

# Оптическая ориентация экситонов, связанных на донорах, в квантово-размерных островах InP/InGaP

© Р.И. Джиоев, Б.П. Захарченя, В.Л. Коренев, П.Е. Пак, Д.А. Винокуров, О.В. Коваленков, И.С. Тарасов

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

(Поступила в Редакцию 31 марта 1998 г.)

С помощью метода оптической ориентации обнаружено спиновое расщепление оптически активных и неактивных экситонов в квантово-размерных островах InP/InGaP *n*-типа. Оптически неактивные состояния проявляются в спектрах поляризованной люминесценции вследствие связывания экситонов на нейтральных донорах (либо образования отрицательно заряженного экситона — триона) в островах InP. Определены энергии обменного расщепления оптически активных и неактивных состояний.

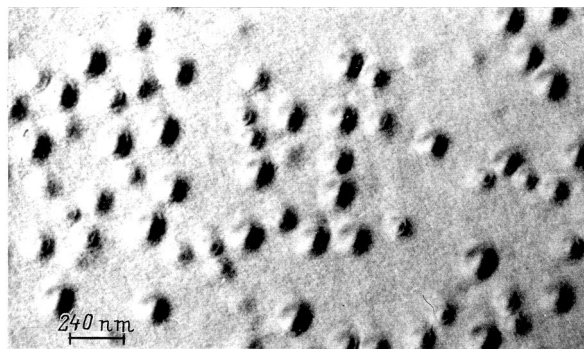
Тонкая структура излучательных уровней экситонов в низкоразмерных системах ярко проявляется в зависимости оптической ориентации и выстраивания экситонов от магнитного поля в фарадеевской геометрии. К настоящему времени обнаружена тонкая структура экситонов, локализованных в квантовых ямах типа I GaAs/AlGaAs [1,2] и CdTe/CdMgTe [3], на одном из интерфейсов в сверхрешетках GaAs/AlAs типа II [4–6] и в квантовых точках InAlAs/AlGaAs [7]. При этом поляризационная спектроскопия экситонов в магнитном поле позволяет измерять малые величины анизотропного обменного расщепления уровней оптически активных состояний без их спектрального разрешения. Более сложная проблема связана с определением спинового расщепления оптически неактивных состояний экситонов, которые непосредственно не вносят вклада в поляризованную люминесценцию. В настоящее время имеются данные по определению этого расщепления в сверхрешетках GaAs/AlAs типа II с помощью магнитного резонанса [6].

Основная идея настоящей работы заключается в том, что тонкая структура оптически неактивных состояний должна проявиться непосредственно в спектрах поляризованной люминесценции квантово-размерных структур, легированных мелкими примесями (например, донорами). В этом случае при связывании оптически неактивного экситона на нейтральном доноре образуется комплекс, состоящий из трех частиц (двух электронов, формирующих синглет, и дырки). Аналогичная ситуация может быть реализована и при связывании электрона и экситона с образованием триона в случае квантово-размерных структур с модулированным легированием. Рекомбинация таких комплексов сопровождается излучением, поляризация которого содержит информацию о спиновом расщеплении оптически неактивных состояний. В данной работе сообщается об обнаружении тонкой структуры экситонов (как оптически активных, так и неактивных), локализованных в самоорганизованной системе островов InP в напряженных наноразмерных структурах InP/InGaP *n*-типа.

## 1. Приготовление образцов и экспериментальные результаты

Исследованные структуры были получены методом МОС-гидридной эпитаксии при пониженном давлении (100 mbar) при температуре роста 700°C [8]. В качестве исходных реагентов использовались триметил галлия, триметил индия, арсин и фосфин. Газом-носителем служил водород, очищенный диффузией через палладиевые фильтры.

