

## Влияние электрического поля на экситоны в квантовой яме при дополнительном оптическом возбуждении

© М.А. Чукеев<sup>1</sup>, Е.С. Храмцов<sup>1</sup>, Шимин Чжэн<sup>1</sup>, И.В. Игнатьев<sup>1</sup>, С.А. Елисеев<sup>2</sup>, Ю.П. Ефимов<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Лаборатория Оптики спина, Санкт-Петербургский государственный университет, 198504 Санкт-Петербург, Россия

<sup>2</sup> Ресурсный центр „Нанопотоника“, Санкт-Петербургский государственный университет, 198504 Санкт-Петербург, Россия

E-mail: maxchukeev@gmail.com

Поступила в Редакцию 24 августа 2023 г.

В окончательной редакции 1 сентября 2023 г.

Принята к публикации 1 сентября 2023 г.

Исследованы спектры отражения гетероструктуры с квантовой ямой GaAs/AlGaAs шириной 30 нм при дополнительном оптическом возбуждении во внешнем электрическом поле. Изучено влияние электрического поля на все параметры резонансов легких и тяжелых экситонов при селективном возбуждении различных оптических переходов. Обнаружен эффект диполь-дипольного взаимодействия экситонов, компенсирующего эффект Штарка при возбуждении в основное экситонное состояние КЯ. Обнаружено резкое увеличение штарковского сдвига экситонов в КЯ при оптическом возбуждении носителей заряда в буферном слое GaAs. Выполнен микроскопический расчет экситонных состояний в различных электрических полях. Сравнение рассчитанного и измеренного штарковского сдвига тяжелого экситона использовано для получения зависимости величины напряженности электрического поля в КЯ от приложенного напряжения.

**Ключевые слова:** экситон, электрическое поле, квантовая яма, спектр отражения.

DOI: 10.21883/0000000000

### 1. Введение

Оптические методы обработки информации рассматриваются как перспективный путь для дальнейшего развития вычислительных систем. Для реализации таких методов необходимы среды с большой оптической нелинейностью. К ним относятся полупроводниковые наноструктуры с экситонными резонансами, оптической восприимчивостью которых можно управлять с помощью внешнего электрического поля, поляризующего экситоны в достаточно широких квантовых ямах (КЯ). Поляризованные экситоны могут взаимодействовать как диполи, поэтому электрическое поле позволяет контролировать взаимодействие экситонов и тем самым резонансную оптическую нелинейность [1]. С другой стороны, электрическое поле уменьшает светоэкситонное взаимодействие из-за уменьшения перекрытия электронных и дырочных волновых функций. Это может приводить к значительному увеличению времени жизни экситонов, в частности, в связанных КЯ, где наблюдаются различные нелинейные эффекты, включая бозе-конденсацию экситонных поляритонов [2–6]. Таким образом, актуальным является поиск оптимального диапазона напряженностей электрического поля, при которых экситон-экситонное взаимодействие значительно увеличилось, а светоэкситонное взаимодействие еще не сильно подавлено.

Помимо указанных эффектов, электрическое поле может приводить к другим эффектам, не связанным с экситон-экситонным взаимодействием. Поляризация экситона в небольших полях приводит к уменьшению ку-

лоновского взаимодействия между электроном и дыркой в экситоне, что уменьшает энергию связи экситона [7,8]. Электрическое поле, приложенное вдоль направления ростовой оси гетероструктуры, смещает электрон к одному потенциальному барьеру, а дырку — к другому. Это приводит к формированию дипольного момента экситона и, с ростом поля, к сдвигу энергии экситонных переходов в красную область спектра, так называемому штарковскому сдвигу энергии экситонов [7–10]. Более того, в достаточно сильных электрических полях потенциальные барьеры для электрона и дырки в экситоне понижаются и становятся конечной ширины. Электрон и дырка могут туннелировать сквозь эти барьеры, что приводит к ионизации экситона. Другими словами, помимо радиационной рекомбинации, экситон может распасться на свободные электрон и дырку, что приводит к сокращению его времени жизни в достаточно сильных полях и широких квантовых ямах. В эксперименте это наблюдается как дополнительное однородное уширение экситонных переходов [11]. Кроме перечисленных, возможны и другие эффекты электрического поля, такие как смешивание состояний легких и тяжелых дырок [12], возгорание запрещенных переходов [13], подавление неоднородного уширения экситонных состояний, обусловленного встроенными флуктуирующими полями [14], локализация и бозе-конденсация экситонов в электростатических ловушках [15–17]. В гетероструктуре также могут присутствовать свободные заряды, например, вследствие фонового легирования гетероструктуры или оптического возбуждения с большой энергией фотонов. В этом случае приложение электрического по-

ля может приводить к перемещению свободных зарядов, что вызывает частичную или полную экранировку поля в исследуемой квантовой яме. Многообразие явлений, вызываемых электрическими полями, сильно усложняет интерпретацию наблюдаемых в эксперименте эффектов.

