

Экситоны в одиночных и двойных гетеровалентных квантовых ямах GaAs/AlGaAs/ZnSe/Zn(Cd)MnSe

© А.А. Торопов[¶], В.Х. Кайбышев, Я.В. Терентьев, С.В. Иванов, П.С. Копьёв

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук,
194021 Санкт-Петербург, Россия

(Получена 22 июня 2010 г. Принята к печати 29 июня 2010 г.)

Исследованы экситонные спектры фотолюминесценции, возбуждения фотолюминесценции и магнитофотолюминесценции одиночных (GaAs/AlGaAs/ZnMnSe) и двойных (GaAs/AlGaAs/ZnSe/ZnCdMnSe) гетеровалентных квантовых ям, изготовленных методом молекулярно-пучковой эпитаксии. Показано, что спектр экситонного поглощения таких квантовых ям в основных чертах воспроизводит резонансный спектр экситонов, ожидаемый для обычных изовалентных квантовых ям с аналогичными параметрами, тогда как процесс излучательной рекомбинации экситонов демонстрирует существенные отличия: существует добавочный механизм локализации, определяемый дефектами, генерируемыми гетеровалентным интерфейсом. Природа этих центров локализации в настоящее время не выяснена, однако их наличие приводит к уширению линий фотолюминесценции и увеличению стока сдвига между пиками люминесценции и поглощения, а также обуславливает изменение магнитного g -фактора связанных экситонных комплексов.

1. Введение

Гетеровалентные полупроводниковые структуры представляют собой гетероструктуры, содержащие соединения различных химических групп. В настоящее время наиболее изученные структуры такого типа включают гетеровалентные интерфейсы $A^{III}B^V/A^{IV}$, например GaAs/Ge или GaAs/Si [1–3], и интерфейсы $A^{III}B^V/A^{II}B^VI$, например GaAs/ZnSe [4,5]. Первоначальный интерес к ним определялся поиском новых полупроводниковых систем, допускающих гибкое управление величиной разрывов зон на гетерогранице. Было, например, показано, что разрыв валентной зоны на границе GaAs/ZnSe может направленно варьироваться между 0.58 и 1.2 эВ путем изменения отношения интенсивностей молекулярных потоков Zn/Se на начальной стадии роста ZnSe на поверхности GaAs методом молекулярно-пучковой эпитаксии (МПЭ) [5]. Недостатком гетеровалентных структур является обязательное присутствие на гетерогранице заряженных (донорных и акцепторных) связей, что приводит к формированию точечных дефектов, а также к появлению областей локального легирования и сильных электрических полей [4]. Вероятно, именно эти факторы ответственны за наблюдение уширенного спектра фотолюминесценции (ФЛ) (до 50 мэВ) в гетеровалентных квантовых ямах AlAs/GaAs/ZnSe [6] и сглаженного края поглощения без экситонных особенностей в множественных квантовых ямах и сверхрешетках GaAs/ZnSe [7].

Существенным прогрессом в понимании свойств гетеровалентных наноструктур явились разработка и изготовление двойных гетеровалентных квантовых ям GaAs/AlGaAs/ZnSe/ZnCdMnSe [8,9]. В этих структурах электроны в немагнитной квантовой яме GaAs/AlGaAs и квантовой яме разбавленных магнитных полупроводников (РМП) ZnCdMnSe/ZnSe резонансно связываются через туннельно-тонкий барьер, содержащий гетеровалентный интерфейс AlGaAs/ZnSe. Предполагалось,

что подобные гибридные гетероструктуры могут быть полезными для изготовления спинтронных приборов, комбинирующих полезные свойства РМП группы $A^{II}B^VI$ (эффект гигантского зеемановского расщепления в парамагнетике) и немагнитных полупроводников группы $A^{III}B^V$ (высокая подвижность носителей, относительно медленная спиновая релаксация и хорошо отработанная технология роста). Изготовленные образцы демонстрировали яркую ФЛ, эффект гигантского зеемановского расщепления и относительно длинные времена жизни спиновой поляризации (до 9 нс) [10]. Тем не менее линии ФЛ этих гетеровалентных структур демонстрировали заметное неоднородное уширение по сравнению с аналогичными изовалентными квантовыми ямами. Следует также отметить, что экситонный характер ФЛ в таких образцах ранее определялся только по косвенным признакам, спектры резонансного экситонного поглощения или отражения света в них не измерялись.

В этой работе методы оптической экситонной спектроскопии используются для оценки влияния гетеровалентного интерфейса на электронные свойства как одиночных, так и двойных гетеровалентных квантовых ям GaAs/AlGaAs/ZnSe/Zn(Cd)MnSe. В частности, впервые в гетеровалентных квантовых ямах наблюдался отчетливый резонансный спектр экситонного поглощения. В разд. 2 статьи приводятся описания образцов и экспериментальных методик. В разд. 3 проведено сравнение измеренных спектров экситонного поглощения с результатами вариационного расчета. Разд. 4 посвящен анализу спектров циркулярно-поляризованной экситонной люминесценции во внешнем магнитном поле. В разд. 5 приведены выводы и заключение.