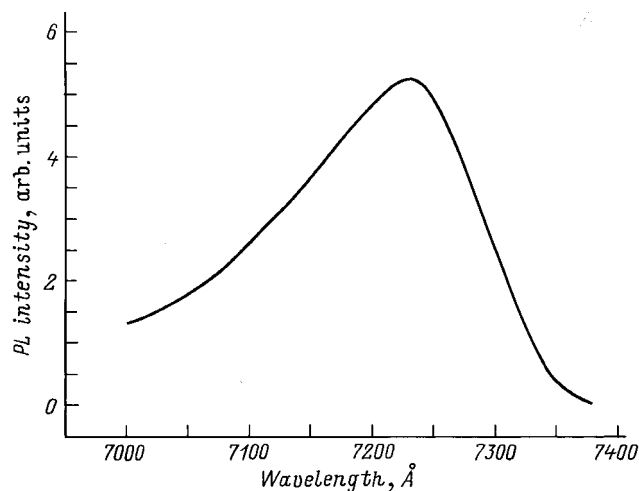
Структуры выращивались на подложках GaAs с ориентацией  $(100) \pm 30'$  и содержали последовательно буферный слой  $\text{In}_{0.5}\text{Ga}_{0.5}\text{P}$  толщиной 500 nm, согласованный по параметру решетки с подложкой, слой наноразмерных островов InP с номинальной толщиной 3 и 5 монослоев и верхний слой  $\text{In}_{0.5}\text{Ga}_{0.5}\text{P}$  толщиной 50 nm. Для формирования массива квантовых островов после выращивания слоя InP вводилась продувка в среде фосфина. Скорость роста слоев  $\text{In}_{0.5}\text{Ga}_{0.5}\text{P}$  и InP составляла 4 и 2 Å/s соответственно. Слои содержали примеси *n*-типа на уровне  $10^{15} \text{ cm}^{-3}$ . На рис. 1 представлена фотография участка структуры, содержащей номинально 3 монослоя InP, полученная с помощью просвечивающего электронного микроскопа при ускоряющем напряжении 120 kV. На фотографии отчетливо видны объемные острова с разме-



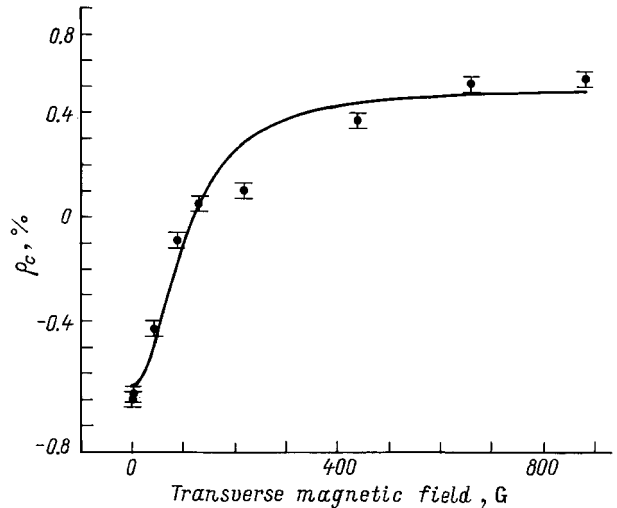
**Рис. 1.** Фотография участка структуры, содержащей номинально 3 монослоя InP, полученная с помощью просвечивающего электронного микроскопа при ускоряющем напряжении 120 kV.

рами около  $700 \text{ \AA}$ , достаточно хорошей однородностью размеров и плотностью распределения  $\sim 3 \cdot 10^9 \text{ cm}^{-2}$ .

Исследуемые образцы помещались в центр сверхпроводящего соленоида (для проведения измерений в области сильных полей  $< 5 \text{ T}$ ) либо электромагнита (для измерений в области слабых полей  $< 2 \text{ kG}$ ) и погружались в криостат с жидким гелием. Фотовозбуждение осуществлялось пучком света He-Ne-лазера ( $h\nu = 1.96 \text{ eV}$ ), направленного вдоль оси роста структуры  $z \parallel [001]$ . Свет фокусировался на поверхность образца в пятно размером  $\approx 0.5 \text{ mm}$ . С помощью конденсора рекомбинационное излучение формировалось в параллельный пучок, который после прохождения анализатора поляризации фокусировался на входную щель двухрешеточного спектрометра и регистрировался фотоумножителем, расположенным у выходной щели спектрометра. Энергия квантов  $h\nu$  возбуждающего света меньше ширины запрещенной зоны барьерного материала InGaP ( $E_g \approx 2.0 \text{ eV}$ ). При  $h\nu = 1.96 \text{ eV}$  фотовозбуждение носителей происходит как в квантовой яме (смачивающий слой), так и в наноразмерных островах, т.е. на эксперименте осуществляется в основном нерезонансное возбуждение экситонов в островах InP. Для измерения поляризации нами использовался режим, в котором знак круговой поляризации возбуждающего света менялся на частоте ( $26.61 \text{ kHz}$ ) механического резонанса кварцевого модулятора поляризации, а поляризация люминесценции анализировалась с помощью четвертьволновой фазовой пластинки и линейного поляризатора. В такой геометрии эксперимента отсутствуют эффекты динамической поляризации ядер решетки полупроводников [9]. Измерялась эффективная степень круговой поляризации на разных участках полосы рекомбинационного излучения квантово-размерных островов:  $\rho_c = \frac{I_{\sigma^+}^+ - I_{\sigma^+}^-}{I_{\sigma^+}^+ + I_{\sigma^+}^-}$ ,  $I_{\sigma^+}^+$ ,  $I_{\sigma^+}^-$  — интенсивности  $\sigma^+$ -люминесценции при  $\sigma^+$ - и  $\sigma^-$ -возбуждении соответственно. В данном случае па-



