

Непрямые в реальном и импульсном пространстве дипольные экситоны в гетероструктуре GaAs/AlAs

© А.В. Горбунов[¶], В.Б. Тимофеев

Институт физики твердого тела Российской академии наук,
142432 Черноголовка, Россия

(Получена 23 мая 2014 г. Принята к печати 15 июня 2014 г.)

В диоде Шоттки со структурой из двух узких гетерослоев, GaAs (3.5 нм) и AlAs (5 нм), исследованы в перпендикулярном магнитном поле, в геометрии Фарадея, фотолюминесцентные свойства долгоживущих дипольных экситонов, непрямых не только в реальном, но и в импульсном пространстве. С помощью внешнего перпендикулярного электрического поля удастся увеличивать времена жизни таких экситонов до ~ 1 мкс. Тем не менее, экситонная спиновая подсистема остается неравновесной — время спиновой релаксации экситона оказывается еще длиннее. Степень циркулярной поляризации достигает 80% в поле 6 Тл. С помощью электрического поля можно управлять как ее величиной, так и знаком.

1. Введение

Пространственно-непрямые дипольные экситоны в квантовых ямах (КЯ), образованные электроном и дыркой, разнесенными пространственно вдоль оси роста структуры под действием электрического поля, приложенного перпендикулярно плоскости КЯ, чрезвычайно интересны с точки зрения экситонной бозе-конденсации и демонстрируют целую совокупность ее признаков в эксперименте [1]. Одним из основных достоинств пространственно-непрямых экситонов с точки зрения возможности бозе-конденсации являются большие времена жизни, обусловленные уменьшенным перекрытием волновых функций электрона и дырки. В КЯ GaAs/AlGaAs типичное время жизни для прямого экситона, возникающего в отсутствие внешнего электрического поля, составляет $\tau_x \leq 100$ пс [2]. Время жизни непрямого экситона в широкой одиночной КЯ достигает единиц [2] и десятков [3] нс, а в двойной квантовой яме (ДКЯ) — структуре из двух КЯ, разделенных тонким, туннельно-прозрачным барьером, — десятков и сотен мкс [4]. Дипольные экситоны можно эффективно охлаждать и накапливать, особенно если использовать при этом того или иного вида потенциальную ловушку.

В последнее время значительное внимание привлекают к себе спиновые степени свободы экситонных бозе-систем. В частности, для внутрирезонаторных экситонных поляритонов недавно было предсказано теоретически [5] и подтверждено затем экспериментально [6] подавление зеемановского расщепления в бозе-конденсате двумерных экситонных поляритонов в оптическом микрорезонаторе в магнитных полях, меньших некоторого критического значения: $B < B_c$. Следует отметить, что эффект подавления (компенсации) спинового расщепления был предсказан для термодинамически равновесного бозе-конденсата при нулевой температуре [5]. Несмотря на то что система экситонных поляритонов в оптическом микрорезонаторе с очевидностью не является равновесной (типичное время жизни внутрирезонаторного

поляритона составляет единицы пикосекунд), явление компенсации спинового расщепления было обнаружено экспериментально [6] для бозе-конденсата экситонных поляритонов в GaAs микрорезонаторе в условиях квазистационарного нерезонансного фотовозбуждения в области магнитных полей $B \leq 1.7$ Тл: зеемановское расщепление отсутствовало с точностью ± 5 мкэВ. При этом в подтверждение неравновесности данной системы в диапазоне магнитных полей от 0 до 3 Тл знак циркулярной поляризации был отрицательным: т.е. конденсация происходила не на нижний, а на верхний зеемановский подуровень.

Недавно эффект компенсации зеемановского расщепления в перпендикулярном магнитном поле был обнаружен для дипольных экситонов в КЯ GaAs/AlGaAs шириной 25 нм [7]. При этом оказалось, что спиновая подсистема дипольных экситонов, несмотря на гораздо большие времена жизни (~ 1 нс) по сравнению с экситонными поляритонами, также остается неравновесной [7]. Данная работа продолжает исследования спиновых свойств дипольных экситонов в направлении использования более долгоживущих экситонных систем с целью приближения к равновесным условиям эксперимента. Изучается структура, состоящая из пары достаточно тонких слоев GaAs и AlAs, в которой дырка находится в КЯ GaAs, в центре зоны Бриллюэна, в Г-точке, а электрон — в соседнем слое AlAs, причем на краю зоны, в X-точке. Такой экситон является непрямым как в реальном, так и в импульсном пространстве и должен отличаться чрезвычайно большим временем жизни. Подобные гетероструктуры с тонкими слоями GaAs/AlAs ранее уже исследовались, причем именно с целью реализации экситонной бозе-конденсации [8], и в них действительно были зафиксированы времена затухания фотолюминесценции в диапазоне сотен наносекунд [9,10].

