

Магнито-оптические исследования ансамблей полумагнитных квантовых точек CdSe/ZnMnSe с модулированным легированием *n*-типа

© И.И. Решина[†], С.В. Иванов

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

(Получена 17 декабря 2013 г. Принята к печати 20 мая 2014 г.)

Проведены магнитные и поляризационные исследования фотолюминесценции и резонансного рамановского спин-флип рассеяния электронов в ансамблях самоорганизованных полумагнитных квантовых точек CdSe/ZnMnSe с модулированным легированием *n*-типа. В интенсивность полосы фотолюминесценции наряду с переходами трионов в синглетном состоянии вносят вклад и экситонные переходы. Как показали измерения эффекта Ханле, в нулевом магнитном поле наблюдалась отрицательная циркулярная поляризация, связанная с оптической ориентацией тяжелой дырки триона. Время жизни и время спиновой релаксации тяжелой дырки оценено как ≤ 3 пс и ≤ 1 пс соответственно. Предполагается, что столь малые времена связаны с процессом оже-рекомбинации с возбуждением внутреннего перехода в ионе Mn^{2+} .

Исследования интенсивности и сдвига максимума фотолюминесценции в продольном магнитном поле в двух поляризациях $\sigma^- \sigma^+$ и $\sigma^- \sigma^-$ свидетельствуют о сильной спиновой поляризации электронов. В условиях резонансного возбуждения наблюдалось сильное возрастание интенсивности в максимуме полосы ФЛ при поляризации возбуждения σ^- по сравнению с поляризацией σ^+ .

При резонансном возбуждении в поперечном магнитном поле в скрещенных линейных поляризациях наблюдался пик рамановского рассеяния на электронном спин-флип переходе, обладающий бриллюэновской зависимостью от магнитного поля.

1. Введение

Заряженные экситоны (трионы) были идентифицированы по их поляризации в спектре магнитопоглощения MQW-структуры CdTe/CdZnTe с модулированным легированием *n*-типа [1]. Вслед за этим последовал ряд работ, посвященных исследованию отрицательных (T^-) и положительных (T^+) трионов в квантовых ямах $A^{II}B^{VI}$ с помощью поляризованных спектров отражения и фотолюминесценции в магнитном поле [2–7]. Фотолюминесценция трионов наблюдалась также в ансамблях квантовых точек *n*-InGaAs [8,9]. Тонкая структура триона была исследована с помощью спектров поляризованной фотолюминесценции изолированных квантовых точек CdSe/ZnSe [10–13] и InAs/GaAs [14]. Одновременно активно изучались полумагнитные наноструктуры (квантовые ямы и квантовые точки) [15–19]. Естественным явился переход к исследованию нового класса наноструктур, в которых резидентные носители взаимодействовали с магнитными примесями. Так, в полумагнитных квантовых ямах благодаря сильному обменному *s*, *p*–*d*-взаимодействию даже при сравнительно небольших магнитных полях удается получить сильно поляризованный 2D электронный газ. В таких квантовых ямах методом резонансного рамановского рассеяния проводилось исследование низкочастотных коллективных и одночастичных электронных возбуждений [20,21]. Поляризованная магнетоплюминесценция трионов в изолированных полумагнитных квантовых точках CdSe/ZnMnSe изучалась в работах [22–25]. Сле-

дует отметить представляющие большой интерес исследования изолированных квантовых точек, содержащих всего один ион марганца и один экситон [26–31].

Ранее нами исследовалась магнитооптика ансамблей самоорганизованных полумагнитных квантовых точек CdSe/ZnMnSe с различной концентрацией иона Mn^{2+} [15–17]. В настоящей работе эти исследования распространены на аналогичные структуры с модулированным легированием в барьере ZnMnSe. Мы исследовали спектр фотолюминесценции при нерезонансном и квазирезонансном возбуждении, линейную и циркулярную поляризацию, эффект Ханле. Проводились измерения интенсивности и сдвига полосы ФЛ при разных поляризациях возбуждения и рекомбинации в магнитных полях до 6 Тл в геометрии Фарадея и Фойгта. Проводились также измерения рамановского спин-флип рассеяния электронов при резонансном возбуждении в полосе ФЛ. Насколько нам известно, ранее ансамбли полумагнитных квантовых точек $A^{II}B^{VI}$ с модулированным легированием не исследовались.

2. Изготовление образцов и методика эксперимента

Методом МПЭ были изготовлены три структуры CdSe/Zn_{0.93}Mn_{0.07}Se с односторонним модулированным легированием *n*-типа в барьере. Слой С1 толщиной 4 или 2 нм находился на расстоянии 10 или 20 нм от слоя квантовых точек CdSe, как указано в таблице. Там же приведена номинальная поверхностная концентрация доноров в барьерном слое. Структура D не

[†] E-mail: reshina@dnm.ioffe.ru

Параметры образцов

| Sample | Width of the spacer layer | Donor concentration (cm ⁻²) |
|--------|---------------------------|---|
| A | 10 | 8 · 10 ¹¹ |
| B | 10 | 4 · 10 ¹¹ |
| C | 20 | 8 · 10 ¹¹ |
| D | | Not doped |

была легирована, однако имеет остаточную концентрацию электронов. Номинальная толщина слоя квантовых точек была 2.5, 2.6 монослоя в структурах А, В, С и 2.7, 2.8 монослоя в структуре D. Самоорганизованные дискообразные квантовые точки имеют достаточно малый размер: 7–10 монослоев в направлении роста и примерно 10 нм в плоскости, как было установлено ранее с помощью электронной микроскопии высокого разрешения [32]. Электроны доноров С1 захватываются квантовыми точками. Концентрация электронов в слое квантовых точек неизвестна, но, судя по приведенным далее результатам исследования фотолюминесценции она не велика, несмотря на значительную номинальную концентрацию доноров. Фотолюминесценция в структурах с модулированным легированием не отличается кардинально от не легированной структуры D. Предполагается, что существуют как квантовые точки с одним резидентным электроном, так и не захватившие электроны.