**Рис. 2.** Спектр экситонной люминесценции из InP-островов при освещении светом с энергией кванта  $h\nu = 1.96 \text{ eV}$  и интенсивностью  $I = 2.5 \text{ W/cm}^2$ .



**Рис. 3.** Деполяризация излучения в поперечном магнитном поле (эффект Ханле). Возбуждение осуществлялось  $\sigma^+$ -светом с энергией кванта  $h\nu = 1.96 \text{ eV}$  и интенсивностью  $I = 2.5 \text{ W/cm}^2$ . Сплошная кривая — лоренциан с полушириной  $100 \text{ G}$ .

раметр  $\rho_c$  можно рассматривать как обычный параметр Стокса, характеризующий циркулярную поляризацию люминесценции, обусловленную циркулярной поляризацией возбуждения.

На рис. 2 представлен спектр экситонной люминесценции из островов InP при освещении  $\sigma^+$ -светом с энергией кванта  $h\nu = 1.96 \text{ eV}$  и интенсивностью  $I = 2.5 \text{ W/cm}^2$ . Измерения степени круговой поляризации люминесценции  $\rho_c$  проводились в максимуме линии. В отсутствие магнитного поля  $\rho_c < 0$ . Это означает, что знаки круговой поляризации отраженного от образца лазерного света и люминесценции, анализируемой в геометрии "на отражение", противоположны.<sup>1</sup> Магнитное поле, приложенное перпендикулярно возбуждающему лучу, вызывает деполяризацию излучения (эффект Ханле изображен на рис. 3). Как видно из этого рисунка, степень  $\rho_c$  обращается в нуль в полях  $H_{\perp} \approx 100 \text{ G}$ , изменяет знак с отрицательного на положительный и насыщается на уровне  $\rho_c \approx +0.6\%$ . На рис. 4,5 приведены результаты экспериментов по оптической ориентации экситонов в продольном магнитном поле (геометрия Фарадея). Из рисунков видно, что степень круговой поляризации сначала уменьшается от  $\rho_c = -0.6$  до  $-2.1\%$  (в диапазоне полей  $0-1.3 \text{ kG}$ ), а затем нарастает от  $-2.1$  до  $-0.1\%$  (в диапазоне полей  $1.3-50 \text{ kG}$ ). Зависимость  $\rho_c(B)$  в пределах точности измерений симметрична относительно смены знака поля  $B$ . В принципе отрицательный знак степени  $\rho_c$  может иметь место при резонансном возбуждении "легких"  $1e-1lh$  экситонов вследствие изменения правил отбора при поглощении света [11]. Однако этим трудно объяснить смену знака поляризации

<sup>1</sup> Явление смены знака круговой поляризации излучения в нулевом магнитном поле наблюдалось и в объемных образцах [10].