2. Образцы и экспериментальные методики

Исследовались два образца гетеровалентных квантовых ям (с одиночной квантовой ямой и с двойной

[¶] E-mail: toropov@beam.ioffe.ru

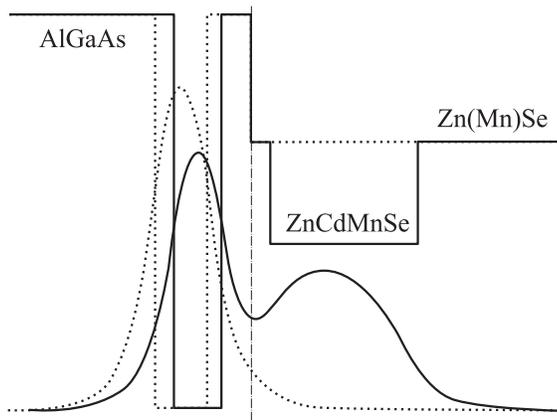


Рис. 1. Схематическое изображение зоны проводимости одиночной (пунктирные линии) и двойной (сплошные линии) гетероэпитаксиальной квантовой ямы и соответствующие волновые функции основного состояния электронов. Волновая функция, рассчитанная для двойной квантовой ямы, соответствует резонансу электронных уровней. Штриховая вертикальная прямая обозначает положение гетероэпитаксиального интерфейса.

квантовой ямой), выращенных на подложках GaAs в двухкамерной установке МПЭ (см. [8]). Слои нижней части структуры (GaAs и AlGaAs) осаждались в камере, специализированной для роста соединений группы $A^{III}B^V$. Затем образец перемещался по высоковакуумному трубопроводу во вторую камеру, предназначенную для роста соединений группы $A^{II}B^{VI}$, где производился рост слоев Zn(Mn)Se и ZnCdMnSe. Ключевыми факторами, определяющими общее качество образца, являются:

1) финальная реконструкция поверхности слоя $A^{III}B^V$,

2) последовательность операций на начальной стадии роста $A^{II}B^{VI}$ -части структуры, т.е. при формировании гетероэпитаксиального интерфейса.

Считается, что наиболее устойчивыми с точки зрения термодинамики являются „нейтральные“ и „компенсированные“ гетероэпитаксиальные интерфейсы, т.е. интерфейсы с нулевым средним дипольным моментом, включающие одинаковое количество донорных и акцепторных связей [4]. Согласно имеющимся данным [5,8,9], такие гетерограницы формируются в условиях Zn-обогащенного роста ZnSe на $(2 \times 4)As$ -реконструированной поверхности GaAs при температурах 290–300°C, и именно эти условия были реализованы при изготовлении образцов.

На рис. 1 приведено схематическое изображение потенциала дна зоны проводимости в активной области структур: сплошными линиями для двойной квантовой ямы и пунктирными линиями — для одиночной. Последовательность слоев в $A^{III}B^V$ -части образцов включает буферный слой GaAs (0.1 мкм), слой тройного твердого раствора $Al_{0.32}Ga_{0.68}As$ (0.2 мкм), квантовую яму GaAs (32 Å) и тонкий покрывающий слой $Al_{0.32}Ga_{0.68}As$ (30 Å в образце с одиночной квантовой ямой и 20 Å в образце с двойной квантовой ямой). $A^{II}B^{VI}$ -часть структуры в обоих образцах начинается

с 12 Å ZnSe. В образце с одиночной квантовой ямой далее следует 500 Å РМП $Zn_{0.96}Mn_{0.04}Se$. В образце с двойной квантовой ямой за слоем селенида цинка следует магнитная квантовая яма $ZnCdMnSe$ (100 Å, 4% Mn) и покрывающий слой ZnSe (200 Å). Параметры двойной квантовой ямы выбирались исходя из намерения реализовать резонанс нижних уровней размерного квантования электронов в двух квантовых ямах. Разрыв валентной зоны на гетерогранице AlGaAs/ZnSe составляет порядка 1 эВ.

Низкотемпературные спектры ФЛ и возбуждения ФЛ измерялись в диапазоне температур 1.9–10 К в оптическом гелиевом криостате. Образец при измерении находился в жидком гелии в условиях откачки или в парах гелия. Спектры ФЛ детектировались при возбуждении линейно-поляризованным светом лазерной линии 532 нм (непрерывный лазер Verdi10 фирмы Coherent) или 404 нм (непрерывный лазер Cube фирмы Coherent). Спектры возбуждения ФЛ регистрировались при сканировании длины волны генерации лазера на красителе пиридин-2, накачиваемого лазером Verdi10. Для измерения спектров ФЛ при приложении внешнего магнитного поля образец помещался в магнитооптический гелиевый криостат фирмы Oxford с расщепленным сверхпроводящим соленоидом. Использовалась геометрия Фарадея, в которой магнитное поле направлено параллельно направлению распространения детектируемого излучения и оси роста структур (ось z). Степень циркулярной поляризации ФЛ анализировалась с помощью $(1/4)$ -волновой пластинки и пленочного линейного поляризатора.