2. Методика эксперимента

Исследуемая ДКЯ состояла из двух эпитаксиальных слоев: нижнего, более близкого к подложке, слоя AlAs

[¶] E-mail: gorbunov@issp.ac.ru

шириной 5 нм и верхнего слоя GaAs шириной 3.5 нм. Снизу и сверху ДКЯ имелись барьерные слои AlGaAs шириной по 50 нм. Внешнее напряжение U прикладывалось к верхнему электроду — затвору Шоттки на поверхности гетероструктуры (полупрозрачная пленка Au/Cr толщиной 15 нм) — относительно нижнего встроенного электрода — (легированный кремнием n^+ -слой GaAs толщиной 150 нм). Расстояние между электродами d составляло ~ 180 нм, а величина обусловленного барьером Шоттки встроенного отрицательного потенциала была определена по напряжению открывания диода Шоттки (режим „плоских зон“): $U_0 \approx +900$ мВ. Таким образом, напряженность электрического поля внутри имеющегося плоского конденсатора оценивалась из соотношения $F = (U - U_0)/d$ и, например, при напряжении $U = +400$ мВ составляла $F = -28$ кВ/см.

Образец находился в оптическом криостате в жидком ^4He , внутри сверхпроводящего соленоида (геометрия Фарадея, магнитное поле $0 < B < 6$ Тл), при температуре $T \approx 1.6$ К. Излучение фотолюминесценции собиралось с помощью кварцевой линзы с фокусным расстоянием $f = 12.5$ мм и числовой апертурой $N_A \approx 0.4$, расположенной перед образцом внутри криостата. Увеличенное изображение образца проецировалось с помощью оптической системы на входную щель спектрометра (фокусное расстояние 500 мм) с охлаждаемой кремниевой CCD-камерой. Использовался спектрометр, передающий изображение из плоскости входной щели в плоскость выходной щели без искажений (*imaging spectrometer*). В результате имелась возможность регистрировать с пространственным разрешением ≤ 2 мкм: а) изображение образца в нулевом порядке дифракционной решетки в различных областях спектра, применяя узкополосные интерференционные светофильтры, и б) спектры люминесценции с пространственным разрешением в направлении вдоль спектральной щели.

Поляризация фотолюминесценции анализировалась с помощью призмы Глана и четвертьволновой фазовой пластинки. Величина спинового расщепления в магнитном поле для повышения точности определялась из разности положений центра тяжести спектральной линии в левой и правой циркулярной поляризации: σ^- и σ^+ . Достигнутая ошибка экспериментальных измерений $\Delta E_Z = (E_{\sigma^-} - E_{\sigma^+})$ составляла ± 10 мкэВ.

Для возбуждения фотолюминесценции использовались непрерывные одномодовые полупроводниковые лазеры с длинами волн $\lambda = 405$ нм (энергия фотона больше ширины запрещенной зоны в слое AlAs) и $\lambda = 658$ нм (надбарьерное возбуждение: энергия фотона больше ширины запрещенной зоны в барьере AlGaAs). Их излучение фокусировалось на поверхности образца в однородное пятно размером около 30 мкм — той же самой линзой, которая использовалась для сбора света люминесценции.

Исследование кинетики фотолюминесценции производилось при помощи преобразователя „время-ампли-

туда“. В качестве источника фотовозбуждения применялся импульсный полупроводниковый лазер (длина волны $\lambda = 405$ нм, длительность импульса $t_p = 80$ пс, частота повторения — до 100 МГц). Для детектирования использовался кремниевый лавинный фотодиод в режиме счета фотонов, на приемную площадку которого фокусировался свет фотолюминесценции от образца, прошедший через монохроматор. Временное разрешение системы составляло ~ 0.4 нс.

