

На правах рукописи

Лаковцев Алексей Борисович

ЭКСИТОНЫ В СВЕРХРЕШЕТКАХ НА ОСНОВЕ ФЕРРОМАГНИТНЫХ  
ПОЛУПРОВОДНИКОВ

Специальность 01.04.07 – Физика конденсированного состояния

Автореферат  
диссертации на соискание ученой степени  
кандидата физико-математических наук

Москва – 2010

Работа выполнена в Государственном образовательном учреждении высшего профессионального образования "Тульский государственный педагогический университет им. Л.Н. Толстого"

Научный руководитель: доктор физико-математических наук,  
профессор Головнев Юрий Филиппович

Официальные оппоненты: доктор физико-математических наук,  
профессор Хмелевская Вита Сергеевна  
  
доктор физико-математических наук,  
профессор Родионов Александр Андреевич

Ведущая организация: Институт радиотехники и электроники  
им. В.А. Котельникова РАН

Защита состоится "9" июня 2010 г. в 16 час. 00 мин. на заседании диссертационного совета Д 212.141.17 при ГОУ ВПО «Московский государственный технический университет им. Н.Э. Баумана» по адресу: 248600, Калуга, ул. Баженова, 2, МГТУ им. Н.Э. Баумана, Калужский филиал.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке МГТУ им. Н.Э. Баумана, Калужский филиал

Автореферат разослан "7" мая 2010 г.

Ученый секретарь  
диссертационного совета,  
к.т.н., доцент



Лоскутов С.А.

## ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

**Актуальность темы.** В последнее время исследования по физике полупроводников больше переключаются с массивных кристаллов на гетеросистемы из нанослоев. Квантово-размерный эффект в таких материалах радикальным образом изменяет энергетический спектр носителей тока, а дополнительный периодический потенциал дробит зоны проводимости и валентные зоны на минизоны и приводит к существенному перераспределению плотности электронов и дырок в области гетерограниц.

Энергетический спектр наносистемы отражает особенности ее отклика на внешнее электромагнитное возмущение. Например, им определяются оптические спектры поглощения или излучения. Особенности спектров наноструктур, обусловленные их электронным энергетическим спектром, обеспечивают существование долгоживущих возбужденных состояний, которые описываются экситонами. Изучение свойств таких квазичастиц в полупроводниковых наносистемах, обусловленных понижением размерности, является важной теоретической задачей. Установлено, что низкая размерность стабилизирует экситонные состояния и способствует их устойчивости в более широком диапазоне температур и полей. При этом сила осциллятора и энергия связи экситонов существенно возрастают, поэтому экситонная спектроскопия стала превращаться в источник идей и средств новых полупроводниковых приборов (оптические лазеры и транзисторы). Получила развитие новая область прикладной физики – экситоника, где роль среды, осуществляющей операции по обработке информации, реализует не электронный, а экситонный газ.

Явление бозе-эйнштейновской конденсации (БК), предсказанное еще на заре квантовой механики, в середине 20-х годов, заключается в том, что ниже определенной температуры тождественные частицы с целочисленным спином «конденсируются» в одном квантовом состоянии. Критическая температура, при которой зарождается БК, пропорциональна плотности газа  $n$  в степени  $2/3$  и обратно пропорциональна массе  $m$  составляющих его частиц. Поэтому наблюдение данного явления возможно только при сверхнизких температурах и даже в случае гелия составляет примерно  $T_{BC} \approx 0,02\text{K}$ . Для того, чтобы перейти к «разумно низким» температурам нужен газ бозонов, плотность которых достаточно высока, а массы намного меньше масс отдельных атомов. Возможность образования БК экситонов или биэкситонов давно активно обсуждалась теоретиками, а недавно была подтверждена экспериментально.

Ферромагнитный моносulfид европия и парамагнитный моносulfид свинца характеризуются простыми кристаллическими структурами (типа NaCl), рассогласованием постоянных решеток менее 0,17% и общим анионом  $S^{2-}$ , что, как говорилось выше, является необходимым при создании «идеальных» гетероструктур. Поэтому уже сейчас, с большой долей уверенности,

можно сказать, что указанные системы будут использоваться в каскадных лазерах, фотоприемниках далекого инфракрасного излучения, детекторах, транзисторах и эмиттерах ИК-диапазона.

Время жизни триплетных возбуждений в ферромагнитных полупроводниках оказывается на много порядков больше, чем время жизни синглетных возбуждений. Это обстоятельство повышает роль триплетных экситонов при переносе энергии электронного возбуждения в кристалле, а также дает возможность создания в кристаллах высоких концентраций экситонов, так как внутреннее магнитное поле и установившийся ферромагнитный порядок в полупроводнике препятствует процессу поворота спина.

Таким образом, изучение рассматриваемых материалов является **актуальным** по следующим причинам:

- образование глубоких квантовых ям ( $\sim 2,9$  эВ) дает возможность изменения в широких пределах положения уровней размерного квантования и, следовательно, минизонной структуры сверхрешетки.
- в связи с образованием закрытых квантовых ям в барьерных слоях моносulfида европия, появляется возможность получения нового вида экситонов – межбарьерных экситонов.
- увеличение энергии связи, времени жизни, силы осциллятора экситонных состояний за счет размерных эффектов, обменного поля и диэлектрического конфаймента (диэлектрического усиления экситонов).
- наличие 4f- уровней в запрещенной зоне халькогенида европия, позволяет получать конденсированное состояние из магнитных экситонов высокой плотности при достаточно высоких температурах.

**Объектом исследования** настоящей работы являются гетеросистемы на основе изоструктурной гетеропары ферромагнитный полупроводник – парамагнитный полупроводник.

**Предмет исследования** – экситоны и их взаимодействие в гетеросистемах на основе моносulfида европия..

**Цель исследования** – анализ возможности получения конденсированного состояния из триплетных экситонов высокой плотности в ферромагнитном полупроводнике EuS с большим временем жизни.

**Основные задачи:**

1. Смоделировать различные схемы образования экситонных состояний в барьерных слоях sulfида европия.
2. На основе полученных моделей построить энергетическую диаграмму экситонных состояний и провести ее анализ.
3. Рассчитать основные параметры экситонных состояний в ферромагнитном полупроводнике: энергию связи, силу осциллятора, время жизни.
4. Проанализировать возможность создания устойчивого БК из прямых и МЭ и определить энергию таких экситонов в сверхрешетке EuS-PbS при достаточно высоких температурах ( $>15$  К).