Численный расчет резонансных энергий и относительных сил осциллятора экситонных состояний в квантовых ямах проводился в рамках метода огибающих функций вариационным методом с использованием факторизованной пробной функции квазидвумерного экситона [11,12]. Необходимые для расчетов параметры полупроводниковых соединений взяты из работы [13].

3. Экситонный спектр в одиночных и двойных квантовых ямах

На рис. 2 приведены спектры ФЛ и возбуждения ФЛ образца с одиночной квантовой ямой. Структура демонстрирует одиночную яркую линию ФЛ с энергией кванта вблизи 1.643 эВ. Ширина линии на полувысоте составляет 14 мэВ, что сопоставимо с вариацией энергии нижнего экситонного уровня при изменении ширины 35-ангстремной квантовой ямы на один монослой. Другими словами, наблюдаемая ширина пика ФЛ вполне описывается стандартным для одиночной квантовой ямы механизмом неоднородного уширения, связанным с монослойными флуктуациями ее толщины.

Спектр возбуждения ФЛ, показанный на рис. 2, детектировался на длине волны вблизи максимума пика ФЛ при сканировании длины волны возбуждающего света. Спектр состоит из двух отчетливых линий с максимумами вблизи энергий кванта 1.657 и 1.688 эВ.

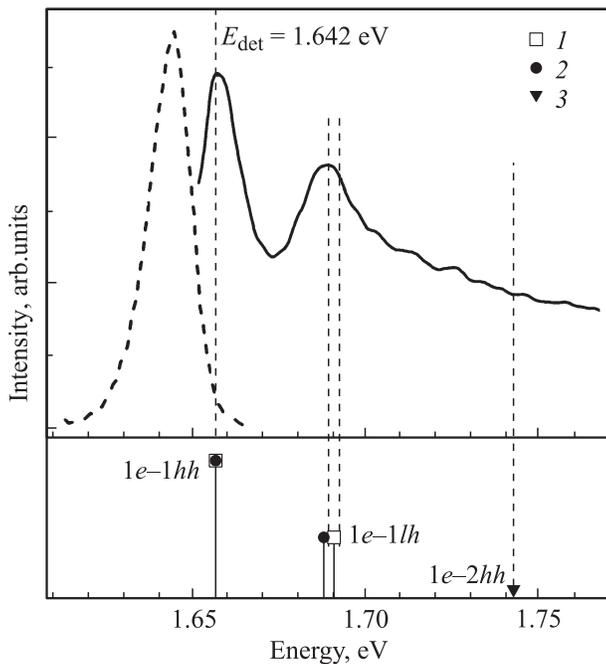


Рис. 2. Спектры фотолюминесценции (штриховая линия) и возбуждения фотолюминесценции (сплошная линия) структуры с одиночной гетероэпитаксиальной квантовой ямой GaAs/AlGaAs/ZnSe/ZnMnSe при 10 К. В нижней части рисунка вертикальными отрезками условно показаны рассчитанные энергии и силы осциллятора экситонных переходов. Символы 1 соответствуют соотношению разрывов зоны проводимости и валентной зоны на интерфейсе GaAs/AlGaAs, равном 65/35, а символы 2 и 3 — 69/31.

Нижний пик естественно приписать резонансному поглощению света с участием основного экситонного состояния в квантовой яме, соответствующего переходам между первым электронным уровнем и первым уровнем тяжелой дырки ($1e-1hh$). Теоретическая подгонка энергии такого состояния к экспериментально измеренному значению дает ширину квантовой ямы 37 \AA . Стоксов сдвиг максимума линии ФЛ относительно нижнего пика экситонного поглощения составляет 14 мэВ . Это значение на 40% превышает величину сдвига, определенную согласно феноменологическому соотношению $\Delta E_{st} = 0.6 \Delta_{PL}$, где Δ_{PL} является шириной пика ФЛ на полувысоте [14], что может свидетельствовать о наличии дополнительного механизма локализации экситона в гетероэпитаксиальной квантовой яме.

