

Министерство образования и науки Российской Федерации
МОСКОВСКИЙ ФИЗИКО-ТЕХНИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ
(государственный университет)

ФАКУЛЬТЕТ ОБЩЕЙ И ПРИКЛАДНОЙ ФИЗИКИ
КАФЕДРА ФИЗИКИ ТВЕРДОГО ТЕЛА

Лаборатория неравновесных электронных процессов ИФТТ РАН

Выпускная квалификационная работа на степень
бакалавра

**“Пространственно-непрямые экситоны в потенциальной
ловушке в магнитном поле”**

Студент-дипломник _____ Гущин М.И.

Научный руководитель

кандидат физико-математических наук _____ Горбунов А.В.

Черноголовка, 2013

Содержание диплома

1. Введение
Об актуальности представленной работы
2. Теоретическая часть
О применении теории эффекта пара-подавления для экситонных поляритонов. Оценка энергии основного состояния триона. Эффект Зеемана.
3. Методика эксперимента
Техника измерений, параметры гетероструктуры, обработка результатов
4. Определение нейтрального режима в квантовой яме
Зависимости от электрического поля и накачки
5. Зависимость зеемановского расщепления от магнитного поля
Магнитополевые зависимости при варьировании накачки и напряжения на затворе. О связи теории и эксперимента.
6. Зависимости энергии, интенсивности, ширины экситонной линии и циркулярной поляризации от магнитного поля
Выявление взаимосвязей между различными зависимостями
7. Заключение
Краткий обзор результатов работы
8. Список литературы

Введение

Работы по обнаружению Бозе-Эйнштейновской конденсации (БЭК) экситонов ведутся с 60-х годов прошлого столетия.

Недавно было теоретически предсказано [1], что в спиновом 2D бозе-конденсате (т.е. в конденсате бозонов со значениями проекции спина на ось роста $S_z = \pm 1$) вследствие обменного взаимодействия должно наблюдаться явление подавления/компенсации зеемановского расщепления в магнитном поле, меньшем некоторого критического значения B_c . Позднее этот эффект был обнаружен экспериментально [2,3] для внутривибронных экситонных поляритонов – возбуждений, представляющих собой 2D экситон в квантовой яме (КЯ), помещенной в оптический микрорезонатор, в состоянии сильной связи с электромагнитной модой этого резонатора.¹

¹ Экситонные поляритоны чрезвычайно интенсивно исследуются в последнее время именно с точки зрения БЭК. Они также являются композит-

В случае экситонов в КЯ AlGaAs/GaAs возможность компенсации спинового расщепления в малых магнитных полях находится под вопросом. Дело в том, что в GaAs нижайший по энергии экситон на тяжелой дырке (HH-экситон) не является спином: кроме оптически активного «светлого» (bright) экситона с проекциями спина $S_z = \pm 1$, имеется не взаимодействующий со светом в дипольном приближении «темный» (dark) экситон с $S_z = \pm 2$. Тем не менее такой эффект был обнаружен экспериментально для пространственно-непрямых (дипольных) экситонов в одиночной КЯ AlGaAs/GaAs шириной 25 нм при накоплении их в электростатической ловушке вблизи отверстия в затворе Шоттки на поверхности [5].

Целью данной работы являлось: выяснить, при каких условиях наблюдается подавление зеемановского расщепления для дипольных экситонов, т.е. какие ограничения на данный эффект накладывают параметры эксперимента. В частности, как на него влияют экситонная концентрация, зарядовый баланс в квантовой яме, приложенное внешнее электрическое поле и т.д.

Теория

Прежде чем приступить к обсуждению экспериментальных данных, необходимо привести некоторые важные теоретические результаты и оценки. В первую очередь это касается основных результатов, представленных в работе [1].

Для плотности свободной энергии системы имеем выражение:

ными бозонами, но их эффективная масса на 3 порядка меньше массы экситона, поэтому для них критическая температура перехода к БЭК должна быть гораздо выше, вплоть до комнатной в структурах на основе GaN. Факт конденсации экситонных поляритонов является на сегодня общепризнанным, и в таком конденсате наблюдается целый ряд интереснейших физических явлений, в частности, проявления сверхтекучести и образование вихревой структурой (для обзора см., например, [4]).

$$F = -\frac{1}{2m^*}(\vec{\psi} * \Delta\vec{\psi}^*) - \mu(\vec{\psi} * \vec{\psi}^*) - i\Omega[\vec{\psi} * \vec{\psi}^*] + \frac{1}{2}[U_0(\vec{\psi} * \vec{\psi}^*)^2 - U_1|\vec{\psi} * \vec{\psi}^*|^2].$$

Первое слагаемое выражает кинетическую энергию поляритонов. μ – химический потенциал. $\Omega = \frac{1}{2}g\mu_B B$ представляет собой половину расщепления Зеемана. Последние два слагаемые описывают поляритон-поляритонное взаимодействие. Коэффициенты выражаются следующим образом: $U_0 = \alpha_1$ и $U_1 = (\alpha_1 - \alpha_2)/2$, где α_1 и α_2 – матричные коэффициенты поляритон-поляритонного рассеяния для параллельных и антипараллельных спинов, соответственно.

В отсутствии магнитного поля, как показывает расчет, химический потенциал равен $\mu_0 = (U_0 - U_1)n$, где n – концентрация поляритонов. Значение перпендикулярной к плоскости микрорезонатора составляющей псевдоспина поляритона $S_z = \frac{1}{2}(n_+ - n_-) = 0$, т. е. наблюдается линейная поляризация люминесценции. В слабом магнитном поле, критерий которого есть $B \leq B_c = \frac{2\Omega_c}{g\mu_B} = \frac{2nU_1}{g\mu_B}$, значение химпотенциала остается прежним. Значения z-компоненты псевдоспина и степени циркулярной поляризации соответственно равны: $S_z = \frac{\Omega}{2U_1}$ и $\rho = \frac{2S_z}{n} = \frac{g\mu_B B}{2nU_1}$. Причем эффект Зеемана в слабых полях отсутствует ввиду взаимодействия между поляритонами: сдвиг в сторону низких энергий при заполнении нижнего зеемановского уровня в точности компенсируется повышением энергии из-за отталкивания между однонаправленными спинами, сидящими на это уровне. В полях, превышающих B_c , химпотенциал зависит от поля по формуле $\mu = U_0 n - \Omega$. Значения псевдоспина и степени циркулярной поляризации постоянны и равны $S_z = \frac{1}{2}n$ и $\rho = 1$, соответственно. В сильных магнитных полях, $B > B_c$, наблюдается эффект Зеемана (Рис.1а). В частности, при значении квазиимпульса поляритона $k=0$ наблюдаются две ветви возбуждения экситонов со значениями энергии $E_{\pm} = \mu \pm$

$\omega_{\pm}(0)$, где $\omega_- = 2(\Omega - \Omega_c) + \omega_0$, а $\omega_+^2 = \omega_0^2 + 2\omega_0 n U_0$, причем $\omega_0 = \frac{k^2}{2m^*}$.

