — 2011. — Vol. 107. — P. 166604.
- [12] Valence-band mixing in neutral, charged, and Mn-doped self-assembled quantum dots / Y. Léger, L. Besombes, L. Maingault, H. Mariette // *Phys. Rev. B.* — 2007. — Vol. 76. — P. 045331.
- [13] Поляризация излучения связанного экситона в Ge(As) в продольном магнитном поле / Н. С. Аверкиев, В. М. Аснин, Ю. Н. Ломасов и др. // *ФТП.* — 1981. — Т. 23. — С. 3117.