

# ДИПОЛЯРНЫЕ ЭКСИТОНЫ В ПОТЕНЦИАЛЬНОЙ ЛОВУШКЕ В МАГНИТНОМ ПОЛЕ

*А. В. Горбунов\*, В. Б. Тимофеев*

*Институт физики твердого тела Российской академии наук  
142432, Черноголовка, Московская обл., Россия*

Поступила в редакцию 18 декабря 2013 г.

Исследованы условия наблюдения компенсации зеемановского спинового расщепления в экситонном бозе-газе. Изучалась магнитолюминесценция в геометрии Фарадея пространственно-непрямых, диполярных экситонов в квантовой яме GaAs/AlGaAs шириной 25 нм при накоплении их в латеральной электростатической ловушке. Обнаружено, что величина критического магнитного поля  $B_c$ , ниже которой в центре ловушки спиновое (парамагнитное) расщепление линии люминесценции экситона на тяжелой дырке практически полностью скомпенсировано из-за обменного взаимодействия в плотном бозе-газе, линейно растет с экситонной концентрацией в качественном согласии с теорией. Использование потенциальной ловушки принципиально важно. Без нее в однородном пятне фотовозбуждения для диполярных экситонов наблюдается неполная компенсация: величина расщепления существенно меньше, чем для пространственно-прямого экситона, но заметно отличается от нуля. Эффект компенсации спинового расщепления наблюдается только в условиях нейтрального зарядового баланса — в заряженной квантовой яме подавление зеемановского расщепления отсутствует.

DOI: 10.7868/S0044451014070153

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Недавно нами было обнаружено [1], что при накоплении двумерных пространственно-непрямых диполярных экситонов (квантовая яма GaAs/AlGaAs шириной 25 нм) в потенциальной ловушке вблизи отверстия в затворе Шоттки наблюдается компенсация зеемановского расщепления в магнитных полях ниже критического поля  $B_c \approx 2$  Тл. Эффект подавления спинового расщепления был предсказан теоретически для термодинамически равновесного бозе-конденсата двумерных экситонных поляритонов в оптическом микрорезонаторе при нулевой температуре [2]. Данный эффект связан со спиновой природой внутрирезонаторных поляритонов. Они обладают спином  $S = 1$  с двумя разрешенными значениями проекции спина на направление оси роста структуры,  $S_z = \pm 1$ , что соответствует двум противоположным направлениям циркулярной поляризации,  $\sigma^\pm$ . Предполагается, что обменное взаимодействие в спиновом бозе-конденсате устро-

ено так, что направленные в одну и ту же сторону параллельные спины отталкиваются, а антипараллельные — притягиваются, либо отталкиваются, но слабее. В результате, в отсутствие магнитного поля энергетически выгодной является ситуация, когда количество спинов с проекциями  $S_z = +1$  и  $S_z = -1$  одинаково. Это соответствует линейной поляризации испускаемого света люминесценции. Резкое возрастание степени линейной поляризации действительно наблюдается экспериментально при превышении порога бозе-конденсации по концентрации частиц (см., например, [3]). Очевидно, что в достаточно сильном перпендикулярном магнитном поле (геометрия Фарадея) все спины будут ориентированы по полю и заполнят нижний зеемановский подуровень. Однако в малых магнитных полях, как показано в работе [2], спиновое расщепление (эффект Зеемана) наблюдаться не должно, поскольку «красный сдвиг» — понижение энергии за счет заселения нижнего спинового подуровня — в точности компенсируется «синим сдвигом» — повышением энергии за счет взаимного отталкивания между заполняющими нижний подуровень параллельными спинами. Компенсация имеет место, пока величина магнитного поля не превысит критическое значение

\*E-mail: gorbunov@issp.ac.ru

$B_c = 2nU_1/g\mu_B$ , где  $n$  — концентрация частиц,  $g$  —  $g$ -фактор,  $\mu_B$  — магнетон Бора, а  $U_1$  — феноменологический коэффициент, описывающий линейно-циркулярный дихроизм бозе-конденсата и пропорциональный разности коэффициентов взаимодействия параллельных и антипараллельных спинов [2]. В диапазоне  $0 < B < B_c$  поляризация эллиптическая и с ростом поля постепенно приближается к круговой. В области  $B \geq B_c$  поляризация чисто круговая и наблюдается зеемановское расщепление, пропорциональное  $(B - B_c)$ .

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 [4] для 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  $\pm 5$  мкэВ и действительно наблюдалась эллиптическая поляризация. Однако вплоть до 3 Тл знак циркулярной поляризации был отрицательным, т. е. конденсация происходила не на нижний, а на верхний зеемановский подуровень в подтверждение неравновесности данной системы. В такой ситуации применимость равновесной модели [2] вызывает серьезные сомнения.

Подавление зеемановского расщепления для внутрирезонаторных поляритонов удалось наблюдать также в условиях резонансного фотовозбуждения (режим оптического параметрического генератора) — в заведомо неравновесном поляритонном конденсате [5]. Но для описания данного явления авторам пришлось развить совершенно иную физическую модель, предполагающую существование одновременно двух неравновесных конденсатов с противоположным направлением циркулярной поляризации, когерентно связанных за счет процессов поляритон-поляритонного рассеяния с переворотом спина.

Позднее было предложено объяснение экспериментов с неравновесным поляритонным конденсатом [4] с помощью механизма оптического ориентирования спинов поляритонов в магнитном поле [6]. При этом, кроме приложенного внешнего поля, учитывалось а) внутреннее поле, возникающее за счет анизотропии электрон-дырочного обменного взаимодействия и приводящее к исходной линейной поляризации, и б) эффективное внутреннее поле, связанное

с межэкситонным обменным взаимодействием. Прецессия поляритонных спинов вокруг направления суммарного магнитного поля приводит к их оптическому ориентированию вдоль этого направления. В результате зависимости линейной и циркулярной поляризации, а также зеемановского расщепления от внешнего магнитного поля оказываются качественными близкими с полученными в работе [4].