3. Экспериментальные результаты

3.1. Эффект Штарка

На рис. 1, а показан сдвиг линии экситонной люминесценции в ДКЯ GaAs/AlAs в сторону низких энергий в зависимости от напряженности электрического поля F , перпендикулярного плоскости КЯ, — эффект Штарка. В режиме плоских зон ($F = 0$) энергия экс-

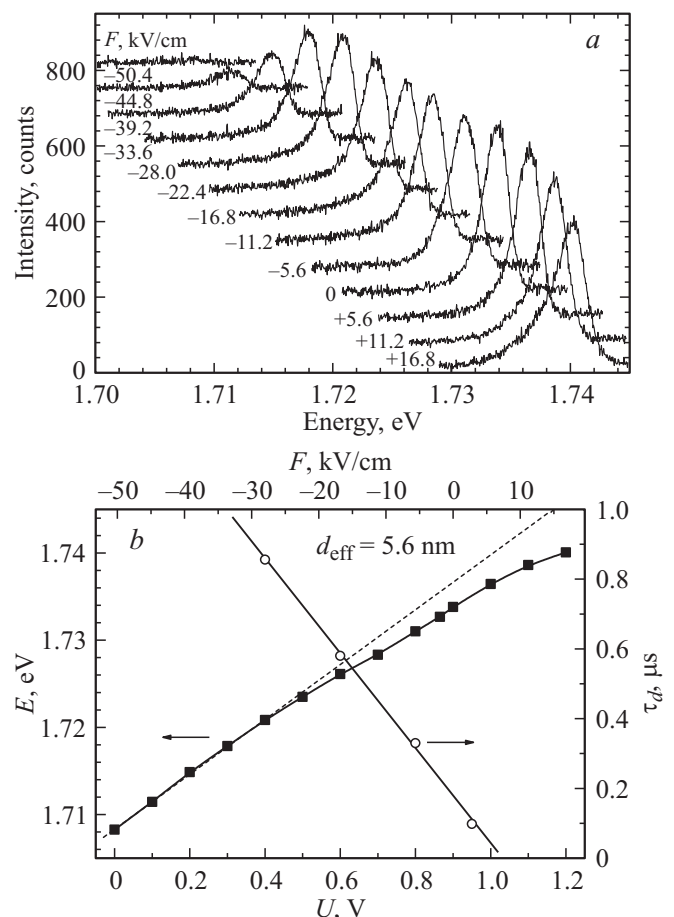


Рис. 1. а — штарковский сдвиг линии непрямого экситона в ДКЯ GaAs/AlAs. б — энергия экситона E (квадраты) и время затухания люминесценции τ_d (кружки) в зависимости от приложенного внешнего напряжения смещения U и напряженности электрического поля F . d_{eff} — эффективное плечо диполя. Мощность фотовозбуждения $P_{658} = 10$ мкВт. Температура $T = 1.6$ К.

тонной линии находится вблизи 1.734 эВ. Ширина ее при этом минимальна и составляет ~ 2.3 мэВ. Общая величина штарковского сдвига достигает > 30 мэВ в поле $F = -50$ кВ/см, причем вплоть до ~ -35 кВ/см интенсивность и ширина линии меняются слабо. При более высоких напряженностях электрического поля амплитуда линии падает, она становится шире, а при $|F| > 50$ кВ/см — вообще исчезает.

Энергетическое положение E линии экситонной люминесценции в зависимости от приложенного внешнего напряжения U и напряженности электрического поля F в области ДКЯ (верхняя шкала) показано черными квадратами на рис. 1, *b*. На начальном участке, при не очень сильных электрических полях, зависимость $E(F)$ нелинейна, но в дальнейшем выходит на линейный участок. Линейный эффект Штарка описывается выражением $\Delta E = e d_{\text{eff}} F$, где e — заряд электрона, а d_{eff} — эффективное расстояние, на которое разнесены электрон и дырка, или плечо диполя. Из угла наклона соответствующей прямой (штриховая линия на рис. 1, *b*) получается $d_{\text{eff}} \approx 5.6$ нм и дипольный момент экситона составляет ~ 270 Д.

3.2. Кинетика люминесценции

В области отрицательных электрических полей, когда диод Шоттки закрыт, кинетика затухания люминесценции непрямого экситона в ДКЯ GaAs/AlAs описывается экспоненциальным законом: $I(t) = I_0 \exp(-t/\tau_d)$, где I — интенсивность люминесценции, t — время, τ_d — время спада люминесценции. Из рис. 1, *b* видно (светлые кружки), что с увеличением напряженности запирающего электрического поля τ_d растет по линейному закону: от ~ 100 нс в режиме плоских зон до ~ 860 нс при $F = -28$ кВ/см.