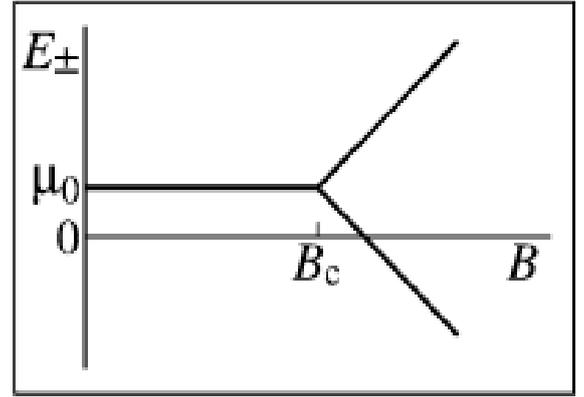


Рис.1а. Расщепление Зеемана для поляритонного бозе-конденсата при $k=0$.

Все вышеприведенные формулы справедливы для внутривибронных экситонных поляритонов.

Оценим энергии основных состояний трионов и сравним их с основным состоянием экситона. Энергия основного состояния двумерного экситона хорошо известна и равна $E_{ex} = E_{Ry} = \frac{\mu_{eh}e^4}{2\varepsilon^2(h/2\pi)^2}$, где ε – диэлектрическая постоянная, μ_{eh} – приведенная масса. Согласно результатам работы [6] энергия основного состояния X^- -триона слабо зависит от отношения масс электрона и дырки m , и для основного состояния имеем $\frac{E_{tr-}}{E_{ex}} \approx 0.12$. С другой стороны, для X^+ -триона вблизи значений $m=0$ справедлива аппроксимация $\frac{E_{tr+}}{E_{ex}} \approx 0.41(1+m) - 0.64\sqrt{m}(1+m)$. При стремлении к $m=1$ отношение энергий основных состояний стремится к $\frac{E_{tr+}}{E_{ex}} \approx 0.12$. Для полупроводника GaAs с параметрами $\varepsilon=12$, $m_e = 0.063m_0$, $m_h = 0.51m_0$ получим следующие значения для энергий основных состояний:

$$\begin{aligned} E_{ex} &= 5.9 \cdot 10^{-3} \text{ эВ,} \\ E_{tr-} &= 0.7 \cdot 10^{-3} \text{ эВ,} \\ E_{tr+} &= 1.2 \cdot 10^{-3} \text{ эВ.} \end{aligned}$$

В заключении этого пункта приведем основные сведения по эффекту Зеемана для экситона. Электрон имеет допустимые проекции спина $S_z = \pm \frac{1}{2}$, дырка имеет допусти-

мые проекции полного момента $J_z = \pm \frac{3}{2}$. Согласно работе [7] для описания зеемановских подуровней дырки используется эффективный спин дырки с допустимыми проекциями $\Sigma_z = \pm \frac{1}{2}$ для значений $J_z = \pm \frac{3}{2}$, соответственно.

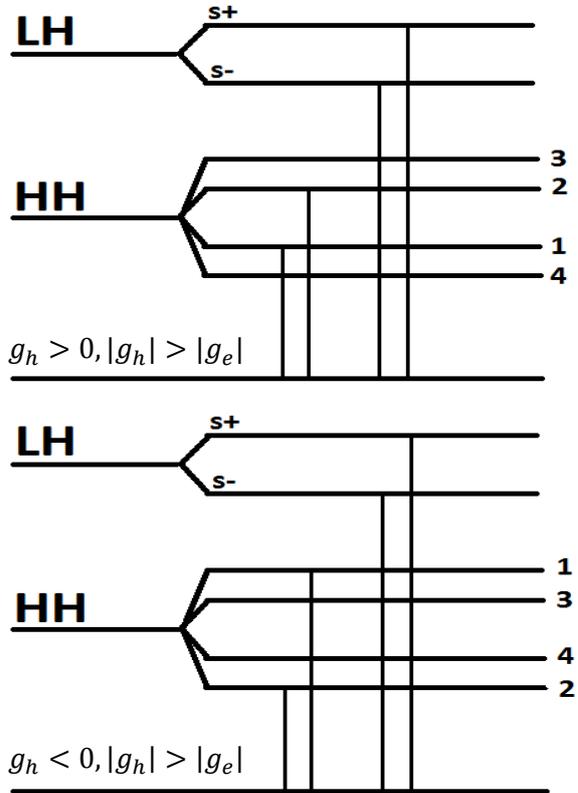


Рис.16. Расщепление уровней HH- и LH-экситонов в магнитном поле. Номера указаны базисные состояния.

Для экситона на тяжелой дырке существует четыре базисных состояния $|S_z, \Sigma_z\rangle$:

$$\psi_1 = \left| \frac{1}{2}, -\frac{1}{2} \right\rangle, \psi_2 = \left| -\frac{1}{2}, \frac{1}{2} \right\rangle$$

$$\psi_3 = \left| \frac{1}{2}, \frac{1}{2} \right\rangle, \psi_4 = \left| -\frac{1}{2}, -\frac{1}{2} \right\rangle.$$

Энергии уровней в магнитном поле описываются выражением $E = \mu_B B (g_e S_z - g_h \Sigma_z)$. Оптически допустимыми являются рекомбинации из состояний 1 и 2 с излучением σ^+ и σ^- циркулярно поляризованных фотонов. Величина расщепления Зеемана для этих уровней $\Delta E = (g_e + g_h) \mu_B B = g_{ex} \mu_B B$. Для экситона на легкой дырке с допустимыми проекциями полного момента $\pm \frac{1}{2}$ в магнитном поле существует только два оптически разрешенных уровня. На Рис.16 изображены

уровни экситонов в магнитном поле при двух различных соотношениях между g_e и g_h . g_e считаем отрицательным [7].