В GaAs низший по энергии экситон на тяжелой дырке (*hh*-exciton) в отличие от экситонного поляритона не является спином: кроме оптически активного «светлого» (bright) экситона с проекциями спина  $S_z = \pm 1$ , имеется не связанный со светом «темный» (dark) экситон, для которого  $S_z = \pm 2$ . Согласно некоторым теоретическим расчетам (см., например, [7]) энергия основного состояния темного экситона должна быть несколько меньше, чем у светлого, поэтому при понижении температуры в первую очередь должны конденсироваться именно темные экситоны. Свойства 4-компонентного экситонного бозе-конденсата в магнитном поле были недавно проанализированы теоретически в работе [8], где предсказана, в частности, возможность фазовых переходов в магнитном поле между состояниями конденсата с разным количеством компонентов. Таким образом, *a priori* можно было ожидать, что полученное в эксперименте поведение в магнитном поле спиновой поляризации экситонного конденсата будет более сложным, чем для экситонных поляритонов. Поэтому экспериментальное обнаружение эффекта компенсации зеемановского расщепления для диполярных экситонов в работе [1] оказалось достаточно неожиданным событием. Следует отметить, что, несмотря на гораздо большее время жизни (около 1 нс), исследуемая система диполярных экситонов также оказалась далека от равновесия по спиновым степеням свободы: как и для экситонных поляритонов [4], верхний зеемановский подуровень демонстрировал большую заселенность, чем нижний [1]. Очевидно, что и в случае диполярных экситонов явление компенсации спинового расщепления вряд ли можно описать простой моделью для равновесной системы [2].

Настоящая работа посвящена выяснению условий, при которых компенсация спинового расщепления реализуется для бозе-газа диполярных экситонов в широкой одиночной квантовой яме. С этой целью исследованы, в частности, зависимости от экситонной концентрации и от зарядового баланса в квантовой яме. Обнаружено, что величина критического магнитного поля  $B_c$  действительно линейно растет с экситонной плотностью. Вместе с тем на-

рушение электрической нейтральности в квантовой яме кардинальным образом влияет на зеемановское расщепление: его поведение в магнитном поле становится более сложным, а эффект компенсации пропадает. Проведено сравнение с поведением в магнитном поле спиновой поляризации как пространственно-прямого экситона в отсутствие электрического поля, так и пространственно-непрямого экситона без использования латеральной потенциальной ловушки. Спиновое расщепление линии прямого экситона ведет себя в полном соответствии с известными данными для широких квантовых ям GaAs/AlGaAs [9–11]. Для дипольных экситонов без потенциальной ловушки наблюдается эффект неполной компенсации: величина расщепления существенно меньше, чем для прямого экситона, но заметно отличается от нуля. Обнаруженный ранее «гигантский» синий сдвиг энергии дипольного экситона в малых магнитных полях [1] связан с наличием в потенциальной ловушке нескомпенсированных зарядов — величина сдвига растет с увеличением их концентрации.

## 2. МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Исследовались пространственно-непрямые дипольные экситоны в широкой (25 нм) одиночной квантовой яме GaAs/AlGaAs, помещенной в поперечное гетерослоям электрическое поле. Внешнее напряжение  $U$  прикладывалось к верхнему электроду — затвору Шоттки на поверхности гетероструктуры — относительно нижнего встроенного электрода — проводящего электронного канала в легированной квантовой яме внутри структуры. Расстояние между электродами  $d \approx 265$  нм, а величина обусловленного барьером Шоттки встроенного отрицательного потенциала определялась по напряжению открывания диода Шоттки (режим «плоских зон»):  $U_0 \approx +500$  мВ. Таким образом, напряженность электрического поля внутри имеющегося плоского конденсатора оценивалась из соотношения  $F = (U - U_0)/d$  и, например, при напряжении  $U = +235$  мВ достигала 10 кВ/см. Благодаря приложенному электрическому полю дипольные экситоны имеют большой дипольный момент в основном состоянии (более 100 Д). В исследуемой системе такие экситоны вследствие диполь-дипольного отталкивания не связываются в молекулы или другие многочастичные комплексы.

Фотовозбуждение экситонов и наблюдение их люминесценции велись через круглое окно диаметром 7 мкм в непрозрачном металлическом слое зат-

вора Шоттки (Au/Cr толщиной 100 нм). В отсутствие магнитного поля дипольные экситоны накапливаются в кольцевой латеральной ловушке, которая возникает вдоль периметра окна из-за сильно неоднородного электрического поля [12, 13]. Как было показано в работе [1], в перпендикулярном магнитном поле (геометрия Фарадея) заметное количество непрямых экситонов концентрируется вблизи центра отверстия. Накопление экситонов в такой магнитоэлектростатической ловушке происходит в скрещенных радиальном электрическом и перпендикулярном магнитном полях — подобная геометрия эксперимента предлагалась ранее в работе [14] для реализации экситонной бозе-конденсации. Именно эти экситоны в центре отверстия демонстрируют эффект компенсации спинового расщепления в малых магнитных полях [1] и свойства именно таких экситонов изучались в данной работе.

Возбуждение дипольных экситонов осуществлялось одновременным действием двух непрерывных лазеров с длинами волн  $\lambda_{sb} = 782$  нм (фотовозбуждение с энергией фотонов меньше ширины запрещенной зоны в барьере AlGaAs, или «подбарьерное» возбуждение) и  $\lambda_{ob} = 659$  нм («надбарьерное» фотовозбуждение). Их излучение фокусировалось на образец в пятно диаметром около 20 мкм. Комбинацией излучения таких лазеров и экспериментально подобранным соотношением их мощностей достигалась максимальная компенсация избыточных зарядов в ловушке, и сама система экситонов поддерживалась максимально нейтральной. Ранее было установлено, что нейтральность фотовозбужденной электронно-дырочной системы чрезвычайно важна для реализации экситонной бозе-конденсации [12, 13]. Поэтому при изучении влияния экситонной плотности на эффект компенсации спинового расщепления вопросу зарядового баланса уделялось особое внимание. Контроль нейтральности проводился по двум спектральным особенностям. Во-первых, по возникновению ниже по энергии примерно на 1 мэВ от линии свободного (нейтрального)  $hh$ -экситона линии связанного (заряженного) экситона (триона), которая при слабом отклонении от нейтральности выглядит как плечо на красном склоне основной линии. Во-вторых, по присутствию в спектре люминесценции линии экситона на легкой дырке ( $lh$ -экситон), которая в десятки раз слабее основной линии  $hh$ -экситона на тяжелой дырке и расположена выше по энергии на несколько мэВ. При увеличении в квантовой яме концентрации нескомпенсированных носителей заряда линия  $lh$ -экситона сдвигается в красную

сторону, ближе к линии  $hh$ -экситона, уменьшается ее интенсивность и, в конце концов, она полностью пропадает [15]. Связано это с тем, что, во-первых, релаксация горячих экситонов на легкой дырке в низшее состояние за счет рассеяния на нескомпенсированных зарядах происходит гораздо быстрее, чем на нейтральных экситонах. Во-вторых, наличие свободных носителей приводит к экранированию кулоновского взаимодействия и уменьшению энергии связи экситона [15].