5. Установить критические условия, при которых возможно получение конденсированного состояния из экситонов.
6. Построить фазовую диаграмму конденсации экситонов.

**Научная новизна** работы состоит в следующих положениях:

- впервые получен энергетический спектр экситонов в гетероструктурах на основе EuS с использованием теоретико-групповых методов;
- построена модель магнитного экситона, локализованного в «закрытых» квантовых ямах барьерных слоев ферромагнитного полупроводника EuS;
- определены критические условия образования БК из магнитных экситонов;
- построена фазовая диаграмма БК экситонов.

**Практическая и научная значимость** полученных в работе результатов определяется тем, что рассматриваемая гетероструктура может быть использована для получения в ней стабильной конденсированной фазы из магнитных триплетных экситонов при температуре до 16К, а также в качестве материалов для магнитомикроэлектроники, и для создания на ее основе полупроводниковых приборов, работа которых основана на идее «накопления» и «хранения» света.

**На защиту выносятся следующие основные положения:**

1. Модель образования триплетных экситонных состояний в межбарьерных слоях ферромагнитного моносульфида европия
2. В рамках обоснованной модели, построенная энергетическая диаграмма экситонных состояний и ее интерпретация.
3. Расчет основных параметров экситонных состояний в ферромагнитном полупроводнике (моносουλфид европия), таких как энергия связи, сила осциллятора, время жизни.
4. Оценка возможности создания устойчивого БК из прямых и межъямных экситонов и определение энергии таких экситонов в сверхрешетке EuS-PbS при достаточно высоких температурах (>15 К).
5. Расчет критических параметров, при которых возможно получение конденсированного состояния из экситонов в сверхрешетке на основе ферромагнитного полупроводника.
6. Построенная по результатам расчетов фазовая диаграмма конденсации магнитных экситонов в гетероструктуре EuS/PbS.

**Личный вклад автора.** Автором работы получены основные результаты и сформулированы научные положения, выносимые на защиту. Им также проведен анализ возможности использования полученных результатов теоретических исследований в практических приложениях и подготовлены все материалы к опубликованию.

**Апробация полученных результатов.** Основные результаты диссертационной работы обсуждались и докладывались на шестнадцати Международных научных конференциях "Студент и научно-технический прогресс" (Новосибирск, 2006), Современные проблемы математики, механики, ин-

форматики (Тула, 2006, 2008), "Опто-, наноэлектроника, нанотехнологии и микросистемы" (Ульяновск, 2007, 2008, 2009), "Фундаментальные и прикладные проблемы физики полупроводников и источников света" (Саранск, 2009), "Химия твердого тела и современные микро- и нанотехнологии" (Кисловодск, 2007, 2008, 2009), "Актуальные проблемы физики твердого тела" (Минск, 2007, 2009), Харьковской нанотехнологической ассамблее (Харьков, 2008), "Физика электронных материалов" (Калуга, 2008), XIX Международной школе-семинаре «Новые магнитные материалы микроэлектроники (Москва, 2009), 50-й научной конференции МФТИ с Международным участием "Современные проблемы фундаментальных и прикладных наук" (Москва-Долгопрудный, 2007) и семи Всероссийских конференциях - молодежной конференции по физике полупроводников и полупроводниковой опто- и наноэлектронике (Санкт-Петербург, 2006, 2007, 2008), "Фундаментальные и прикладные проблемы физики полупроводников и источников света" (Саранск, 2007), "Физика и технология аморфных и наноструктурированных материалов и систем" (Рязань, 2008, 2009).

**Публикации.** Основные результаты диссертации отражены в 30 изданиях, в том числе в 4 журналах из списка ВАК.

**Структура и объем диссертации.** Диссертация состоит из введения, трех глав, общих выводов, списка используемой литературы, включающего 134 наименования. Работа изложена на 115 страницах машинописного текста, в том числе 36 рисунков и 3 таблицы.

## СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

**Во введении** обоснована актуальность темы диссертации, определены цель и задачи, выносимые на защиту, показаны научная новизна и прикладное значение работы.

**Первая глава** отражает современное состояние изученности темы, критически рассмотрены результаты исследований экситонных состояний в полупроводниковых кристаллах и сверхрешетках на основе ферромагнитных полупроводников, выявлены вопросы, требующие решения в настоящей работе. Рассмотрены теоретические методы расчета, используемые в диссертации. Последнее необходимо в силу тех обстоятельств, что в рамках исследуемой модели не представляется возможным использовать один из существующих методов, так как только их совокупность позволяет дать необходимую информацию об изучаемой системе.

Развитые за последние 30 лет новые технологические методы получения полупроводниковых слоев толщинами в несколько десятков периодов кристаллической решетки с точностью до одного периода позволили получать двумерные наноструктуры, основные физические свойства которых определяются экситонами. Важнейшей характеристикой экситона является его энергетический спектр, анализ которого позволяет получить информацию о его основных параметрах: энергии связи, времени жизни, силе осциллятора и

других. Их можно изменять заданным образом меняя размеры наноструктур. В итоге:

- проведен анализ современных подходов к описанию экситонных состояний большого (экситонов Ванье – Мотта) и малого (экситонов Френкеля) радиусов и расчету их энергетического спектра в объемных полупроводниках;

- описана электронная структура экситонов в ферромагнитных полупроводниках с учетом особенностей их зонной структуры, физических свойств и наличия косвенного обменного взаимодействия;

- установлены условия возникновения коллективной экситонной фазы в гетеросистемах пониженной размерности с большими значениями энергии связи и силы осциллятора.

**Во второй главе** рассматривается возможность получения триплетных магнитных экситонов в гетероструктурах на основе ферромагнитного полупроводника EuS.

Аномально большой сдвиг края поглощения при понижении температуры или приложении магнитного поля в EuS можно объяснить с помощью концепции магнитного экситона, если учитывать  $d-f$  - обменное взаимодействие. Верхняя часть валентной зоны в EuS образована  $3p$  типа иона  $S^{2-}$ , а зона проводимости состояниями  $6s-5d-6p$  типа иона  $Eu^{2+}$ . Причем  $6s$  - и  $5d$  - уровни имеют почти одинаковую энергию, а в кристалле дно  $6s$  зоны понижается из-за появления трансляционной энергии, а состояния у дна зоны проводимости относятся к  $6s$  - типу.

И зависимость края полосы поглощения от температуры, и поведение спектра испускания также объясняется на основе модели магнитного экситона: на  $4f$  - уровне рождается дырка, а электрон, при переходе в зону проводимости, образует с ней связанное состояние (экситон).

