

# ЗЕЕМАНОВСКОЕ РАСЩЕПЛЕНИЕ ЭКСИТОНОВ В КВАНТОВЫХ ЯМАХ GaAs/AlGaAs В ГЕОМЕТРИИ ФАРАДЕЯ

Ф. С. Григорьев<sup>a\*</sup>, М. А. Чукаев<sup>a</sup>, В. А. Ловицос<sup>b</sup>, Ю. П. Ефимов<sup>b</sup>, С. А. Елисеев<sup>b</sup>

<sup>a</sup> Лаборатория оптики спина,  
Санкт-Петербургский государственный университет  
198504, Санкт-Петербург, Россия

<sup>b</sup> Ресурсный центр «Нанопотоника»,  
Санкт-Петербургский государственный университет  
198504, Санкт-Петербург, Россия

Поступила в редакцию 18 мая 2023 г.,  
после переработки 2 июня 2023 г.  
Принята к публикации 5 июня 2023 г.

Экспериментально исследовано зеемановское расщепление в гетероструктуре GaAs/AlGaAs. Проведенный численный расчет волновых функций экситонных состояний, учитывающий зоны тяжелых дырок, легких дырок и зону, отщепленную спин-орбитальным взаимодействием, количественно согласуется с экспериментальными данными как для экситона с тяжелой дыркой, так и для экситона с легкой дыркой. Показано, что для объяснения экспериментально полученных значений зеемановского расщепления в исследованной квантовой яме необходим учет как кулоновского взаимодействия, так и вклада трех зон в валентной зоне. Описан эффект экранирования экситонных состояний двумерным газом электронов, концентрация которых составляет величину  $n \approx 10^9 \text{ см}^{-2}$ . Численный расчет проведен для большого диапазона ширин квантовых ям и концентраций алюминия в барьерах, составлена карта зависимости величины эффективного  $g$ -фактора от этих параметров для магнитного поля величиной  $B = 5 \text{ Тл}$ .

DOI: 10.31857/S0044451023110068  
EDN: PMGEIT

Величина этого эффекта невелика в меру отношения энергии размерного квантования электрона к расстоянию до соседних зон.

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Исследования магнитоэкситонов в квантовых ямах GaAs/AlGaAs [1–4] показывают нелинейность расщепления экситонных состояний в магнитном поле. Эта нелинейность объясняется ярко выраженным эффектом перенормировки  $g$ -фактора. Он заключается в изменении зеемановского расщепления свободного носителя заряда под влиянием, в первую очередь, соседних зон в полупроводнике. Так, например, простая зона проводимости в GaAs, позволяет описать эффект перенормировки  $g$ -фактора формулой Рот [5]. Входящие в эту формулу расстояния до соседних зон изменяются в квантовых ямах GaAs/AlGaAs за счет размерного квантования, что приводит к изменению величины эффекта перенормировки [6–8], который был измерен экспериментально по сигналу фарадеевского вращения.

Помимо электрона, в большей степени поведение экситона в магнитном поле определяется дыркой. Аналогичный формуле Рот подход для валентной зоны позволяет получить параметр  $\kappa$ , определяющий энергию взаимодействия углового момента дырки с магнитным полем с учетом влияния ближайших зон [9]. Однако этот параметр не включает взаимодействия зон тяжелых дырок, легких дырок и спин-отщепленной зоны между собой. Поэтому этот параметр определяет «голый»  $g$ -фактор дырок, который подвержен дальнейшей перенормировке за счет взаимодействия между тремя обозначенными зонами. Близко расположенные зоны тяжелых и легких дырок дают больший вклад в перенормировку «голового» значения  $g$ -фактора, однако, как мы показываем далее, учет влияния спин-отщепленной зоны необходим для полноценного описания  $g$ -фактора экситона.

\* E-mail: f.grigoriev@spbu.ru

Наконец, зеемановское расщепление экситонного состояния отличается от простой суммы расщеплений для зон электронов и дырок. Для достаточно широких квантовых ям экситонная волновая функция формируется в виде стоячей волны и может быть приближенно описана волновым вектором центра масс экситона. В таких квантовых ямах была показана [10–14] зависимость перенормированного  $g$ -фактора экситона от волнового вектора для квантовых ям на основе GaAs, CdTe и ZnSe. В рамках этих работ величина  $g$ -фактора с большим или с меньшим успехом описывалась смешиванием тяжелых и легких дырок в валентной зоне. Тем не менее работы с более простой моделью [10–13], которая предполагает факторизуемую волновую функцию экситона с разделением движения центра масс от относительного движения электрона и дырки, не могут претендовать на описание изменения  $g$ -фактора с магнитным полем за счет вариации смешивания. Более сложные модели [14] используют численный микроскопический расчет экситонной волновой функции, который, в частности, отражает сжатие волновой функции экситона магнитным полем, и потому более полно могут описать поведение энергии экситона в магнитном поле, включая зеемановское расщепление под влиянием перенормировки  $g$ -фактора.

Пионерские работы по исследованию экситонов в типичных квантовых ямах (шириной 5–20 нм) [1–4] опираются на расчет уровней размерного квантования носителей, для которых затем рассчитывается энергетическая поправка за счет кулоновского взаимодействия. Тем не менее в таких системах вклад в перенормировку  $g$ -фактора экситонных эффектов также является существенным [15]. Учет экситонных эффектов как поправки часто оказывается недостаточно точным. Об этом свидетельствует значительное отличие получаемых экспериментально значений  $g$ -фактора экситона от численно полученных. Расхождение сохраняется и при попытке учета дополнительного смешивания, возникающего вследствие нарушения симметрии кристалла на границах квантовой ямы [16]. Симметричные соображения позволяют утверждать, что такое смешивание возможно, но, к сожалению, не указывают на его величину. В работах [15, 16] авторы характеризуют величину смешивания параметром  $t_{lh} = 0.5$ , однако приведенные вычисленные значения  $g$ -факторов умеренно согласуются с экспериментальными значениями. В настоящее время истинная величина этого параметра неизвестна, и необходимы дополнительные измерения и уточненные модели для достовер-

ного определения величины эффекта.