Образец находился непосредственно в жидком  $^4\text{He}$  внутри сверхпроводящего соленоида в оптическом криостате, в котором можно было вести эксперименты в интервале магнитных полей  $0 < B < 6$  Тл при температуре  $T \approx 1.7$  К. Излучение люминесценции собиралось с помощью кварцевой линзы с фокусным расстоянием 12.5 мм и числовой апертурой  $NA \approx 0.4$ , расположенной перед образцом внутри соленоида. Увеличенное изображение окна в затворе Шоттки, через которое велись фотовозбуждение и наблюдение люминесценции, проецировалось на входную щель спектрометра (фокусное расстояние 500 мм) с охлаждаемой кремниевой ССД-камерой на выходе. В данной работе большинство спектральных измерений проводилось без пространственного разрешения. Поляризация фотолюминесценции анализировалась с помощью призмы Глана и четвертьволновой фазовой пластинки.

### 3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Нас прежде всего интересовало, как ведет себя система дипольных экситонов в магнитном поле при изменении плотности бозе-газа. При подготовке экспериментов по варьированию экситонной концентрации обнаружилось, что непосредственно связанная с этой концентрацией интенсивность линии люминесценции в центре отверстия  $I_m$  нетривиальным образом зависит от мощности надбарьерного фотовозбуждения  $P_{ob}$  при фиксированных подбарьерном фотовозбуждении  $P_{sb}$  и приложенном к образцу внешнем напряжении  $U$ . На рис. 1 видно, что в области мощностей накачек  $P_{ob}$  от 3 до 30 мкВт наблюдается немонотонная зависимость интенсивности линии  $I_m(P_{ob})$  с максимумом в районе 10 мкВт (точки в этой области показаны светлыми кружками). Оказалось, что именно в этом диапазоне  $P_{ob}$  в спектре люминесценции в центре отверстия а) вместо линии свободного  $hh$ -экситона наблюдается линия связанного экситона и б) отсутствует

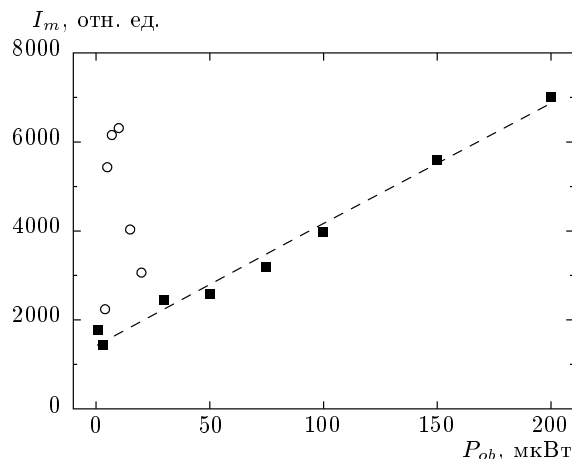
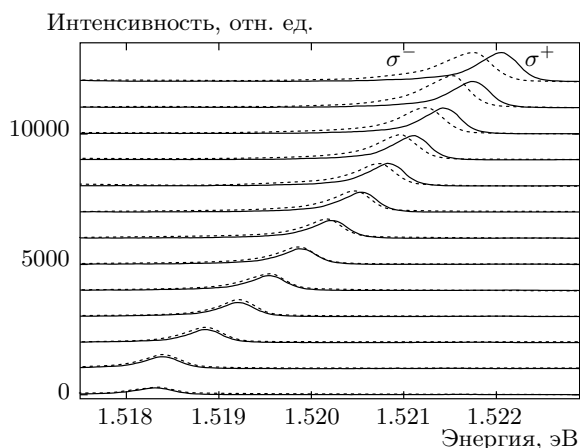


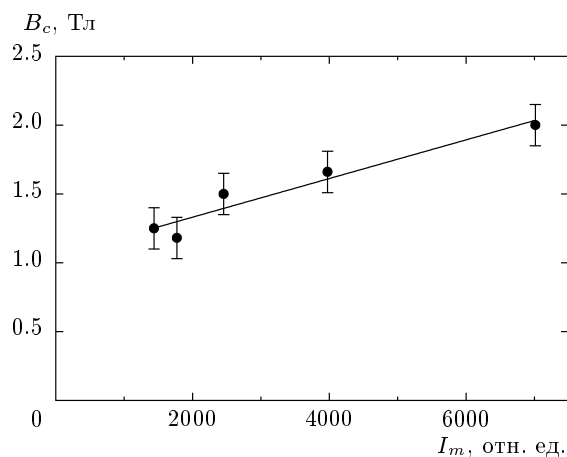
Рис. 1. Зависимость интенсивности линии дипольного экситона  $I_m$  в центре ловушки от мощности надбарьерной накачки  $P_{ob}$ . Светлыми кружками отмечен диапазон накачек, где наблюдается значительное отклонение от электрической нейтральности;  $P_{sb} = 60$  мкВт,  $F = 4.4$  кВ/см,  $B = 0$ ,  $T = 1.7$  К

линия  $hh$ -экситона. Отсюда был сделан вывод, что в этих условиях в центре ловушки имеется значительное отклонение от электрической нейтральности. Поэтому для дальнейших исследований был выбран диапазон мощностей надбарьерного лазера, состоящий из двух областей:  $1 \text{ мкВт} \leq P_{ob} \leq 3 \text{ мкВт}$  и  $30 \text{ мкВт} \leq P_{ob} \leq 200 \text{ мкВт}$ . Соответствующие экспериментальные точки, показанные на рис. 1 темными квадратами, неплохо «ложатся» на линейную зависимость. То, что при увеличении  $P_{ob}$  в 200 раз интенсивность в максимуме линии  $I_m$  вырастает не более, чем в 5 раз, а подгоночная прямая не проходит через начало координат, связано, кроме прочего, с присутствием наряду с надбарьерным еще и подбарьерного фотовозбуждения.