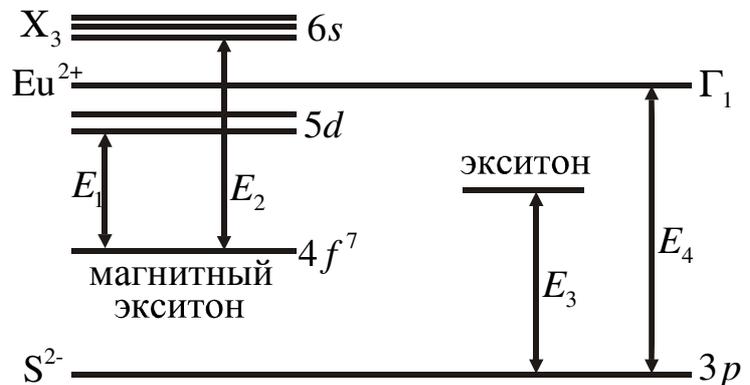


Рис. 1. Экситонная структура моносульфида европия

Большинство экспериментальных результатов согласуется не с теоретическими расчетами Чо, где не учитываются электронные корреляции, а с моделью, представленной на рис. 1.

Когда нижайшее состояние магнитного экситона и на центральном ионе  $Eu^{3+}$ , и на соседних ионах  $Eu^{2+}$  соответствует  $5d$  - типу, то знак  $5d$  - волновых функций будет чередоваться в соответствии со схемой, приведенной на рис. 2.

В этом случае возникает выигрыш в трансляционной энергии, т.е. нижайшее состояние магнитного экситона должно быть  $5d - 5d$  - типа, и оно является оптически активным.

Вероятность переходов  $4f \rightarrow 5d$  или  $4f \rightarrow 6s$  определяется из соотношения:

$$W_{mn} = 2\pi\hbar^{-1} |U_{mn}|^2 \delta(E_m - E_n \pm \hbar\omega), \quad (1)$$

где  $U_{mn}$  - матричные элементы возмущения.

В модели магнитного экситона возбуждение электрона в зону проводимости происходит с  $4f$  - уровня, что соответствует представлению  $\Gamma_{25}$ . Переход разрешен при условии, что

$$\langle n|m \rangle = h^{-1} \chi^n(\Gamma_i) \chi(A) \chi^m(\Gamma_i) \neq 0, \quad (2)$$

где  $h$  - порядок группы,  $\chi^n(\Gamma_i)$ ,  $\chi(A)$ ,  $\chi^m(\Gamma_i)$  - характеры соответствующих представлений. Здесь рассматриваются переходы между уровнями энергии, соответствующими естественному вырождению, базисные функции которых преобразуются по неприводимым представлениям  $n$  и  $m$ .

В этом случае вычисляют

$$W_{fd} = \int \psi_f^{(m)*} W_{mn} \psi_d^n d\tau, \quad (3)$$

где для построения пробных функций  $\psi_i$  обычно используют оператор проектирования

$$P = \frac{l}{h} \sum_{\Gamma} \chi_{\Gamma} \Gamma, \quad (4)$$

в котором  $\Gamma$  - операция симметрии,  $\chi_{\Gamma}$  - характер этой операции в соответствующей точечной группе,  $l$  - размерность неприводимого представления,  $h$  - порядок группы. Суммирование осуществляется по всем операциям симметрии точечной группы.

Взяв группу  $O_h^5$  и определив матрицы, соответствующие ее классам  $E$ ,  $C_2 = C_4^2$ ,  $C_3$ ,  $C_4$ ,  $i$ ,  $iC_3$ ,  $iC_4$  и  $iC_2 = iC_4^2$ , найдем характеры матриц преобразования  $\mathbf{A}$ . По можно вычислить коэффициенты  $a_1$  для переходов  $4f \rightarrow 6s$  и  $4f \rightarrow 5d$ , т.е. найдем соответственно  $a_1(\Gamma_{25} \rightarrow \Gamma_1)$  и  $a_1(\Gamma_{25} \rightarrow \Gamma_{12})$ .

Расчеты показали, что разрешенным является только переход  $\Gamma_{25} \rightarrow \Gamma_{12}$ , т.е.  $4f \rightarrow 5d$ . Таким образом, при определении связи экситонов в EuS, а также времени жизни и силы осциллятора будут рассматриваться триплетные экситоны, образующиеся при переходе  $4f \rightarrow 5d$ .

Возбуждение экситонов в EuS происходит в обменном поле  $\mathbf{V}_E$ , величина которого может достигать больших значений порядка  $10^7$  Гс. В таком

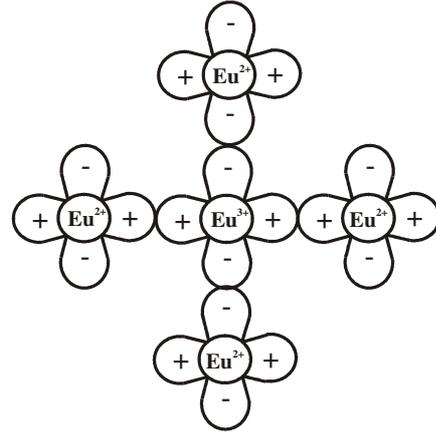


Рис. 2. Образование экситона типа  $d - d$

случае, целесообразно рассматривать образование только долгоживущих триплетных экситонов, а из всего набора спиновых базисных состояний учитывать только  $|++\rangle$  и  $|--\rangle$ . Более того, т.к. спин электрона на одном из двух  $5d(t_{2g})$ -уровней и эффективный спин дырки на одном из семи  $4f$ -уровней направлены вдоль  $\mathbf{V}_E$ , можно ограничиться базисом  $|++\rangle$ . В этом случае возникает набор из 14 триплетных экситонных состояний, различающихся величиной энергии их образования (рис. 3). Она может равняться  $\Delta E = E_{\max} - E_{\min} = 1,54 \text{ эВ}$ .