Второй пик в спектре возбуждения ФЛ хорошо описывается резонансным поглощением на экситонном переходе, включающем первый уровень электронов и первый уровень легких дырок ($1e-1lh$). В нижней части рис. 2 вертикальными отрезками показаны параметры рассчитанных экситонных состояний: положение отрезка отмечает резонансную энергию возбуждения экситона, а его длина — относительную силу осциллятора. Различные значки у вершины отрезков соответствуют различным значениям параметра Q_c , определяющего пропорцию вклада разрыва зоны проводимости на гетерогранице

GaAs/AlGaAs в общую разницу ширин запрещенной зоны GaAs и AlGaAs. Символы 1 отвечают наиболее общепринятому значению $Q_c = 65\%$ [13], тогда как символы 2 соответствуют $Q_c = 69\%$. В этом расчете наличие гетероэпитаксиального интерфейса на расстоянии 30 \AA от квантовой ямы никак не учитывалось, оба барьера квантовой ямы моделировались как бесконечные слои AlGaAs. Видно, что второе значение несколько лучше описывает положение пика экситона с легкой дыркой. Тем не менее разница между двумя рассчитанными значениями ($\sim 3 \text{ мэВ}$) мала и сопоставима с ожидаемой погрешностью используемого метода расчета энергии экситонных резонансов, что позволяет сделать заключение о фактической идентичности экспериментального спектра экситонов в исследуемой гетероэпитаксиальной квантовой яме и ожидаемого спектра для модельной квантовой ямы GaAs/AlGaAs с аналогичными параметрами.

Важным тестом на наличие в пределах квантовой ямы заметного электрического поля, имеющего ненулевую проекцию на направление роста, является проявление в экситонном спектре „перекрестных“ переходов между уровнями электронов и дырок с разной четностью. Для симметричной квантовой ямы такие переходы полностью запрещены, тогда как приложение электрического поля уменьшает симметрию и делает их разрешенными. Символ 3 в нижней части рис. 2 соответствует рассчитанной энергии одного из таких переходов ($1e-2hh$). В экспериментальном спектре вблизи этой энергии

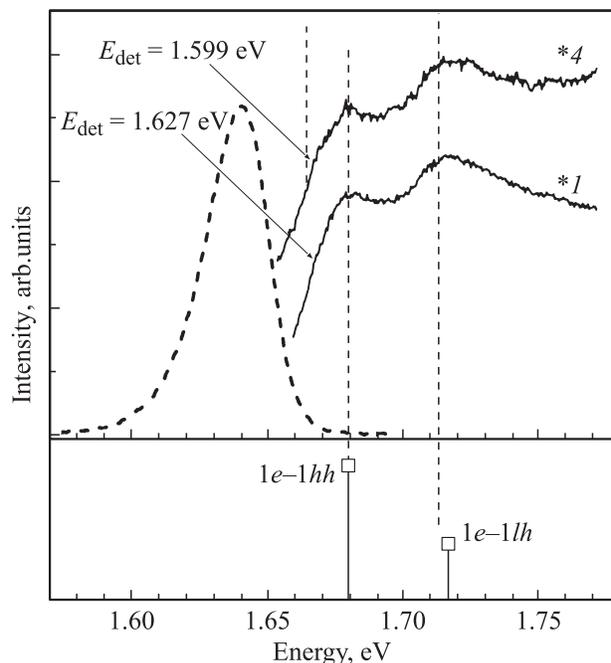


Рис. 3. Спектры фотолюминесценции (штриховая линия) и возбуждения фотолюминесценции (сплошная линия) структуры с двойной гетероэпитаксиальной квантовой ямой GaAs/AlGaAs/ZnSe/ZnCdMnSe при 10 К. В нижней части рисунка вертикальными отрезками условно показаны рассчитанные энергии и силы осциллятора экситонных переходов. ($Q_c = 65\%$).

кванта никаких особенностей нет, что свидетельствует о незначительности влияния гетеровалентного интерфейса на симметрию электронных состояний в квантовой яме.

На рис. 3 приведены спектры ФЛ и возбуждения ФЛ, измеренные в образце с двойной гетеровалентной квантовой ямой GaAs/AlGaAs/ZnSe/ZnCdMnSe. Пик ФЛ в этой структуре наблюдается практически на той же энергии кванта, что и в образце с одиночной ямой. Несмотря на близкую ширину квантовой ямы GaAs/AlGaAs, спектральная ширина пика ФЛ в этой структуре оказывается в 2 раза больше, что свидетельствует о наличии дополнительных уширительных механизмов. Как и в образце с одиночной квантовой ямой, спектр возбуждения ФЛ включает 2 пика, энергии которых соответствуют рассчитанным энергиям нижних уровней экситонов с тяжелыми дырками $e1-1hh$ и $e1-1lh$ в модельной квантовой яме GaAs/AlGaAs шириной 32 Å. Тем не менее интенсивности пиков инвертированы — экситон с легкой дыркой доминирует, что характерно для резонансно-связанных квантовых ям [15]. Более того, форма пика поглощения экситона с тяжелой дыркой зависит от длины волны детектирования: при регистрации в пределах длинноволнового хвоста линии ФЛ нижний пик в спектре возбуждения ФЛ имеет сложную форму с характерным плечом на длинноволновом спаде. Такие особенности спектра свидетельствуют о реализации резонансного взаимодействия электронных уровней в квантовых ямах GaAs/AlGaAs и ZnCdMnSe/ZnSe. Это предположение подтверждается также результатами магнитооптических измерений, представленными в следующем разделе статьи.