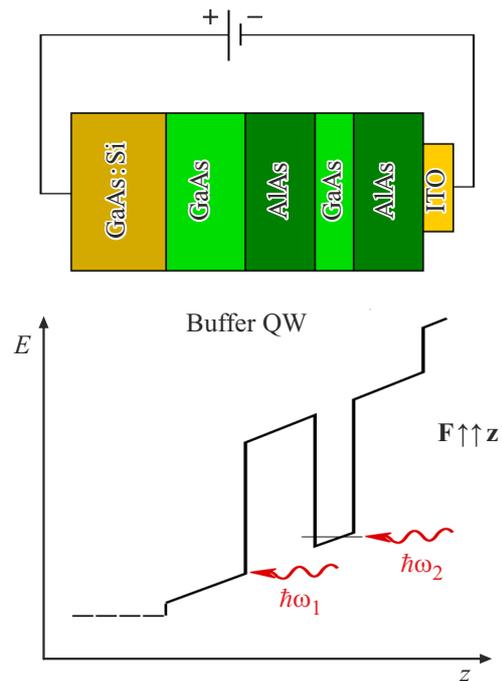
В данной работе для изучения экситон-экситонного взаимодействия в КЯ при приложении к гетероструктуре электрического напряжения использовалось дополнительное оптическое возбуждение в различные экситонные состояния КЯ, а также состояния буферного слоя GaAs. Дополнительное возбуждение буферного слоя позволило обнаружить косвенное влияние рождаемых в нем носителей зарядов на поведение экситонных резонансов в КЯ. Резонансное возбуждение в основное состояние тяжелого экситона позволило обнаружить эффект диполь-дипольного взаимодействия, компенсирующего эффект Штарка. Обнаружено также сильное влияние электрического поля на второе размерно-квантованное состояние тяжелого экситона, которое в отсутствие поля практически не наблюдается. Основные результаты получены путем экспериментального исследования спектров отражения и их моделирования, что позволяет проводить количественный анализ всех параметров экситонных резонансов [18–21]. Для интерпретации эффектов, наблюдаемых в электрическом поле, выполнен микроскопический расчет экситонных состояний в КЯ в различных электрических полях.

## 2. Методика эксперимента

Исследованный образец представляет собой высококачественную гетероструктуру с КЯ GaAs/AlGaAs шириной от 30 нм, выращенной методом молекулярно-пучковой эпитаксии на *n*-легированной подложке GaAs:Si. Структурная схема образца представлена на рис. 1.

Барьерные слои представляют собой короткопериодные сверхрешетки AlAs/GaAs со средней концентрацией алюминия 15%. Легированную подложку с барьерами разделяет толстый буферный слой GaAs толщиной 900 нм. Суммарная толщина всех нелегированных эпитаксиальных слоев составляет 1310 нм. Электрическое поле прикладывалось вдоль направления ростовой оси структуры. Одним из контактов являлась легированная подложка, а вторым — оксид индия и олова (ИТО). Электронная зонная структура представлена на рис. 1. Для исследования экситон-экситонного взаимодействия в слое КЯ была использована дополнительная оптическая накачка в различные спектральные области, в частности в экситонный переход буферного слоя GaAs ( $\hbar\omega_1 = 1.516$  эВ) и в основное состояние тяжелого экситона ( $\hbar\omega_2 = 1.521$  эВ).

Спектры отражения измерялись с помощью источника сплошного спектра излучения малой мощности (галогенная лампа накаливания) при почти нормальном



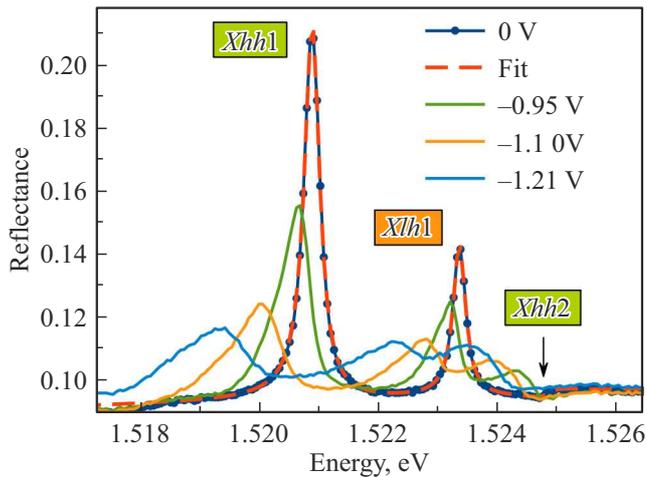
**Рис. 1.** Структурная схема исследованного образца (вверху) и электронная зонная структура (внизу) при приложении к поверхности образца отрицательного потенциала.

падении света. Для исключения нежелательного возбуждения состояний выше исследуемой спектральной области коротковолновое излучение лампы отсекалось широкополосным оптическим фильтром. В качестве дополнительного возбуждения использовалось излучение перестраиваемого титан-сапфирового лазера, сфокусированное в пятно диаметром 120 мкм. Образец охлаждался в криостате замкнутого цикла до температуры 10 К. Спектры регистрировались с помощью спектрометра с дифракционной решеткой 1200 штрих/мм и фокусным расстоянием 550 мм, оснащенного матричным фотоприемником, охлаждаемым жидким азотом.

## 3. Экспериментальные результаты

На рис. 2 представлены спектры отражения исследованной гетероструктуры при дополнительном оптическом возбуждении ниже экситонных резонансов КЯ, измеренные при нескольких значениях приложенного напряжения.

Эксперимент показал, что в отсутствие напряжения спектр отражения малочувствителен к слабому оптическому возбуждению ( $P = 30$  мкВт). В спектре наблюдаются три экситонных резонанса, соответствующих основным размерно-квантованным состояниям тяжелого ( $Xhh1$ ) и легкого ( $Xlh1$ ) экситона и второму размерно-квантованному состоянию тяжелого экситона ( $Xhh2$ ). Форма контуров отражения экситонных резонансов обусловлена интерференцией света, отраженного от поверх-



**Рис. 2.** Спектры экситонного отражения при дополнительном возбуждении ниже экситонных резонансов КЯ с мощностью накачки  $P = 30$  мкВт и различных электрических напряжениях. Энергии экситонных резонансов в отсутствие напряжения:  $E_{Xhh1} = 1.5209$  эВ,  $E_{Xlh1} = 1.5233$  эВ,  $E_{Xhh2} = 1.5248$  эВ. Штриховой красной кривой показана подгонка спектров отражения в рамках модели диэлектрического отклика [21]. (Цветной вариант рисунка представлен в электронной версии статьи).

ности образца и от слоя КЯ. Она зависит от разности фаз между этими световыми волнами, которая определяется расстоянием между слоем КЯ и поверхностью образца [18,22]. При выращивании исследуемой гетероструктуры толщины эпитаксиальных слоев выбирались таким образом, чтобы резонансы основных экситонных состояний представляли собой пики отражения.