Методика эксперимента

В работе изучались спектры фотолюминесценции экситонов в потенциальной ловушке. Эксперимент проводился в жидком гелии-4 при температуре 1.6-1.7 К в магнитном поле до 6 Тл в геометрии Фарадея.

Образец представлял собой гетероструктуру GaAs/Al_xGaAs_{1-x} с долей Al около 30%. На поверхность структуры была нанесена металлическая маска (шоттки-затвор) с отверстиями различных форм и размеров. В данной работе измерения проводились для круглого отверстия. Рис.2 отображает геометрию образца. Ширина номинально нелегированной GaAs квантовой ямы $d_{QW} = 250 \text{ \AA}$. Расстояние между верхним электродом (металлическая маска) и КЯ $d_1 = 800 \text{ \AA}$. Радиус отверстия $R_0 = 3.5 \text{ мкм}$. Расстояние между нижним и верхним электродами 2650Å. На нижнем электроде поддерживался нулевой потенциал. Напряжение подавалось на верхний электрод.

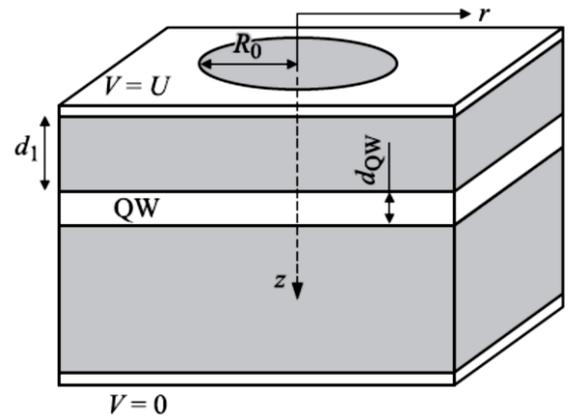


Рис.2. Геометрия образца.

Диод Шоттки, образующийся на границе «верхний электрод – полупроводник», открывался при напряжении на верхнем электроде вблизи $U_0 = 500 \text{ мВ}$ (т.н. «режим плоских зон» - flatband).

Генерация неравновесных носителей в КЯ осуществлялась через отверстие в верхнем электроде с помощью комбинации двух ла-

зеров. Лазер с длиной волны $\lambda = 780$ нм является подбарьерным, т.е. он возбуждает носители только в самой КЯ, заряжая ее отрицательно. Другой лазер, с длиной волны $\lambda = 658$ нм, является надбарьерным, т.е. возбуждает носители как в яме, так и в барьере, и заряжает КЯ положительно. Комбинацией двух лазеров достигалась ситуация, наиболее приближенная к нейтральной. После генерации неравновесных носителей часть из них рекомбинирует безызлучательно, а часть связывается в экситоны. Экситоны живут конечное время и затем рекомбинируют с излучением фотона, что и наблюдается в спектрах люминесценции. Спектры регистрировались с помощью решеточного спектрографа, оснащенного охлаждаемой кремниевой CCD-камерой.

Для повышения точности измерений малых спектральных расщеплений в магнитном поле энергия спектральной линии определялась через нахождение ее "центра масс" (геометрическая интерпретация). Рассчитывалась площадь под линией и определялось положение вертикальной линии, которая делит площадь пополам. Если по горизонтальной оси отложена энергия, то координата разделительной линии даст энергию этой линии. При вычислениях площади основание линии обрезалось на некотором уровне (нужны границы линии для вычислений). Вариации этого уровня и параметров расчета приводили к изменениям определяемой энергии линии в пределах ± 10 мкэВ, что и бралось за погрешность определения энергии линии. Вычисления проводились в пакете Origin 8.0.

Экспериментальные результаты

Определение режима нейтральности

Для начала разберем вопрос о заряженности квантовой ямы. Если систему возбуждать только подбарьерным лазером, то КЯ заряжается. Если, помимо подбарьерного лазера, в систему добавить излучение надбарьерного, то можно контролировать

заряд КЯ и, соответственно, добиваться нейтральной ситуации. Критерием нейтральности является наличие в спектре линии экситона на легкой дырке (ЛН). Энергия связи ЛН-экситона меньше, чем у экситона на тяжелой дырке (НН), поэтому эта линия наблюдается с синей стороны от линии НН-экситона. В заряженной ситуации из-за экранировки носителями заряда ЛН-экситон не образуется и его линия отсутствует в спектре люминесценции. На Рис.3 представлены спектры люминесценции НН- и ЛН-экситона при варьировании мощности надбарьерного лазера P_{658} и при фиксированных мощности подбарьерного лазера P_{780} и напряжении U на верхнем электроде. Рис.3b показывает, что при значениях мощности надбарьерного лазера около 10-15 мкВт в спектре отсутствует линия ЛН-экситона, т.е. КЯ заряжена.

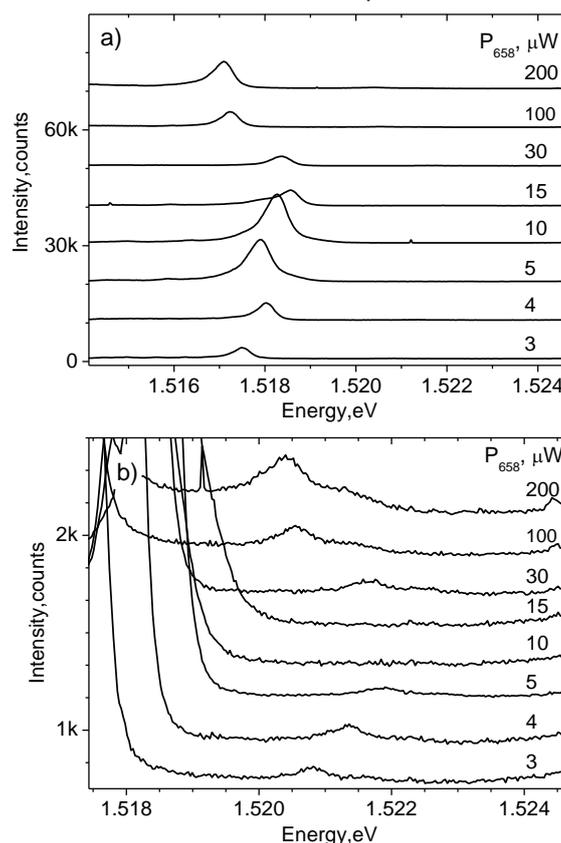


Рис.3. Спектры люминесценции экситонов при различных мощностях P_{658} надбарьерного лазера: а) НН-экситон, б) ЛН-экситон. $P_{780} = 60$ мкВт, $U = 383$ мВ, $V = 0$.