4. Спектры магнитофотолюминесценции

На рис. 4 приведены спектры σ^+ и σ^- циркулярно-поляризованной ФЛ (левая вертикальная ось) и степени циркулярной поляризации (правая вертикальная ось), измеренные при 4 Тл в структуре с одиночной квантовой ямой. Степень циркулярной поляризации определялась как $(I^{\sigma^+} - I^{\sigma^-}) / (I^{\sigma^+} + I^{\sigma^-})$, где I^{σ^+} и I^{σ^-} — интенсивности поляризованной ФЛ. Внешнее магнитное поле приводит к относительно слабой поляризации ФЛ, причем величина степени поляризации фактически не меняется в пределах спектрального контура.

Согласно оптическим правилам отбора, циркулярно-поляризованные составляющие спектра ФЛ соответствуют рекомбинации дипольно-разрешенных экситонов $| -1/2, 3/2 \rangle$ (σ^+) и $| 1/2, -3/2 \rangle$ (σ^-). Обозначение $|s, m\rangle$ отвечает экситону с проекцией спина на ось z $s = \pm 1/2$ и проекцией углового момента тяжелой дырки $m = \pm 3/2$. В квантовых ямах GaAs/AlGaAs зеемановское расщепление $| -1/2, 3/2 \rangle$ и $| 1/2, -3/2 \rangle$ экситонов определяется как

$$\Delta E_{\text{ex}} = g_{\text{ex}} \mu_B B_z, \quad (1)$$

где $g_{\text{ex}} = g_h - g_e$ — экситонный g -фактор, g_e и g_h — T_z -компоненты g -факторов электронов и тяжелых дырок,

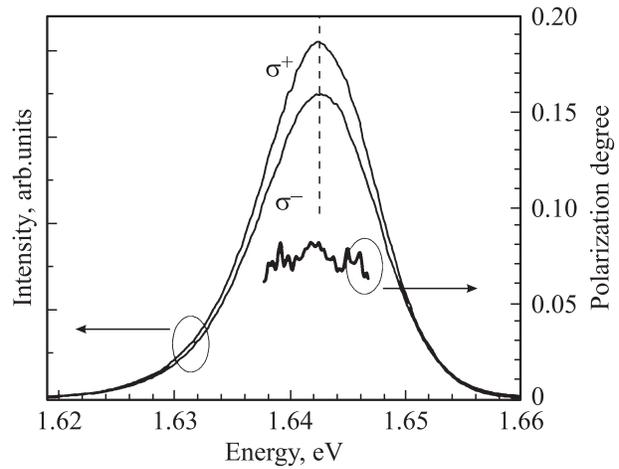


Рис. 4. Спектры циркулярно-поляризованной фотолюминесценции в магнитном поле 4Тл (левая ось) и спектр степени циркулярной поляризации σ^+ (правая ось) в структуре с одиночной гетеровалентной квантовой ямой GaAs/AlGaAs/ZnSe/ZnMnSe при 2 К.

μ_B — магнетон Бора, B — магнитное поле. Знаки экситонных и дырочных g -факторов соответствуют определениям, введенным в работе [16]. Согласно опубликованным данным [16,17], значения электронных и дырочных g -факторов в 35 Å квантовой яме GaAs/AlGaAs составляют $g_h \approx 1.2-1.5$, $g_e \approx 0-0.1$. Таким образом, экситонный g -фактор $g_{\text{ex}} \approx g_h > 0$, и нижним по энергии экситонным состоянием оказывается экситон $|1/2, -3/2\rangle$, рекомбинационное излучение которого имеет поляризацию σ^- .

Другой вклад в зеемановское расщепление экситонов в образце с одиночной гетеровалентной квантовой ямой связан с туннельным проникновением электронной волновой функции в область РМП ZdMnSe (рис. 1). Магнитное поле приводит к снятию спинового вырождения зоны проводимости парамагнитного РМП в силу действия эффекта гигантского зеемановского расщепления [18], при этом знак расщепления соответствует положительному g -фактору электрона. Проникновением в область РМП тяжелой дырки из GaAs-квантовой ямы можно уверенно пренебречь в силу большой дырочной массы и гигантского разрыва валентной зоны на гетерогранице GaAs/ZnSe. Поэтому зеемановское расщепление экситона в квантовой яме GaAs, связанное с проникновением в РМП, имеет знак, обратный расщеплению, определяемому естественными g -факторами. По проведенным оценкам, действие обоих механизмов зеемановского расщепления экситона в образце с одиночной квантовой ямой достаточно слабо, чтобы наблюдать его экспериментально на фоне существенного неоднородного уширения. Тем не менее это расщепление определяет знак и величину степени циркулярной поляризации ФЛ. Поскольку ФЛ возбуждается линейно поляризованным светом, темп генерации $| -1/2, 3/2 \rangle$ и $| 1/2, -3/2 \rangle$ экситонов в квантовой яме