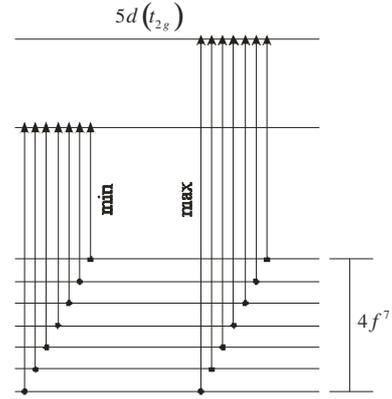


Рис. 3. Переходы между уровнями энергии в обменном поле  $\mathbf{V}_E$  при образовании триплетных экситонов в состоянии  $|++\rangle$

Если рассматривать образование экситонов в диапазоне температур  $T \leq T_c$ , когда обменное поле  $\mathbf{V}_E$  при  $T = T_c$  падает до нуля, то спин-гамильтониан можно записать в виде:

$$H = A(\sigma_e \sigma_e) - \mu_e \sigma_e \mathbf{V}_E - \mu_h \sigma_h \mathbf{V}_E, \quad (5)$$

где первый член учитывает взаимодействие между электроном и дыркой при отсутствии обменного поля, а влияние  $\mathbf{V}_E$ , изменяющееся с температурой по закону Кюри, появляется во втором и третьем членах. Теперь возможно образование как триплетных, так и синглетных экситонов с различными значениями энергий возбуждения. Решая уравнение Шредингера с гамильтонианом (5) для спиновых базисных состояний  $|++\rangle$ ,  $|--\rangle$ ,  $|+-\rangle$  и  $| - + \rangle$ , найдем вначале энергии четырех стационарных состояний в некотором постоянном поле много меньшим  $\mathbf{V}_E$ :

$$\begin{aligned} E_1 &= A - (\mu_e + \mu_h) B_E, \quad E_3 = A \left[ -1 + 2\sqrt{1 + (\mu_e - \mu_h)^2 B_E^2 / 4A^2} \right], \\ E_2 &= A + (\mu_e + \mu_h) B_E, \quad E_4 = -A \left[ 1 + 2\sqrt{1 + (\mu_e - \mu_h)^2 B_E^2 / 4A^2} \right]. \end{aligned} \quad (6)$$

При  $T = T_c$ , когда обменное поле  $\mathbf{V}_E$  стремится к нулю, энергии  $E_1 = E_2 = E_3 = A$ , а  $E_4 = -3A$ . Если  $T < T_c$  и поле  $\mathbf{V}_E$  начинает возрастать, то каждая из этих энергий станет изменяться, но каждая различным образом (рис. 4).

Кривые показывают обменное зеемановское расщепление экситонных состояний в халькогениде европия. При  $\mathbf{V}_E = 0$  наблюдается одна спектральная линия (без учета мультиплетности по орбитальному моменту), связанная с переходом из состояния с энергией  $E_4 = -3A$  в состояние с энергией  $E_1 = E_2 = E_3 = A$ . Число таких линий возрастает при  $\mathbf{V}_E \neq 0$ . Если учесть че-

тыре состояния, то наблюдается шесть переходов, связанных с поглощением или излучением энергии (рис. 5).

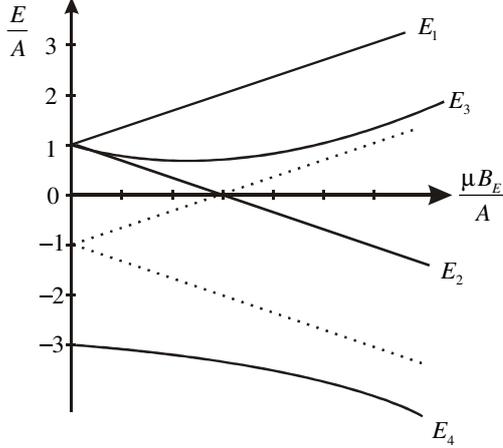


Рис. 4. Изменение энергии экситонов с ростом обменного поля. Здесь  $\mu = -(\mu_e + \mu_h)$

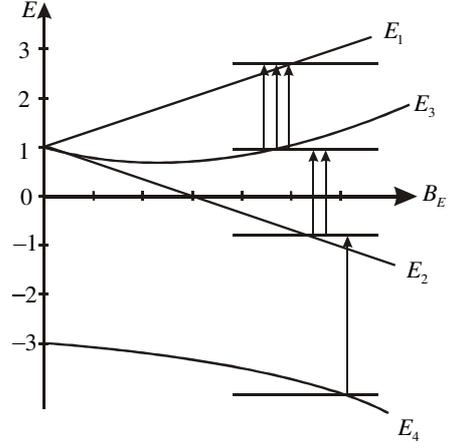


Рис.5. Переходы между уровнями энергии  $E_1 = E_2 = E_3$  и  $E_4$  в обменном поле  $\mathbf{B}_E \neq 0$

В конкретных расчетах учтено, что обменное взаимодействие между экситонным электроном  $5d(t_{2g})$  и  $4f^7$ - электронами ближайших соседей заметно меньше, чем взаимодействие  $d-f$ - типа в триплетном экситоне и согласуется с величиной  $J_{sf} = J_1 = 209 \text{ см}^{-1}$ , а  $J_{df} = J_0 = 787 \text{ см}^{-1}$ . Исходя из этих данных и выражения для собственного гамильтониана (5) получена величина энергии связи для оптически активного триплетного экситона, принадлежащего к  $5d-5d$ - типу. Она оказалась порядка 0,8эВ, что существенно ( $\sim 3$  раз) превышает энергию связи в известных полупроводниковых материалах, широко используемых сегодня в экситонике. И прежде всего, халькогениды европия являются по этому параметру перспективными материалами для получения БК экситонов.

Используя волновые функции:

$$\Psi_1^{\downarrow\downarrow} = \left| \mathbf{k}; \downarrow, -\frac{3}{2} \right\rangle, \Psi_4^{\uparrow\uparrow} = \left| \mathbf{k}; \uparrow, \frac{3}{2} \right\rangle, \quad (7)$$

$$\Psi_{2,3}^{\downarrow\uparrow+\uparrow\downarrow} = (-a_2, a_3) \left| \mathbf{k}; \downarrow, \frac{1}{2} \right\rangle + (a_2, a_3) \left| \mathbf{k}; \uparrow, -\frac{1}{2} \right\rangle,$$

и гамильтониан в виде

$$\mathbf{H} = A_e s_e + A_h s_h^{\text{эфф}} + g_e \beta H_0 s_e + g_h \beta H_0 s_h^{\text{эфф}} + J_{e,h} s_h^{\text{эфф}} s_e, \quad (8)$$

$$A_{e,h} = n_{e,h} J_{e,h} S_{Eu}, \quad (9)$$

где  $s_e$  – спин электрона,  $s_h^{\text{эфф}}$  – эффективный спин дырки,  $J \equiv J_{e,h}$  – константа обменного взаимодействия,  $n_{e,h}$  – концентрации электронов и дырок соответственно, находим его собственные значения:

$$E_1 = \frac{1}{2} [3/2J - (3A_h + A_e)], \quad E_{2,3} = \frac{1}{2} \left\{ -\frac{1}{2}J \mp \left[ (A_e - A_h)^2 + 4J^2 \right]^{1/2} \right\}, \quad (10)$$

$$E_4 = \frac{1}{2} [3/2J - (3A_h + A_e)].$$

При условии, что число ионов европия с которыми эффективно обменное взаимодействие электронов равно такому же числу ионов европия, с которыми эффективно обменное взаимодействие дырок, уширение экситонной полосы составляет 0,3 мэВ. При дальнейшем повышении концентрации ионов  $\text{Eu}^{2+}$  наблюдается сильное размытие экситонных полос (рис. 6).