Литературные экспериментальные данные, с другой стороны, разрознены и ненадежны. Так, в ранних работах [1–4] полуширина на полувысоте исследуемых резонансов редко составляет величину менее 1 мэВ, что делает наблюдение расщепления экситонных состояний в полях менее 2 Тл довольно ненадежными. Кроме того, как показано в работе [17], даже небольшая концентрация двумерного газа электронов (ДГЭ) (примерно  $5 \cdot 10^9 \text{ см}^{-2}$ ) способна экранировать кулоновский потенциал в экситоне. При экранировании волновая функция экситона также изменяется, что, в свою очередь, изменяет эффект перенормировки расщепления Зеемана. Этот эффект мы также иллюстрируем в нашей работе.

Наконец, зеемановское расщепление экситона с легкой дыркой может демонстрировать большую нелинейность при антипересечении этого состояния с возбужденными состояниями экситона с тяжелой дыркой [4, 16]. Величина этого эффекта также варьируется с шириной квантовой ямы и должна проявляться в квантовых ямах шириной менее 14 нм при концентрации алюминия в барьерах 30%. Такое антипересечение дополнительно затрудняет экспериментальные исследования и делает практически невозможным описание расщепления экситонного резонанса экситона с легкой дыркой единственным параметром  $g$ -фактора.

Таким образом, необходимо подробное экспериментальное исследование поведения экситонных резонансов в типичных квантовых ямах GaAs/AlGaAs шириной от 5 до 30 нм, которое бы использовало доступные на сегодняшний момент высококачественные гетероструктуры. Такое исследование должно сопровождаться микроскопическими численными расчетами волновых функций экситона. Настоящая работа является первым шагом в этом направлении. Мы исследовали высококачественную гетероструктуру с квантовой ямой шириной 14 нм с невысокой концентрацией алюминия в барьерах (около 3%). Малая концентрация алюминия позволила в расчете пренебречь эффектами разрывов эффективных масс [18] и диэлектрических проницаемостей [19] на границах квантовой ямы. Относительно малые барьеры также позволяют пренебречь дополнительным смешиванием зон в валентной зоне из-за нарушения симметрии на границах квантовой ямы [16]. При этом нам удалось достоверно описать величину  $g$ -фактора как экситона с тяжелой дыркой, так и экситона с легкой дыркой. Для этого в численном расчете мы учитываем смешивание зон

тяжелых дырок, легких дырок, а также спин-орбитально отщепленной зоны.

Статья построена следующим образом: в разд. 2 представлены детали численного метода, а также детали экспериментального метода, использованного в нашей работе; разд. 3 содержит описание результатов и сопоставление численно полученных энергий экситонов с экспериментальными величинами; в разд. 4 проведен подробный анализ полученных результатов; разд. 5 обобщает полученные результаты и подводит итог нашей работы.

## 2. МЕТОДЫ

Мы использовали специально разработанную численную методику получения волновых функций и энергий экситонных состояний для анализа экспериментально полученных значений энергий экситонных переходов. Экспериментально были измерены спектры отражения гетероструктуры GaAs/Al<sub>0.03</sub>Ga<sub>0.97</sub>As с квантовой ямой номинальной шириной 14 нм. Спектры представлены на рис. 1. Гетероструктура обладает высоким кристаллическим качеством. Это, в частности, проявляется в сравнимой величине радиационного и нерадикационного уширения линии экситонного резонанса в спектрах отражения. Как и в предыдущих работах, мы анализируем спектры отражения, подгоняя измеренные спектры с помощью формул

$$R = \left| \frac{r_b + e^{i\phi} r_{QW}}{1 + r_b e^{i\phi} r_{QW}} \right|^2, \quad (1)$$

$$r_{QW} = \sum_j \frac{i\hbar\Gamma_{0j}}{\omega - \omega_j + i\hbar(\Gamma_{0j} + \Gamma_j)}, \quad (2)$$

где  $r_b$  — фоновый амплитудный коэффициент отражения от поверхности образца,  $r_{QW}$  — вклад в коэффициент отражения экситонных резонансов, каждый из которых обладает энергией  $\omega_j$ , радиационным уширением  $\hbar\Gamma_{0j}$  и нерадикационным уширением  $\hbar\Gamma_j$ . Величина  $\phi$  — это набег фазы между светом, отраженным от поверхности гетероструктуры, и светом, отраженным квантовой ямой. Поэтапное получение этих формул описано в монографии [20]. В рамках настоящей работы экспериментально наблюдались резонансы экситонов с тяжелой дыркой, с легкой дыркой, а также состояния трионов. Сумма вкладов этих резонансов описывается формулой (2). Применимость этих формул также подтверждает высокое качество исследуемого образца. Действительно, формулы игнорируют неоднородное уширение резонансов, и их способность аккуратно описать