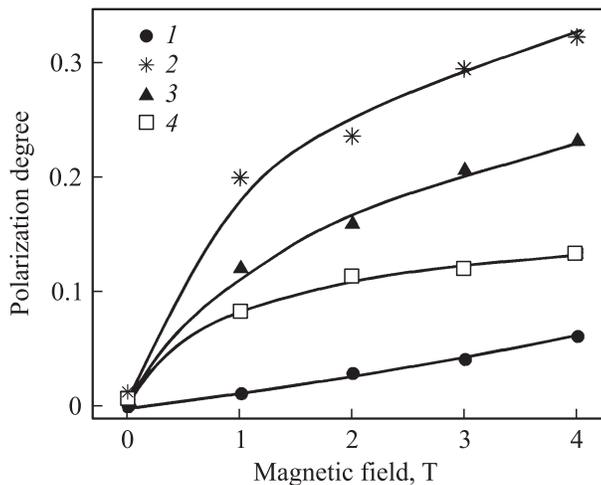


Рис. 5. Степень циркулярной поляризации σ^+ фотолюминесценции в зависимости от магнитного поля, измеренная в структуре с одиночной гетеровалентной квантовой ямой (1) и в структуре с двойной гетеровалентной квантовой ямой для энергии кванта света 1.62 (2), 1.63 (3) и 1.64 эВ (4) при 2 К.

одинаков и величина степени циркулярной поляризации зависит от величины расщепления, температуры (в силу бoльцмановского фактора населенностей расщепленных уровней) и скорости спиновой релаксации электронов между двумя спиновыми подзонами.

Различить вклады двух механизмов зеемановского расщепления экситона можно по знаку и характеру зависимости степени циркулярной поляризации от магнитного поля. Эффект зеемановского расщепления, связанный с парамагнитным РМП, описывается модифицированной функцией Бриллюэна [18] и при низкой температуре (2 К) насыщается в магнитных полях до 5 Тл. Нижняя кривая на рис. 5 соответствует зависимости степени σ^+ циркулярной поляризации от магнитного поля для образца с одиночной квантовой ямой. Положительный знак поляризации свидетельствует в пользу гигантского зеемановского расщепления в РМП, однако насыщения поляризации в доступном диапазоне магнитных полей (менее 4.5 Тл) не наблюдается. Ход кривой носит сверхлинейный характер, а линейная зависимость от магнитного поля наблюдается для логарифма отношения интенсивностей двух поляризаций $\ln(I^{\sigma^-}/I^{\sigma^+})$. При условии термического равновесия это наблюдение свидетельствует о линейном характере расщепления уровней. Более того, расчет энергий экситонных состояний, сделанный для спин-зависимого потенциала в области РМП во внешнем магнитном поле, дает величины зеемановского расщепления в несколько раз меньше значения, соответствующего наблюдаемой поляризации σ^+ .

Этот противоречивый результат может быть объяснен в предположении, что близость гетеровалентного интерфейса оказывает заметное влияние на характер рекомбинации экситонов в квантовой яме. В работе [4] было показано, что формирование резкого гетеровалент-

ного интерфейса GaAs/ZnSe энергетически невыгодно. Скорее, можно ожидать формирования размытой области смешанного состава GaZnAsSe, простирающейся на несколько монослоев в обе стороны от гетерограницы. В этих условиях определенная диффузия атомов цинка и селена в сторону квантовой ямы представляется вполне возможной, что может приводить к рекомбинации экситонных комплексов, связанных на образующихся дефектах. Косвенным подтверждением этой гипотезы является увеличенный по сравнению с обычной квантовой ямой стоксов сдвиг между пиками поглощения и ФЛ. Тем не менее в настоящее время трудно делать какие-либо заключения о природе этих комплексов и g -факторах вовлеченных в них электронов и дырок.

На рис. 6 приведены спектры циркулярно-поляризованной ФЛ в магнитном поле 4 Тл (левая ось) и соответствующий спектр степени циркулярной поляризации σ^+ (правая ось) в структуре с двойной гетеровалентной квантовой ямой. Несмотря на существенное неоднородное уширение линии ФЛ, зеемановское расщепление поляризованных пиков ФЛ вполне заметно и составляет при 4 Тл ~ 3 мэВ. Надо отметить, что действие магнитного поля не сводится к чистому сдвигу линии ФЛ, а приводит также к изменению ее формы: эффект поля максимален на длинноволновом крыле линии и фактически отсутствует на коротковолновом крыле. На рис. 5 приведены кривые зависимости степени циркулярной поляризации σ^+ от магнитного поля, измеренные для разных энергий кванта света в пределах спектрального контура линии ФЛ. Для всех энергий циркулярная поляризация имеет отчетливую тенденцию к насыщению.