В диапазоне положительных электрических полей, когда диод открыт и между затворами течет ток, время затухания с увеличением приложенного напряжения укорачивается до ~ 1 нс. При этом кинетика становится неэкспоненциальной: кроме основной, короткоживущей компоненты присутствует более слабая долгоживущая составляющая с временем спада ≤ 100 нс.

3.3. Пространственное распределение люминесценции

При увеличении интенсивности фотовозбуждения в спектре люминесценции, с низкоэнергетичной стороны от линии непрямого экситона, появляются узкие пики, ширина которых меньше разрешающей способности спектрального прибора (≤ 100 мэВ). Одновременно в пространственном распределении люминесценции наблюдаются яркие точки (см. рис. 2), размер которых ограничен пространственным разрешением оптической системы (≤ 2 мкм). Влияние приложенного внешнего электрического поля на появление этих пространственных неоднородностей имеет свои особенности. С одной

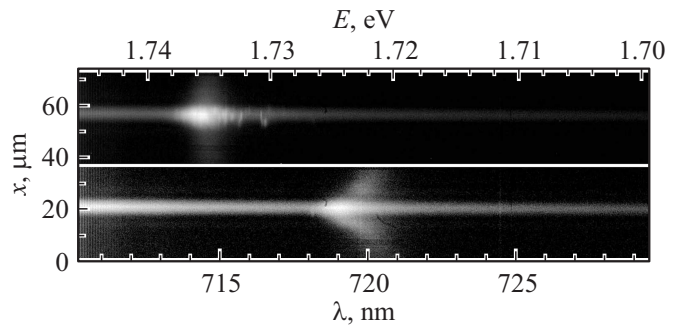


Рис. 2. Спектр люминесценции дипольного экситона в ДКЯ GaAs/AlAs с пространственным разрешением в направлении x , вдоль спектральной щели. Вверху — режим плоских зон, внизу — при напряженности электрического поля $F = -28$ кВ/см. Непрерывное фотовозбуждение с мощностью $P_{658} = 40$ мкВт. Фокусировка лазерного пучка в пятно диаметром ~ 3 мкм. $T = 1.6$ К.

стороны, увеличение при фиксированной мощности накачки напряженности поля от $F = 0$ в режиме плоских зон делает узкие спектральные пики более интенсивными. С другой стороны, в достаточно сильных электрических полях ($|F| > 20$ кВ/см) эти пики вообще пропадают. При этом наблюдается дрейф фотовозбуждений из-под пятна лазерной накачки на расстояния в десятки микрон, как это продемонстрировано на нижнем спектре на рис. 2.

3.4. Магнитное поле

Поведение в магнитном поле зеемановского спинового расщепления — разницы в энергии циркулярно поляризованных компонент σ^+ и σ^- с противоположным направлением вращения $\Delta E_Z(B) = (E_{\sigma^-} - E_{\sigma^+})$ — зависит от напряженности электрического поля (рис. 3, *a*). В режиме плоских зон ($F = 0$) $\Delta E_Z(B)$ ведет себя качественно, подобно тому, как это происходит в широкой квантовой яме GaAs/AlGaAs [7]: сначала расщепление нарастает до $\sim +100$ мэВ, после чего уменьшается, меняет знак вблизи $B_0 = 4$ Тл и дальше растет в отрицательную сторону. Уже при небольшом отклонении от режима плоских зон, $F \approx 0$, значение B_0 заметно возрастает. С дальнейшим наращиванием электрического поля $\Delta E_Z(B)$ превращается в монотонно нарастающую функцию и сильно увеличивается: достигает $+1.2$ мэВ при $B = 6$ Тл и $F = -28$ кВ/см.

Интенсивности σ^+ - и σ^- -компонент линии люминесценции совпадают при $B = 0$, но с ростом магнитного поля одна из них монотонно увеличивается в 1.5–1.7 раза, насыщаясь к 5–6 Тл, а другая — уменьшается приблизительно в 4 раза к 6 Тл. Таким образом степень циркулярной поляризации $\rho_c = (I_{\sigma^+} - I_{\sigma^-}) / (I_{\sigma^+} + I_{\sigma^-})$ монотонно растет по модулю в магнитном поле, как это показано на рис. 3 *b*, достигая значений 0.7–0.8 по абсолютной величине в поле 6 Тл. Знак ρ_c зависит от