Образцы находились в гелиевом криостате со сверхпроводящим соленоидом в парах откачиваемого гелия. Магнитные поля до 6.5 Тл прилагались в геометрии Фарадея (вдоль оси роста структуры) или в геометрии Фойгта (в плоскости структуры). Спектры фотолюминесценции регистрировались в геометрии обратного рассеяния с направлением падающего и испущенного света нормально к поверхности образца. Возбуждение осуществлялось линиями Ar⁺ лазера и твердотельного лазера с длиной волны 405 нм (3.06 эВ). Спектры измерялись на спектрометре с двойным монохроматором (с дисперсией 0.5 нм/мм) и системой счета фотонов. Для поляризационных измерений использовались призмные поляризаторы и широкополосные четвертьволновые пластинки. При измерении степени линейной поляризации люминесценции после анализатора ставилась четвертьволновая пластинка для того, чтобы исключить линейную поляризацию дифракционных решеток и зеркал спектрометра.

3. Результаты измерений и обсуждение

Спектры фотолюминесценции (ФЛ) регистрировались в геометрии Фарадея и геометрии Фойгта с надбарьерным возбуждением 405 нм (3.06 эВ) или возбуждением ниже барьера с энергией 2.54 эВ, т.е. на расстоянии трех LO фононов от максимума полосы ФЛ при $B = 0$ Тл

в структурах А, В, и С. Эффективность возбуждения была значительно выше при надбарьерном возбуждении. В некоторых случаях использовалось резонансное возбуждение с энергией 2.41 эВ. Спектры ФЛ структуры В при возбуждении 2.54 эВ в нулевом магнитном поле в циркулярных поляризациях $\sigma^+\sigma^+$ и $\sigma^+\sigma^-$ приведены на рис 1, а. Большая ширина полосы связана с неоднородным уширением ансамбля квантовых точек по размерам и составу (квантовые точки имеют состав CdZnSe и отличаются по содержанию Cd). На рис. 1, б приведены результаты измерений в пределах полосы излучения степени циркулярной (линейной) поляризации при циркулярной (линейной) поляризации возбуждения. Циркулярная поляризация ρ_c (оптическая ориентация) была отрицательна в пределах всей полосы ФЛ, а ее абсолютная величина увеличивалась на высокоэнергетическом крае полосы. Линейная поляризация ρ_l в структуре В была близка нулю в области максимума интенсивности полосы ФЛ и возрастала до 0.1 на низкоэнергетическом крае полосы. Исследование нелегированных квантовых точек CdSe/ZnSe [33] показало, что высокоэнергетический край полосы имеет при линейно поляризованном квазирезонансном возбуждении значительную линейную поляризацию (до 50%). При этом

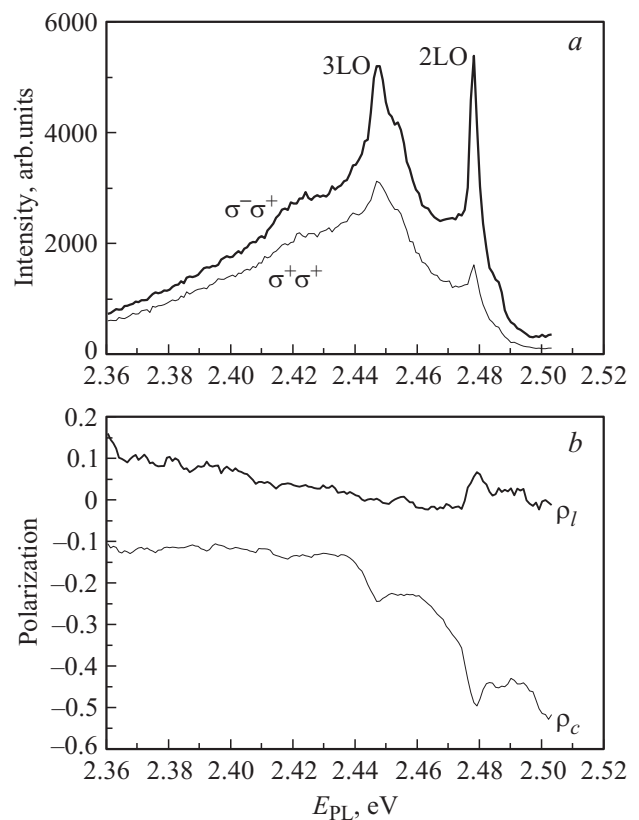


Рис. 1. Структура В. а — полосы фотолюминесценции ансамбля квантовых точек CdSe/ZnMnSe при $B = 0$ Тл в циркулярной поляризации $\sigma^- \sigma^+$ и $\sigma^+ \sigma^+$. б — степень циркулярной и линейной поляризации. $E_{exc} = 2.54$ эВ. Узкие пики — рамановское рассеяние 2- и 3-го порядков на LO фононах барьера.

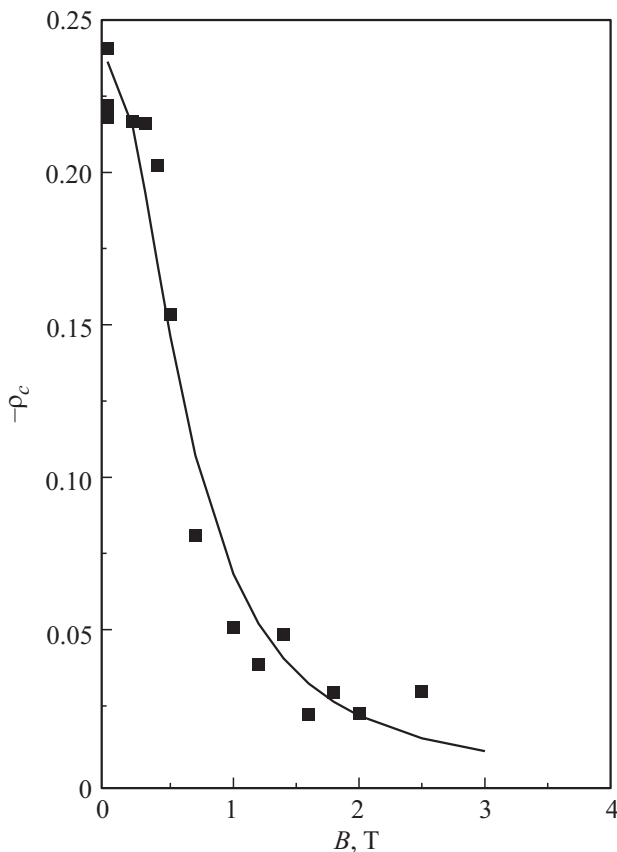


Рис. 2. Кривая Ханле для структуры В.