Приложение электрического поля приводит к уширению линий и сдвигу основных экситонных резонансов в сторону более низких энергий. Помимо этого, рост напряжения приводит к возгоранию возбужденного состояния  $Xhh2$ , а также к уширению и сдвигу этого резонанса в область низких энергий с заметным изменением фазы. В данной работе спектры отражения исследовались при приложении отрицательного потенциала к поверхности образца.

Для детального исследования влияния электрического поля на экситонные резонансы нами было проведено моделирование спектров отражения. Для высококачественных структур, в которых отсутствует заметный вклад неоднородного уширения экситонных резонансов, спектр отражения может быть описан в рамках модели диэлектрического отклика [21,23]:

$$R(\omega) = \left| \frac{r_s + r_{QW}}{1 + r_s r_{QW}} \right|^2, \quad (1)$$

где  $r_{QW} = \sum_j r_j e^{i2\phi_j}$ , и

$$r_j = \frac{\Gamma_{0j}}{(\omega_{0j} - \omega) - i(\Gamma_{0j} + \Gamma_j)}. \quad (2)$$

Здесь  $R(\omega)$  — полный коэффициент отражения от гетероструктуры,  $r_s$  — амплитудный коэффициент отражения от поверхности образца,  $r_j$  — коэффициент отражения отдельного экситонного резонанса,  $r_{QW}$  — коэффициент отражения от КЯ с учетом всех экситонных резонансов. В приведенных формулах содержится ряд параметров моделирования — спектральное положение резонанса  $\omega_{0j}$ , радиационное уширение  $\hbar\Gamma_{0j}$ , нерадикационное уширение  $\hbar\Gamma_j$  и фаза световой волны  $\phi_j$ . Они используются как свободные параметры подгонки и определяются из эксперимента.

На рис. 2 красной пунктирной линией показан результат подгонки спектра отражения по формулам (1) и (2). Как видно из рисунка, форма основных особенностей в спектрах отражения  $R(\omega)$ , определяемых экситонными резонансами, хорошо описывается теоретическими формулами, что дает возможность определить основные параметры резонансов. В частности, радиационные уширения экситонных резонансов  $\hbar\Gamma_{0j}$  в нулевом поле оказываются равными 27 мкэВ для  $Xhh1$  и 10 мкэВ для  $Xlh1$ . Нерадиационное уширение резонансов составляет величину  $\sim 100$  мкэВ. Фаза  $\phi = 0.06$  рад для  $Xhh1$  и  $\phi = 0.08$  рад для  $Xlh1$ . Погрешность определения фазы  $\pm 0.02$ .

Полученные результаты позволяют исследовать эффект электрического поля для всех резонансов. Однако возгорание состояния  $Xhh2$  и его смешивание с состоянием  $Xlh1$  в больших полях вносит сильную погрешность в определение параметров этих резонансов. В спектрах отражения наблюдаются также дополнительные особенности, соответствующие возбужденным размерно-квантованным экситонным состояниям, в частности  $Xhh3$  и  $Xlh2$ . В данной работе эти особенности, а также поведение резонанса  $Xhh2$  анализироваться не будут. В результате моделирования спектров отражения были определены зависимости всех параметров экситонных резонансов в исследуемой гетероструктуре от приложенного напряжения. Однако в этой работе мы ограничимся обсуждением только энергетического сдвига экситонного резонанса  $Xhh1$ .

На рис. 3 представлены сдвиги энергии основного экситонного резонанса  $Xhh1$  при возбуждении в различные спектральные точки. Видно, что при отсутствии возбуждения положение резонанса практически не зависит от напряжения. Дополнительное оптическое возбуждение приводит к сдвигу экситонного резонанса при напряжении  $|U| > 0.7$  В.

В случае слабого возбуждения ( $P = 30$  мкВт, см. рис. 3, а) в состоянии  $Xhh1$  или  $Xlh1$  этот сдвиг много меньше, чем при возбуждении в буферный слой GaAs. Более того, сдвиг практически не меняется при напряжении  $|U| > 1.1$  В и равен  $\Delta E = -0.65$  мэВ при возбуждении в резонанс  $Xhh1$  и  $\Delta E = -0.44$  мэВ при возбуждении в резонанс  $Xlh1$ .

При возбуждении в буферный слой сдвиг экситонного резонанса  $Xhh1$  значительно больше, и при напряжении  $|U| = 1.15$  составляет  $\Delta E = -1.2$  мэВ. Повышение

мощности лазерной накачки ( $P = 160$  мкВт) приводит к качественно другому результату (рис. 3, *b*). А именно сдвиг резонанса  $Xhh1$  при возбуждении в него же и в буферный слой становятся одинаковыми. Полученные зависимости для  $U < -0.7$  В =  $U_{QW}$  хорошо подгоняются феноменологической формулой:

$$\Delta E = a(U - U_{QW})^b, \quad (3)$$

Подгонка дает следующие значения параметров:  $a = -7$  мэВ · В<sup>-b</sup> и  $b = 2.2$  для  $P = 30$  мкВт;  $a = -14$  мэВ · В<sup>-b</sup> и  $b = 2.2$  для  $P = 160$  мкВт.