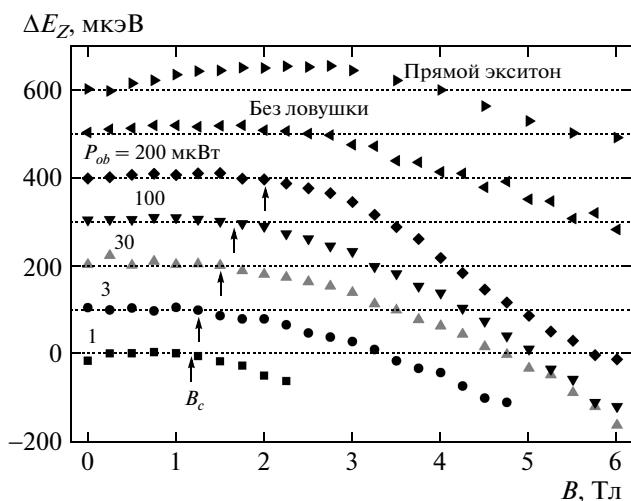
Внутри данного диапазона надбарьерных накачек были выбраны пять значений мощности лазера  $P_{ob}$ , при которых были измерены пять серий циркулярно поляризованных спектров фотолюминесценции в зависимости от магнитного поля с шагом 0.25 Тл. Остальные параметры оставались при этом неизменными (см. подпись к рис. 1). Данные для одной из таких спектральных серий при  $P_{ob} = 30$  мкВт показаны на рис. 2 — приведена только область интересующей нас линии дипольного  $hh$ -экситона в центре ловушки. В магнитном поле линия монотонно сдвигается в сторону высоких энергий, растет по интенсивности и демонстрирует расщепление по энергии лево- ( $\sigma^-$ ) и правоциркулярно ( $\sigma^+$ ) поляризованных компонент.



**Рис. 2.** Циркулярно поляризованные спектры фотолюминесценции дипольного экситона в центре магнитоэлектрической ловушки в зависимости от магнитного поля:  $B$  растет снизу вверх от 0 до 6 Тл с шагом 0.5 Тл;  $P_{ob} = 30$  мкВт,  $P_{sb} = 60$  мкВт,  $F = 4.4$  кВ/см,  $T = 1.7$  К



**Рис. 4.** Концентрационная зависимость критического магнитного поля:  $B_c$  как функция интенсивности экситонной линии  $I_m$  в центре отверстия в нулевом магнитном поле;  $P_{sb} = 60$  мкВт,  $F = 4.4$  кВ/см,  $T = 1.7$  К



**Рис. 3.** Зеемановское расщепление экситонной линии  $\Delta E_Z = E_{\sigma^-} - E_{\sigma^+}$  в зависимости от магнитного поля  $B$ . Пять нижних серий соответствуют дипольному экситону в центре магнитоэлектрической ловушки при разной мощности надбарьерного фотовозбуждения  $P_{ob}$  ( $P_{sb} = 60$  мкВт,  $F = 4.4$  кВ/см). Верхняя серия — прямой экситон (без ловушки и затвора Шоттки,  $P_{ob} = 200$  мкВт,  $P_{sb} = 0$ ,  $F = 0$ ). Вторая сверху серия — непрямой экситон без ловушки (полупрозрачный затвор Шоттки,  $P_{ob} = 30$  мкВт,  $P_{sb} = 0$ ,  $F \approx 0.4$  кВ/см),  $T = 1.7$  К. Для удобства сравнения серии вместе с пунктирными прямыми для нулевого расщепления сдвинуты по вертикали с шагом 100 мкэВ

В результате обработки серий измеренных спектров были построены зависимости от магнитного поля величины зеемановского расщепления, определенного как разность положений центра тяжести линии в левой и правой циркулярной поляризациях:  $\Delta E_Z = E_{\sigma^-} - E_{\sigma^+}$ . На рис. 3 пять нижних серий экспериментальных точек представляют эти зависимости. На каждой из них имеется участок в области малых магнитных полей, где расщепление отсутствует:  $\Delta E_Z = 0$  с экспериментальной точностью  $\pm 10$  мкэВ. Величина критического магнитного поля  $B_c$ , выше которого  $\Delta E_Z \neq 0$ , для каждой серии указана вертикальной стрелкой.

На рис. 4 показана зависимость величины критического магнитного поля  $B_c$ , определенного в соответствии с положением стрелок на рис. 3, от интенсивности линии дипольного экситона в нулевом магнитном поле  $I_m$ , которая получена с помощью данных на рис. 1. Обычно интенсивность пропорциональна концентрации излучателей и обратно пропорциональна их времени жизни. Поскольку вряд ли в данной ситуации время жизни заметно меняется с накачкой, зависимость на рис. 4 качественно отражает связь критического поля с экситонной плотностью  $B_c(n)$ : критическое поле растет с концентрацией экситонов.

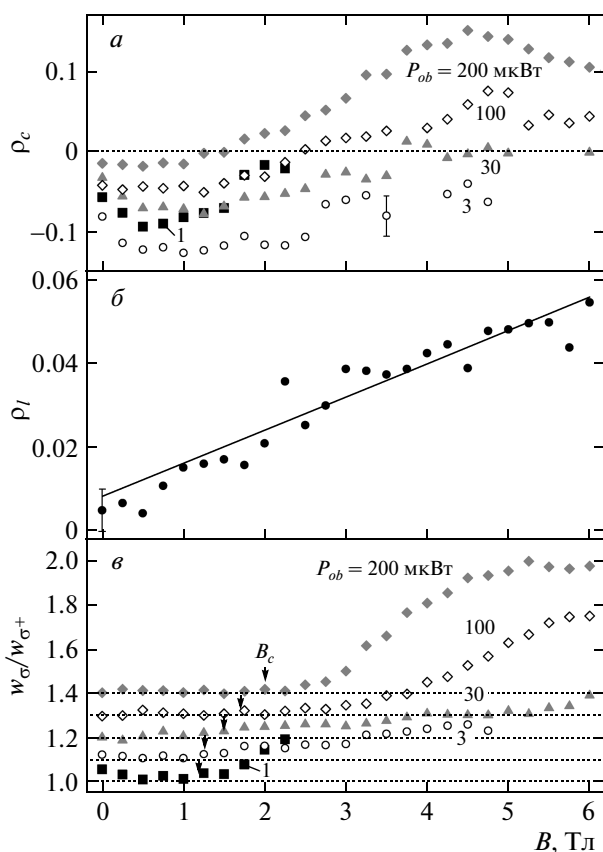
На рис. 3 для сравнения приведены еще две зависимости зеемановского расщепления  $\Delta E_Z(B)$ , полученные в отсутствие потенциальной ловушки, в однородном пятне лазерного фотовозбуждения. Первая (самая верхняя) — для прямого экситона, изме-