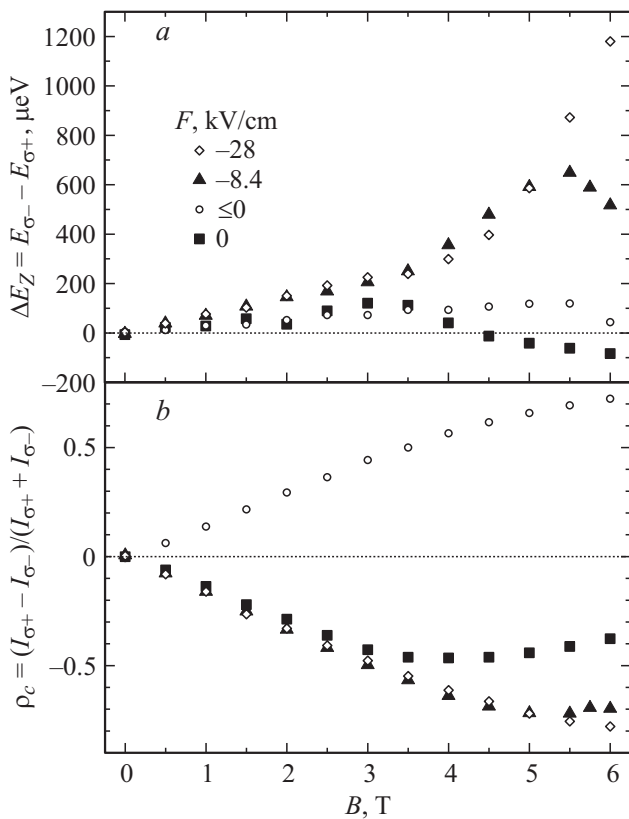


Рис. 3. *a* — зеемановское расщепление $\Delta E_Z = (E_{\sigma^-} - E_{\sigma^+})$ и *b* — степень циркулярной поляризации $\rho_c = (I_{\sigma^+} - I_{\sigma^-}) / (I_{\sigma^+} + I_{\sigma^-})$ в зависимости от магнитного поля B для линии непрямого экситона в ДКЯ GaAs/AlAs при напряженностях электрического поля: $F \leq 0$ (вблизи режима плоских зон), $F = -8.4$ и $F = -28$ кВ/см, а также при отсутствии затвора Шоттки ($F = 0$). Мощность фотовозбуждения $P_{658} = 30$ мкВт. $T = 1.6$ К.

приложенного электрического поля. Пока $F < 0$ и диод Шоттки остается в запертом состоянии, $\rho_c < 0$: интенсивность выше у σ^- -компоненты. По приближению к режиму плоских зон знак ρ_c меняется на противоположный: $\rho_c > 0$ и интенсивнее становится σ^+ -компонента, причем для модуля ρ_c зависимость от магнитного поля остается практически неизменной.

На рис. 4 приведены вместе зеемановское расщепление ΔE_Z и степень циркулярной поляризации ρ_c в зависимости от электрического поля F при фиксированном магнитном поле $B = 4$ Тл. В режиме, когда диод Шоттки открыт ($F > 0$), но прямой ток через него не слишком большой, знак расщепления отрицательный, $\Delta E_Z < 0$: выше по энергии σ^+ -компонента. Расщепление ΔE_Z меняет знак: $\Delta E_Z > 0$ и выше по энергии становится σ^- -компонента, — в тот момент, когда диод запирается, т.е. вблизи режима плоских зон. С ростом напряженности запирающего диод Шоттки отрицательного электрического поля ΔE_Z остается положительным и немонотонно увеличивается. Зависимость степени циркулярной поляризации $\rho_c(F)$ имеет вид ступенчатой

функции: $\rho_c \approx +0.5$, пока диод открыт и $\rho_c \approx -0.6$, когда диод заперт. Смена знака и зануление циркулярной поляризации, $\rho_c = 0$, происходят вблизи $F = -6$ кВ/см.

Интенсивность обеих компонент линейно растет с накачкой в диапазоне плотностей мощности фотовозбуждения $0.1-10$ Вт/см². При еще большей накачке наблюдаются признаки насыщения, особенно в сильных электрических полях. Степень циркулярной поляризации слабо зависит от мощности фотовозбуждения, чего не скажешь о спиновом расщеплении: величина ΔE_Z монотонно падает с накачкой. Наиболее значителен этот эффект в сильных электрических полях. Так, при $F = -28$ кВ/см, $B = 4$ Тл и увеличении плотности мощности от 0.1 до 30 Вт/см² ΔE_Z уменьшается практически на порядок: от 1.2 мэВ до ~ 130 мкэВ.