На Рис.4 представлены зависимости энергии и интенсивности линии люминесценции НН-экситона от мощности надбарьерного

лазера в отсутствие магнитного поля (мощность подбарьерного лазера P_{780} и напряжение U на верхнем электроде фиксированы). Зависимости показывают, что энергия линии меняется на 0.25 мэВ при переходе от нейтральной(5мкВт) к заряженной(10мкВт) ситуации в КЯ.

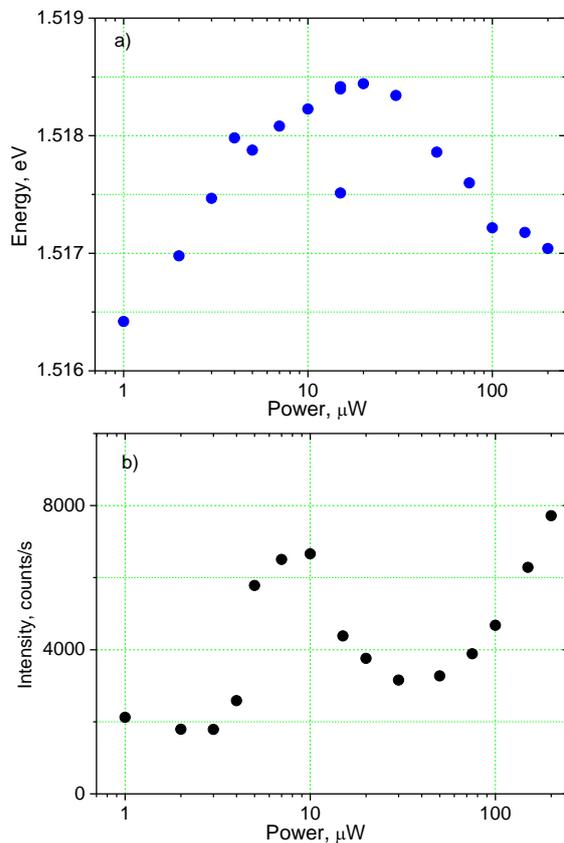


Рис.4. Зависимость энергии (a) и интенсивности (b) линии HH-экситона от мощности P_{658} надбарьерного лазера. $P_{780} = 60$ мкВт, $U = 383$ мВ, $B = 0$.

Следует отметить, что величина скачка значительно меньше, чем разность энергий основных состояний триона и экситона. Следовательно, трионы в КЯ не образуются, а избыточный заряд в КЯ экранирует кулоновскую связь в экситоне. Работа [8] дает основания для таких предположений. Рост интенсивности при приближении к заряженной ситуации также находится в согласии с результатами работы [8].

Эксперимент также показал, что изначально заряженная ситуация в КЯ с ростом магнитного поля переходит в нейтральную

(см. Рис.5а): в малых магнитных полях наблюдается скачок энергии на несколько мэВ. Однако этот скачок имеет другой знак по сравнению с зависимостью на Рис.4а.

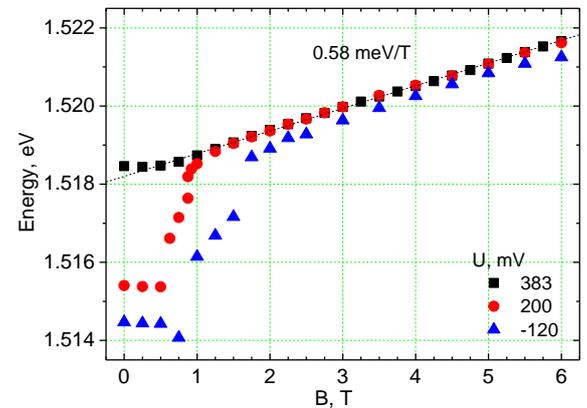


Рис.5а. Энергия линии люминесценции HH-экситона в магнитном поле при различных значениях напряжения U на верхнем электроде. $P_{658} = 20$ мкВт, $P_{780} = 60$ мкВт.

Чтобы разрешить вопрос о том, почему на Рис.4а и Рис.5а при одинаковых мощностях надбарьерного лазера в нулевом магнитном поле наблюдаются разные значения энергии линии, на Рис.5b приведена зависимость энергии линии излучения от напряжения U на верхнем электроде. Зависимость показывает, что изменение напряжения на величину $\Delta U = 183$ мВ приводит к изменению энергии линии излучения экситона в QW на величину 3 мэВ. Это находится в полном согласии с зависимостью на Рис.5а. Различие скачков энергии на величину порядка 0.1 мэВ связано с отличающимися мощностями лазеров, при которых снимались зависимости на Рис.5 и 6. Таким образом, изменение напряжения на верхнем электроде, и, как результат, изменение напряженности поля в КЯ, приводит к сдвигам энергии линии излучения экситонов на величину порядка 1 мэВ.

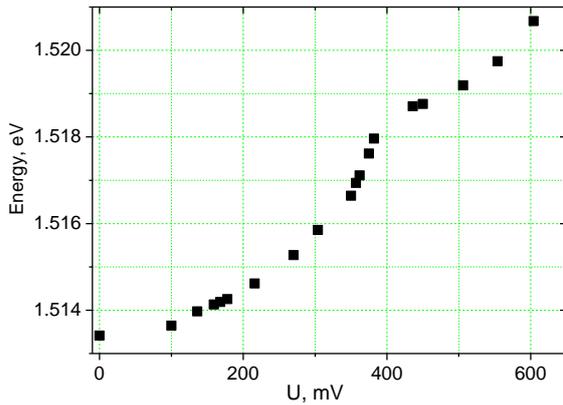


Рис.5б. Зависимость энергии люминесценции экситона в КЯ от напряжения на верхнем электроде. $P_{658} = 30$ мкВт, $P_{780} = 120$ мкВт.

Приведенные выше зависимости позволяют определить режим нейтральной КЯ для дальнейшего изучения. Для дальнейшего изучения был выбран режим с параметрами: $P_{780} = 60$ мкВт, $U = 383$ мВ, $P_{658} = 1 - 5; 30 - 200$ мкВт для нейтральной КЯ.