циркулярная поляризация отсутствует. Предполагается, что этот край полосы связан с экситонными состояниями. Линейная поляризация связана с расщеплением экситонного дублета ± 1 на два линейно поляризованных уровня из-за анизотропии квантовых точек и понижения их симметрии. Люминесценция отрицательных трионов в синглетном состоянии, когда спины двух электронов триона противоположны, характеризуется циркулярной поляризацией при циркулярном возбуждении, обусловленной оптической ориентацией тяжелой дырки. Во всех исследованных нами структурах в пределах всей полосы наблюдалась отрицательная поляризация при $B = 0$ Тл (оптическая ориентация) и малая линейная поляризация. Это дает основание предполагать, что полоса излучения обусловлена в значительной степени отрицательными трионами в синглетном состоянии. Вблизи максимума полосы ФЛ абсолютная величина степени циркулярной поляризации уменьшалась при уменьшении концентрации электронов. В структуре D абсолютная величина степени поляризации сильно возрастала при резонансном возбуждении вблизи максимума полосы ФЛ.

Отметим, что отрицательный знак циркулярной поляризации ФЛ трионов при возбуждении σ^+ наблюдался в квантовых точках различных материальных систем [9,14,34]. В ансамбле квантовых точек CdSe/ZnSe без модулированного легирования циркулярная поля-

ризация была положительной на высокоэнергетическом крае и меняла знак в пределах полосы ФЛ [13]. Для объяснения отрицательной циркулярной поляризации выдвигались различные модели, как например преимущественный захват темных экситонов [9,34], возбуждение триплетных состояний триона [14], влияние легких дырок [13]. Однако вопрос достаточно сложный и общей модели не существует.

На рис. 2 приведены результаты измерения эффекта Ханле (деполяризация циркулярной поляризации в магнитном поле, приложенном в геометрии Фойгта). В структурах с модулированным легированием наблюдается нормальная форма кривой Ханле, близкая к лорентцевой, которую мы ассоциируем с тяжелой дыркой. Это еще раз подтверждает, что люминесценция определяется в значительной степени рекомбинацией трионов в синглетном состоянии. Далее с помощью кривой Ханле мы оценим время жизни и спиновой релаксации тяжелой дырки триона.

На рис. 3 представлены спектры ФЛ структуры В в магнитном поле 5 Тл в геометрии Фарадея и при разных циркулярных поляризациях возбуждения и излучения, а также для сравнения при $B = 0$ Тл. Отметим 4 важных свойства ФЛ: 1) в магнитном поле в поляризации $\sigma^-\sigma^+$ и $\sigma^+\sigma^+$ сильно возрастает интенсивность полосы ФЛ, 2) происходит сдвиг максимума к низким энергиям,

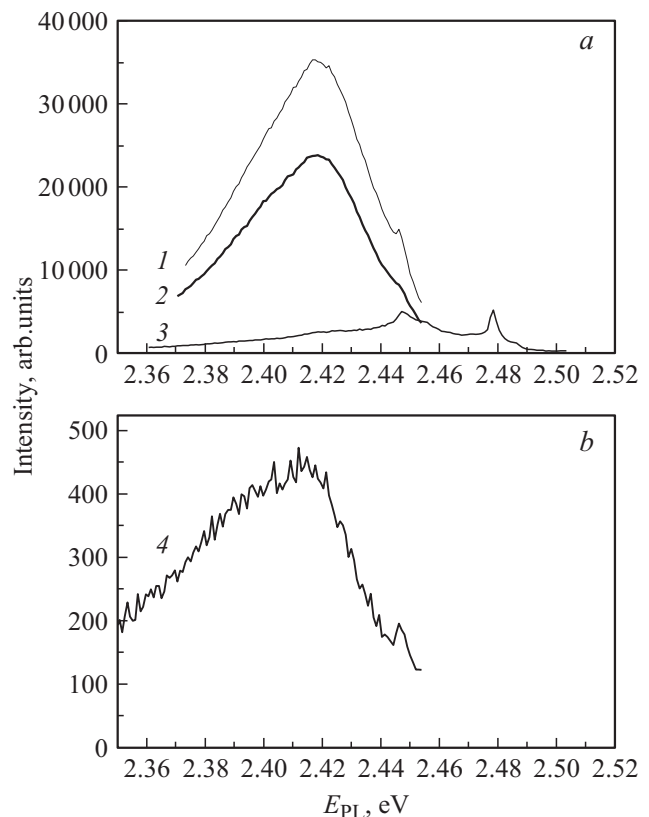


Рис. 3. Структура В. $E_{\text{exc}} = 2.54$ эВ. Геометрия Фарадея. (а) 1 — $B = 5$ Тл, $\sigma^-\sigma^+$. 2 — $B = 5$ Тл, $\sigma^+\sigma^+$. 3 — $B = 0$ Тл, $\sigma^-\sigma^+$. (б) 4 — $B = 5$ Тл, $\sigma^-\sigma^-$.

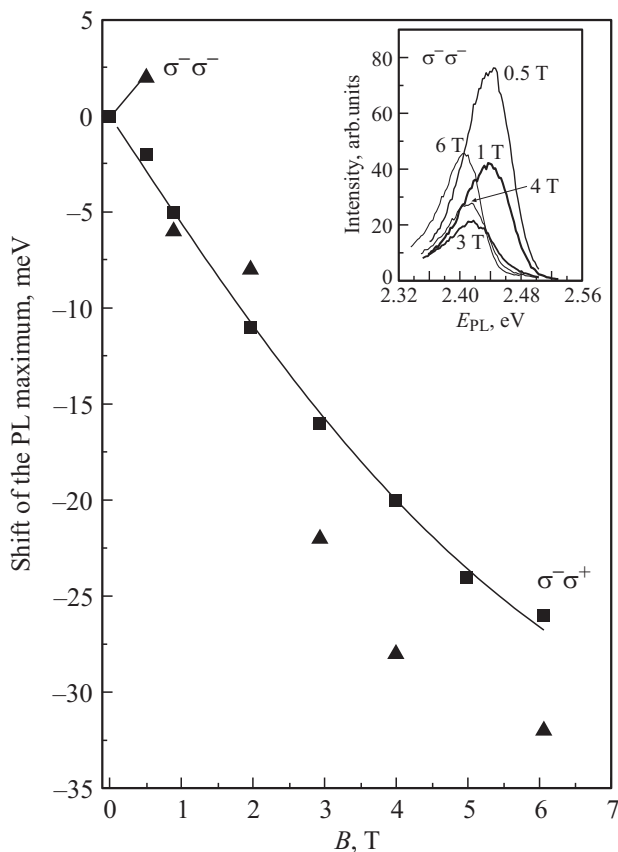


Рис. 4. Структура В. Сдвиг максимума полосы ФЛ в продольном магнитном поле (геометрия Фарадея) при разных циркулярных поляризациях. $E_{\text{exc}} = 3.06$ эВ. На вставке показаны полосы ФЛ в поляризации $\sigma^- \sigma^-$ при разных величинах магнитного поля.