ренная вдали от затвора Шоттки, в области, свободной от металлической пленки на поверхности, т. е. в нулевом электрическом поле,  $F = 0$ . Вторая — для непрямого экситона — была измерена с использованием полупрозрачного затвора Шоттки. В случае прямого экситона  $\Delta E_Z$  растет в положительную сторону от самых малых магнитных полей, до  $\Delta E_Z \approx 60$  мкэВ, после чего постепенно уменьшается и меняет знак вблизи  $B = 4$  Тл. Подобное поведение спинового расщепления типично для квантовой ямы GaAs/AlGaAs этой ширины [9, 10]. Такой, довольно сложный, вид зависимости  $\Delta E_Z(B)$  связан со смешиванием в магнитном поле различных состояний дырки в валентной зоне GaAs: учет достаточно большого числа этих состояний при численных расчетах в приближении эффективной массы дает неплохое воспроизведение результатов эксперимента [11]. Поведение  $\Delta E_Z(B)$  для непрямого экситона без потенциальной ловушки качественно то же, что и у прямого экситона, только максимальное положительное расщепление в малых магнитных полях составляет примерно 20 мкэВ, а знак расщепления меняется в области 2.5 Тл. Видно, что основное отличие для дипольных экситонов, накапливаемых в центре отверстия в затворе Шоттки, состоит в компенсации спинового расщепления в малых магнитных полях. Можно предположить, что для дипольных экситонов без ловушки компенсация тоже имеет место, но является неполной из-за недостаточной экситонной концентрации. В пользу более высокой плотности экситонов в центре отверстия в затворе Шоттки говорит и увеличенный темп нарастания расщепления с магнитным полем в области 3–5 Тл при больших накачках (см. рис. 3). Здесь может начинаться заполнение экситонами следующего уровня Ландау и, как было продемонстрировано ранее на примере квантовой ямы InGaAs/InP [16], обменное взаимодействие между полностью заполненным нулевым и частично заполненным первым уровнями Ландау приводит к росту спинового расщепления.

Выше уже отмечалось, что в используемой геометрии эксперимента с отверстием в затворе Шоттки может реализоваться магнитоэлектрическая ловушка для экситонов за счет их движения по кольцевым траекториям вокруг оси отверстия в скрещенных полях: перпендикулярном магнитном и радиальном электрическом [1]. В качестве аргумента ранее приводилось размывание в магнитном поле симметричной структуры пятен люминесценции вблизи края отверстия [1], которое наблюдается в отсутствие магнитного поля [12, 13]. В дополнение следует добавить, что пятно люминесценции в центре отвер-

стия увеличивается в размере примерно на 25 % в поле  $B \leq 1$  Тл, но при дальнейшем росте поля монотонно уменьшается и при  $B = 6$  Тл практически возвращается к исходному диаметру равному примерно 4.5 мкм. Одновременно интенсивность линии дипольного  $hh$ -экситона в центре отверстия возрастает в магнитном поле в несколько раз — до десятикратного увеличения в поле 6 Тл при  $P_{ob} = 200$  мкВт. В тех же условиях амплитуда линии экситона на краю отверстия меняется слабо. Без потенциальной ловушки, в однородном пятне фотовозбуждения и при параметрах измерений, соответствующих рис. 3, интенсивность линии дипольного экситона увеличивается не более, чем в 1.5 раза, а в случае прямого экситона — вообще практически не меняется. Таким образом, предположение о формировании вблизи центра отверстия магнитоэлектрической ловушки получает еще одно очевидное подтверждение: концентрация дипольных экситонов в этой области растет с магнитным полем.

На рис. 5а показано, как меняется в магнитном поле степень циркулярной поляризации  $\rho_c = (I_{\sigma+} - I_{\sigma-}) / (I_{\sigma+} + I_{\sigma-})$  для дипольного экситона в центре отверстия при различной мощности надбарьерного фотовозбуждения. По величине степень поляризации не превышает  $\pm 15\%$ . Вид зависимости  $\rho_c(B)$  существенно меняется при варьировании интенсивности фотовозбуждения. Тем не менее можно обнаружить общую тенденцию, состоящую в том, что изначально отрицательная  $\rho_c$  уменьшается в магнитном поле по модулю, приближаясь к нулю, а в случае достаточно больших накачек становится с увеличением магнитного поля положительной и растет по абсолютной величине. Значение напряженности магнитного поля, при котором происходит смена знака  $\rho_c$ , не коррелирует с величиной критического поля  $B_c$ , выше которой появляется зеемановское расщепление. Сопоставление знаков  $\rho_c$  и  $\Delta E_Z$  подтверждает полученный ранее результат [1]: система далека от равновесия во всем изученном диапазоне магнитных полей. 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. Для спиновых экситонов в квантовой яме GaAs/AlGaAs шириной около 20 нм с подвижностью  $(1-3) \cdot 10^6$  см<sup>2</sup>/В·с сверхдлинные времена спиновой релаксации — около 50 нс в поле 9 Тл и около 150 нс при 14.5 Тл — были недавно обнаружены экспериментально [17]. Теория предсказывает [18], что в вы-



**Рис. 5.** Свойства поляризации и параметры линии дипольного экситона в центре ловушки в зависимости от магнитного поля  $B$ :  $a$  — степень циркулярной поляризации  $\rho_c = (I_{\sigma^+} - I_{\sigma^-}) / (I_{\sigma^+} + I_{\sigma^-})$ ,  $b$  — степень линейной поляризации  $\rho_l = (I_{[110]} - I_{[1\bar{1}0]}) / (I_{[110]} + I_{[1\bar{1}0]})$  и  $c$  — отношение ширин линий циркулярно поляризованных компонент  $w_{\sigma^-} / w_{\sigma^+}$ . Для  $a, c$  значения  $P_{ob}$  указаны на рисунке,  $P_{sb} = 60$  мкВт, для рис.  $b$   $P_{ob} = 200$  мкВт,  $P_{sb} = 0$ ,  $F = 4.4$  кВ/см,  $T = 1.7$  К. На рис.  $c$  серии сдвинуты по вертикали с шагом 0.1, стрелками указаны значения критических магнитных полей  $B_c$  с рис. 3

сококачественных структурах и при достаточно низкой температуре (не более 0.25 К) характерные времена процессов релаксации, связанных с переворотом спина, могут достигать 1 с.

Обращает на себя внимание отличная от нуля степень циркулярной поляризации без магнитного поля,  $\rho_c \neq 0$ , особенно заметная при низких уровнях фотовозбуждения. Без ловушки ничего подобного не наблюдается ни для дипольных, ни для прямых экситонов. Принципиальная возможность возникновения такой спонтанной циркулярной по-

ляризации упоминается в работе [6], но только для случая конденсации на нижний зеемановский уровень. При этом ожидается еще и спонтанное спиновое расщепление, растущее в магнитном поле. Два последних условия находятся в прямом противоречии с нашими экспериментальными результатами. Действительно, помимо компенсации спинового расщепления, наблюдается еще и более интенсивное излучение с верхнего спинового подуровня, а не с нижнего. Очевидно, для определения природы эффекта спонтанной поляризации необходимы дополнительные исследования с целью выяснения условий, при которых этот эффект наблюдается.