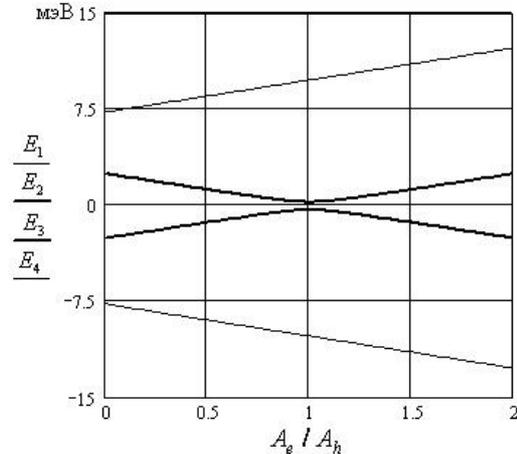


Рис. 6. Схема энергетических уровней экситона в структуре  $\text{EuS/PbS}$

**В третьей главе** определены условия получения БК из экситонов в «закрытых квантовых ямах» в слоях из ферромагнитных полупроводников  $\text{EuS}$  и построена фазовая диаграмма системы пространственно разделенных электронов и дырок, Проведен анализ возможности практического применения гетероструктур типа ферромагнетик/парамагнетик.

Коллективные свойства экситонов интенсивно изучаются с момента предположения о возможности их БК и сверхтекучести. Особый интерес представляет изучение конденсации экситонов в низкоразмерных полупроводниковых гетеросистемах. Получению БК в экситонной системе благоприятствуют малая масса частиц, а, следовательно, сравнительно высокие температуры перехода, возможность изменять плотность экситонного газа, наличие собственной экситонной люминесценции, анализ спектра которой позволяет отслеживать распределение квазичастиц по энергии, а также фиксировать сам факт БК. И, наконец, для реализации конденсированной фазы, экситоны должны обладать большой энергией связи, силой осциллятора и временем жизни

Система экситонов малой плотности (среднее расстояние между экситонами много больше их боровского радиуса) ведет себя аналогично слабо неидеальному бозе-газу. Переход к квантовой статистике Бозе-Эйнштейна, в двухмерном случае, происходит при температуре вырождения

$$T_c \approx \frac{2\pi\hbar^2 k^{-1}}{Nm_{ex}} \ln(NS), \quad (11)$$

где  $N$  – плотность экситонов,  $S$  – площадь слоя,  $k$  – постоянная Больцмана,  $m_{ex}$  – эффективная масса экситона.

Малая эффективная масса экситонов способствует тому, что БК может наступить при более высоких температурах или меньших концентрациях квазичастиц.

Увеличение плотности экситонного газа приводит к уменьшению энергии связи экситона и его диссоциации в тот момент, когда среднее расстояние между экситонами становится сравнимо с его боровским радиусом – происходит переход Мотта. Таким образом, это накладывает ограничение на максимально возможную плотность экситонов.

При умеренных плотностях экситонов малая эффективная масса экситона обеспечивает температуру вырождения сравнимую с температурой жидкого гелия.

Таким образом, получить БК можно либо понижая температуру, либо увеличивая плотность экситонного газа.

Если для получения БК использовать только одиночные квантовые ямы, то исследователь сталкивается с тем, что время жизни экситонов в них мало (порядка 50 нс при температуре 350 мК) и недостаточно для охлаждения газа экситонов до критической температуры. Далее, для увеличения времени жизни экситонов необходимо использовать гетеросистемы, в которых электроны и дырки находятся в разных квантовых ямах, то есть разделены барьером и образуют пространственно не прямой триплетный экситон, а перекрытие волновых функций электрона и дырки экспоненциально уменьшается с увеличением расстояния между ними. Это приводит к значительному увеличению времени жизни экситона. Обнаружено, что время жизни таких экситонов может на несколько порядков возрастать по сравнению со временем жизни экситонов в одиночной квантовой яме.

Критическая температура  $T_{BC}$ , при которой зарождается БК, зависит от плотности экситонного газа  $n$  и эффективной массы  $m^*$  частиц его составляющих:

$$T_{BC} \sim \frac{\hbar^2}{m^*} n^{2/3}, \quad (12)$$

где  $\hbar$  - постоянная Планка. Очевидно, что наблюдать БК при высоких температурах (близких к комнатным) можно только в системах, состоящих из легких бозонов, эффективная масса которых сравнима с массой свободного электрона – экситонов Ванье-Мотта или поляритонов. С этой точки зрения наиболее перспективными являются наноструктуры на основе ферромагнитных полупроводников типа EuO, EuS, SmS.

Собственные значения энергии системы для гамильтониана

$$H = -2 \sum_n J_{in}^d \sigma_i S_n, \quad (13)$$

где  $\sigma_i$  и  $S_n$  – спиновые операторы электрона магнитного экситона и 4f-атомов Eu в n-м узле,  $J_{in}^d$  – константа обменного взаимодействия, можно получить, используя соответствующий базис волновых функций:

$$\begin{aligned} \langle \Psi^{S_c, S_c+1}, + | 2\sigma S_c | \Psi^{S_c, S_c+1}, + \rangle = S_c, \quad \langle \Psi^{S_c, S_c+1}, - | 2\sigma S_c | \Psi^{S_c, S_c+1}, - \rangle = -(S_c + 1), \\ \langle \Psi^{S_u, S_u+1}, + | 2\sigma S_u | \Psi^{S_u, S_u+1}, + \rangle = S_u, \quad \langle \Psi^{S_u, S_u+1}, - | 2\sigma S_u | \Psi^{S_u, S_u+1}, - \rangle = -(S_u + 1), \end{aligned} \quad (14)$$

где  $S_c=7/2$  – спин центрального иона европия,  $S_u=42$  – сумма спинов ближайших двенадцати соседей. Тогда собственные значения энергий для состояний (14) будут равны:

$$\begin{aligned} E | \Psi^{S_c, S_c+1}, + \rangle = -7/2 J_0 - 42 J_1, \quad E | \Psi^{S_c, S_c+1}, - \rangle = -7/2 J_0 + 43 J_1, \\ E | \Psi^{S_u, S_u+1}, + \rangle = 9/2 J_0 - 42 J_1, \quad E | \Psi^{S_u, S_u+1}, - \rangle = 9/2 J_0 + 43 J_1. \end{aligned} \quad (15)$$

Энергия связи экситона, то есть, разность между максимальным и минимальным значением энергии оказалась равной  $\Delta E=0,4$  эВ.