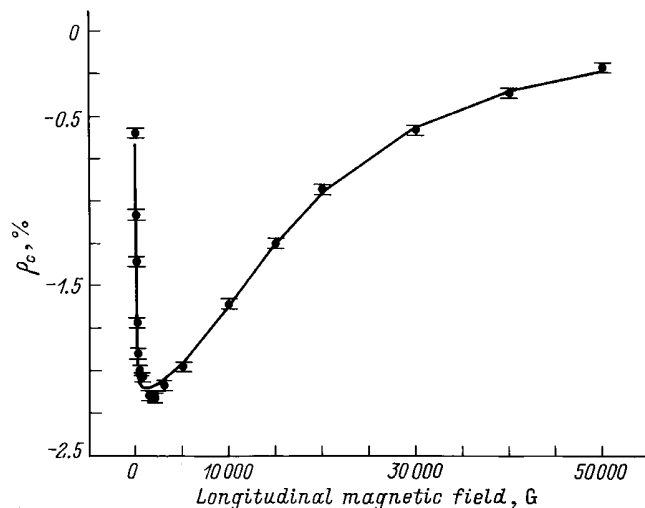
в эффекте Ханле, а также зависимость  $\rho_c$  от магнитного поля в геометрии Фарадея. Далее мы покажем, что отрицательный знак поляризации люминесценции в нулевом поле, смену знака поляризации в эффекте Ханле, а также зависимость  $\rho_c(B)$  в геометрии Фарадея можно объяснить участием комплексов "экситон на нейтральном доноре" (либо трионов — отрицательно заряженных экситонов) в излучательной рекомбинации.

## 2. Обсуждение результатов

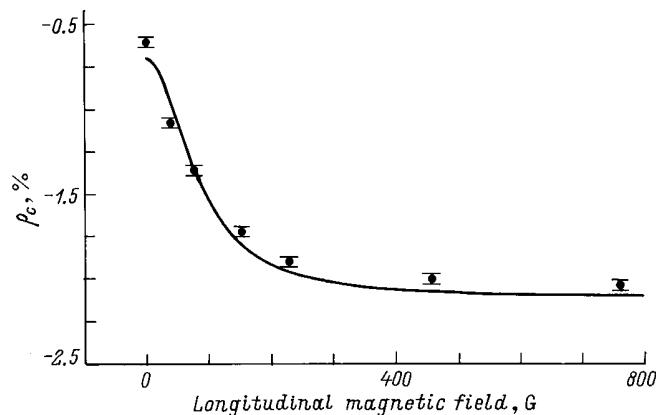
Мы объясняем как смену знака поляризации люминесценции, так и зависимость  $\rho_c$  от магнитного поля вкладом оптически неактивных экситонов в поляризацию люминесценции, который становится возможным вследствие образования связанного комплекса из двух электронов и дырки. Поскольку исследованные образцы содержат доноры не только в области квантово-размерных островов InP, но и в материале барьеров InGaP, имеются две возможности. Во-первых, если в островах InP имеются нейтральные доноры, то фотовозбужденные экситоны могут связываться на них с образованием комплекса "экситон на нейтральном доноре" ( $D^0X$ ). Во-вторых, электроны могут покидать доноры, расположенные в материале барьера, переходя в область островов InP. В этом случае имеет смысл говорить об образовании отрицательно заряженного комплекса — триона, состоящего из двух электронов и дырки. Далее для определенности будем рассматривать оптическую ориентацию комплексов  $D^0X$ , имея при этом в виду, что большая часть полученных результатов непосредственно применима и к оптической ориентации трионов. В конце раздела мы еще раз вернемся к этому вопросу.

Одним из наиболее ярких результатов является необычная зависимость степени  $\rho_c$  от магнитного поля в геометрии Фарадея (см. рис. 4, 5). Дело в том, что величина  $\rho_c$ , как правило, монотонно возрастает с ростом магнитного поля, что связывается либо с подавлением спиновой релаксации носителей [9], либо с преодолением зеемановским расщеплением обменного расщепления экситонных уровней [4,12]. В наших же экспериментах наблюдается немонотонная зависимость степени поляризации: с ростом поля она сначала уменьшается, а возрастает лишь в достаточно сильных полях ( $B > 1$  kG). Более того, как видно из рис. 4, 5,  $\rho_c < 0$ , т. е. знаки поляризации люминесценции и возбуждающего света противоположны.