Положительный знак поляризации, заметное зеемановское расщепление в относительно небольших магнитных полях и быстрое насыщение поляризации с ростом магнитного поля — все эти признаки позволяют уверенно объяснить эффект магнитного поля гигантским

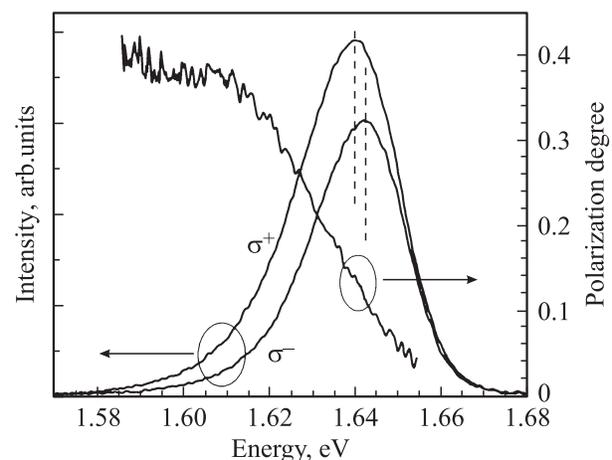


Рис. 6. Спектры циркулярно-поляризованной фотолюминесценции в магнитном поле 4 Тл (левая ось) и соответствующий спектр степени циркулярной поляризации σ^+ (правая ось) в структуре с двойной гетеровалентной квантовой ямой GaAs/AlGaAs/ZnSe/ZnCdMnSe при 2 К.

земановским расщеплением зоны проводимости в области квантовой ямы РМП при резонансном связывании электронных состояний в двух квантовых ямах (рис. 1). Следует, однако, отметить, что в рекомбинации участвуют состояния с энергией на 20–80 мэВ ниже энергии экситонного резонанса, и наблюдаемый магнитооптический эффект отражает резонансное проникновение в магнитную квантовую яму волновых функций локализованных экситонов в условиях сильного неоднородного уширения.

Неоднородная ширина пиков ФЛ в 2 раза превышает энергию, соответствующую монослойной флуктуации ширины квантовой ямы GaAs. Дополнительное уширение может определяться двумя факторами. Во-первых, из-за резонансного проникновения электронной волновой функции в область $A^{IV}B^VI$ вероятность нахождения электрона в непосредственной близости от гетероэлектронного интерфейса заметно больше, чем в структуре с одиночной квантовой ямой (рис. 1). Во-вторых, в спектральной области резонанса возможна суперпозиция уширительных механизмов экситонных уровней в двух связанных квантовых ямах, проявляющаяся в специфической зависимости степени циркулярной поляризации от энергии кванта детектирования (рис. 6). Степень циркулярной поляризации быстро растет от фактически нулевого значения в коротковолновой части спектра до $\sim 40\%$ на длинноволновом крыле. Можно предположить, что условие резонанса электронных уровней в большей степени выполняется для экситонов с энергией, соответствующей именно длинноволновому крылу. Конкретный вид зависимости степени циркулярной поляризации от энергии кванта является сложной функцией перекрытия неоднородно уширенных спектров рекомбинирующих состояний в двух квантовых ямах, а также эффективности энергетической и спиновой релаксации в ансамбле локализованных экситонов.

5. Заключение

Представленные результаты позволяют оценить перспективы конструирования и изготовления структур с гетероэлектронными квантовыми ямами в системе $(Al,Ga)As/(Zn,Cd,Mn)Se$. Показано, что технология МПЭ позволяет изготавливать квантовые ямы оптического качества в непосредственной близости (2–3 нм) от гетероэлектронного интерфейса. Спектр экситонного поглощения таких квантовых ям (как одиночных, так и двойных) в основных чертах воспроизводит спектр экситонов, ожидаемый для обычных изовалентных квантовых ям с аналогичными параметрами. Тем не менее процесс излучательной рекомбинации экситонов в таких структурах демонстрирует существенные отличия. Если в нелегированных изовалентных узких квантовых ямах основной канал рекомбинации связан с излучением экситонов, локализованных флуктуациями толщины квантовой ямы, то в гетероэлектронных структурах

существует добавочный механизм локализации, определяемый дефектами, генерируемыми гетероэлектронным интерфейсом. Природа этих центров локализации в настоящее время не выяснена, но можно с уверенностью сказать, что их наличие приводит к уширению линий ФЛ и влияет на магнитооптические свойства структур.

Исходя из этих данных можно надеяться на успешную реализацию электронных и магнитоэлектронных приборов, использующих туннельный транспорт носителей в различных гетероэлектронных квантовых структурах. В то же время аккуратное определение величины спиновой поляризации носителей по измеренной степени циркулярной поляризации люминесценции гетероэлектронных квантовых ям затруднено существенным неоднородным уширением экситонного спектра.

Работа осуществлялась при поддержке гранта РФФИ 08-02-91203-ЯФ_а и программы фундаментальных исследований ОФН РАН „Спиновые явления в твердотельных наноструктурах и спинтроника“.