## 4. Обсуждение результатов

### 4.1. Эффект Штарка

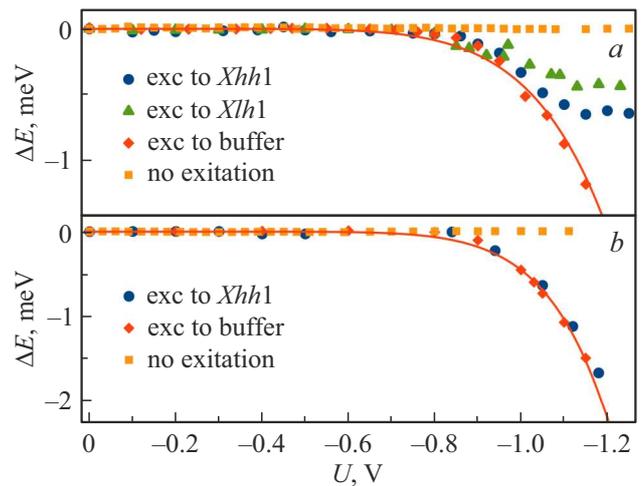
Прежде всего обсудим сдвиг экситонного резонанса за счет эффекта Штарка. Без дополнительного оптического возбуждения экситонный резонанс практически не сдвигается при приложении напряжения в исследованном диапазоне (рис. 3). Вместе с тем напряженность поля, которая может создаваться приложенным напряжением и потенциалом барьера Шоттки ( $U_{Sh}$ ) на гетерогранице ПТО/GaAs, достаточно велика. Она определяется выражением

$$F = \frac{U_{Sh} + |U|}{\varepsilon L}. \quad (4)$$

Для экспериментальных данных, представленных на рис. 3, максимальное значение приложенного напряжения  $|U|_{max} = 1.2$  В. Величина потенциала барьера Шоттки определялась по вольт-амперной характеристике исследуемого образца, измеренной при положительном потенциале на ПТО-электрод:  $U_{Sh} = 0.6$  В. Значение статической диэлектрической проницаемости при низких температурах взято из работы [24],  $\varepsilon = 12.53$ . Полная толщина нелегированного эпитаксиального слоя в исследуемой гетероструктуре  $L = 1.3$  мкм. При таких значениях параметров максимальная напряженность поля  $F_{max} = 1.1$  кВ/см. Как показывают расчеты, описанные в следующем разделе, при такой напряженности поля экситонный резонанс должен сдвигаться на величину  $\Delta E = -0.1$  мэВ. Это значение больше экспериментальной погрешности энергии экситонного резонанса ( $\delta E \leq 0.01$  мэВ).

Отсутствие заметного сдвига экситонного резонанса можно объяснить частичной экранировкой электрического поля свободными носителями заряда, которые неизбежно присутствуют вследствие фонового легирования гетероструктуры. Оценим плотность зарядов, необходимую для такой экранировки. Для экранировки поля напряженностью  $F = 1.1$  кВ/см достаточно, чтобы поверхностная плотность носителей заряда, образующих плоский конденсатор в гетероструктуре, составляла величину:

$$\sigma = \varepsilon_0 \varepsilon F = 0.12 \text{ Кл/мкм}^2, \quad (5)$$



**Рис. 3.** Зависимости энергетического сдвига экситонного резонанса  $Xhh1$  от величины приложенного напряжения при мощности накачки дополнительного возбуждения  $P = 30$  мкВт (*a*),  $P = 160$  мкВт (*b*). Оранжевыми квадратами показан сдвиг резонанса  $Xhh1$  без дополнительного возбуждения, красными ромбами — при возбуждении в буферный слой, синими точками — при возбуждении в состояние  $Xhh1$ , зелеными треугольниками — при возбуждении в  $Xlh1$ . Красными кривыми показаны феноменологические подгонки формулой (3). (Цветной вариант рисунка представлен в электронной версии статьи).

где  $\varepsilon_0 = 8.85 \cdot 10^{-14}$  Кл/(В · см). Отсюда, объемную плотность свободных носителей заряда можно выразить по формуле

$$n_{ch} = \sigma / (q_e L). \quad (6)$$

В результате объемная плотность свободных носителей заряда оказывается  $n_{ch} = 60$  мкм<sup>-3</sup> =  $6 \cdot 10^{13}$  см<sup>-3</sup>. Здесь  $q_e \approx 1.6 \cdot \text{Кл}$  — заряд электрона.

Полученная величина плотности носителей заряда является небольшой и в принципе может быть обеспечена фоновым легированием. Однако исследуемая гетероструктура имеет особенность, вследствие которой в буферном слое GaAs концентрация свободных носителей оказывается существенно ниже требуемой для компенсации электрического поля. А именно, как показывают спектры фотолюминесценции, в выращенной структуре имеется избыток акцепторных уровней, созданных, вероятнее всего, углеродными примесями. Поскольку буферный слой граничит с *n*-легированной подложкой GaAs, эти уровни частично заполнены электронами, что уменьшает концентрацию свободных дырочных состояний. Поэтому мы предполагаем, что в буферном слое электрическое поле экранируется не полностью. Эксперименты с оптическим возбуждением буферного слоя подтверждают это предположение.

В квантовой яме электрическое поле может экранироваться фоновыми носителями заряда, поскольку она отделена от подложки барьерным слоем. Более того, концентрация свободных носителей в квантовой яме

может быть даже больше, чем в остальных слоях гетероструктуры, поскольку часть свободных носителей может быть захвачена в квантовую яму из барьерных слоев. Поэтому мы предполагаем, что отсутствие заметного энергетического сдвига экситонного состояния объясняется компенсацией внешнего электрического поля внутренним полем, возникающим за счет перемещения свободных носителей заряда в слое квантовой ямы, а не во всей гетероструктуре.