Результаты измерений степени линейной поляризации  $\rho_l = (I_{[110]} - I_{[1\bar{1}0]}) / (I_{[110]} + I_{[1\bar{1}0]})$  показаны на рис. 5б. Как было установлено ранее [19], в центре отверстия линейная поляризация без магнитного поля отсутствует:  $\rho_l \approx 0$ . С ростом поля слабая поляризация появляется, линейно растет и достигает примерно 5 % при  $B = 6$  Тл.

Спектральная ширина линии (FWHM) дипольного экситона в центре отверстия исходно в нулевом магнитном поле составляет  $w \approx 0.5$  мэВ во всем использовавшемся диапазоне мощностей фотовозбуждения. Включение магнитного поля приводит к быстрому сужению примерно на 10 % в малых полях, до 0.5 Тл, с последующим постепенным монотонным уширением до уровня 0.6–0.9 мэВ, который растет с накачкой. Вплоть до критического поля  $B_c$  ширина практически не зависит от направления циркулярной поляризации, но в области  $B > B_c$ , где наблюдается зеемановское расщепление, быстрее растет ширина линии в левой циркулярной поляризации  $w_{\sigma^-}$ , отвечающая нижнему зеемановскому подуровню. На рис. 5в построены отношения ширин линий  $w_{\sigma^-} / w_{\sigma^+}$  с противоположным направлением вращения в зависимости от магнитного поля при различных интенсивностях фотовозбуждения. Вертикальными стрелками показаны критические значения магнитного поля  $B_c$ , определенные выше на рис. 3. Видно, что в отличие от степени циркулярной поляризации (рис. 5а), зависимость отношения ширин линий от магнитного поля коррелирует с поведением зеемановского расщепления (рис. 3), по крайней мере, на качественном уровне. Наиболее узкой спектрально всегда оказывается самая интенсивная спиновая компонента, что свидетельствует о коллективной природе этого эффекта: чем выше экситонная плотность, тем меньше спектральная ширина.

Рисунок 6а показывает, как при различном уровне надбарьерного возбуждения, т. е. при различной экситонной плотности, меняется в магнитном

поле энергия экситона  $E(B)$ . Обращает на себя внимание немонотонная зависимость величины энергии от интенсивности накачки в отсутствие магнитного поля: с ростом мощности  $P_{ob}$  от 1 мкВт до 30 мкВт она увеличивается, а дальше, при  $P_{ob} = 100$  мкВт и выше, уменьшается. Здесь следует отметить два основных действующих фактора. Во-первых, с нарастанием экситонной концентрации усиливается диполь-дипольное межэкситонное отталкивание, которое приводит к высокоэнергетическому синему сдвигу. Во-вторых, с ростом лазерной мощности увеличивается концентрация фотовозбужденных носителей в полупроводнике и меняется распределение статического электрического поля внутри отверстия в затворе Шоттки. Действительно, из решения чисто электростатической задачи, в которой не учитывается ни генерация в структуре фотовозбужденных объемных зарядов, ни протекание фототоков, следует, что при данной геометрии электрическое поле значительно усиливается вблизи края отверстия из-за электростатической концентрации на краю металла. При этом в направлении от края к центру отверстия электрическое поле быстро убывает, так что его напряженность вблизи центра пренебрежимо мала. Другими словами, электростатическое поле в отверстие практически не проникает. Эксперимент же, проводимый в условиях стационарного фотовозбуждения, показывает, что при увеличении приложенного к структуре внешнего электрического поля в центре отверстия также наблюдается красный штарковский сдвиг, хотя и меньший, чем на краю отверстия. Естественно предположить, что при непрерывной оптической накачке на глубине проникновения света лазера (около 1 мкм) возникает заметная концентрация неравновесных свободных носителей заряда, за счет чего электрическое поле начинает проникать от края отверстия к центру. В результате увеличивается, в частности, ответственная за штарк-эффект для дипольных экситонов вертикальная компонента поля  $F_z$ , что и приводит к низконергетическому красному штарковскому сдвигу. Увеличение общего наклона зависимостей  $E(B)$  с накачкой связано с уменьшением энергии связи экситона из-за экранировки кулоновского взаимодействия с ростом плотности фотовозбужденных носителей и возрастанием относительного вклада циклотронной энергии. В данном случае для нас гораздо важнее тот факт, что в области малых магнитных полей отсутствует гигантский синий сдвиг масштаба нескольких мэВ, о котором сообщалось ранее в работе [1]. По-видимому, это связано с более стро-

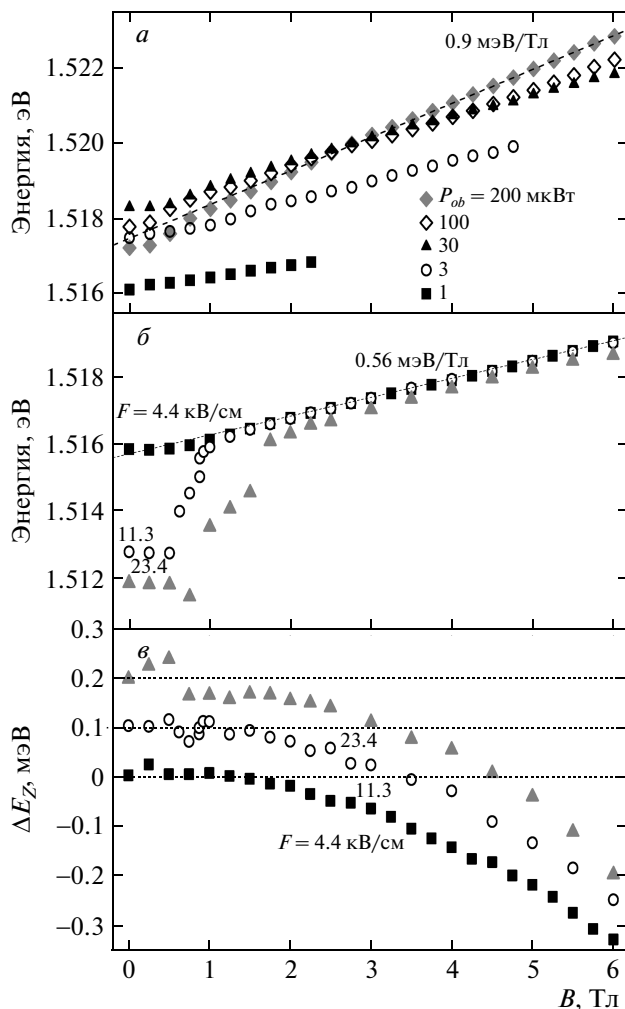


Рис. 6. Влияние зарядового разбаланса на люминесценцию в центре отверстия в магнитном поле: *a* — энергия экситонной линии  $E(B)$  в условиях, близких к нейтральности, при разной мощности надбарьерной накачки  $P_{ob}$ ,  $P_{sb} = 60$  мкВт,  $F = 4.4$  кВ/см,  $T = 1.7$  К; *б* — энергия  $E(B)$  и *в* — зеемановское расщепление  $\Delta E_z(B)$  линии люминесценции в центре ловушки при разной напряженности электрического поля,  $P_{ob} = 20$  мкВт. На рис. *в* для удобства сравнения серии поведения спектральных расщеплений вместе с пунктирными прямыми для нулевого расщепления раздвинуты по вертикали с шагом 100 мкэВ

гим соблюдением режима нейтральности в центре используемой электростатической ловушки.