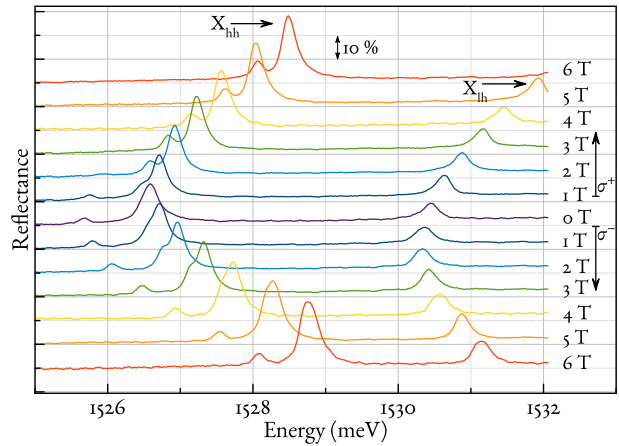


Рис. 1. Спектры отражения гетероструктуры с квантовой ямой GaAs/AlGaAs номинальной шириной 14 нм в магнитном поле до 6 Тл в двух циркулярных поляризациях.  $X_{hh}$  и  $X_{lh}$  отмечают положение экситонного резонанса с тяжелой и легкой дыркой соответственно

наблюдаемые спектры говорит о том, что такое уширение пренебрежимо мало по сравнению с однородным уширением резонансов.

Экспериментально полученные спектры для образца при температуре  $T = 1.2$  К, измеренные в двух циркулярных поляризациях, показаны на рис. 1. Экситонные резонансы с тяжелой дыркой и с легкой дыркой обозначены как  $X_{hh}$  и  $X_{lh}$  соответственно. В магнитном поле эти резонансы испытывают диамагнитный сдвиг и зеемановское расщепление, которое более явно проявляется для резонанса экситона с легкой дыркой. Кроме того, наблюдаются еще два резонанса с энергиями ниже энергии экситона с тяжелой дыркой, которые мы приписываем трионным состояниям в синглетной и триплетной конфигурациях.

Интерпретация экспериментальных данных была проведена с помощью численного моделирования. Разработанный ранее численный метод [14, 21–24] позволяет найти решение уравнение Шредингера для экситона в квантовой яме и включает учет смешивания зон тяжелых и легких дырок. Он использует метод конечных разностей для получения большой разреженной матрицы, соответствующей гамильтониану экситона. Эта матрица частично диагонализуются с использованием алгоритма Арнольди. Способ построения матрицы на основе гамильтониана Латтинжера был детально описан в работе [24]. Для более полного согласия с экспериментом в настоящей работе гамильтониан был расширен и включает также зону, отщепленную спин-орбитальным взаимодействием. Структура такого га-

милльтониана для валентной зоны описана в монографии [25]. Общий гамильтониан экситона был записан в виде

$$H_{ex} = H_c + H_v - \frac{e^2}{\varepsilon r} + U(z_e, z_h), \quad (3)$$

где  $H_c$  описывает зону проводимости,  $H_v$  — валентную зону, а третий и четвертый члены описывают кулоновское взаимодействие и потенциал квантовой ямы ( $e$  — заряд электрона,  $\varepsilon$  — диэлектрическая проницаемость GaAs,  $r$  — расстояние между электроном и дыркой,  $U(z_e, z_h)$  — прямоугольный потенциал квантовой ямы с координатами электрона  $z_e$  и дырки  $z_h$  вдоль оси роста гетероструктуры). Аналогично подходу в работе [24], первый, третий и четвертый члены в выражении (3) входят в матричную форму  $H_{ex}$  на диагонали. Сама матричная форма  $H_{ex}$  имеет размерность  $6 \times 6$ , и ее структура следует из структуры  $H_v$ , описывающей поведение дырки в валентной зоне.

Переход к координатам относительного движения  $(\rho, \phi)$  и центра масс  $(X, Y)$  в плоскости квантовой ямы отвечает цилиндрической симметрии диагональной части гамильтониана, позволяет отделить координаты центра масс в плоскости квантовой ямы и использовать анзац вида

$$\psi = \exp \left[ i \frac{eB}{2c\hbar} (Yx - Xy) \right] \exp(ik_\phi \phi) \psi(z_e, z_h, \rho), \quad (4)$$

где  $x = \rho \cos \phi, y = \rho \sin \phi$ . При подстановке такого анзаца матрица гамильтониана становится бесконечной и состоит из блоков  $6 \times 6$  исходного гамильтониана, представленного в базисе функций  $\exp(ik_\phi \phi)$ , где  $\phi$  — угловая координата относительного движения экситона в плоскости квантовой ямы, а  $k_\phi$  — целочисленные значения проекции орбитального момента экситона. Мы использовали ограниченный набор таких функций и составили матрицу гамильтониана в ограниченном базисе. Следуя обозначениям в [25], матрица  $H_v$  принимает вид

$$H_v = \begin{pmatrix} F & H & I & I & \frac{iH}{\sqrt{2}} & -i\sqrt{2}I & -i\sqrt{2}I \\ & G & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ & & G & 0 & 0 & 0 & 0 \\ & & & G & 0 & 0 & 0 \\ & & & & S & 0 & 0 \\ & & & & & S & 0 \\ & & & & & & S \end{pmatrix}, \quad (5)$$

при этом ограниченный базис характеризуется набором чисел  $k_\phi$ :  $(0, 1, 2, -2, 1, 2, -2)$ , которым

соответствуют проекции углового момента дырки  $(3/2, 1/2, -1/2, -1/2, 1/2, -1/2, -1/2)$ . В этой записи под диагональю подразумеваются комплексно сопряженные операторы. Оператор  $S = (F+G)/2 + \Delta$ , где  $\Delta = 341$  мэВ — спин-орбитальное расщепление, описывает дырочные состояния в спин-орбитально отщепленной зоне. Сами операторы в терминах параметров Латтинжера выражаются как

$$H = \frac{\sqrt{3}\gamma_3 \hbar^2}{m_0} (k_y k_z + i k_x k_z), \quad (6)$$

$$I = \frac{1}{\sqrt{12}} \left( \frac{3\gamma_2 \hbar^2}{m_0} (k_x^2 - k_y^2) - 2i \frac{\hbar^2 \sqrt{3}\gamma_3}{\sqrt{2}m_0} k_x k_y \right), \quad (7)$$