Дополнительное оптическое возбуждение в область поглощения буферного слоя приводит к возникновению сдвига экситонного резонанса (рис. 3). Фоторожденные носители заряда в отличие от фоновых носителей заряда очень подвижны, поэтому легко разделяются приложенным напряжением в буферном слое. Это приводит к двум важным эффектам. Во-первых, излучательное время жизни резко увеличивается, поскольку уменьшается перекрытие волновых функций электронов и дырок. Во-вторых, в предельном случае оно ограничено только безызлучательным временем жизни носителей, которое в исследуемых структурах составляет десятки наносекунд [23,25,26]. Это приводит к накоплению фоторожденных носителей заряда в буферном слое. Мы провели оценку их концентрации при относительно слабой мощности оптического возбуждения,  $P = 30$  мкВт, на поверхность площадью  $S \approx 10^{-4}$  см<sup>2</sup>, с энергией фоторожденных фотонов  $E_{\text{phot}} = 2.4 \cdot 10^{-19}$  Дж, по формуле

$$n_{\text{buf}} = \frac{P\tau\alpha}{E_{\text{phot}}Sd} = 80 \text{ мкм}^{-3}. \quad (7)$$

Здесь  $\alpha = (1 - R_{\text{ITO}})(1 - e^{-kd})$  — коэффициент поглощения света в буферном слое с учетом частичного его отражения от поверхности ИТО-электрода ( $R_{\text{ITO}} = 0.09$ ) и показателя поглощения,  $k = 1.1 \cdot 10^4$  см<sup>-1</sup>, на длине волны оптического возбуждения [27]. Мы также предположили, что в случае воздействия внешнего электрического поля время жизни электронно-дырочных пар ограничено их безызлучательным временем,  $\tau = 10^{-8}$  с. Полученное значение плотности фоторожденных носителей заряда превышает требуемую величину (см. уравнение (6)), поэтому электрическое поле в буферном слое может быть полностью экранировано.

В этом случае напряжение прикладывается к эпитаксиальному слою, включающему только барьеры и квантовую яму, суммарной толщины  $L_{\text{eff}} = 0.41$  нм. Напряженность поля резко возрастает, что приводит к значительному сдвигу экситонного резонанса. Это второй важный эффект дополнительного возбуждения буферного слоя. Эксперименты показывают, что использованная мощность накачки  $P = 30$  мкВт близка к минимальному значению, при котором этот эффект наблюдается. При увеличении мощности накачки буферного слоя величина сдвига экситона  $Xhh1$  немного увеличивается, но характер зависимости от приложенного напряжения сохраняется (рис. 3).

## 4.2. Компенсация эффекта Штарка

Селективное возбуждение в экситонные резонансы приводит к компенсации штарковского сдвига экситонов. Одним из механизмов, объясняющих такое поведение экситонных резонансов, может быть диполь-дипольное взаимодействие поляризованных экситонов [4] при достаточно высокой их двумерной плотности в КЯ. Такое взаимодействие должно приводить к отталкиванию экситонов и, соответственно, к голубому сдвигу экситонных резонансов. Лазерное возбуждение в резонанс  $Xhh1$  приводит к накоплению экситонов в квантовой яме, а именно в неизлучающем резервуаре вследствие их долгого времени жизни [25]. Их взаимодействие со светлыми экситонами должно приводить к отталкиванию экситонов и, соответственно, к голубому сдвигу экситонных резонансов. Таким образом, наблюдаемая на рис. 3, а частичная компенсация штарковского сдвига в области напряжений  $|U| > 1.1$  В может быть вызвана диполь-дипольным отталкиванием экситонов.

Для проверки этого предположения сделаем простую оценку концентрации экситонов в квантовой яме и энергии их диполь-дипольного взаимодействия. Для оценки двумерной плотности экситонов используем формулу, аналогичную формуле (7):

$$n_{\text{QW}} = \frac{P\tau\alpha_X}{E_{\text{phot}}S}. \quad (8)$$

Предполагая, что время жизни экситонов в неизлучающем резервуаре  $\tau = 30$  нс и коэффициент поглощения света на экситонном резонансе  $\alpha_X = 2\Gamma_0/\Gamma = 0.2$ , получим для мощности возбуждения  $P = 30$  мкВт следующее значение двумерной плотности:  $n_{\text{QW}} = 75$  мкм<sup>-2</sup>. Это соответствует среднему расстоянию между экситонами,  $a_{dd} = 1/\sqrt{n_{\text{QW}}} = 0.12$  мкм.

Для оценки энергии диполь-дипольного взаимодействия экситонов мы вычислили дипольный момент экситона с тяжелой дыркой  $Xhh1$  при напряженности поля  $F = 4$  кВ/см, используя результаты микроскопического расчета экситонных состояний. Оказалось, что при такой напряженности поля статический дипольный момент экситона  $P_X = q_e d \approx 10^{-21}$  Кл·мкм. Здесь  $d \approx 6$  нм — среднее расстояние между электроном и дыркой в экситоне в таком электрическом поле.

Для грубой оценки взаимодействия рассмотрим квадратную решетку экситонов в слое квантовой ямы с постоянной решеткой  $a_{dd}$ . Диполь-дипольное взаимодействие одного экситона с остальными экситонами в решетке описывается формулой

$$E_{dd} = s \frac{P_X^2}{4\pi\epsilon_0\epsilon a_{dd}^3}. \quad (9)$$

Здесь множитель  $s \approx 9$  получен путем суммирования по решетке. Из этой формулы получаем следующую оценку для энергии отталкивания экситонов:  $E_{dd} \approx 0.05$  мэВ. Экспериментально наблюдаемая величина компенсации штарковского сдвига на порядок больше (рис. 3, а).

Таким образом, диполь-дипольного отталкивания недостаточно для описания наблюдаемого эффекта компенсации, и мы должны искать другие механизмы этого эффекта.

Возможным механизмом компенсации штарковского сдвига экситона может быть его ионизация в электрическом поле. Такой процесс активно обсуждается в литературе (см., например, статью [28] и ссылки в ней). В результате ионизации образуются свободные носители заряда, которые могут частично экранировать внешнее электрическое поле. Количественная оценка скорости ионизации экситонов в квантовой яме требует отдельного теоретического моделирования, что выходит за пределы данной работы.