3) интенсивность почти в 1.5 раза больше при возбуждении σ^- , 4) в поляризации излучения σ^- интенсивность очень мала уже в малых магнитных полях.

Сдвиг полосы ФЛ к низким энергиям в магнитном поле в геометрии Фарадея и поляризации $\sigma^- \sigma^+$ приведен на рис. 4 (структура В) и составляет 26 мэВ при $B = 6$ Тл. Сдвиг описывается функцией Бриллюэна с эффективной концентрацией Mn^{2+} $x_{\text{eff}} = 0.024$ и эффективной температурой $T_{\text{eff}} = 11$ К. Сдвиг в продольном магнитном поле связан с гигантским расщеплением зоны тяжелых дырок и зоны проводимости из-за обменного $s, p-d$ взаимодействия в полумагнитных квантовых точках, вследствие проникновения волновой функции из квантовой точки в барьер, где находятся ионы Mn^{2+} . В поляризации $\sigma^- \sigma^-$ интенсивность полосы была очень мала уже в магнитном поле $B = 0.5$ Тл составляя всего порядка 1% от интенсивности полосы в поляризации $\sigma^- \sigma^+$. Это указывает на сильную спиновую поляризацию электронов. При $B = 0.5$ Тл сдвиг был в сторону высоких энергий (рис. 4), но при дальнейшем увеличении магнитного поля происходил сдвиг к низким энергиям, как видно на рис. 4 и на вставке к нему. При обеих поляризациях полосы имели одинаковую, слегка

надлинейную зависимость от интенсивности возбуждения. Слабая полоса при поляризации $\sigma^- \sigma^-$ в области магнитных полей 3–6 Тл могла бы быть связана с просачиванием из-за несовершенства четверть-волновой пластинки поляризации $\sigma^- \sigma^+$, в которой интенсивность полосы очень велика. Однако сдвиг к низким частотам противоречит такому объяснению, и природа его пока не ясна.

На рис. 5, а представлена зависимость роста интенсивности в максимуме ФЛ от магнитного поля для поляризации $\sigma^- \sigma^+$ и $\sigma^+ \sigma^+$ (в 25 раз при $B = 6$ Тл в структуре В). Рост интенсивности связан с эффектом, который наблюдался ранее для экситонной ФЛ в полумагнитных квантовых ямах и квантовых точках, у которых энергия экситона превышает энергию перехода ${}^6A_1 - {}^4T_1$ в ионе Mn^{2+} и определяется правилами отбора при оже-рекомбинации экситонов с возбуждением этого перехода [35]. В структуре А одновременно с измерением ФЛ квантовых точек мы проводили при тех же условиях измерения ФЛ иона Mn^{2+} из основного состояния 6A_1 на возбужденный уровень 4T_1 (~ 2.1 эВ). В то время как интенсивность ФЛ квантовых точек в диапазоне B 0–6 Тл увеличивалась в 25 раз, ФЛ иона Mn^{2+} уменьшалась в 4.6 раза (рис. 5, б, с). В геометрии

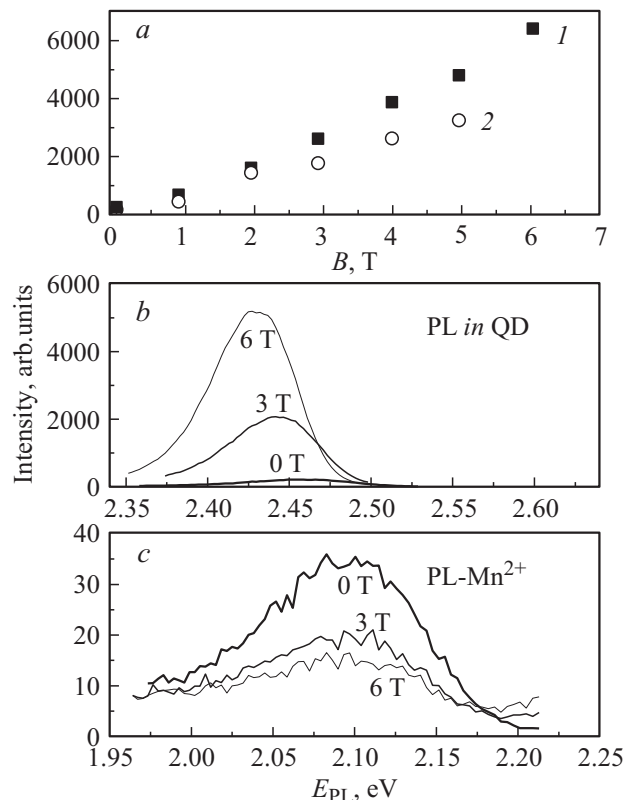


Рис. 5. Геометрия Фарадея. а — структура В. Зависимость интенсивности максимума ФЛ от магнитного поля для двух поляризаций возбуждения, 1 — $\sigma^- \sigma^+$, 2 — $\sigma^+ \sigma^+$. $E_{\text{exc}} = 2.54$ эВ. б — структура А. Полосы ФЛ квантовых точек при различных значениях магнитного поля B . с — полосы излучения иона Mn^{2+} при различных значениях B . б, с — $E_{\text{exc}} = 3.06$ эВ.

Фойгта магнитное поле оказывало существенно меньшее влияние на интенсивность ФЛ квантовых точек и иона марганца.