где  $k_x, k_y, k_z$  — компоненты обобщенного оператора импульса дырки, а  $m_0$  — масса электрона. Для численных расчетов компоненты  $k_x, k_y, k_z$  были представлены в системе координат  $(X, Y, \rho, \phi, z_e, z_h)$ . Параметры Латтинжера в численном расчете имеют значения  $\gamma_1 = 6.98, \gamma_2 = 2.06, \gamma_3 = 2.9, \kappa = -1.2$ . В использованной численной методике обобщенный импульс был записан с вектор-потенциалом в симметричной калибровке с магнитным полем, направленным вдоль оси  $z$ . Вид операторов  $F$  и  $G$  в терминах параметров Латтинжера был приведен в работе [24]. Эти операторы представляют собой диагональные компоненты гамильтониана Латтинжера.

Строго говоря, коэффициенты в операторах  $F$  и  $G$  в составе оператора  $S$  отклоняются от параметров Латтинжера в меру отличия энергетических зазоров между спин-отщепленной зоной и верхними зонами проводимости от аналогичных зазоров для зон тяжелых и легких дырок. Более строгая модель должна отталкиваться от 14-зонной модели, описанной в работе [16], и использовать параметризацию этой модели, отвечающую экспериментально измеренным значениям эффективных масс в зонах тяжелых и легких дырок.

Логика построения ограниченного базиса продиктована правилами отбора по числу  $k_\phi$ , и базис составлен из оптически активного состояния тяжелодырочного экситона и набора состояний легкодырочного экситона и экситона спин-орбитально отщепленной зоны со значениями  $k_\phi = 1, \pm 2$ , которые подмешиваются в первую очередь. В настоящей работе мы опускаем операторы, смешивающие легкодырочные состояния экситона с экситоном в спин-орбитально отщепленной зоне, а также не рассматриваем смешивание из-за нарушения симметрии на границе квантовой ямы, описанного в работе [16].

В рамках использованного подхода матрица  $H_v$  для легкодырочного экситона имеет вид



$$H_v = \begin{pmatrix} G & H^* & I & I & \frac{(G-F)i}{\sqrt{2}} & i\sqrt{\frac{3}{2}}H \\ & F & 0 & 0 & 0 & 0 \\ & & F & 0 & 0 & 0 \\ & & & F & 0 & 0 \\ & & & & S & 0 \\ & & & & & S \end{pmatrix} \quad (8)$$

с набором чисел  $k_\phi$  для легкодырочного состояния  $(0, -1, 2, -2, 0, 1)$  и проекциями углового момента дырки  $(1/2, 3/2, -3/2, -3/2, 1/2, 1/2)$ . Для всех состояний проекция спина электрона в зоне проводимости принимается за  $\sigma_z = -1/2$  для выражения (5) и  $\sigma_z = 1/2$  для выражения (8). Таким образом, оператор в левом верхнем углу описывает оптически активные состояния тяжелого экситона в (5) и легкого экситона в (8). Для легкодырочного экситона мы также игнорируем операторы смешивающие состояния тяжелодырочного экситона с состояниями экситона в спин-орбитально отщепленной зоне.

Результаты численного моделирования сопоставлены ниже с экспериментальными данными, приведенными на рис. 1.

### 3. РЕЗУЛЬТАТЫ

Прежде чем представить результаты нашего анализа, следует обратить внимание на особенность измеренных спектров отражения. На рис. 2 показаны спектры отражения в поле  $B = 3$  Тл, измеренные в противоположных циркулярных поляризациях. Измерения были проведены в двух режимах, с генерацией ДГЭ и без генерации. Накачка ДГЭ производилась светом лампы накаливания, возбуждающей спектр отражения, с энергией выше 1549 мэВ. Для измерений без накачки ДГЭ использовался интерференционный фильтр, отсекающий излучение с энергией выше 1549 мэВ. Сравнение двух спектров показывает, что ДГЭ приводит к смещению экситонных состояний по энергии, причем для экситонного состояния с легкой дыркой это смещение (0.11 мэВ) превосходит смещение для тяжелодырочного экситона (0.04 мэВ). Наличие ДГЭ в квантовой яме приводит к образованию трионных состояний [26]: синглетное наблюдается в  $\sigma^-$ -поляризации, а триплетное проявляется в двух поляризациях, однако в  $\sigma^+$ -поляризации состояние отделяется от экситонного с ростом магнитного поля, в то время как в  $\sigma^-$ -поляризации эти состояния сливаются друг с другом, как показано на рис. 1.