Излучательное время жизни экситонов с образованием фотона можно оценить исходя из процесса одноэкситонной рекомбинации:

$$\tau_{phot} = \frac{\pi c}{L^2 k_0^2}, \quad (16)$$

где  $L$  – эффективная константа взаимодействия.

При диссоциации экситонов с участием фононов время жизни равно:

$$\tau_{phon} = \frac{(2\pi\hbar)^{3/2} e^{\frac{E}{kT}}}{\sqrt{3} (kT)^2 \mu \sigma}, \quad (17)$$

где  $E$  – энергия связи экситона,  $\mu = \frac{m_e m_h}{m_e + m_h}$  – приведенная масса экситона,

$\sigma$  – эффективное сечение взаимодействия с фононом.

Энергия связи триплетных экситонов, определяемая полным спектром, т.е. с учетом зееманского расщепления оказалась равной 0,6 эВ

Как видно из расчетов для сульфида европия (рис. 7), в области гелиевых температур наблюдается значительный рост времени жизни, вплоть до  $\tau_{phon}=10$ с (в районе абсолютного нуля). Причиной этого является, прежде всего, гигантское значение силы осциллятора экситонного перехода в ферромагнитных полупроводниках:

$$f_{mn} = \frac{2m(E_m - E_n)}{\hbar^2} \left| \langle \psi_m^* | U_{mn} | \psi_n \rangle \right|^2, \quad (18)$$

где  $\psi_n^*$  и  $\psi_m$  – волновые функции исходного и конечного состояний, которые подбирались авторами работы в виде:

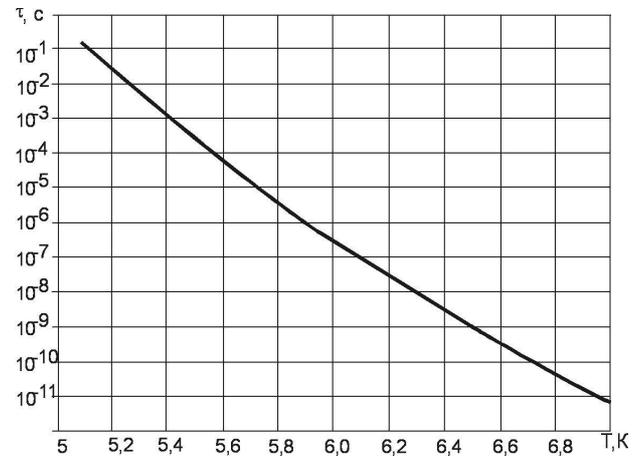


Рис. 7. Время жизни экситонов в зависимости от температуры

$$\Psi_n = c_1 \varphi_1 \begin{vmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{vmatrix} + c_2 \varphi_2 \begin{vmatrix} \phi_1 \\ 0 \\ -\phi_1 \\ 0 \end{vmatrix} + c_3 \varphi_3 \begin{vmatrix} 0 \\ (i/\sqrt{3})(\varepsilon_2 + i\varepsilon_1) \\ i\varepsilon_3/\sqrt{3} \\ 0 \end{vmatrix} + c_4 \varphi_4 \begin{vmatrix} 0 \\ (2/\sqrt{15})(\varepsilon_1 - i\varepsilon_2) \\ (1/\sqrt{15})i\varepsilon_3 \\ -(1/\sqrt{5})(\varepsilon_1 - i\varepsilon_2) \end{vmatrix}, \quad (19)$$

$$\Psi_m = c_1 \varphi_1 \begin{vmatrix} 0 \\ 1 \\ 0 \\ 0 \end{vmatrix} + c_2 \varphi_2 \begin{vmatrix} 0 \\ -\phi_1 \\ 0 \\ -\phi_2 \end{vmatrix} + c_3 \varphi_3 \begin{vmatrix} -(\varepsilon_1 + i\varepsilon_2)/\sqrt{3} \\ 0 \\ 0 \\ i\varepsilon_3/\sqrt{3} \end{vmatrix} + c_4 \varphi_4 \begin{vmatrix} 0 \\ 0 \\ -(1/\sqrt{5})(\varepsilon_1 - i\varepsilon_2) \\ -i(\sqrt{3/5})\varepsilon_3 \end{vmatrix}, \quad (20)$$

где

$$\varepsilon_1 = yz, \quad \varepsilon_2 = xz, \quad \varepsilon_3 = xy, \quad (21)$$

базисные функции представления  $\Gamma'_{25}$ , либо

$$\varepsilon_1 = z^2 - \frac{1}{2}(x^2 + y^2), \quad \varepsilon_2 = \frac{\sqrt{3}}{2}(x^2 - y^2), \quad (22)$$

базисные функции представления  $\Gamma_{12}$ ,

$$\varphi_1 = \frac{1}{\sqrt{\pi}} e^{-r/r_1} r_1^{-3/2}, \quad \varphi_2 = \frac{1}{3\sqrt{\pi}} e^{-r/r_2} r_2^{-7/2}, \quad (23)$$

$$\varphi_3 = \sqrt{\frac{2}{3\pi}} e^{-r/r_2} r_2^{-7/2}, \quad \varphi_4 = \sqrt{\frac{2}{3\pi}} e^{-r/r_3} r_3^{-7/2}, \quad (24)$$

где  $c_1, c_2, c_3, c_4$  - константы, удовлетворяющие условию нормировки :

$$\sum_{i=1}^4 c_i^2 = 1. \quad (25)$$

Из численных расчетов для разрешенного перехода  $\Gamma'_{25} \rightarrow \Gamma_{12}$  было получено значение силы осциллятора  $f \sim 0,02$ , что на четыре порядка выше, чем для  $\text{Cu}_2\text{O}$ . Результаты расчетов позволяют сделать следующие выводы:

- процесс БК должен быть обнаружен в интервале экситонных плотностей от  $10^9 \text{ см}^{-2}$  – до  $10^{12} \text{ см}^{-2}$  при температуре не выше 16К;
- в области гелиевых температур время жизни экситонов в ферромагнитных полупроводниках достигает 10с;
- экситонным комплексам в ферромагнитных полупроводниках (связь их с магнонами) соответствует гигантская сила осциллятора.