Как уже отмечалось выше, интенсивность в поляризации $\sigma^- \sigma^+$ была больше, чем в поляризации $\sigma^+ \sigma^+$ для всех структур с модулированным легированием (в 1.5 раза для структур А и В в магнитном поле 5 Тл.) Для нелегированной структуры D это отношение равно 0.9. Следует отметить, что отношение интенсивности в поляризации $\sigma^- \sigma^+$ к интенсивности в поляризации $\sigma^+ \sigma^+$ очень сильно возрастает при приближении энергии возбуждающего лазера к условию резонансного возбуждения, как видно на рис. 6. Это можно было ожидать, так как для возбуждения триона благоприятно возбуждение с поляризацией σ^- . Действительно, в магнитном поле резидентный электрон на нижнем уровне имеет спин $s = -1/2$, т.е. для образования триона в синглетном состоянии надо возбудить электрон на уровень $s = 1/2$ с помощью циркулярно-поляризованного света σ^- . Таким образом, эти результаты свидетельствуют о том, что большинство квантовых точек в ансамбле в структурах с модулированным легированием содержат резидентные электроны, а в нелегированной структуре примерно половина квантовых точек не имеют резидентных электронов и дают вклад в экситонную люминесценцию.

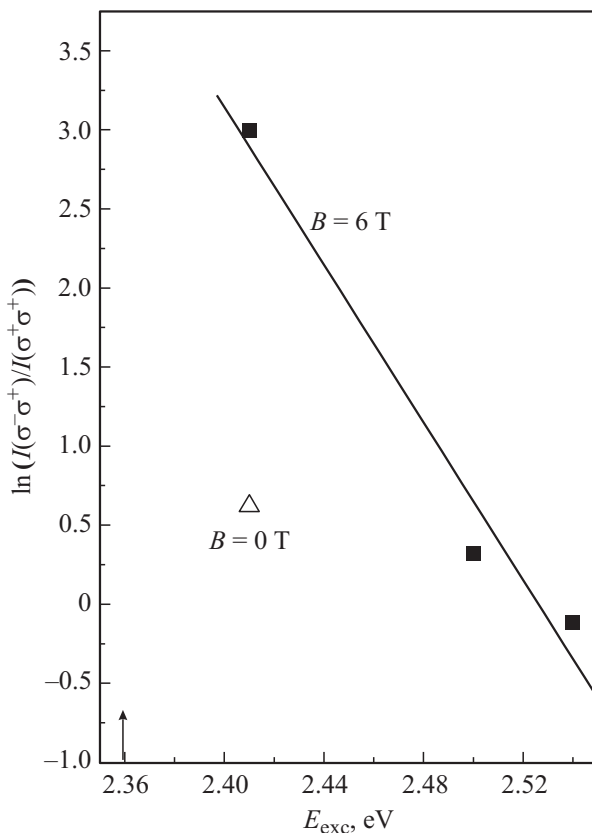


Рис. 6. Структура В. Зависимость логарифма отношения интенсивностей при поляризации $\sigma^- \sigma^+$ и $\sigma^+ \sigma^+$ от энергии возбуждения. Стрелкой обозначена энергия максимума полосы ФЛ.

В структуре А в геометрии Фойгта измерялась также ФЛ из барьера ZnMnSe. Ее интенсивность в максимуме не изменялась с увеличением магнитного поля, полоса уширялась, и происходил сдвиг максимума к низким энергиям на 27 мэВ при $B = 6$ Тл (при этом сдвиг ФЛ квантовых точек был 16 мэВ).

Выскажем некоторые замечания относительно магнитной анизотропии квантовых точек, которые следуют из наших измерений. В структуре В сдвиг ФЛ в магнитном поле 6 Тл составлял 26 мэВ в геометрии Фарадея и 15 мэВ в геометрии Фойгта. Если бы магнитный момент тяжелой дырки был направлен строго вдоль оси роста квантовой точки, то в геометрии Фойгта вообще не происходило бы расщепления уровня тяжелых дырок в магнитном поле, и сдвиг максимума ФЛ определялся бы только расщеплением электронного уровня. В этом случае отношение сдвигов Δ_F / Δ_V в геометрии Фарадея и Фойгта (Voigt) соответственно определялось бы отношением обменных интегралов α и β для электронов и дырок, $\beta / \alpha = 4.3$ [36]:

$$\Delta_F / \Delta_V = (\alpha + \beta) / \alpha = 1 + (\beta / \alpha) = 1 + 4.3 = 5.3. \quad (1)$$

Таким образом, сдвиг в геометрии Фойгта должен был бы быть $26 / 5.3 = 4.9$ мэВ. Между тем в эксперименте наблюдался сдвиг 15 мэВ, это указывает на то, что магнитный момент тяжелой дырки не направлен строго вдоль оси роста, а имеет существенную компоненту в латеральной плоскости квантовой точки. В этом проявляется отличие квантовых точек от квантовых ям, на которое обращали внимание авторы работ [12,13], объясняя это влиянием более высоких дырочных уровней квантовых точек, квантованных в латеральной плоскости. Отметим, что в (1) мы использовали отношение $\beta / \alpha = 4.3$, справедливое для объемных образцов CdSe. В полумагнитных квантовых точках CdMnSe/ZnSe мы наблюдали большую величину этого отношения [16], что означает еще более значительное уменьшение магнитной анизотропии тяжелых дырок в квантовых точках по сравнению с квантовыми ямами. Анизотропия g -фактора тяжелых дырок в квантовых точках исследовалась также в [37,38].

В геометрии Фойгта во всех структурах производились также измерения спектров при возбуждении вблизи резонанса с полосой ФЛ ($E_{exc} = 2.41$ эВ). В скрещенной линейной поляризации $\sigma \pi$ (σ направлено перпендикулярно, а π параллельно магнитному полю) наблюдался пик, энергетическое расстояние которого от линии возбуждения (рамановский сдвиг) и полуширина возрастали с увеличением магнитного поля (рис. 7). Зависимость величины рамановского сдвига от магнитного поля приведена на вставке к рис. 7. Рамановский сдвиг описывается функцией Бриллюэна и при $B = 6$ Тл составляет 8 мэВ. Мы интерпретируем наблюдавшийся пик в соответствии с правилами отбора как одночастичное рамановское электронное спин-флип рассеяние. Подобный пик при резонансном возбуждении наблюдался нами также в полумагнитных квантовых точках с