Сначала покажем, каким образом поляризация люминесценции может изменить знак при рекомбинации экситонов в комплексе  $D^0X$ , после чего перейдем к качественному описанию зависимости  $\rho_c(B)$ . Будем предполагать, что основным состоянием комплекса является состояние, в котором спины электронов антипараллельны, т. е. образуют синглет. Пренебрежем теперь ненадолго обменным взаимодействием электрона и дырки в экситоне. В этом случае основное состояние экситона



**Рис. 4.** Степень круговой поляризации люминесценции в продольном магнитном поле (геометрия Фарадея) при  $\sigma^+$ -возбуждении. Сплошная кривая рассчитана по формуле (4) при значениях подгоночных параметров  $a = -0.69\%$ ,  $b = 2.14\%$ ,  $c = 1.43\%$ .



**Рис. 5.** Уменьшение степени  $\rho_c$  в продольном магнитном поле, обусловленное вкладом оптически неактивных экситонов в поляризацию излучения. Сплошная кривая рассчитана при тех же параметрах, что и на рис. 4.

в квантово-размерных структурах четырехкратно вырождено и характеризуется проекцией полного момента  $M = s + j = \pm 1, \pm 2$  на направление  $z \parallel [001]$  ( $s = \pm 1/2$  — проекция спина электрона,  $j = \pm 3/2$  — проекция момента дырки). Оптическая ориентация экситонов при нерезонансном возбуждении циркулярно поляризованным светом возникает в результате связывания поляризованных по спину электрона и дырки в экситон. Так, при освещении  $\sigma^+$ -светом спин фотоэлектронов направлен преимущественно против оси  $z$ , тогда как дырки ориентированы в основном вдоль этой оси. Чтобы упростить рассуждения допустим, что спины всех фотоэлектронов направлены против оси  $z$ , а дырки не поляризованы. В результате половина экситонов име-

ет проекцию момента  $M = +1$  (оптически активные экситоны), тогда как у другой половины  $M = -2$  (оптически неактивные экситоны). Экситон с  $M = +1$  рекомбинирует с излучением  $\sigma^+$ -кванта, т.е. знак круговой поляризации излучения совпадает с поляризацией возбуждающего света. Оптически неактивные экситоны вклада в излучение не вносят. Положение существенно изменяется, если в области квантовой ямы имеются нейтральные доноры ( $D^0$ -центры). В этом случае появляется канал рекомбинации оптически неактивных экситонов с  $M = -2$ . Действительно, при связывании такого экситона в комплекс экситон–нейтральный донор ( $D^0X$ ) проекция полного момента комплекса определяется проекцией момента дырки и равна  $-3/2$  (два электрона формируют синглет). Рекомбинация дырки с электроном (с проекцией спина  $+1/2$ ) сопровождается испусканием  $\sigma^-$ -кванта, что приводит к отрицательному знаку степени круговой поляризации люминесценции. С другой стороны, связывание оптически активных экситонов с  $M = +1$  в комплекс  $D^0X$  (с проекцией полного момента  $+3/2$ ) приводит к  $\sigma^+$ -поляризованной люминесценции, как и в случае рекомбинации свободных экситонов. Выше рассматривался предельный случай, когда спины всех фотоэлектронов направлены против оси  $z$ , а дырки неполяризованы. Это приводит к образованию экситонов с проекцией момента  $M = +1$  и  $M = -2$ . В общем случае кроме рассмотренных имеются также экситоны с  $M = -1$  и  $M = +2$  (вследствие спиновой релаксации носителей), т.е. поляризации активных и неактивных экситонов меньше 100%. Однако и теперь справедливо следующее утверждение: вклад в результирующую круговую поляризацию люминесценции  $D^0X$ -комплекса со стороны оптически неактивных экситонов отрицателен, если степень их ориентации  $P_2 = \frac{N_2 - N_{-2}}{N_2 + N_{-2}} < 0$  (здесь  $N_2$  — число оптически неактивных экситонов с проекцией момента  $M = +2$ , а  $N_{-2}$  — число экситонов с  $M = -2$ ). В то же время вклад оптически активных экситонов положителен и определяется степенью ориентации  $P_1 = \frac{N_1 - N_{-1}}{N_1 + N_{-1}} > 0$  ( $N_1, N_{-1}$  — числа экситонов с проекцией момента  $M = +1$  и  $M = -1$  соответственно). Если по какой-либо причине вклады оптически активных и неактивных экситонов в рекомбинационное излучение различны, то результирующая степень  $\rho_c$  циркулярной поляризации люминесценции может быть как положительной, так и отрицательной в зависимости от того, какой из вкладов доминирует. Одной из причин, приводящих к указанному различию вкладов, может быть тонкая структура экситонных уровней в низкоразмерных системах. Она обусловлена обменным взаимодействием электрона и дырки в экситоне, которым мы до сих пор пренебрегали. Покажем теперь, что наличие обменного расщепления спиновых уровней оптически активных и неактивных экситонов позволяет качественно объяснить зависимость степени  $\rho_c$  от величины магнитного поля (рис. 4, 5).