Рост интенсивности линии с накачкой сопровождается уменьшением спектральной ширины в обеих циркулярных поляризациях. Минимальная ширина наблюдается вблизи 10 Вт/см², а с дальнейшим увеличением лазерной мощности начинается уширение. Независимо от знака ρ_c более интенсивная зеемановская компонента всегда имеет меньшую спектральную ширину. При увеличении накачки она сужается на $\leq 25\%$, до величины $2.5-3.0$ мэВ, которая растет в электрическом поле. Степень сужения более слабой, исходно более широкой компоненты еще больше: до 60% . Нарастание интенсивности более сильной компоненты в магнитном поле также сопровождается небольшим сужением, $< 5\%$. Менее интенсивная компонента с ростом магнитного поля не только становится еще слабее, но и заметно уширяется: в 1.5 раза и более в сильных электрических полях. В целом запираение диода Шоттки и увеличение электрического поля приводят к уширению линии как в σ^+ -, так и в σ^- -поляризации.

Кинетические измерения показали, что более интенсивная спиновая компонента является и более долгоживущей при любом знаке циркулярной поляризации. Для нее в поле 6 Тл время спада люминесценции может быть

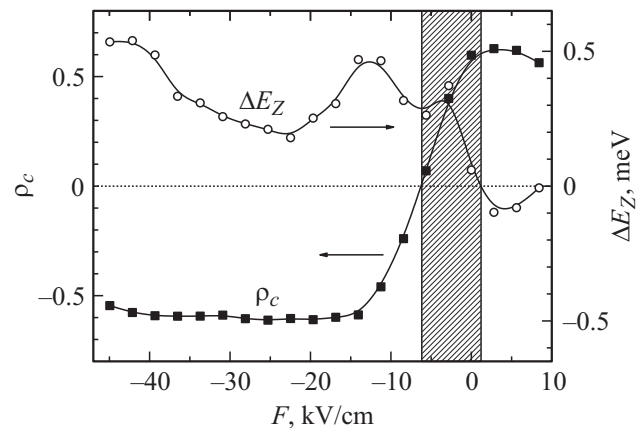


Рис. 4. Зеемановское расщепление ΔE_Z и степень циркулярной поляризации ρ_c в зависимости от напряженности электрического поля F . Мощность фотовозбуждения $P_{658} = 30$ мкВт, магнитное поле $B = 4$ Тл, температура $T = 1.6$ К.

длиннее в несколько раз. Например, при напряженности электрического поля $F = -16.8$ кВ/см соответствующие значения времен τ_d составили 840 нс и 320 нс.

4. Обсуждение результатов

С точки зрения наблюдения эффекта Штарка качество исследуемой гетероструктуры довольно высокое: максимальная наблюдаемая величина штарковского сдвига экситонной линии превышает энергию связи как минимум на порядок. Линия исчезает только в очень сильных электрических полях, > 50 кВ/см: по-видимому, значительный перекося энергетических зон приводит к эффективному туннелированию из КЯ через образующийся треугольный потенциальный барьер. С другой стороны, в таких узких квантовых ямах велика роль флуктуаций как потенциала на интерфейсах, так и ширины ямы, что выражается в увеличении неоднородного спектрального уширения. Минимальная измеренная ширина линии люминесценции ~ 2.3 мэВ примерно в 20 раз больше, чем в высококачественных структурах на основе GaAs/AlGaAs [1]. Она не намного меньше того, что наблюдалось на подобных ДКЯ GaAs/AlAs в более ранних работах [8–10], — по-видимому, это близко к пределу для современной технологии.

Найденное из эксперимента значение для плеча диполя $d_{\text{eff}} \approx 5.6$ нм неплохо согласуется с расстоянием между центрами КЯ: ~ 4.2 нм. Получаемая в результате большая величина статического дипольного момента еще раз объясняет, почему пространственно-непрямые экситоны называют также дипольными (или дипольными). Для сравнения, значения характерных дипольных моментов для полярных молекул составляют единицы Д.