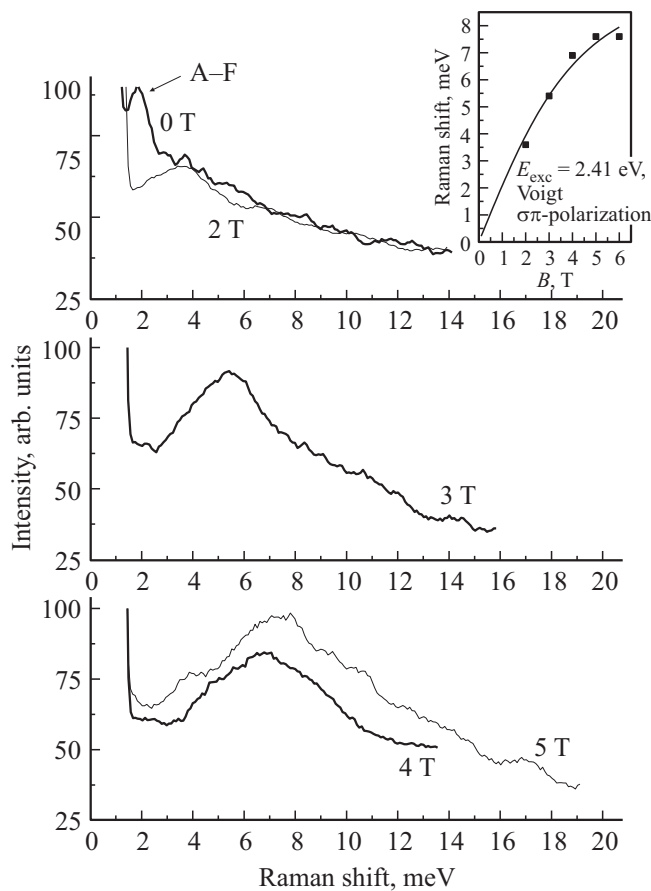


Рис. 7. Структура В. Спектры рамановского рассеяния на электронных спин-флип переходах. Геометрия Фойгта. Резонансное возбуждение $E_{\text{exc}} = 2.41$ эВ. Скрещенные линейные поляризации возбуждающего и рассеянного света $\sigma\pi$. На вставке — зависимость рамановского сдвига спин-флип пика от магнитного поля.

остаточным легированием n -типа [17]. Из сопоставления величины сдвига максимума ФЛ при $B = 6$ Тл (26 мэВ) и спинового расщепления электронного уровня (8 мэВ) находим, что для структуры В отношение дырочного и электронного обменных интегралов $\beta/\alpha = 5.5$, что в 1.3 раза превышает значение для объемного образца, равное 4.3 [36].

Оценим из наших экспериментов величины эффективных g -факторов, чтобы с их помощью, а также с помощью эффекта Ханле оценить время жизни и время спиновой релаксации тяжелой дырки триона. В полумагнитных полупроводниках не существует постоянного g -фактора. Величина расщепления зон изменяется в приложенном магнитном поле как функция Бриллюэна. Однако в области малых магнитных полей, где расщепление зон происходит линейно по магнитному полю, можно ввести понятие эффективного g -фактора. Полоса ФЛ представляет смесь трионных и экситонных переходов. Будем сначала считать, что она определяется экситонами. Тогда для структуры В из сдвига полосы ФЛ

в области продольного магнитного поля до 1 Тл находим эффективный g -фактор экситона $g_{\text{ex}} = 194$. Из сдвига рамановского пика (в области линейности до 1.4 Тл) находим электронный эффективный g -фактор $g_e = 34.5$. Из соотношения $g_{\text{ex}} = g_e - g_{\text{hhz}}$ находим продольный g -фактор тяжелых дырок, $g_{\text{hhz}} = -160$. Заметим, что оценить величину g_{hhz} можно было также, зная соотношение обменных интегралов дырки и электрона. Для объемного CdSe $I_{\text{hh}}/I_c \cong 4.3$ [36]. Тогда из сдвига экситона находим $g_{\text{hhz}} = 194 \cdot 4.3/5.3 = 157$, т.е. очень близкое значение. Сравнивая сдвиг полос ФЛ в геометрии Фарадея и Фойгта (магнитное поле вдоль оси структуры или в ее плоскости соответственно), можно найти компоненту g -фактора тяжелой дырки в плоскости g_{hhx} . Для $B = 0.9$ Тл:

$$\frac{\Delta E_{\text{Far}}}{\Delta E_{\text{Voigt}}} = \frac{4.1}{1.2} = 3.4 = \frac{g_e + g_{\text{hhz}}}{g_e - g_{\text{hhz}}} = \frac{194}{34 - g_{\text{hhz}}}.$$

Отсюда находим $g_{\text{hhx}} = 23$. Отметим, что полученное нами отношение $g_{\text{hhx}}/g_{\text{hhz}} = 0.14$ близко к значению 0.152, полученному в [38] для немагнитных самоорганизованных квантовых точек CdSe/ZnSe. Обращаем внимание на то, что в наших оценках мы пренебрегали значениями собственных g -факторов, не связанных с обменным взаимодействием s , p - d , поскольку для наших полумагнитных структур они имеют на порядок меньшее значение. Если же считать, что полоса ФЛ определяется трионами, то сдвиг полосы в продольном магнитном поле обусловлен только расщеплением уровня тяжелых дырок и $g_{\text{hhz}} = 194$. Тогда из отношения сдвигов в малых полях в геометрии Фарадея и Фойгта имеем

$$\frac{\Delta E_{\text{Far}}}{\Delta E_{\text{Voigt}}} = \frac{4.1}{1.2} = 3.4 = \frac{g_{\text{hhz}}}{g_{\text{hhx}}} = \frac{194}{g_{\text{hhx}}}, \quad g_{\text{hhx}} = 57.$$

Аппроксимируем измеренную нами кривую Ханле (рис. 3) по Лоренцу в соответствии с известными выражениями

$$\rho(B) = \frac{\rho(0)}{1 + (\Omega T_s)^2}, \quad \Omega = \mu_B g_{\text{hhx}} B / \hbar, \quad \frac{1}{T_s} = \frac{1}{\tau_s} + \frac{1}{\tau}, \quad (2)$$