Зависимость зеемановского расщепления от магнитного поля

В этом пункте будут рассмотрены зависимости расщепления Зеемана для накапливаемых в потенциальной ловушке дипольных экситонов в случае нейтральной и заряженной КЯ. Также будет получена зависимость критического магнитного поля B_c от концентрации экситонов.

В первую очередь рассмотрим режим нейтральной КЯ. Для выявления влияния величины плотности экситонов в КЯ на эффект Зеемана изучались магнитопольные зависимости спин-поляризованных спектров экситонного излучения при различных мощностях надбарьерного фотовозбуждения. На Рис.6 для примера приведена серия спектров люминесценции НН-экситонов в магнитном поле в правой и левой поляризациях при мощности надбарьерного лазера $P_{658} = 100$ мкВт. Расщепление линий по энергии определялось по разности энергий в левой и правой поляризации $\Delta E_Z = E(\sigma^-) - E(\sigma^+)$.

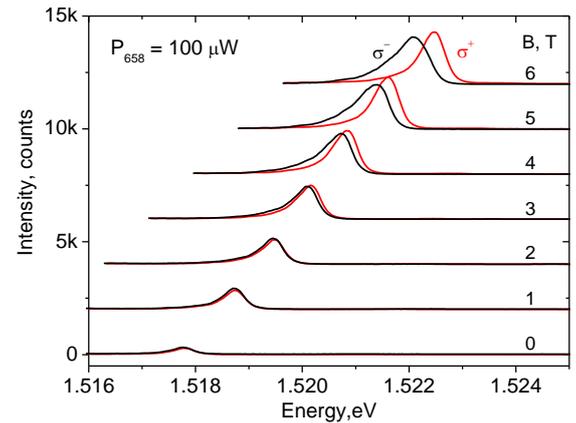


Рис.6. Спектры экситонов в магнитном поле в правой и левой циркулярной поляризации. $P_{780} = 60$ мкВт, $U = 383$ мВ, $P_{658} = 100$ мкВт.

Сами зависимости расщепления от магнитного поля представлены на Рис.7. Из него видно, что действительно для магнитных полей ниже некоторого критического значения расщепление меньше погрешности определения. Это не противоречит представленной выше теории о полном подавлении эффекта Зеемана в спинорном бозе-конденсате и согласуется с результатами, представленными в работах [1, 7].

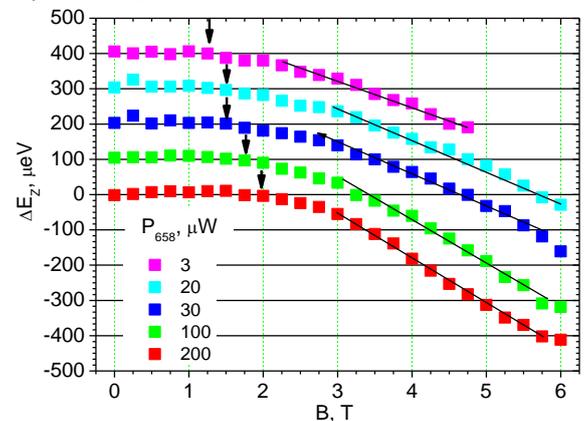


Рис.7. Расщепление Зеемана в магнитном поле при различных значениях мощности надбарьерного лазера P_{658} . Для удобства кривые смещены по вертикали с шагом 100 мкэВ. $P_{780} = 60$ мкВт, $U = 383$ мВ.

Из Рис.7 видно, что с увеличением накачки величина B_c возрастает. Точность определения значений критических полей на основании этих данных невысока. Тем не менее можно попытаться построить, например, за-

висимость B_c от мощности фотовозбуждения. Однако, как было показано выше (см. Рис.4b), интенсивность линии НН-экситонов в используемой ловушке сложным, немонотонным образом меняется с накачкой. Поэтому для определения зависимости критического поля от экситонной концентрации $B_c(n)$ имеет смысл, воспользовавшись данными Рис.4b, построить график критического магнитного поля в функции интенсивности линии люминесценции НН-экситонов в отсутствие магнитного поля. Полученная в результате зависимость представлена на Рис.8. Она близка к линейной. Естественно предположить, что интенсивность линии люминесценции линейно связана с экситонной концентрацией. Таким образом, получается, что величина критического магнитного поля зависит от плотности экситонов в ловушке также линейно. Это, по крайней мере, не противоречит изложенной выше теории.

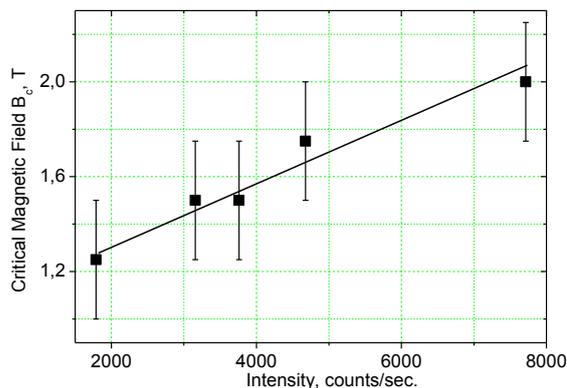


Рис.8. Критическое магнитное поле B_c как функция интенсивности линии люминесценции НН-экситона без магнитного поля. $P_{780} = 60$ мкВт, $U = 383$ мВ.

В полях выше критического наблюдается заметное спиновое расщепление, которое в достаточно сильных магнитных полях линейно растет с магнитным полем. Используя формулу для расщепления между зеемановскими уровнями $\Delta E_Z = g\mu_B B$, можно определить значение g-фактора экситона g_{ex} . Результаты расчета по МНК представлены на Рис.9 также в виде зависимости g_{ex} от интенсивности линии люминесценции дипольных НН-экситонов в отсутствие магнитного поля,

которая, как уже упоминалось, отображает плотность экситонов в потенциальной ловушке. Из Рис.9 видно, что g_{ex} растет с экситонной концентрацией. Кроме того, он существенно отличается по величине от g-фактора в сильных магнитных полях из работы [7]. Скорее всего, это несоответствие связано с тем, что g-фактор дырки сам зависит от магнитного поля.