При увеличении мощности накачки компенсация штарковского сдвига за счет диполь-дипольного отталкивания экситонов становится ненаблюдаемой (см. рис. 3, *b*). Такое поведение можно объяснить следующими эффектами. С одной стороны, с ростом мощности накачки происходит уменьшение коэффициента поглощения света на переходе  $Xhh1$  из-за уширения резонанса. В результате концентрация экситонов, рождаемых в квантовой яме, как функция мощности накачки растет по корневому закону [29]. Одновременно с этим интенсивное лазерное излучение рождает в буферном слое много свободных носителей заряда, эффективно экранирующих электрическое поле в этом слое. Вследствие этого в КЯ происходит резкое увеличение напряженности электрического поля. В итоге концентрация фоторожденных экситонов оказывается недостаточной для компенсации эффекта Штарка.

## 5. Сравнение с теоретическим расчетом

Экситон может служить чувствительным зондом различных характеристик гетероструктуры [22], в частности профиля потенциальной ямы [30]. Здесь мы используем штарковский сдвиг экситона как зонд для оценки напряженности электрического поля в КЯ. Для этой цели нами проведен микроскопический расчет энергии экситона в электрическом поле. Расчет является модельно точным и не содержит подгоночных параметров. Значения материальных параметров гетероструктуры, используемых в расчете, хорошо протестированы в других исследованиях [22,30–33].

Для теоретического описания экситона в КЯ во внешнем электрическом поле численно решалось трехмерное уравнение Шредингера [33]:

$$\left( -\frac{\hbar^2}{2\mu_{hxy}} \left( \frac{\partial^2}{\partial \rho^2} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial \rho} + \frac{1}{\rho^2} \right) - \frac{\hbar^2}{2m_e} \frac{\partial^2}{\partial z_e^2} - \frac{\hbar^2}{2m_{hz}} \frac{\partial^2}{\partial z_h^2} + V \right) \chi(\rho, z_e, z_h) = E_x \chi(\rho, z_e, z_h), \quad (10)$$

где

$$V = V_e(z_e) + V_h(z_h) + eF(z_e - z_h) - \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0\epsilon\sqrt{\rho^2 + (z_e - z_h)^2}}. \quad (11)$$

Первый член гамильтониана (10) является оператором кинетической энергии относительного движения экситона в плоскости КЯ (вдоль координат  $x$  и  $y$ ), где  $\rho$  — расстояние между электроном и дыркой, а  $\mu_{hxy} = m_e m_{hxy} / (m_e + m_{hxy})$  — приведенная масса экситона. Второй и третий члены являются операторами кинетической энергии движения электрона и дырки поперек КЯ,  $m_e$  — эффективная масса электрона,  $m_{hz}$  — эффективная масса дырки вдоль оси  $z$ . В расчете учитывается, что масса дырки является анизотропной,  $m_{hz} \neq m_{hxy}$ , и описывается с помощью параметров Латтинжера [33]. Последний член гамильтониана представляет собой потенциальную энергию, описываемую выражением (11). Прямоугольный потенциал КЯ описывается членами  $V_e$  и  $V_h$  для электронов и дырок соответственно. Следующий член описывает влияние внешнего электрического поля, где  $e$  — элементарный заряд электрона,  $z_e$  и  $z_h$  — координаты электрона и дырки вдоль оси  $z$  соответственно. Последний член описывает энергию кулоновского взаимодействия между электроном и дыркой, где  $\epsilon$  — диэлектрическая проницаемость среды. Функция  $\chi(\rho, z_e, z_h) = \rho \psi(\rho, z_e, z_h)$ , где  $\psi(\rho, z_e, z_h)$  — волновая функция экситона. Множитель  $\rho$  введен для реализации нулевых граничных условий при совпадающих координатах электрона и дырки.

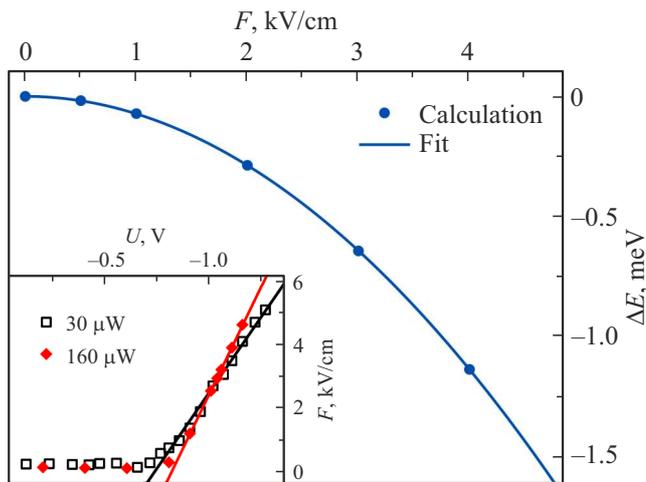
Численная реализация выполнена на основе метода конечных разностей, в которой уравнение Шредингера представлялось в матричном виде [33]. Для определения энергии и волновой функции экситона были сосчитаны нижайшие собственные значения и собственные вектора матрицы. Погрешность аппроксимации дифференциального уравнения конечными разностями уменьшается с уменьшением размера используемой сетки. Области расчета по координатам  $\rho$ ,  $z_e$  и  $z_h$  составляли 200 нм. Размер сетки последовательно уменьшался от 2 до  $\sim 0.9$  нм, и затем результат экстраполировался к шагу сетки, равному нулю.

Результаты расчета сдвига энергии экситона  $Xhh1$  для нескольких значений напряженности электрического поля показаны на рис. 4. Подгонка зависимости проведена феноменологической формулой:

$$\Delta E = \alpha F^\beta. \quad (12)$$

В результате подгонки получены следующие значения параметров:  $\alpha = -73 \text{ мкЭВ} \cdot (\text{кВсм})^{-\beta}$ ,  $\beta = -1.98$ .