где $\rho(B)$, $\rho(0)$ — степень поляризации в максимуме ФЛ в поперечном магнитном поле и в нулевом поле, соответственно, Ω — ларморова частота прецессии тяжелой дырки, T_s — время жизни спина, τ и τ_s — время жизни и время спиновой релаксации тяжелой дырки. Используя значения g_{hhx} в диапазоне 23–57, получаем время жизни в диапазоне $\tau = 3.3$ –1.3 пс и время спиновой релаксации тяжелой дырки в диапазоне $\tau_s = 1.0$ –0.4 пс. Вероятно, столь малые времена связаны с уже упомянутым процессом оже-рекомбинации с возбуждением внутреннего перехода в ионе марганца. В работе [39] для одиночных квантовых точек CdSe/Zn_{0.75}Mn_{0.25}Se измерения ФЛ с временным разрешением дали значение $\tau < 20$ пс. В том же случае, когда максимум полосы ФЛ был меньше энергии перехода в ионе Mn²⁺, было

найденно значение $\tau = 580$ пс. Хотя результаты работы [39] согласуются с нашими, однако следует отметить, что в некоторых случаях (например, при образовании магнитного полярона) полуширина кривой Ханле не определяется выражениями (2). Поэтому желательно проведение в будущем прямого определения времен τ и τ_s с помощью измерений ФЛ с временным разрешением или измерений вращения плоскости поляризации методом pump-probe.

4. Заключение

Проведено магнитооптическое и поляризационное исследование фотолуминесценции и электронного рамановского рассеяния самоорганизованных полумангнитных квантовых точек CdSe/Zn_{0.93}Mn_{0.07}Se с модулированным легированием *n*-типа. Полоса ФЛ представляет собой смесь переходов трионов в синглетном состоянии и экситонов. В нулевом магнитном поле в пределах всей полосы ФЛ наблюдалась характерная для трионов в синглетном состоянии отрицательная циркулярная поляризация при положительной циркулярной поляризации возбуждающего света.

Наблюдался эффект Ханле, обусловленный деполяризацией тяжелой дырки триона. Время жизни и время спиновой релаксации тяжелой дырки оценены как ≤ 3 пс и ≤ 1 пс соответственно. Предполагается, что столь малые времена связаны с процессом оже-рекомбинации с возбуждением внутреннего перехода в ионе Mn²⁺. В продольном магнитном поле наблюдался сильный сдвиг к низким энергиям в поляризациях $\sigma^- \sigma^+$ и $\sigma^+ \sigma^+$. В поляризации $\sigma^- \sigma^-$ интенсивность ФЛ была очень мала уже при $B > 0.5$ Тл, что свидетельствует о сильной спиновой поляризации электронов в квантовых точках. В условиях резонансного возбуждения наблюдалось сильное возрастание интенсивности в максимуме полосы ФЛ при поляризации возбуждения σ^- по сравнению с поляризацией σ^+ .

В поперечном магнитном поле при резонансном возбуждении наблюдался рамановский спин-флип переход между электронными спиновыми подуровнями.

Авторы благодарны В.Л. Кореневу и Ю.Г. Кусраеву за обсуждение работы, И.В. Седовой и С.В. Сорокину за выращивание структур и А.И. Горшкову за техническую помощь.

Список литературы

- [1] K. Kheng, R.T. Cox, Y. Merle d'Aubigne, Frank Bassani, K. Saminadayar, S. Tatarenko. *Phys. Rev. Lett.*, **71**, 1752 (1993).
- [2] G.V. Astakhov, D.R. Yakovlev, V.P. Kochereshko, W. Ossau, J. Nürnbergger, W. Faschinger, G. Landwehr. *Phys. Rev. B*, **60**, R8485 (1999).
- [3] P. Kossacki, J. Cibert, D. Ferrand, Y. Merle d'Aubigne, A. Arnoult, A. Wasiela, S. Tatarenko, J.A. Gaj. *Phys. Rev. B*, **60**, 16 018 (1999).
- [4] G.V. Astakhov, V.P. Kochereshko, D.R. Yakovlev, W. Ossau, J. Nürnbergger, W. Faschinger, G. Landwehr. *Phys. Rev. B*, **62**, 10 345 (2000).
- [5] G.V. Astakhov, V.P. Kochereshko, D.R. Yakovlev, W. Ossau, J. Nürnbergger, W. Faschinger, G. Landwehr, T. Wojtowicz, G. Karczewski, J. Kossut. *Phys. Rev. B*, **65**, 115 310 (2002).
- [6] D. Andronikov, V.P. Kochereshko, A. Platonov, T. Barrick, S.A. Crooker, G. Karczewski. *Phys. Rev. B*, **72**, 165 339 (2005).
- [7] S.A. Crooker, E. Johnston-Halperin, D.D. Awschalom, R. Knobel, Samarth. *Phys. Rev. B*, **61**, R16 307 (2000).
- [8] T. Köppen, D. Franz, A. Schramm, C. Hein, J. Gutjahr, D. Pfannkuche, D. Heitmann, T. Kipp. *Phys. Rev. B*, **83**, 165 307 (2011).
- [9] S. Cortez, O. Krebs, S. Laurent, M. Senes, X. Marie, P. Voisin, R. Ferreira, G. Bastard, J.-M. Gérard, T. Amand. *Phys. Rev. Lett.*, **89**, 207 401 (2002).
- [10] I.A. Akimov, A. Hundt, T. Flissikovski, F. Henneberger. *Appl. Phys. Lett.*, **81**, 4730 (2002).
- [11] I.A. Akimov, K.V. Kavokin, A. Hundt, F. Henneberger. *Phys. Rev. B*, **71**, 075 326 (2005).
- [12] J. Puls, I.A. Akimov, F. Henneberger. *Phys. Status Solidi B*, **234**, 304 (2002).
- [13] I.A. Akimov, T. Flissikovski, A. Hundt, F. Henneberger. *Phys. Status Solidi A*, **201**, 412 (2004).
- [14] M.E. Ware, E.A. Stinaff, D. Gammon, M.F. Doty, A.S. Bracker, D. Gershoni, V.I. Korenev, Ş.C. Bădescu, Y. Lyanda-Geller, T.L. Reinecke. *Phys. Rev. Lett.*, **95**, 177 403 (2005).
- [15] I.I. Reshina, S.V. Ivanov, D.N. Mirlin, A.A. Toropov, A. Waag, G. Landwehr. *Phys. Rev. B*, **64**, 035 303 (2001).
- [16] I.I. Reshina, S.V. Ivanov. *Semiconductors*, **45**, 215 (2011) [*ФТП*, **45**, 220 (2011)].
- [17] I.I. Reshina, S.V. Ivanov, A.A. Toropov. *Phys. Rev. B*, **86**, 155 302 (2012).
- [18] A. Hundt, J. Puls, F. Henneberger. *Phys. Rev. B*, **69**, 123 09R (2004).
- [19] E. Oh, K.J. Yee, S.M. Soh, J.U. Lee, J.C. Woo, H.S. Jeon, D.S. Kim, S. Lee, J.K. Furdyna, H.C. Ri, H.S. Chany, S.H. Park. *Appl. Phys. Lett.*, **83**, 4604 (2003).
- [20] B. Jusserand, F. Perez, D.R. Richards, G. Karczewski, T. Wojtowicz, C. Testelin, D. Wolverson, J.J. Davies. *Phys. Rev. Lett.*, **91**, 086 802 (2003).
- [21] F. Perez, C. Aku-leh, D.R. Richards, B. Jusserand, L.C. Smith, D. Wolverson, G. Karczewski. *Phys. Rev. Lett.*, **99**, 026 403 (2007).
- [22] P.S. Dorozhkin, A.V. Chernenko, V.D. Kulakovskii, A.S. Brichkin, A.A. Maksimov, H. Schoemig, G. Bacher, A. Forchel, S. Lee, M. Dobrowolska, J.K. Furdyna. *Phys. Rev. B*, **68**, 195 313 (2003).
- [23] E.A. Chekhovich, A.S. Brichkin, A.V. Chernenko, V.D. Kulakovskii, I.V. Sedova, S.V. Sorokin, S.V. Ivanov. *Phys. Rev. B*, **76**, 165 305 (2007).
- [24] A.S. Brichkin, A.V. Chernenko, E.A. Chekhovich, P.S. Dorozhkin, V.D. Kulakovskii, S.V. Ivanov, A.A. Toropov. *JTF*, **105**, 379 (2007). [*ЖЭТФ*, **105**, 132, 426 (2007)].
- [25] E.A. Chekhovich, A.S. Brichkin, V.D. Kulakovskii, S.V. Ivanov, A.A. Toropov, M.M. Glazov. *Phys. Status Solidi B*, **247**, 1535 (2010).