Экранирование экситонных состояний в квантовых ямах GaAs/AlGaAs обсуждалось в статье [17], где были получены зависимости изменения энер-

гии связи экситона и его силы осциллятора от безразмерного параметра  $r_s = 1/a_B\sqrt{2\pi N_s}$ , где  $a_B$  — боровский радиус экситона, а  $N_s$  — концентрация ДГЭ. Для анализа этого явления мы подогнали спектры отражения по методике, описанной в работе [24], и сопоставили энергии экситонных состояний с результатами численного расчета на рис. 3. По положению экситонных резонансов измеренные спектры отражения согласуются с расчетом для квантовой ямы шириной 12 нм. Такое отклонение от номинальной ширины объясняется неоднородностью образца и составляет для исследуемого образца 7 монослоев относительно точки измерения скорости роста гетероструктуры методом дифракции быстрых электронов. Как показано на рис. 3, результаты численного расчета отклоняются от экспериментально полученных энергий экситонных резонансов в области малых полей. Измерения в поле  $B = 3$  Тл позволяют привязать результат численного расчета к энергиям экситонных состояний в условиях экранирования и оценить величину экранирования. В отсутствие магнитного поля величина экранирования составила  $\Delta E_{scr} = 0.09$  мэВ для экситона с тяжелой дыркой и  $\Delta E_{scr} = 0.27$  мэВ для экситона с легкой дыркой. По результатам работы [17] мы оценили концентрацию ДГЭ, соответствующую такому экранированию, и получили величину  $N_s \approx 10^9$  см<sup>-2</sup>. Экранирование уменьшается с магнитным полем, однако для количественного исследования этого эффекта необходимо дополнительные экспериментальные и теоретические изыскания.

Следует заметить, что для гетероструктур на основе полупроводников II-VI был предложен и реализован [27] метод определения концентрации ДГЭ в квантовой яме по соотношению радиационных уширений триона и экситона. А в системе с монослоем WSe<sub>2</sub> [28] концентрацию удалось связать с энергетическим расстоянием между состоянием триона и экситона. Эти системы предоставляют большую энергию связи для экситона и триона, что упрощает экспериментальное измерение трионных состояний. Для реализации аналогичных подходов для гетероструктур на основе GaAs необходимы высококачественные образцы и низкие температуры. Так, например, в исследованной нами гетероструктуре трионный сигнал в отражении пропадает почти полностью уже при температуре  $T = 4$  К.

Зеемановское расщепление трионных состояний, как видно на рис. 4, отличается от расщепления тяжелодырочного экситона для триплетного состояния, однако не отклоняется существенно для синглетного состояния. Вероятно, отличие волновой

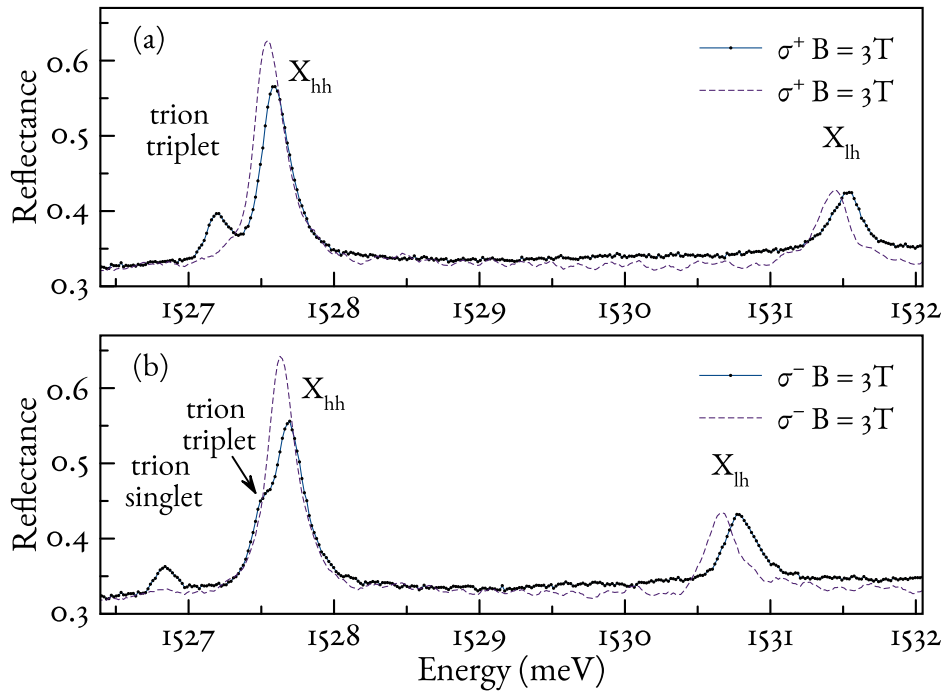


Рис. 2. Спектры отражения гетероструктуры с квантовой ямой GaAs/AlGaAs номинальной шириной 14 нм:  $a$  —  $\sigma^+$ -поляризация;  $b$  —  $\sigma^-$ -поляризация. Штриховыми кривыми, в отличие от сплошных, приведены данные, измеренные без инжектирования двумерного газа электронов. В присутствии двумерного газа электронов проявляются трионные состояния, обозначенные «trion singlet» и «trion triplet»