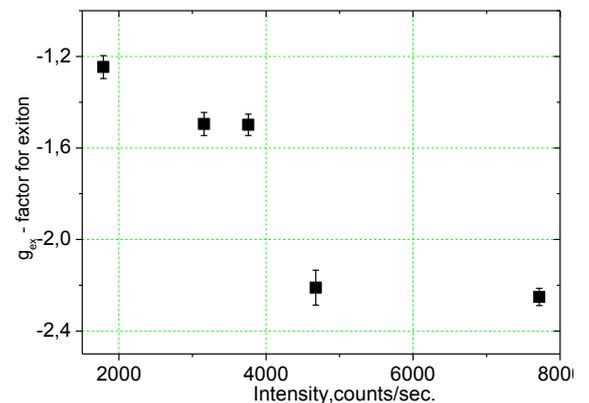


Рис.9. Зависимость g-фактора экситона от интенсивности линии люминесценции НН-экситона без магнитного поля. $P_{780} = 60$ мкВт, $U = 383$ мВ.

Теперь рассмотрим случай заряженной КЯ. Заряженная ситуация достигалась изменением напряжения на верхнем электроде образца: $U = 383$ мВ соответствует нейтральной КЯ, 200 мВ и -120 мВ – заряженной. Зависимости энергий экситона от магнитного поля при этих напряжениях показаны выше, на Рис.5а. Переход от заряженной к нейтральной ситуации соответствует выходу в области магнитных полей $B = 1 \div 2$ Тл на общую для всех трех графиков прямую с наклоном ≈ 0.58 мэВ/Тл. Именно в этот момент в спектрах появляется линия ЛН-экситона. Зависимость энергии экситона от магнитного поля в заряженной области демонстрирует общий сдвиг в сторону высоких энергий на 3-4 мэВ. Но на фоне этого сдвига наблюдаются особенности, связанные, по-видимому, с изменением концентрации свободных носителей в КЯ.

На Рис.10 представлены зависимости от магнитного поля зеемановского расщепления по энергии линий люминесценции экс-

тонов при трех упомянутых выше значениях приложенного напряжения. Расщепление определялось с точностью ± 20 мкэВ. Сравнение показывает, что в малых магнитных для нейтральной КЯ наблюдается обычная компенсация, тогда как в заряженных КЯ имеются отличные от нуля рас. Причем величина расщепления, как и энергия экситона, демонстрирует резкие изменения при определенных значениях магнитного поля. Таким образом, в режиме заряженной КЯ в малых магнитных полях расщепление линии по энергии существует и эффект его подавления отсутствует.

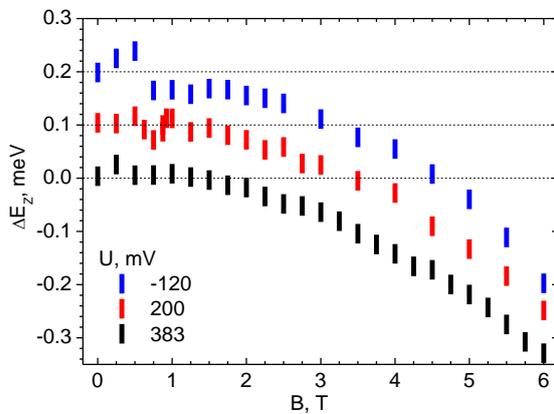


Рис.10. Зависимость расщепления Зеемана в магнитном поле при различных значениях напряжения на верхнем электроде. $P_{658} = 20$ мкВт, $P_{780} = 60$ мкВт. Для удобства кривые смещены по вертикали с шагом 100 мкэВ.

Энергия, интенсивность, ширина и циркулярная поляризации экситонной линии

В данном пункте рассматриваются зависимости от магнитного поля энергии, интенсивности и ширины линий излучения экситонов в КЯ и анализируется взаимосвязь этих параметров. Все эти зависимости получены посредством обработки магнитополевых спектральных серий, измеренных при различных мощностях надбарьерного лазера P_{658} и при выбранных ранее (см. Рис.4b) фиксированных мощности подбарьерного лазера и напряжении на затворе: $P_{780} = 60$ мкВт, $U = 383$ мВ.

На Рис.11 приведены зависимости от магнитного поля энергии линии люминесценции экситонов при различных мощностях надбарьерного лазера. Видно, что при небольших накачках в области малых магнитных полей никаких аномалий не наблюдается: слабую нелинейность можно попытаться описать квадратичным по полю ланжевеновским диамагнитным сдвигом, пропорциональным квадрату боровского радиуса экситона. Но с ростом накачки величина этого «синего» сдвига становится все больше. Похоже, что при значительном увеличении мощности надбарьерного фотовозбуждения становится все сложнее сохранять нейтральность в КЯ. Кроме того, с ростом накачки увеличивается наклон зависимости $E(B)$: от 0.53 до 0.90 мэВ/Тл.

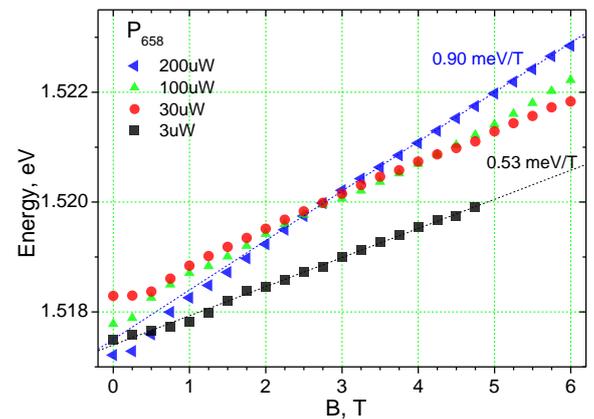


Рис.11. Энергия линии люминесценции экситона в КЯ в магнитном поле при различных мощностях надбарьерного лазера. $P_{780} = 60$ мкВт, $U = 383$ мВ.

Зависимость интенсивности линий от магнитного поля показана на Рис.12. При мощностях накачки до 100 мкВт наблюдается резкое, приблизительно двукратное, увеличение интенсивности в малых магнитных полях, за которым следует менее быстрый монотонный рост. Общее увеличение интенсивности от 0 до 6 Тл растет с накачкой: от ≈ 3 раз при 3 мкВт до 7-8 раз при 100 мкВт. При накачке 200 мкВт начальный скачок в малых полях отсутствует – интенсивность линий растет монотонно от 0 Тл. Причем до 2 Тл она одинакова для правой и левой циркулярной поляризации, а при $B > 2$ Тл линия в правой

поляризации ($\sigma+$) растет гораздо быстрее, чем в левой ($\sigma-$).