Список литературы

- [1] W.A. Harrison, E.A. Kraut, J.R. Waldrop, R.W. Grant. *Phys. Rev. B*, **18**, 4402 (1978).
- [2] K. Kunc, R.M. Martin. *Phys. Rev. B*, **24**, 3445 (1981).
- [3] G. Biasiol, L. Sorba, G. Bratina, R. Nicolini, A. Franciosi, M. Peressi, S. Baroni, R. Resta, A. Baldereschi. *Phys. Rev. Lett.*, **69**, 1283 (1992).
- [4] A. Kley, I. Neugebauer. *Phys. Rev. B*, **50**, 8616 (1994).
- [5] R. Nicolini, L. Vanzetti, G. Mula, G. Bratina, L. Sorba, A. Franciosi, M. Peressi, S. Baroni, R. Resta, A. Baldereschi, J.E. Angelo, W.W. Gerberich. *Phys. Rev. Lett.*, **72**, 294 (1994).
- [6] A. Kudelski, U. Bindley, J.K. Furdyna, M. Dobrowolska, T. Woltowicz. *Appl. Phys. Lett.*, **82**, 1854 (2003).
- [7] M. Funato, S. Fujita, S. Fujita. *Phys. Rev. B*, **60**, 16 652 (1999).
- [8] A.A. Toropov, I.V. Sedova, S.V. Sorokin, Ya.V. Terent'ev, E.L. Ivchenko, S.V. Ivanov. *Phys. Rev. B*, **71**, 195 312 (2005).
- [9] A.A. Toropov, I.V. Sedova, S.V. Sorokin, Ya.V. Terent'ev, E.L. Ivchenko, D.N. Lykin, S.V. Ivanov, J.P. Bergman, B. Monemar. *Phys. Status Solidi B*, **243**, 819 (2006).
- [10] A.A. Toropov, Ya.V. Terent'ev, P.S. Kop'ev, S.V. Ivanov, T. Koyama, K. Nishibayashi, A. Murayama, Y. Oka, A. Golnik, J.A. Gaj. *Phys. Rev. B*, **77**, 235 310 (2008).
- [11] E.L. Ivchenko, A.V. Kavokin, V.P. Kochereshko, G.P. Posina, I.N. Uraltsev, D.R. Yakovlev, R.N. Bicknell-Tassius, A. Waag, G. Landwehr. *Phys. Rev. B*, **46**, 7713 (1992).
- [12] S.M. Cao, M. Willander, E.L. Ivchenko, A.I. Nesvizhskii, A.A. Toropov. *Superlat. Microstruct.*, **17**, 97 (1995).
- [13] I. Vurgaftman, J.R. Meyer, L.R. Ram-Mohan. *J. Appl. Phys.*, **89**, 5815 (2001).
- [14] K.P. O'Donnel, P.J. Parbrook, F. Yang, C. Trager-Cowan. *Physica B*, **54**, 4974 (1996).
- [15] S.M. Cao, M. Willander, A.A. Toropov, T.V. Shubina, B.Ya. Mel'tser, S.V. Shaposhnikov, P.S. Kop'ev, P.O. Holtz, J.P. Bergman, B. Monemar. *Phys. Rev. B*, **51**, 17 267 (1995).
- [16] V.F. Sapega, M. Cardona, K. Ploog, E.L. Ivchenko, D.N. Mirlin. *Phys. Rev. B*, **24**, 4320 (1992).

- [17] M.J. Snelling, E. Blackwood, C.J. McDonagh, R.T. Harley, C.T.B. Foxon. *Phys. Rev. B*, **45**, R3922 (1992).
[18] J.K. Furdyna. *J. Appl. Phys.*, **64**, R29 (1988).

Редактор Т.А. Полянская

Excitons in single and double heterovalent quantum wells GaAs/AlGaAs/ZnSe/Zn(Cd)MnSe

*A.A. Toropov, V.Kh. Kaibyshev, Ya.V. Terent'ev,
S.V. Ivanov, P.S. Kop'ev*

loffe Physicotechnical Institute,
Russian Academy of Sciences,
194021 St. Petersburg, Russia

Abstract Excitonic spectra of photoluminescence (PL), PL excitation, and magneto-PL have been studied in single (GaAs/AlGaAs/ZnMnSe) and double (GaAs/AlGaAs/ZnSe/ZnCdMnSe) heterovalent quantum wells, grown by molecular beam epitaxy. It is found that the spectrum of excitonic absorption in these quantum wells reproduces in general the resonant excitonic spectrum expected for conventional isovalent quantum wells with similar parameters. On the other hand, the radiative recombination of the excitons is essentially different, since there is an additional mechanism of excitonic localization due to the defects generated by the heterovalent interface. The exact origin of these centers of localization is not quite clear, however, they are responsible for broadening of the PL lines and an increase in the Stokes shift between PL and absorption lines, as well as for modification of the magnetic g -factor of the bound excitons.