На их основе можно предложить фазовую диаграмму конденсации МЭ в сульфиде европия (рис. 8).

Показанные особенности сверхрешетки  $\text{PbS-EuS}$  позволяют определить практическое применение данной структуры для создания современных устройств нанoeлектроники.

Устройства СВЧ-электроники на основе халькогенида свинца и европия могут составить серьезную конкуренцию устройствам на основе ферритов, работающим при низких температурах.

Серьезным основанием для этого является малая кристаллическая анизотропия, высокая намагниченность насыщения и малые диэлектрические потери.

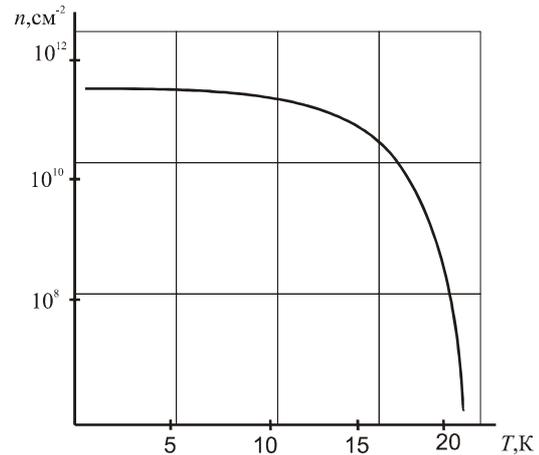


Рис. 8. Фазовая диаграмма конденсации экситонов

Из-за того, что концентрация носителей тока в ферромагнитном полупроводнике на несколько порядков меньше, чем в ферромагнитных металлах, а следовательно, туннелирование через ферромагнитный полупроводниковый барьер энергетически выгоднее, чем сквозь ферромагнитный металл, определяет возможность создания на их основе магнитоуправляемого диода, обратное пробойное напряжение которого можно регулировать внешним магнитным полем.

Сверхрешетка PbS-EuS «идеально» подходит для реализации в ней спинового токопереноса, и, следовательно, создания на ее основе спиновых фильтров, инжекторов, одноэлектронных логических структур для информатики и так далее. Ведь основная сложность при создании приборов на основе спиновой инжекции это подбор пары ферромагнитный полупроводник – полупроводник, которая характеризовалась бы 100% спиновой поляризацией носителей в ферромагнитном полупроводнике и большой степенью спинового расщепления электронных уровней полупроводника. Заметим, что использование структур ферромагнитный металл – полупроводник в спинтронных устройствах малопродуктивно в силу того, что пренебрежимо мала вероятность осуществления спинового транспорта из ферромагнитного металла в полупроводник.

Увеличение энергии связи, силы осциллятора экситона в наноструктурах и усиление кулоновского взаимодействия между электроном и дыркой, образующими экситон в двумерной структуре парамагнитный полупроводник – ферромагнитный полупроводник, позволяет создавать приборы, действие которых основано на физических процессах, определяемых экситонными состояниями. Прикладывая внешнее напряжение к квантовой яме или множественным квантовым ямам можно модулировать интенсивность света на частоте экситонного перехода за счет изменения поглощения. Подобная структура может одновременно быть как оптическим модулятором, так и детектором излучения. На ее основе возможно построение фазовращателей, переключателей и бистабильных элементов, где могут быть успешно использованы свойства экситонного газа. Кроме того, рассматри-

ваемые гетероструктуры являются наиболее перспективными с точки зрения получения в них устойчивого БК из экситонов. Результаты данного исследования могут найти применение при проектировании устройств спиновой информатики и магнитомикроэлектроники, экситонных и спиновых транзисторов, лазеров и других устройств, в которых могут быть использованы свойства когерентного экситонного излучения.

## ОБЩИЕ ВЫВОДЫ

1. Построена модель схемы образования экситонных состояний в барьерных слоях сульфида европия, энергетических уровней магнитных экситонов в соединении EuS, в результате чего установлено, что экситон в ферромагнитном халькогениде европия образуется f-d зонами.
2. На основе полученной модели построена энергетическая диаграмма экситонных состояний и проведен ее анализ. Оказалось, что для получения долгоживущих триплетных экситонов достаточно внутреннего обменного (молекулярного) поля. До температуры Кюри внешнее магнитное поле не оказывает существенного влияния на образование магнитных триплетных экситонов. Найдена вероятность экситонного перехода с помощью правил отбора и проведен теоретико – групповой анализ экситонов разного типа. Результаты расчетов позволяют сделать вывод о том, что магнитный экситон в сульфиде европия относится к d-d типу.
3. Впервые рассчитаны основные параметры экситонных состояний в ферромагнитном полупроводнике EuS: энергия связи прямого экситона оказалась равной 0,8 эВ, сила осциллятора  $f \sim 0,02$ , время жизни  $\tau \sim 10$ с.
4. Анализ возможности создания устойчивого БК из межъямных экситонов позволяет сделать вывод о том, что энергия связи таких экситонов в сверхрешетке EuS-PbS не меньше энергии связи прямых экситонов (0,8 эВ), что связано с эффектом диэлектрического усиления экситонов.
5. Установлены критические условия, при которых возможно получение конденсированного состояния из экситонов: температура – не более 16К, концентрация триплетных экситонов от  $10^9$  см<sup>-2</sup> – до  $10^{12}$  см<sup>-2</sup>.
6. Построена фазовая диаграмма конденсации экситонов: зависимость концентрации магнитных экситонов от температуры.

### **Основные результаты диссертации отражены в следующих работах:**

1. Лаковцев А.Б. Расчет минизонной структуры полупроводниковых сверхрешеток // Вестник ТГПУ им. Л.Н. Толстого. Естественные и физико-математические науки. 2005. Вып. 2. С. 220-224.
2. Лаковцев А.Б., Головнев Ю.Ф. Теоретико – групповой анализ экситонных состояний в гетероструктурах на основе ферромагнитных полупроводников // Современные проблемы математики, механики, информатики: Материалы Международной научной конференции. Тула, 2006. С. 118-120.