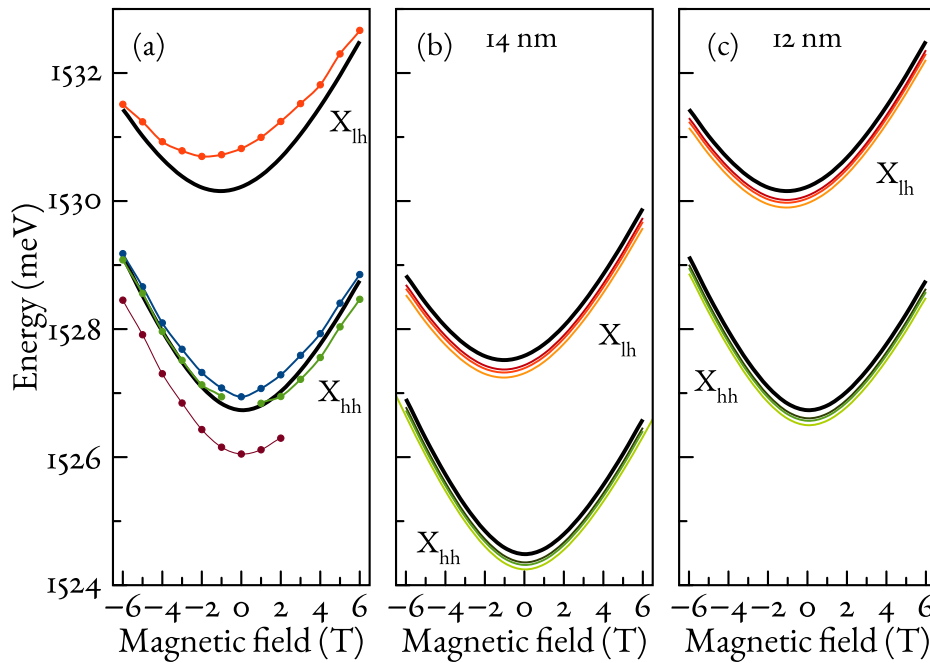


Рис. 3. (В цвете онлайн) Экспериментально полученные энергии состояний экситона с тяжелой дыркой (синие точки), экситона с легкой дыркой (красные точки), триплетного (зеленые точки) и синглетного (бордовые точки) состояний триона в квантовой яме GaAs/AlGaAs шириной 14 нм ( $a$ ). Результаты численного расчета экситонных состояний для квантовых ям шириной 14 нм ( $b$ ) и 12 нм ( $c$ ). Цветные тонкие кривые на панелях  $b, c$  показывают результаты расчета, отвечающие характерным шагам сетки в 1.27 нм, 1.08 нм и 0.93 нм. Черные кривые — результаты экстраполяции численных результатов по шагу сетки. Черные кривые на панели  $a$  дублируют черные кривые на панели  $c$  для удобства сопоставления результатов расчета с экспериментом

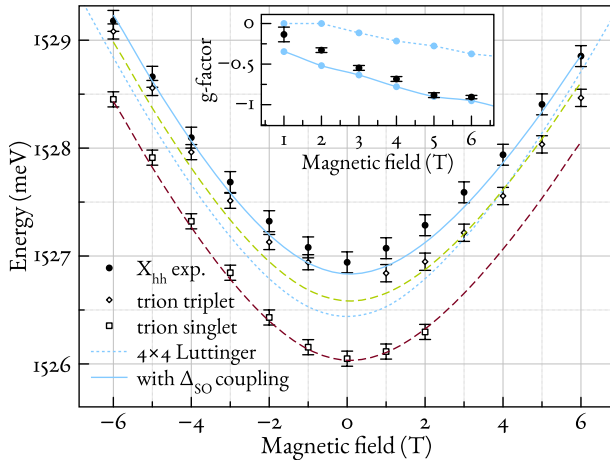


Рис. 4. Энергии состояний экситона с тяжелой дыркой, триплетного и синглетного состояний триона в квантовой яме GaAs/AlGaAs номинальной шириной 14 нм. Короткие штрихи — результат численного расчета с учетом лишь смешивания тяжелодырочного и легкодырочного экситонов; сплошная линия — расчет, учитывающий спин-орбитально отщепленную зону в валентной зоне; длинные штрихи — ожидаемое из расчета поведение трионных состояний. Вставка — величина зеемановского расщепления экситонного состояния в зависимости от магнитного поля, выраженная через  $g$ -фактор согласно формуле  $\Delta E = g\mu_B B$

функции триона от волновой функции экситона приводит к изменению трионного  $g$ -фактора через эффект перенормировки  $g$ -фактора.

Теоретическое рассмотрение двумерного триона показывает, что отрицательно заряженный трион не должен быть связанным в триплетной конфигурации в квантовой яме GaAs [29]. Однако этот вывод не подтверждается экспериментально. Так, в работе [30] описано экспериментальное наблюдение отрицательного триплетного триона в поле  $B = 2$  Тл. В наших измерениях триплетное состояние наблюдается уже в поле  $B = 1$  Тл.

На рис. 4 результаты численного расчета сопоставлены с экспериментально полученными энергиями резонансов экситона и триона. Для удобства результаты численного расчета экситона сдвинуты на 100 мкэВ. Положения уровней трионных состояний на рис. 4 отмечены штриховыми кривыми, которые повторяют кривую для экситона, но сдвинуты на 0.15 мэВ (триплетное состояние) и на 0.7 мэВ (синглетное состояние).

Рисунок 4 сопоставляет две модели: гамильтониан Латтинжера, использованный в [24], и расширенную модель с учетом спин-орбитально отщепленной зоны. Вставка на рисунке показывает значение эффективного  $g$ -фактора как коэффициента пропорциональности между величиной магнитного по-

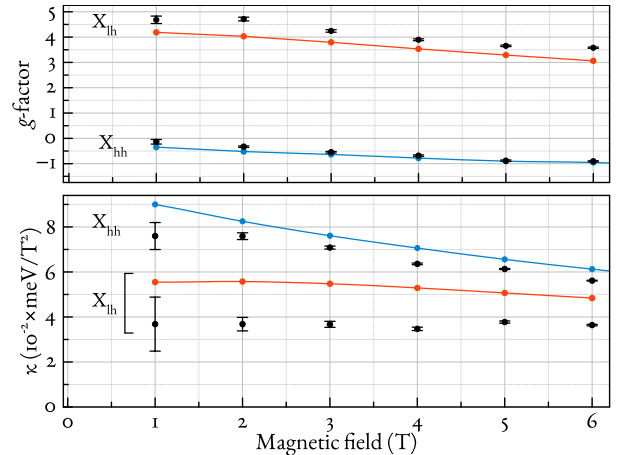


Рис. 5. Сравнение полученных численно величин эффективного  $g$ -фактора и постоянной диамагнитного сдвига  $\kappa$  с экспериментально полученными величинами в зависимости от величины магнитного поля

ля и зеемановским расщеплением состояния тяжелодырочного экситона. Сопоставление численных расчетов с экспериментально полученными величинами (черные точки) показывает лучшее согласие более полной модели, в которой учтено влияние отщепленной спин-орбитальным взаимодействием зоны.