Сопоставление экспериментально измеренного сдвига резонанса  $Xhh1$  в зависимости от приложенного напряжения  $U$  с рассчитанным сдвигом в зависимости от напряженности поля  $F$  позволяет сделать оценку напряженности поля в эксперименте. Полученная таким образом зависимость  $F(U)$  для слабого ( $P = 30 \text{ мкВт}$ )



**Рис. 4.** Зависимость сдвига экситонного резонанса  $Xhh1$  от напряженности электрического поля, полученная в микроскопическом расчете. Синей кривой показана феноменологическая подгонка формулой (12). На вставке показана зависимость напряженности электрического поля в слое КЯ от прикладываемого напряжения при слабом ( $P = 30$  мкВт, полые квадраты) и более сильном ( $P = 160$  мкВт, красные ромбы) оптическом возбуждении в буферный слой. Черной и красной прямыми линиями показана подгонка формулой  $F = k(U - U_0)$  для слабого и сильного возбуждений соответственно. (Цветной вариант рисунка представлен в электронной версии статьи).

и сильного ( $P = 160$  мкВт) оптического возбуждения представлена на вставке к рис. 4.

Видно, что при напряжении  $|U| < |U_0| \sim 0.7$  В напряженность поля в КЯ мала и практически не зависит от прикладываемого напряжения. Как описывалось выше, это может быть связано с компенсацией внешнего электрического поля свободными фоновыми носителями заряда в слоях барьеров и КЯ. В области полей  $|U| > 0.7$  В компенсации не происходит, поскольку носители зажаты потенциальными стенками КЯ, и напряженность поля растет с ростом прикладываемого напряжения. Полученная зависимость напряженности поля в КЯ от напряжения позволяет по формуле (4) оценить эффективную толщину слоя,  $L_{\text{eff}}$ , к которой прикладывается напряжение.

Из данных, приведенных на вставке рис. 4 для случая слабого возбуждения в буферный слой ( $P = 30$  мкВт), получается следующая оценка для эффективной толщины:  $L_{\text{eff}} \approx 320$  нм. Полученная оценка  $L$  несколько меньше суммарной толщины барьеров и КЯ,  $L_{\text{eff}} = 410$  нм. Возможной причиной этому может служить частичная компенсация электрического поля в барьерных слоях, обусловленная их неконтролируемым фоновым легированием.

## 6. Заключение

В данной работе мы провели экспериментальное исследование экситонов в КЯ GaAs/AlGaAs в электри-

ческом поле. Проведенный анализ спектров отражения в рамках модели диэлектрического отклика показывает, что приложение электрического поля к исследуемой гетероструктуре с КЯ приводит к существенному сдвигу экситонных резонансов только при дополнительном лазерном возбуждении. Сдвиг резонансов в случае возбуждения в буферный слой GaAs хорошо описывается феноменологической формулой (3) со значениями параметров, приведенных ниже этой формулы. Такой сдвиг экситонных резонансов обусловлен эффектом Штарка, что подтверждается микроскопическим расчетом без использования подгоночных параметров. Дополнительное возбуждение в состоянии  $Xhh1$  и  $X1h1$  позволило обнаружить компенсацию штарковского сдвига экситонных резонансов. Теоретический расчет энергии экситонного уровня позволил определить величину напряженности электрического поля в слое КЯ и оценить величину эффективного слоя гетероструктуры, к которому прикладывается напряжение.

## Финансирование работы

Авторы благодарят Российский научный фонд за финансовую поддержку работы в рамках гранта № 19-72-20039. Е.С. Храмцов благодарит Санкт-Петербургский государственный университет за финансовую поддержку теоретической части работы в рамках гранта № 94030557. Шимин Чжэн благодарит Китайский стипендиальный совет (China scholarship council).

## Благодарности

Авторы благодарят Ресурсный центр „Нанозфотоника“ СПбГУ за образцы для исследований.

## Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

## Список литературы

- [1] S.I. Tsintzos, A. Tzimis, G. Stavrinidis, A. Trifonov, Z. Hatzopoulos, J.J. Baumberg, H. Ohadi, P.G. Savvidis. Phys. Rev. Lett., **121** (3), 037401 (2018).
- [2] L.V. Butov, A.C. Gossard, D.S. Chemla. Nature, **418**, 751 (2002).
- [3] L.V. Butov, C.W. Lai, A.L. Ivanov, A.C. Gossard, D.S. Chemla. Nature, **417**, 47 (2002).
- [4] Z. Vörös, D.W. Snoke, L. Pfeiffer, K. West. Phys. Rev. Lett., **103** (1), 016403 (2009).
- [5] P. Andreakou, S. Cronenberger, D. Scalbert, A. Nalitov, N.A. Gippius, A.V. Kavokin, M. Nawrocki, J.R. Leonard, L.V. Butov, K.L. Campman, A.C. Gossard, M. Vladimirova. Phys. Rev. B, **91** (12), 125437 (2015).
- [6] D.J. Choksy, Chao Xu, M.M. Fogler, L.V. Butov, J. Norman, A.C. Gossard. Phys. Rev. B, **103** (4), 045126 (2021).