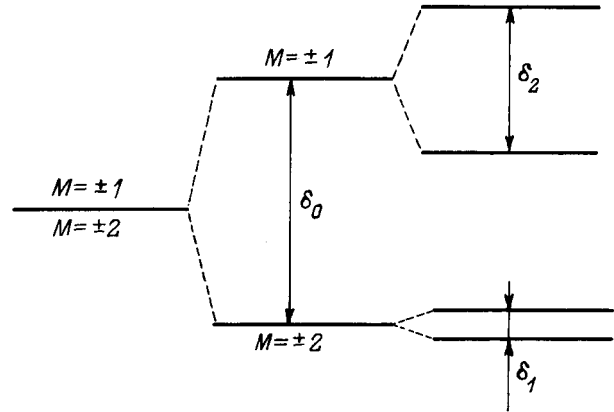


Рис. 6. Тонкая структура спиновых уровней  $e1-hh1$  экситона в нулевом магнитном поле.

Структура спиновых подуровней экситонов изображена на рис. 6 [12]. Уже в нулевом магнитном поле имеется расщепление  $\delta_2$  уровней экситонов с  $M = \pm 1$  на пару оптически активных состояний, линейно поляризованных в двух ортогональных направлениях. Вследствие этого расщепления возбуждение циркулярно поляризованным светом не приводит к ориентации оптически активных экситонов, т.е. степень их ориентации  $P_1 = 0$ . В продольном магнитном поле линейно поляризованные состояния превращаются в циркулярно поляризованные, что приводит к возрастанию степени ориентации оптически активных экситонов. Это вызывает увеличение степени круговой поляризации люминесценции, поскольку вклад оптически активных экситонов в поляризацию излучения положителен. Как видно из рис. 4, в полях  $B > 1$  kG наблюдается рост степени  $\rho_c$ , что можно связать с увеличением вклада оптически активных экситонов в поляризацию люминесценции. Характерное поле, в котором происходит рост степени  $\rho_c$ , составляет  $\approx 15$  kG. Характерное магнитное поле  $B_2$ , требуемое для восстановления оптической ориентации экситонов, можно оценить из условия равенства величины обменного расщепления  $\delta_2$  величине зеемановского расщепления оптически активных состояний  $\mu_B |g_{\parallel}^e - g_{\parallel}^h| B_2$  ( $g_{\parallel}^e, g_{\parallel}^h$  — продольные  $g$ -факторы электрона и дырки). Для экситонов, локализованных в низкоразмерных системах типа I, типичные значения  $\delta_2$  составляют  $10-100 \mu\text{eV}$  [2,12]. Полагая для оценок  $\delta_2 = 100 \mu\text{eV}$ ,  $g_{\parallel}^e = 1.6$  и  $g_{\parallel}^h = 2.9$  [13], получим  $B_2 = 13$  kG, что согласуется с экспериментом.

Обратимся теперь к области слабых магнитных полей  $B < 1$  kG (рис. 4, 5). Здесь степень  $\rho_c$  уменьшается с ростом магнитного поля. Мы объясняем это поведение увеличением вклада оптически неактивных экситонов в поляризацию люминесценции. Действительно, как следует из предыдущих рассуждений, рекомбинация поляризованных оптически неактивных экситонов возможна благодаря образованию комплекса  $D^0X$ , причем знак круговой поляризации отрицательный. Зависимость степени