Приведенные на рис. 4 погрешности указывают общее уширение экспериментально наблюдаемого состояния, но на вставке приведен доверительный интервал в 99 %, полученный из стандартного отклонения подгонки экспериментальных спектров, детально описанной в работе [24]. Положение экситонных резонансов возможно определить со стандартным отклонением  $\sigma = 1-4$  мкэВ. Сопоставление наиболее полного расчета с экспериментально полученными величинами  $g$ -фактора показывает расхождение при малом значении поля и хорошее согласие в больших полях. Мы связываем это расхождение с эффектом экранирования, который влияет на геометрию волновой функции и, таким образом, изменяет величину эффекта перенормировки  $g$ -фактора.

В дополнение к эффективному  $g$ -фактору экситона с тяжелой дыркой мы приводим величину этого параметра для экситона с легкой дыркой на верхней панели рис. 5. Согласие с экспериментом в целом хуже, однако численный расчет точно воспроизводит зависимость эффективного  $g$ -фактора от магнитного поля. Эффективный  $g$ -фактор мы определяем согласно формуле

$$g(B) = \frac{\Delta E(B)}{\mu_B B}, \quad (9)$$

где  $\Delta E$  — величина зеемановского расщепления экситонного состояния.

На нижней панели рис. 5 приведены значения эффективной константы диамагнитного сдвига,  $\kappa$ , в зависимости от магнитного поля  $B$ , определенной по формуле

$$\kappa = \frac{E_{\sigma^+}(B) + E_{\sigma^-}(B) - 2E(0)}{2B^2}, \quad (10)$$

где  $E_{\sigma^+}(\sigma^-)$  — энергия экситонного состояния в поляризации  $\sigma^+(\sigma^-)$ ,  $E(0)$  — энергия экситона в отсутствие магнитного поля.

Мы считаем расхождение полученных численно значений константы диамагнитного сдвига результатом изменения экранирования экситона с ростом магнитного поля. Результат расчета хорошо согласуется с величинами диамагнитного сдвига, представленными в работе [1], в которой, наряду с хорошо согласующимися экспериментальными значениями параметра  $\kappa$ , показаны отклоняющиеся в сторону меньших значений данные, извлеченные из более ранних работ. Это может указывать на наличие эффекта экранирования экситона в этих работах.

#### 4. ОБСУЖДЕНИЕ

Рисунок 5 демонстрирует отклонение диамагнитного сдвига от параболической зависимости с ростом магнитного поля. Это, наряду с влиянием возможного паразитного экранирования свободными носителями, осложняет анализ экспериментальных данных и сопоставление результатов различных исследований.

В заключение, на рис. 6 мы приводим результаты численного расчета эффективного  $g$ -фактора экситона с тяжелой дыркой для квантовых ям GaAs/AlGaAs в широком диапазоне концентраций алюминия в барьерах и для различных ширин квантовых ям. Данные приведены для значения магнитного поля  $B = 5$  Тл.

На рис. 6 также приводятся значения, экспериментально полученные в рамках настоящей работы и доступные в литературе. Небольшое количество экспериментальных данных легко понять из самого рисунка. Действительно, значения  $g$ -фактора в зависимости от ширины квантовой ямы могут принимать значения в широком диапазоне, сравнимом с изменением эффективного  $g$ -фактора с магнитным полем. Последовательное исследование потребует большого количества измерений, которые необходимо подкрепить численным моделированием, похожим на примененное нами. Однако дополнительно потребуется учесть в расчетах изменение  $g$ -фактора электрона [6–8], скачок эффективных масс и

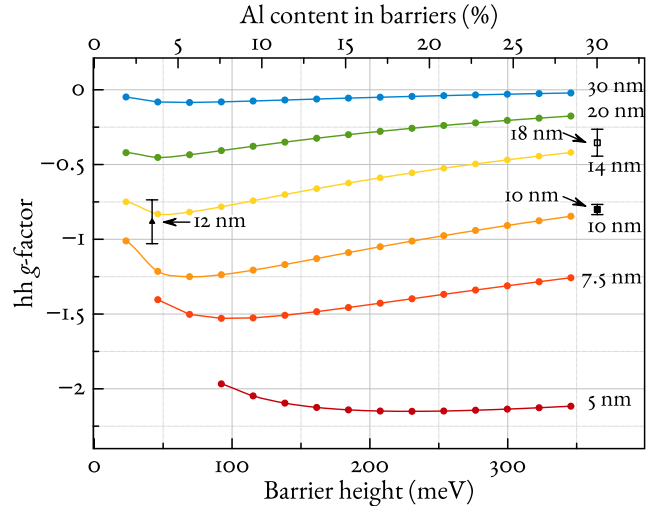


Рис. 6. (В цвете онлайн) Численно полученная величина  $g$ -фактора экситона с тяжелой дыркой для различных ширин квантовых ям и содержания алюминия в барьерах в поле  $B = 5$  Тл. Черные точки показывают экспериментально полученные значения: треугольник — эта работа; светлый квадрат — [1]; темный квадрат — [2]

диэлектрических проницаемостей на границе квантовой ямы [18, 19], а также дополнительные эффекты смешивания в валентной зоне, вызванные нарушением симметрии на границе квантовой ямы [16].