- [7] D.A.B. Miller, D.S. Chemla, T.C. Damen, A.C. Gossard, W. Wiegmann, T.H. Wood, C.A. Burrus. *Phys. Rev. Lett.*, **53** (22), 2173 (1984).
- [8] A. Thilagam. *Appl. Phys. A*, **64** (1), 83 (1997).
- [9] J.A. Brum, G. Bastard. *Phys. Rev. B*, **31** (6), 3893 (1985).
- [10] D.A.B. Miller, D.S. Chemla, T.C. Damen, A.C. Gossard, W. Wiegmann, T.H. Wood, C. Burrus. *Phys. Rev. B*, **32** (2), 1043 (1985).
- [11] L. Schultheis, K. Köhler, C.W. Tu. *Phys. Rev. B*, **36** (12), 6609 (1987).
- [12] R.T. Collins, L. Viña, W.I. Wang, L.L. Chang, L. Esaki, K.v. Klitzing, K. Ploog. *Phys. Rev. B*, **36** (3), 1531 (1987).
- [13] M. Whitehead, G. Parry, K. Woodbridge, P.J. Dobson, G. Duggan. *Appl. Phys. Lett.*, **52** (5), 345 (1988).
- [14] I.V. Ponomarev, L.I. Deych, A.A. Lisyansky. *Phys. Rev. B*, **72** (11), 115304 (2005).
- [15] A.B. Горбунов, В.Б. Тимофеев. *Письма ЖЭТФ*, **84** (6), 390 (2006).
- [16] A.B. Горбунов, В.Б. Тимофеев. *Письма ЖЭТФ*, **96** (2), 145 (2012).
- [17] S.V. Lobanov, N.A. Gippius, L.V. Butov. *Phys. Rev. B*, **94** (24), 245401 (2016).
- [18] Е. Ивченко, П. Копьев, В. Кочерешко, И. Уральцев, Д. Яковлев, С. Иванов, Б. Мельцер, М. Калигиевский. *ФТП*, **22**, 784 (1988).
- [19] E. Ivchenko, A. Kavokin, V. Kochereshko, P. Kor'ev, N. Ledentsov. *Superlatt. Microstr.*, **12** (3), 317 (1992).
- [20] Е. Ивченко, В. Кочерешко, А. Платонов, Д. Яковлев, А. Ваар, В. Оссау, Г. Ландвер. *ФТТ*, **39**, 2072 (1992).
- [21] E.L. Ivchenko. *Optical Spectroscopy of Semiconductor Nanostructures* (Springer, Berlin, 2004) p. 437.
- [22] P.Yu. Shapochkin, S.A. Eliseev, V.A. Lovtcus, Yu.P. Efimov, P.S. Grigoryev, E.S. Khramtsov, I.V. Ignatiev. *Phys. Rev. Appl.*, **12** (3), 034034 (2019).
- [23] A.V. Trifonov, S.N. Korotan, A.S. Kurdyubov, I.Ya. Gerlovin, I.V. Ignatiev, Yu.P. Efimov, S.A. Eliseev, V.V. Petrov, Yu.K. Dolgikh, V.V. Ovsyankin, A.V. Kavokin. *Phys. Rev. B*, **91**, 115307 (2015).
- [24] I. Strzalkowski, S. Joshi, C.R. Crowell. *Appl. Phys. Lett.*, **28** (6), 350 (2008).
- [25] A.S. Kurdyubov, A.V. Trifonov, I.Ya. Gerlovin, B.F. Gribakin, P.S. Grigoryev, A.V. Mikhailov, I.V. Ignatiev, Yu.P. Efimov, S.A. Eliseev, V.A. Lovtcus, M. Assmann, M. Bayer, A.V. Kavokin. *Phys. Rev. B*, **104** (3), 035414 (2021).
- [26] A.S. Kurdyubov, A.V. Trifonov, A.V. Mikhailov, Yu.P. Efimov, S.A. Eliseev, V.A. Lovtcus, I.V. Ignatiev. *Phys. Rev. B*, **107**, 075302 (2023).
- [27] M.D. Sturge. *Phys. Rev.*, **127**, 768 (1962).
- [28] J. Heckötter, M. Freitag, D. Fröhlich, M. Abmann, M. Bayer, M.A. Semina, M.M. Glazov. *Phys. Rev. B*, **98**, 035150 (2018).
- [29] D.F. Mursalimov, A.V. Mikhailov, A. Kurdyubov, A.V. Trifonov, I.V. Ignatiev. *Semiconductors*, **56**, 2021 (2022).
- [30] P. Grigoryev, A. Kurdyubov, M. Kuznetsova, I. Ignatiev, Yu. Efimov, S. Eliseev, V. Petrov, V. Lovtcus, P. Shapochkin. *Superlatt. Microstr.*, **97**, 452 (2016).
- [31] I. Vurgaftman, J.R. Meyer, L.R. Ram-Mohan. *J. Appl. Phys.*, **89** (11), 5815 (2001).
- [32] M.N. Bataev, M.A. Chukeev, M.M. Sharipova, P.A. Belov, P.S. Grigoryev, E.S. Khramtsov, I.V. Ignatiev, S.A. Eliseev, V.A. Lovtcus, Yu.P. Efimov. *Phys. Rev. B*, **106**, 085407 (2022).
- [33] E.S. Khramtsov, P.A. Belov, P.S. Grigoryev, I.V. Ignatiev, S.Yu. Verbin, Yu.P. Efimov, S.A. Eliseev, V.A. Lovtcus, V.V. Petrov, S.L. Yakovlev. *J. Appl. Phys.*, **119**, 184301 (2016).

### Effect of electric field on excitons in a quantum well under addition optical excitation

M.A. Chukeev<sup>1</sup>, E.S. Khramtsov<sup>1</sup>, Shiming Zheng<sup>1</sup>, I.V. Ignatiev<sup>1</sup>, S.A. Eliseev<sup>2</sup>, Yu.P. Efimov<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Spin Optics Laboratory,  
St. Petersburg State University,  
198504 St. Petersburg, Russia

<sup>2</sup> Nanophotonics Resource Center,  
St. Petersburg State University,  
198504 St. Petersburg, Russia

**Abstract** Reflection spectra of a heterostructure with a GaAs/AlGaAs quantum well of 30 nm wide have been studied under additional optical excitation in an external electric field. The influence of the electric field on all parameters of light-hole and heavy-hole exciton resonances, was studied upon selective excitation of various optical transitions. The effect of compensating for the Stark shift upon excitation to the ground exciton state of the quantum well is found. A sharp increase in the Stark shift of excitons in quantum well was found upon optical creation of charge carriers in the GaAs buffer layer. A microscopic calculation of exciton states in various electric fields has been performed. A comparison of the calculated and measured Stark shift of the heavy-hole exciton is used to obtain the dependence of the electric field strength in the quantum well on the applied voltage.

Публикация материалов Симпозиума завершена.