3. Лаковцев А.Б., Головнев Ю.Ф. Построение волновых функций и расчет энергии экситонов в сверхрешетках на основе ферромагнитных материалов методом теории групп // Вестник ТГПУ им. Л.Н. Толстого Естественные и физико-математические науки. 2007. Вып. 4. С. 123-128.
4. Лаковцев А.Б., Головнев Ю.Ф. Теоретико-групповой подход к расчету силы осциллятора в наноразмерных гетеросистемах на основе ферромагнитных полупроводников // Современные проблемы математики, механики, информатики: Материалы Международной научной конференции. Тула, 2008. С. 172-174.
5. Lakovtsev A.B., Golovnev Y.F. Rules of selection for excitons in heterostructures on the basis of ferromagnetic semiconductors // Physics of Electronic Materials: 3rd International Conference Proceedings. Kaluga, 2008. V.2. P. 236-239.
6. Лаковцев А.Б., Головнев Ю.Ф. Особенности образования экситонных состояний в гетероструктурах на основе сульфидов ферромагнитных материалов // Сборник трудов Харьковской нанотехнологической ассамблеи-2008. Харьков, 2008. С. 119-123.
7. Лаковцев А.Б., Головнев Ю.Ф. Прямые и межъямные экситоны в гетероструктурах на основе редкоземельных полупроводников // Известия Тульского государственного университета. Естественные науки. 2008. Вып. 1. С. 127-135.
8. Лаковцев А.Б., Головнев Ю.Ф. Конденсация межъямных экситонов в сверхрешетках на основе ферромагнитных полупроводников // Химия твердого тела и современные микро- и нанотехнологии: материалы VII Международной конференции. Кисловодск, 2007. С. 88-90.
9. Лаковцев А.Б., Головнев Ю.Ф. Бозе-конденсация межъямных экситонов в сверхрешетках на основе ферромагнитных полупроводников // Актуальные проблемы физики твердого тела: Сб. докладов Междунар. науч. конф. Минск, 2007. Т. 2. С. 139-140.
10. Лаковцев А.Б., Головнев Ю.Ф. Бозе-конденсация триплетных экситонов в наноразмерных гетеросистемах на основе ферромагнитных полупроводников // Химия твердого тела и современные микро- и нанотехнологии: Материалы VIII Международной конференции. Кисловодск – Ставрополь, 2008. С. 23-25.
11. Лаковцев А.Б., Головнев Ю.Ф. Сила осциллятора магнитных экситонов в наноразмерных гетеросистемах на основе ферромагнитных редкоземельных полупроводников // Десятая всероссийская молодежная конференция по физике полупроводников и полупроводниковой опто- и наноэлектронике: Тезисы докладов. СПб., 2008. С. 57.
12. Лаковцев А.Б. Бозе-эйнштейновская конденсация экситонов в наноразмерных 2d-гетеросистемах на основе ферромагнитных редкоземельных полупроводников // Физика и технология аморфных и наноструктурированных материалов и систем: Сб. трудов I Всероссийской конференции. Рязань, 2008. С. 17-20.

13. Лаковцев А.Б., Головнев Ю.Ф. Бозе-конденсация магнитных экситонов в 2D- гетеросистемах на основе ферромагнитных полупроводников // Фундаментальные и прикладные проблемы физики полупроводников и источников света: Сб. материалов V Международной науч.-тех. конференции. Саранск, 2009. С. 119-122.
14. Лаковцев А.Б. Головнев Ю.Ф. Коллективные свойства триплетных экситонов в гетероструктурах на основе ферромагнитных полупроводников // Новое в магнетизме и магнитных материалах: Сб. трудов XXI Международной конференции. М., 2009. С. 602-604.
15. Лаковцев А.Б., Головнев Ю.Ф. Конденсация экситонов в сверхрешетках на основе сульфида европия // Физика и технология аморфных и наноструктурированных материалов и систем: Сб. II Всероссийской научно-технической конференции. Рязань, 2009. С. 40-44.
16. Лаковцев А.Б., Головнев Ю.Ф. Конденсация экситонов в ферромагнитных гетероструктурах: фазовая диаграмма // Актуальные проблемы физики твердого тела: Сб. докладов Междунар. науч. конф. Минск, 2009. С. 219-221.
17. Лаковцев А.Б., Головнев Ю.Ф. Фазовая диаграмма системы экситонов в ферромагнитных сверхрешетках // Известия Тульского государственного университета. Естественные науки. 2009. Вып. 2. С. 184-192.
18. Лаковцев А.Б., Головнев Ю.Ф. Фазовая диаграмма магнитоэкситонов в наноразмерных гетеросистемах на основе ферромагнитных полупроводников // Вестник Южно-Уральского государственного университета. Математика. Механика. Физика. 2010. Вып. 2. С. 32-37.
19. Лаковцев А.Б., Головнев Ю.Ф. Конденсация магнитных экситонов в сверхрешетках типа ферромагнитный/парамагнитный полупроводник // Вестник Адыгейского государственного университета. 2010. Вып. 2. С. 74-80.
20. Лаковцев А.Б., Головнев Ю.Ф. Бозе-конденсация экситонов в сверхрешетках типа ферромагнетик // Современные проблемы фундаментальных и прикладных наук: Труды 51-й научной конференции МФТИ Москва - Долгопрудный, 2008. Ч. 5. С. 136-138.
21. Лаковцев А.Б., Головнев Ю.Ф. Бозе-конденсация межъямных экситонов в сверхрешетках на основе ферромагнитных полупроводников // Фундаментальные и прикладные проблемы физики полупроводников и источников света: Сб. материалов IV всероссийской конференции. Саранск, 2007. С. 90.
22. Лаковцев А.Б. Экситоны в сверхрешетках на основе редкоземельных полупроводников // Современные проблемы фундаментальных и прикладных наук: Труды 50-й научной конференции МФТИ. Москва - Долгопрудный, 2007. Ч. 5. С. 118-120.
23. Лаковцев А.Б., Головнев Ю.Ф. Влияние косвенного обмена на экситонный спектр в гетероструктурах на основе халькогенидов редкоземельных элементов // Опто-, наноэлектроника, нанотехнологии и микросистемы: Труды X Международной конференции. Ульяновск, 2009. С. 52.

Лаковцев Алексей Борисович

Экситоны в сверхрешетках на основе ферромагнитных полупроводников

Автореферат  
диссертации на соискание ученой степени  
кандидата физико-математических наук