Измеренные времена затухания люминесценции также согласуются с полученными ранее [9,10]. То, что даже без электрического поля, в режиме плоских зон, τ_d уже составляет ~ 100 нс, связано именно с тем, что эти экситоны являются непрямыми как в реальном, так и в импульсном пространстве. Излучательная рекомбинация электрона на краю зоны Бриллюэна и дырки в центре зоны требует участия третьей частицы для выполнения закона сохранения импульса. Кроме того, поскольку электрон находится в слое AlAs, а дырка — в КЯ GaAs, перекрытие их волновых функций уменьшено, и это также удлиняет время рекомбинации. Перекося зон электрическим полем дополнительно „поджимает“ электрон и дырку к противоположным интерфейсам ДКЯ и увеличивает τ_d еще на порядок. По сравнению со случаем одиночной КЯ шириной 40 нм [3] это увеличение не столь сильное и рост с электрическим полем не экспоненциальный, а линейный. Сказывается то, что уже исходно время τ_d большое и дипольный момент — тоже, и сильно его увеличить невозможно из-за небольшой общей ширины ДКЯ. Короткая и неэкспоненциальная кинетика при открытом диоде Шоттки протекания через

него прямого тока связана с дополнительным рассеянием на основных носителях.

Наличие пространственной неоднородности люминесценции — свидетельство не самого высокого качества структуры. Именно с ДКЯ GaAs/AlAs малой ширины связаны одни из первых наблюдений узких спектральных линий люминесценции квантовых точек, сформированных на флуктуациях потенциала [11]. Естественно предположить, что и в нашей структуре присутствуют такие квантовые точки. Необходимость оптимизации мощности накачки и электрического поля для наблюдения их узких линий фотолюминесценции может быть связана с особенностями пространственного и энергетического распределения флуктуаций потенциала. В любом случае представляется весьма вероятной локализация фотовозбуждений на этих флуктуациях и остается неясным механизм дрейфа фотовозбуждений из-под пятна лазерной накачки при острой фокусировке (см. рис. 2).

Зависимость спинового расщепления от магнитного поля трудно объяснить на качественном уровне. Это связано со сложной структурой валентной зоны в GaAs: для теоретического описания $\Delta E_z(B)$ приходится учитывать смешивание значительного количества дырочных состояний [12]. Тем более удивительно, насколько похожим оказалось поведение $\Delta E_z(B)$ в режиме плоских зон на случай КЯ GaAs/AlGaAs шириной 25 нм [7]. Однако при включении электрического поля вся схожесть исчезает: в присутствии электрического поля характер смешивания различных состояний дырок меняется. Конечно, величина расщепления зависит еще и от накачки, причем ΔE_z уменьшается с ее увеличением, т. е. с ростом экситонной концентрации и роли межэкситонного взаимодействия. Тем не менее можно констатировать определенно, что никакой компенсации зеемановского расщепления не наблюдается.

В конечном электрическом поле степень циркулярной поляризации в магнитном поле монотонно растет (рис. 3, *b*). Величина спинового расщепления при этом тоже увеличивается (рис. 3, *a*), и все это выглядело бы вполне понятно, если бы соотношение интенсивностей в зеемановском дублете было равновесным. Однако, как и в случае широкой КЯ GaAs/AlGaAs [7], практически всегда интенсивность выше у высокоэнергетичной компоненты: это σ^+ , когда диод Шоттки открыт, и σ^- , когда он закрыт. Только в узкой области от +1 кВ/см до -6 кВ/см (показано штриховкой на рис. 4) соотношение интенсивностей в зеемановском дублете напоминает равновесное. Таким образом, несмотря на то, что времена энергетической релаксации длиннее почти на 3 порядка, спиновая подсистема по большей части все равно оказывается неравновесной. Это означает, что время релаксации в спиновой подсистеме существенно превышает время жизни экситона: фотовозбужденные носители, релаксируя вниз по энергии, попадают сначала на верхний спиновый подуровень и задерживаются на нем из-за низкой скорости спиновой релаксации. Недавно необычно длинные времена спиновой релаксации:

~ 50 нс в поле 9 Тл и ~ 150 нс при 14.5 Тл — были обнаружены экспериментально для спиновых экситонов в легированной КЯ GaAs/AlGaAs шириной ~ 20 нм с электронной подвижностью $(1-3) \cdot 10^6$ см²/В · с [13]. Существуют также теоретические предсказания [14], что в высококачественных структурах и при достаточно низкой температуре (≤ 0.25 К) характерные времена процессов релаксации, связанных с переворотом спина, могут достигать 1 с.

В отличие от широкой одиночной КЯ [1] или ДКЯ GaAs/AlGaAs [15] в данной структуре не наблюдается такого признака экситонной бозе-конденсации, как пороговое вырастание узкой спектральной линии с ростом накачки. По всей видимости, достигаемой экситонной концентрации недостаточно для выполнения условия вырождения в экситонной бозе-системе. С другой стороны, спектральное сужение линий при росте экситонной плотности с накачкой свидетельствует о наличии коллективных эффектов и внушает некоторый оптимизм. Возможно, есть смысл в применении для накопления экситонов потенциальной ловушки.