- [26] L. Besombes, Y. Léger, L. Maingault, D. Ferrand, H. Mariette, J. Cibert. *Phys. Rev. Lett.*, **93**, 207 403 (2004).
- [27] Y. Léger, L. Besombes, L. Maingault, D. Ferrand, H. Mariette. *Phys. Rev. B*, **72**, 241 309(R) (2005).
- [28] A.O. Govorov, A.V. Kalameitsev. *Phys. Rev. B*, **71**, 035 338 (2005).
- [29] Y. Léger, L. Besombes, J. Fernández-Rossier, L. Maingault, H. Mariette. *Phys. Rev. Lett.*, **97**, 107 401 (2006).
- [30] M. Goryca, T. Kazimierzuk, M. Nawrocki, A. Golnik, J.A. Gaj, P. Kossacki, P. Wojnar, G. Karczewski. *Phys. Rev. Lett.*, **103**, 087 401 (2009).
- [31] M. Goryca, P. Plochocka, T. Kazimierzuk, P. Wojnar, G. Karczewski, J.A. Gaj, M. Potemski, P. Kossacki. *Phys. Rev. B*, **82**, 165 323 (2010).
- [32] N. Peranio, A. Rosenauer, D. Gerthsen, S.V. Sorokin, I.V. Sedova, S.V. Ivanov. *Phys. Rev. B*, **61**, 16 015 (2000).
- [33] A. Klochikhin, A. Reznitsky, S. Permogorov, E. Tsitsishvili, R. von Baltz, H. Kalt, C. Klingshirn. *Semicond. Sci. Technol.*, **23**, 114 010 (2008).
- [34] A.S. Bracker, E.A. Stinaff, D. Gammon, M.E. Ware, J. Tischler, A. Shabaev, A.L. Efros, D. Park, D. Gershoni, V.L. Korenev, I.A. Merkulov. *Phys. Rev. Lett.*, **94**, 047 402 (2005).
- [35] A.V. Chernenko, P.S. Dorozhkin, V.D. Kulakovskii, A.S. Brichkin, S.V. Ivanov, A.A. Toropov. *Phys. Rev. B*, **72**, 045 302 (2005).
- [36] D. Heiman. *Proc. 12th Int. Conf. on High Magnetic Fields in the Physics of Semiconductors*, ed. by G. Landwehr, W. Ossau (World Scientific, Singapore, 1997) v. II, p. 847.
- [37] A.V. Koudinov, I.A. Akimov, Yu.G. Kusrayev, F. Henneberger. *Phys. Rev. B*, **70**, 241 305(R) (2004).
- [38] Yu.G. Kusrayev, B.R. Namozov, I.V. Sedova, S.V. Ivanov. *Phys. Rev. B*, **76**, 153 307 (2007).
- [39] J. Seufert, G. Bacher, M. Scheibner, A. Forchel, S. Lee, M. Dobrowolska, J.K. Furdyna. *Phys. Rev. Lett.*, **88**, 027 402 (2002).

Редактор Т.А. Полянская

Magneto-optical studies of CdSe/ZnMnSe semimagnetic quantum dot ensembles with modulation *n*-type doping

I.I. Reshina, S.V. Ivanov

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

Abstract Magnetic and polarization properties of photoluminescence and resonant Raman electron spin-flip scattering of CdSe/ZnMnSe semimagnetic self-organized quantum dot ensembles with modulation *n*-type doping have been investigated. Both the trions in singlet states and the excitons contribute to the intensity of the photoluminescence band. Negative circular polarization was observed at zero magnetic field due to optical orientation of the trions heavy hole as was indicated by Hanle effect measurements. Life time and spin relaxation time of the heavy hole are estimated as ≤ 3 and ≤ 1 ps, respectively. It is assumed that such short times may be due to the process of Auger recombination involving the excitation of the intrinsic transition in the Mn^{2+} ion. Intensity and shift of the photoluminescence peak in a longitudinal magnetic field under $\sigma^+\sigma^+$ and $\sigma^+\sigma^-$ polarizations indicate strong spin polarization of the electrons. Under resonant excitation in σ^- polarization a strong increase of the PL peak intensity was observed as compared with σ^+ excitation. A Raman peak due to electron spin-flip transition with Brillouine-type dependence on the magnetic field was observed in crossed linear polarizations at resonant excitation under the in-plane magnetic fields.