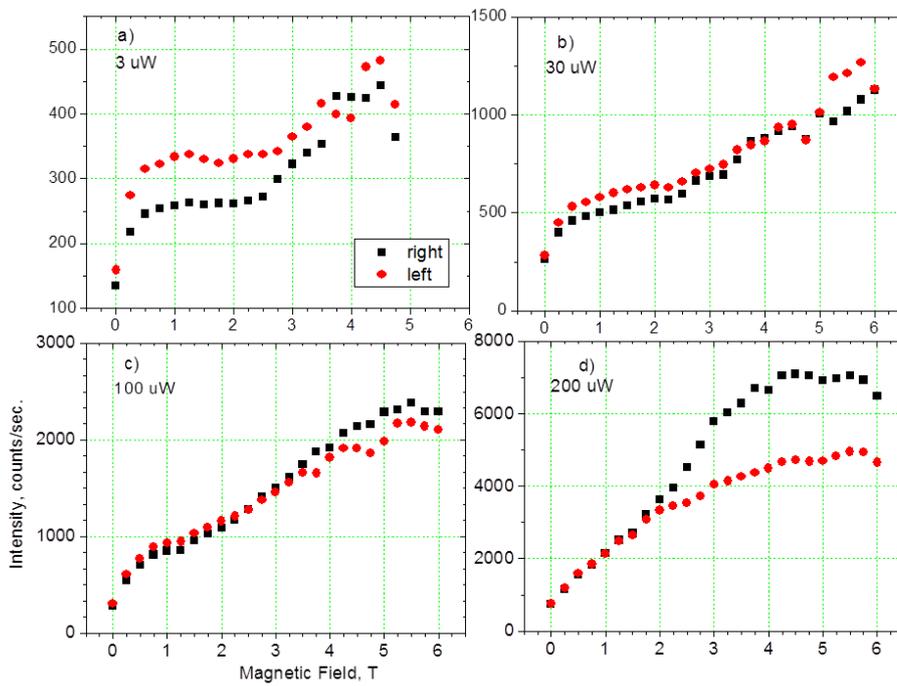


Рис.12. Зависимости интенсивности излучения экситона в КЯ от магнитного поля в правой ($\sigma+$) и левой ($\sigma-$) циркулярной поляризации при различной мощности надбарьерного фотовозбуждения: $P_{658} = 3$ (a), 30 (b), 100 (c) и 200 мкВт (d). $P_{780} = 60$ мкВт, $U = 383$ мВ.

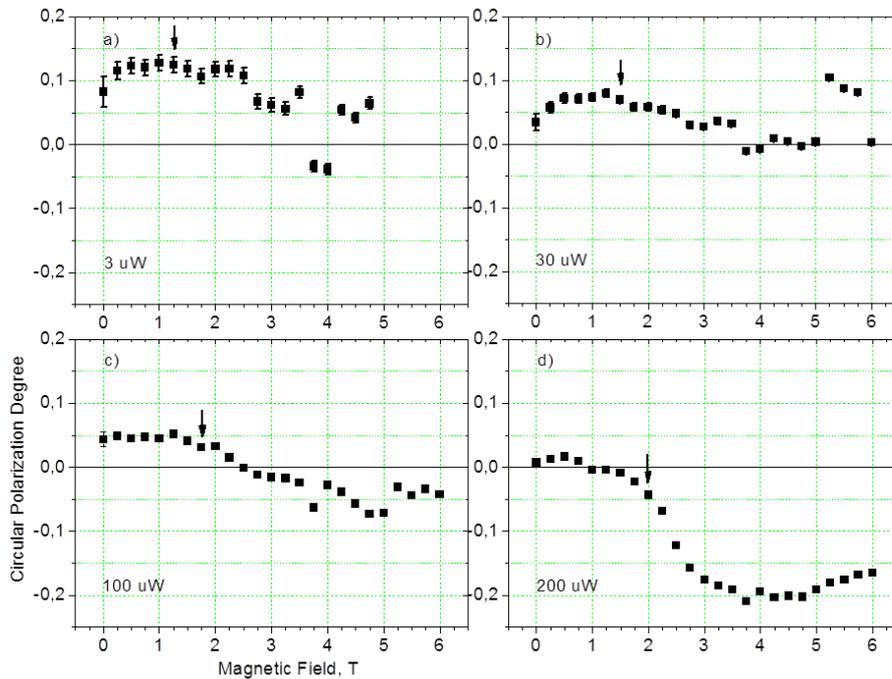


Рис.13. Зависимости степени циркулярной поляризации излучения экситона в КЯ от магнитного поля при различной мощности надбарьерного фотовозбуждения: $P_{658} = 3$ (a), 30 (b), 100 (c) и 200 мкВт (d). $P_{780} = 60$ мкВт, $U = 383$ мВ.

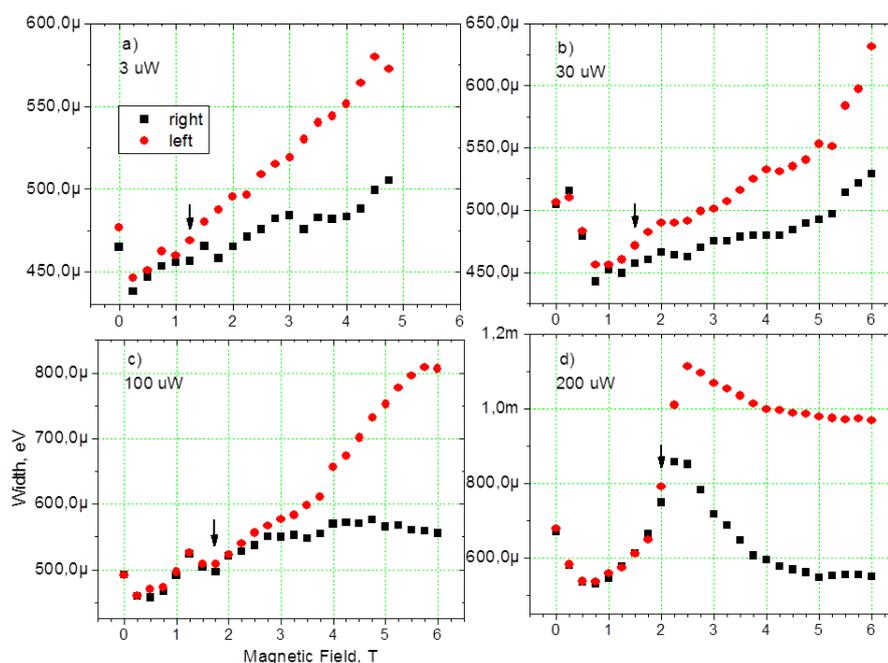


Рис.14. Зависимости ширины линии излучения экситона в КЯ от магнитного поля в правой (σ^+) и левой (σ^-) циркулярной поляризации при различной мощности надбарьерного фотовозбуждения: $P_{658} = 3$ (a), 30 (b), 100 (c) и 200 мкВт (d). $P_{780} = 60$ мкВт, $U = 383$ мВ.