Для проверки этого предположения были измерены спектральные серии в магнитном поле при варьировании приложенного напряжения. Ранее было показано [20], что компенсировать избыточные заряды



в квантовой яме, варьируя мощности над- и подбарьерного фотовозбуждения, можно только при условии не слишком большого приложенного внешнего электрического поля. Этим, в частности, объясняется то, что в данной работе к структуре прикладывается меньшее внешнее электрическое поле, чем ранее, в работе [1]. В сильных электрических полях квантовая яма обязательно заряжается. Иллюстрирует этот факт рис. 6б, на котором приведены зависимости энергии экситона от магнитного поля при трех различных напряжениях. Видно, что только в достаточно сильном электрическом поле появляется гигантский синий скачок в малых магнитных полях — до 4 мэВ при  $F = 23.4$  кВ/см. Контроль по экситону на легкой дырке показывает, что квантовая яма при этом заряжена: в области скачка линия  $lh$ -экситона отсутствует и появляется только при выходе на общую для всех трех зависимостей прямую с наклоном примерно  $0.56$  мэВ/Тл. В поле  $F = 11.3$  кВ/см это происходит вблизи  $B \approx 0.9$  Тл, а при  $F = 23.4$  кВ/см — в области  $B \approx 1.75$  Тл. Таким образом, в магнитном поле выше 2 Тл влияние перпендикулярного электрического поля  $F_z$  на энергию  $hh$ -экситона в центре ловушки практически исчезает: судя по величине синего скачка, экситоны в квантовой яме возвращаются в режим плоских зон. Все выглядит так, будто срабатывает некий весьма эффективный механизм экранирования. Можно предположить, что в магнитном поле статическое электрическое поле перестает проникать в центр отверстия, поскольку вовлеченные в циклотронное движение фотовозбужденные носители перестают быть действительно свободными.

Обращает на себя внимание тот факт, что в области синего скачка рост энергии происходит немонотонно с резкими изменениями наклона. Причины этого становятся понятными при более подробном рассмотрении эволюции спектра люминесценции в магнитном поле до 2 Тл — эта часть спектральной серии при внешнем электрическом поле  $F = 23.4$  кВ/см показана на рис. 7а. В таком сильном электрическом поле исходно, при  $B = 0$ , линия широкая ( $w \approx 3$  мэВ) и бесструктурная, а при  $B = 0.5$  Тл и  $B = 0.75$  Тл появляется структура, связанная, очевидно, с квантованием Ландау (см. рис. 7б). Но уже в поле 1 Тл остается заполненным только низший уровень Ландау, а при дальнейшем увеличении магнитного поля, в диапазоне 1.5–1.75 Тл, наблюдается еще одна трансформация. С синей стороны выше по энергии примерно на 0.5 мэВ вырастает плечо, а затем и линия, которая потом становится доминирующей. Одновремен-

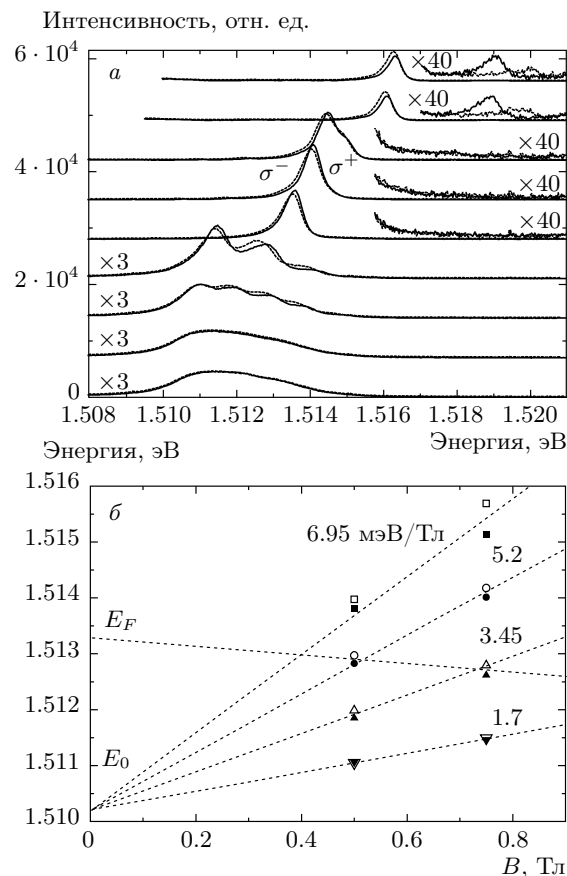


Рис. 7. а) Циркулярно поляризованные спектры фотолюминесценции в центре ловушки в зависимости от магнитного поля:  $B$  растет снизу вверх от 0 до 2 Тл с шагом 0.25 Тл. Справа вверху показана дополнительно область линии экситона на легкой дырке, растянутая в 40 раз по вертикали; б) веер уровней Ландау на основании спектральных данных при  $B = 0.5$  Тл и  $B = 0.75$  Тл;  $P_{ob} = 20$  мкВт,  $P_{sb} = 60$  мкВт,  $F = 23.4$  кВ/см,  $T = 1.7$  К

но в спектре возникает линия  $lh$ -экситона (см. растянутые по вертикали фрагменты спектров в правой верхней части рис. 7а). Естественно объяснить этот эффект превращением связанного (заряженного) экситона в свободный. Точно такая же трансформация наблюдается при переходе от заряженного состояния в нейтральное с увеличением мощности фотовозбуждения от 15 до 20 мкВт в условиях, приведенных для рис. 1.