5. Заключение

В диоде Шоттки со структурой из двух узких гетерослоев, GaAs (3.5 нм) и AlAs (5 нм), исследованы в перпендикулярном магнитном поле, в геометрии Фарадея, фотолюминесцентные свойства долгоживущих дипольных экситонов, не прямых не только в реальном, но и в импульсном пространстве. С помощью внешнего перпендикулярного электрического поля удается увеличивать времена жизни таких экситонов до ~ 1 мкс. Тем не менее экситонная спиновая подсистема остается неравновесной — время спиновой релаксации экситона оказывается еще длиннее. Степень циркулярной поляризации достигает 80% в поле 6 Тл. С помощью электрического поля можно управлять как ее величиной, так и знаком.

Авторы благодарны Ш. Шмульту (Max-Planck-Institut für Festkörperforschung, Stuttgart, Germany) за предоставленные структуры и А.И. Ильину (ИПТМ РАН) за выполнение электронной литографии при подготовке образцов.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, программы президиума РАН по наноструктурам и программы Отделения физических наук РАН по сильнокоррелированным системам.

Список литературы

- [1] А.В. Горбунов, В.Б. Тимофеев. Письма ЖЭТФ, **96** (2), 145 (2012).
- [2] А.В. Горбунов, А.В. Ларионов, В.Б. Тимофеев. Письма ЖЭТФ, **86** (1), 48 (2007).
- [3] А.В. Горбунов, В.Б. Тимофеев, Д.А. Демин. Письма ЖЭТФ, **94** (11), 877 (2011).
- [4] L.V. Butov. Sol. St. Commun., **127**, 89 (2003).
- [5] Yu.G. Rubo, A.V. Kavokin, I.A. Shelykh. Phys. Lett. A, **358**, 227 (2006).
- [6] A.V. Larionov, V.D. Kulakovskii, S. Hofling, C. Schneider, L. Worschech, A. Forchel. Phys. Rev. Lett., **105** (25), 256 401 (2010).
- [7] A.V. Gorbunov, V.B. Timofeev. Sol. St. Commun., **157**, 6 (2013).
- [8] L.V. Butov, A. Zrenner, G. Abstreiter, G. Böhm, G. Weimann. Phys. Rev. Lett., **73** (2), 304 (1994).
- [9] Л.В. Бутов, А.И. Филин. ЖЭТФ, **114** (3), 1115 (1998).
- [10] L.V. Butov, A.I. Filin. Phys. Rev. B, **58** (4), 1980 (1998).
- [11] A. Zrenner, L.V. Butov, M. Hagn, G. Abstreiter, G. Böhm, G. Weimann. Phys. Rev. Lett., **72** (21), 3382 (1994).
- [12] G.E.W. Bauer, T. Ando. Phys. Rev. B, **37** (6), 3130 (1988).
- [13] A.S. Zhuravlev, S. Dickmann, L.V. Kulik, I.V. Kukushkin. Phys. Rev. B, **89** (16), 161301 (2014).
- [14] S. Dickmann. Phys. Rev. Lett., **110** (16), 166 801 (2013).
- [15] А.В. Ларионов, В.Б. Тимофеев, П.А. Ни, С.В. Дубонос, И. Хвам, К. Соеренсен. Письма в ЖЭТФ, **75** (11), 689 (2002).

Редактор Т.А. Полянская

Indirect in real- and momentum space dipolar excitons in GaAs/AlAs heterostructure

A.V. Gorbunov, V.B. Timofeev

Institute of Solid State Physics,
Russian Academy of Sciences,
142432 Chernogolovka, Russia

Abstract In the Schottky-diode structure containing two narrow heterolayers, GaAs (3.5 nm) and AlAs (5 nm), photoluminescence properties of the long-living dipolar excitons, indirect both in real- and momentum space, have been explored in perpendicular magnetic field in Faraday geometry. With the help of external perpendicular electric field the lifetimes of the excitons can be lengthened up to $\sim 1 \mu\text{s}$. Nevertheless, the exciton spin subsystem remains non-equilibrium — the time of spin relaxation proves to be even longer. The circular polarization degree amounts up to 80% at the magnetic field of 6 T. Both the magnitude and sign of the polarization degree can be controlled by means of the electric field.