#### 5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведенный численный расчет состояний экситонов показал хорошее согласие с экспериментально наблюдаемыми зависимостями энергий тяжело-дырочного и легкодрырочного экситонов. Для достижения такого результата разработанный нами ранее численный расчет экситонных состояний [14, 21, 24] был расширен, чтобы учесть влияние спин-орбитально отщепленной зоны в валентной зоне. Сопоставление результатов расчетов в новой модели с экспериментально полученными энергиями экситонных резонансов демонстрирует наличие эффекта экранирования экситонного состояния в исследованной гетероструктуре. Этот эффект был изучен теоретически в работе [17]. Сравнение полученных нами результатов с результатами численного моделирования в этой работе позволило определить концентрацию ДГЭ,  $N_s \approx 10^9 \text{ см}^{-2}$ . Наблюдаемая величина экранирования для экситона с легкой дыркой значительно превосходит величину экранирования для экситона с тяжелой дыркой. Эффект экранирования уменьшается с магнитным полем, что значительно уменьшает наблюдаемую величину диамагнитного сдвига. Этот эффект особенно выражен для экситона с легкой дыркой. Приведенные на



рис. 6 численно полученные значения эффективного  $g$ -фактора экситона в поле  $B = 5$  Тл для большого диапазона ширин квантовых ям и концентраций алюминия в барьерах подтверждаются полученными нами и опубликованными ранее экспериментальными данными.

**Благодарности.** Авторы благодарят ресурсный центр «Нанопотоника» СПбГУ за предоставленные образцы и А. Левантовского за программу «MagicPlot», использованную для анализа данных.

**Финансирование.** Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (грант № 21-72-00037, <https://rscf.ru/project/21-72-00037/>) и Санкт-Петербургского государственного университета (грант № 94030557).

## ЛИТЕРАТУРА

1. G. E. W. Bauer and T. Ando, Phys. Rev. B **37**, 3130(R) (1988).
2. H. Wang, M. Jiang, R. Merlin, and D. G. Steel, Phys. Rev. Lett. **69**, 804 (1992).
3. N. J. Traynor, R. J. Warburton, M. J. Snelling, and R. T. Harley, Phys. Rev. B **55**, 15701 (1997).
4. В. Б. Тимофеев, М. Байер, А. Форхел, М. Потемски, Письма в ЖЭТФ **64**, 52 (1996).
5. L. M. Roth, B. Lax, and S. Zwerdling, Phys. Rev. **114**, 90 (1959).
6. W. Zawadzki, P. Pfeffer, R. Bratschitsch et al., Phys. Rev. B **78**, 245203 (2008).
7. I. A. Yugova, A. Greulich, D. R. Yakovlev et al., Phys. Rev. B **75**, 245302 (2007).
8. W. Shichi, T. Ito, M. Ichida et al., Jpn. J. Appl. Phys. **48**, 063002 (2009).
9. А. А. Киселев, Л. В. Моисеев, ФТТ **38**, 1574 (1996).
10. J. J. Davies, D. Wolverson, V. P. Kochereshko et al., Phys. Rev. Lett. **97**, 187403 (2006).
11. L. C. Smith, J. J. Davies, D. Wolverson et al., Phys. Rev. B **78**, 085204 (2008).
12. J. J. Davies, L. C. Smith, D. Wolverson et al., Phys. Rev. B **81**, 085208 (2010).
13. L. C. Smith, J. J. Davies, D. Wolverson et al., Phys. Rev. B **83**, 155206 (2011).
14. P. S. Grigoryev, O. A. Yugov, S. A. Eliseev et al., Phys. Rev. B **93**, 205425 (2016).
15. М. В. Дурнев, ФТТ **56**, 1364 (2014).
16. M. V. Durnev, M. M. Glazov, and E. L. Ivchenko, Phys. E **44**, 797 (2012).
17. Д. В. Кулаковский, С. И. Губарев, Ю. Е. Лозовик, Письма в ЖЭТФ **74**, 123 (2001).
18. R. C. Iotti and L. C. Andreani, Phys. Rev. B **56**, 3922 (1997).
19. A. D'Andrea, N. Tomassini, L. Ferrari et al., J. Appl. Phys. **83**, 7920 (1998).
20. E. L. Ivchenko, *Optical spectroscopy of semiconductor nanostructures*, Springer-Verlag, New York (2004).
21. E. S. Khramtsov, P. A. Belov, P. S. Grigoryev et al., J. Appl. Phys. **119**, 184301 (2016).
22. P. S. Grigoryev, V. G. Davydov, S. A. Eliseev et al., Phys. Rev. B **96**, 155404 (2017).
23. P. A. Belov, Phys. E **112**, 96 (2019).
24. М. А. Чукуев, А. С. Курдюбов, В. А. Ловтциус et al., arXiv:2304.04988 (2023).
25. Г. Л. Бир, Г. Е. Пикус, *Симметрия и деформационные эффекты в полупроводниках*, Наука, Москва (1972).
26. R. T. Phillips, G. C. Nixon, T. Fujita et al., Sol. St. Comm. **98**, 287 (1996).
27. G. V. Astakhov, V. P. Kochereshko, D. R. Yakovlev et al., Phys. Rev. B **65**, 115310 (2002).
28. K. Wagner, E. Wietek, J. D. Ziegler et al., Phys. Rev. Lett. **125**, 267401 (2020).
29. R. A. Sergeev and R. A. Suris, Phys. St. Sol. (b) **227**, 387 (2001).
30. I. Bar-Joseph, Semicond. Sci. Technol. **20**, R29 (2005).