На рис. 7б точками показано положение максимумов линий в  $\sigma^+$ - и  $\sigma^-$ -поляризациях, а веер уровней Ландау с  $\Delta E = \hbar\omega_c = \hbar eB/m^*c$  построен в предположении, что масса частицы совпадает с массой электрона в GaAs:  $m_e = 0.066m_0$ , где  $m_0$  — масса

свободного электрона. Видно, что получено неплохое совпадение теории и эксперимента. Таким образом, в данной области магнитных полей квантовая яма заполнена главным образом электронами. Исходя из показанных на рис. 7б значений энергии дна зоны размерного квантования  $E_0$  и энергии Ферми  $E_F$ , концентрация электронов составляет  $n_e = 2m_e(E_F - E_0)/\pi\hbar^2 \approx 1.9 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ . Из того факта, что уже при  $B = 0.5 \text{ Тл}$  наблюдается квантование Ландау, следует, что время электронной релаксации  $\tau \geq \omega_c^{-1} \approx 6.6 \cdot 10^{-13} \text{ с}$ . Поэтому оценка для подвижности электронов дает  $\mu = e\tau/m^* \approx 5.3 \cdot 10^6 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$ , что является подтверждением высокого качества структуры.

Зависимости зеемановского расщепления  $\Delta E_Z(B)$  от магнитного поля при выбранных напряженностях электрического поля приведены на рис. 6в. Если в нейтральной ситуации, при  $F = 4.4 \text{ кВ/см}$ , спиновое расщепление ниже  $1.5 \text{ Тл}$  компенсировано с точностью  $\pm 10 \text{ мкэВ}$ , то в заряженной квантовой яме компенсация заведомо отсутствует и наблюдается более сложное поведение  $\Delta E_Z(B)$ , коррелирующее с особенностями в зависимости энергии  $E(B)$  и с описанными выше эволюциями в спектрах.

#### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Исследованы условия компенсации зеемановского расщепления в малых магнитных полях для пространственно-непрямых  $hh$ -экситонов на тяжелой дырке в широкой квантовой яме GaAs/AlGaAs, которые накапливаются в латеральной магнитоэлектрической потенциальной ловушке вблизи центра отверстия в затворе Шоттки на поверхности гетероструктуры. Обнаружено, что величина критического магнитного поля  $B_c$ , выше которого пропадает подавление спинового расщепления, линейно растет с увеличением экситонной плотности в диапазоне  $B_c = 1\text{--}2 \text{ Тл}$ .

Природа эффекта компенсации связана с обменным взаимодействием в плотной вырожденной бозе-системе, состоящей из электрически нейтральных свободных дипольных экситонов. Компенсация не наблюдается при наличии в квантовой яме нескомпенсированных носителей заряда.

Конфигурация скрещенных полей в отверстии в затворе Шоттки — вертикального магнитного и радиального электрического — порождает движение экситонов по кольцевым орбитам вокруг оси отверстия. Подтверждением служат а) размытие в маг-

нитном поле симметричного пространственного распределения пятен люминесценции непрямых экситонов в кольцевой электростатической ловушке на краю отверстия и б) существенное увеличение в магнитном поле интенсивности линии люминесценции дипольного  $hh$ -экситона на тяжелой дырке в центре отверстия. Обнаружено, что для таких экситонов термодинамическое равновесие в спиновой подсистеме отсутствует: интенсивность излучения с верхнего зеемановского подуровня выше, чем с нижнего, а спектральная ширина — меньше.

Наблюдаемый необычно большой синий сдвиг линии дипольного экситона в ловушке в малых магнитных полях — результат совместного действия скрещенных магнитного и электрического полей и наличия в квантовой яме нескомпенсированных зарядов.

С целью дальнейших исследований системы дипольных экситонов в условиях, более близких к термодинамически равновесным по спиновым степеням свободы, следует понижать эффективную температуру экситонной подсистемы. В качестве возможных вариантов в этом направлении можно упомянуть а) разделение фотовозбуждения и регистрации во времени и/или в пространстве и б) переход к более долгоживущим экситонным системам.

Авторы благодарны А. И. Ильину (ИПТМ РАН) за выполнение электронной литографии при подготовке образцов, В. Д. Кулаковскому, И. В. Кукушкину, А. В. Кавокину, В. Л. Кореневу и Ю. Е. Лозовику за полезные обсуждения.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ, Программы Президиума РАН по наноструктурам и Программы Отделения физических наук РАН по сильнокоррелированным системам.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. A. V. Gorbunov and V. B. Timofeev, Sol. St. Comm. **157**, 6 (2013).
2. Yu. G. Rubo, A. V. Kavokin, and I. A. Shelykh, Phys. Lett. A **358**, 227 (2006).
3. J. Kasprzak, M. Richard, S. Kundermann et al., Nature **443**, 409 (2006).
4. A. V. Larionov, V. D. Kulakovskii, S. Höfling et al., Phys. Rev. Lett. **105**, 256401 (2010).
5. P. Walker, T. C. H. Liew, D. Sarkar et al., Phys. Rev. Lett. **106**, 257401 (2011).

6. V. L. Korenev, Phys. Rev. B **86**, 035310 (2012).
7. M. Combescot, O. Betbeder-Matibet, and R. Combescot, Phys. Rev. Lett. **99**, 176403 (2007).
8. Yu. G. Rubo and A. V. Kavokin, Phys. Rev. B **84**, 045309 (2011).
9. W. Ossau, B. Jäkel, E. Bangert, and G. Weimann, in *Properties of Impurity States in Superlattice Semiconductors*, ed. by C. W. Fong, I. P. Batra, and S. Ciraci, Plenum Publishing, New York (1988), NATO ASI Ser. B, Vol. 183, p. 285.
10. M. J. Snelling, E. Blackwood, C. J. McDonagh et al., Phys. Rev. B **45**, 3922 (1992).
11. G. E. W. Bauer and T. Ando, Phys. Rev. B **37**, 3130 (1988).
12. А. В. Горбунов, В. Б. Тимофеев, Письма в ЖЭТФ **84**, 390 (2006).
13. V. B. Timofeev and A. V. Gorbunov, Phys. Stat. Sol. (c) **5**, 2379 (2008).
14. A. Imamoglu, Phys. Rev. B **54**, 14285 (1996).
15. С. И. Губарев, О. В. Волков, В. А. Ковальский и др., Письма в ЖЭТФ **76**, 673 (2002).
16. L. V. Butov, V. D. Kulakovskii, and A. Forchel, Phys. Rev. B **48**, 17933 (1993).
17. A. S. Zhuravlev, L. V. Kulik, S. Dickmann, and I. V. Kukushkin, accepted to Phys. Rev. B.
18. S. Dickmann, Phys. Rev. Lett. **110**, 166801 (2013).
19. А. В. Горбунов, В. Б. Тимофеев, Письма в ЖЭТФ **87**, 797 (2008).
20. В. В. Соловьев, И. В. Кукушкин, Ю. Смет и др., Письма в ЖЭТФ **83**, 647 (2006).