При малых мощностях надбарьерного лазера интенсивность левой поляризации выше интенсивности правой, т.е. наблюдается отличная от нуля циркулярная поляризация. С повышением мощности лазера степень циркулярной поляризации становится меньше, и при некотором магнитном поле меняет свой знак. Величина этого поля также уменьшается с ростом мощности. При этом, как видно из Рис.13, максимальное значение (не по модулю!) степени поляризации уменьшается с увеличением мощности. Это же происходит и для минимального значения. Таким образом, при больших мощностях надбарьерного лазера и в сильных магнитных полях наблюдается отсутствие термодинамического равновесия в системе, т.к. более заселенным оказывается более высокий по энергии уровень. При этом с увеличением мощности система все дальше уходит от равновесия.

Таким образом, наблюдается несоответствие с приведенной выше теорией [1], где степень циркулярной поляризации растет с магнитным полем до единицы, и в полях выше критического сохраняет свое значение

$\rho = 1$. В работе [2] в малых полях наблюдается отрицательная степень циркулярной поляризации, и в больших полях меняет знак. Т.е. также получили несоответствие.

Поговорим о ширине линий излучения экситонов в КЯ. Зависимости на Рис.14 демонстрируют, что при всех мощностях надбарьерного лазера линия левой поляризации всегда шире линии правой поляризации. При этом в сильных магнитных полях первая уширяется всегда сильнее второй. Также зависимости показывают, что при мощностях, не превышающих 100 мкВт, всегда наблюдается уширение линий. Но при больших мощностях линии становятся уже в полях выше некоторого.

Интересной особенностью является то, что существует отличная корреляция между сужением линий с ростом степени циркулярной поляризации в малых магнитных полях. При этом сужение тем сильнее, чем больше рост степени поляризации. В сильных магнитных полях эта корреляция также существует, однако при мощности 200 мкВт наблюдаются отступления от правила.

Между величиной критического поля B_c , степенью поляризации и шириной линии люминесценции экситона также существует связь. На Рис.13, 14 стрелками отмечены значения критических магнитных полей. Зависимости показывают, что только в магнитных полях выше критического наблюдается спад степени циркулярной поляризации люминесценции и возникает разность ширины линий в правой и левой поляризациях. В работе [2] степень циркулярной поляризации также испытывает изменение первой производной у критического поля, однако знак этого изменения иной.

Заключение

Исследованы условия наблюдения подавления зеемановского расщепления для пространственно-непрямых экситонов в потенциальной ловушке. Проведено сравнение полученных экспериментальных результатов с теорией данного эффекта [1] и экспериментальными данными для экситонных поляритонов [2].

Установлено, что с точностью до погрешности измерений (± 10 мкэВ) подавление зеемановского расщепления наблюдается для нейтральной КЯ. В заряженной КЯ этот эффект отсутствует.

Выявлено, что значение критического магнитного поля B_c , выше которого компенсация спинового расщепления пропадает, растет с плотностью экситонов в ловушке по линейному закону.

Установлено, что система сильнее отклоняется от равновесия в магнитных полях выше критического B_c .

Замечено, что в малых магнитных полях линии люминесценции экситонов быстро сужаются, но затем, с ростом магнитного поля, заметно уширяются. При этом в полях выше критического B_c линия левой (σ^-) поляризации всегда шире линии правой (σ^+) поляризации, расположенной выше по энергии.

Благодарности

Хочу поблагодарить Горбунова А.В. за отличное руководство исследовательским процессом, плодотворное обсуждение результатов и всестороннюю помощь в подготовке дипломной работы. Также хотелось бы поблагодарить Тимофеева В.Б. за полезные замечания и обсуждения результатов эксперимента.

Список литературы

- [1] Yuri G. Rubo, A. V. Kavokin, I. A. Shelykh "Suppression of superfluidity of exciton-polaritons by magnetic field" – Physics Letters A **358**, 227 (2006)
- [2] A. V. Larionov, V. D. Kulakovskii, S. Höfling, C. Schneider, L. Worschech, A. Forchel "Polarized nonequilibrium Bose-Einstein Condensates of Spinor Exciton Polaritons in a Magnetic Field" – Phys. Rev. Lett. **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, D. N. Krizhanovskii "Suppression of Zeeman Splitting of the Energy Levels of Exciton-Polariton Condensates in Semiconductor Microcavities in an External Magnetic Field" – Phys. Rev. Lett. **106**, 257401 (2011)
- [4] "Exciton polaritons in microcavities", Eds. D. Sanvitto and V. Timofeev, Springer, 2013
- [5] A. V. Gorbunov, V. B. Timofeev "Compensation of dipolar-exciton spin splitting in magnetic field" – Solid State Comm. **157**, 6 (2013)
- [6] P. A. Сергеев, P. A. Сурис «Энергия основного состояния X^+ и X^- трионов в двумерной квантовой яме при произвольном отношении масс.» – ФТТ **43**, 714 (2001)
- [7] M. J. Snelling, E. Blackwood, C. J. McDonagh, R. T. Harley, C. T. B. Foxon "Excitons, heavy-hole, and electron g factors in type-I GaAs/AlGaAs quantum wells." – Phys. Rev. B **45**, 3922 (1992)
- [8] С. И. Губарев, О. В. Волков, В. А. Ковальский, Д. В. Кулаковский, И. В. Кукушкин «Влияние экранирования двумерными носителями на энергию связи экситонных состояний GaAs/AlGaAs квантовых ямах» – Письма в ЖЭТФ **76**, 673 (2002)