$\rho_c$  в слабых магнитных полях естественно объяснить тонкой структурой оптически неактивных состояний (рис. 6) аналогично тому, как это было сделано для случая оптически активных экситонов. Пара оптически неактивных состояний представляет собой суперпозицию состояний  $M = +2$  и  $M = -2$ , взятых с одинаковым весом, но разными фазами. Если время захвата неактивных экситонов на донор  $\tau_2$  достаточно велико ( $\tau_2 \gg \hbar/\delta_1$ ), то в нулевом магнитном поле их оптическая ориентация отсутствует, т. е. степень  $P_2 = 0$ . В магнитном поле оптически неактивные состояния превращаются в два чистых состояния с  $M = +2$  и  $M = -2$ , и их ориентация становится возможной. Поскольку их вклад в поляризацию отрицателен, степень  $\rho_c$  будет уменьшаться с ростом магнитного поля, что и наблюдается экспериментально. Характерное поле  $B_1$ , в котором происходит уменьшение степени  $\rho_c$ , составляет  $\approx 80$  Г. Отсюда можно оценить величину расщепления  $\delta_1$ , воспользовавшись соотношением  $\delta_1 = \mu_B |g_{\parallel}^e + g_{\parallel}^h| B_1 \approx 2.1 \mu\text{eV}$ , что существенно меньше обменного расщепления оптически активных состояний. Найденная величина энергетического расщепления  $\delta_1$  накладывает существенное ограничение на время жизни  $\tau_2$  оптически неактивных экситонов до их связывания в комплекс  $D^0X$ . Чтобы расщепление неактивных состояний проявилось в эксперименте, необходимо выполнение условия  $\tau_2 \gg \hbar/\delta_1 \approx 0.25$  ns. Столь длинные времена захвата (одного порядка со временем излучательной рекомбинации  $\tau \geq 0.5$  ns [14] в исследуемых структурах) в принципе могут иметь место, если размер  $d$  островов, локализующих экситоны, существенно превышает борковский радиус экситона  $a_x$  и борковский радиус электрона на доноре  $a_d$ . В этом случае экситону требуется время, чтобы "найти"  $D^0$ -центр. Кроме того, при низких температурах возможна локализация экситона на флуктуациях толщины квантово-размерных островов с последующим его туннелированием на нейтральный донор, что также требует дополнительного времени. Здесь следует оговорить особо, что и сама приведенная выше модель справедлива лишь в случае  $d \gg a_x, a_d$ , когда экситон и электрон на доноре могут рассматриваться как независимые квазичастицы. В исследуемых образцах  $d \approx 700 \text{ \AA}$ ,  $a_x, a_d \sim 100 \text{ \AA}$ , так что указанное условие выполняется (в противном случае с самого начала следует рассматривать спиновые взаимодействия трех частиц на равных основаниях, не разделяя их на экситон и  $D^0$ -центр).

Таким образом, в условиях нерезонансного возбуждения экситоны образуются путем связывания оптически ориентированных электронов и дырок. Спустя время  $\tau_2 \gtrsim 0.25$  ns оптически неактивные экситоны связываются на нейтральный донор, образуя комплекс  $D^0X$ . Рекомбинация из комплекса сопровождается испусканием квантов, знак круговой поляризации которых противоположен знаку поляризации возбуждающего света. Что касается оптически активных экситонов, то время их захвата  $\tau_1$  на нейтральный донор не должно сильно отличаться от соответствующего времени  $\tau_2$  неактивных экситонов, поэтому можно положить  $\tau_1 \approx \tau_2 > 0.25$  ns.

При этом для рекомбинации оптически активных экситонов имеются две возможности. Если время  $\tau$  их излучательной рекомбинации гораздо короче времени захвата на донор  $\tau_1$ , то оптически активные экситоны рекомбинируют, не успевая связаться в комплекс  $D^0X$ . В другом предельном случае ( $\tau \gg \tau_1$ ) они рекомбинируют через комплекс  $D^0X$ . Время излучательной рекомбинации активных экситонов в подобных структурах составляет величину  $\tau \geq 0.5$  ns [14]. Поэтому в принципе могут реализоваться обе возможности. Качественного описания зависимости степени  $\rho_c$  от магнитного поля это не изменит. Действительно, после образования комплекса дырка будет рекомбинировать только со "своим" электроном, так как ее спин параллелен спине электрона на доноре. Поэтому степень круговой поляризации люминесценции комплекса, образованного захватом оптически активных экситонов, будет определяться степенью их спиновой поляризации, как и в случае рекомбинации свободных экситонов. Различие возникнет лишь при количественном рассмотрении задачи. Мы полагаем, что в исследуемых образцах оптически активные экситоны также рекомбинируют через комплекс  $D^0X$ , т. е. реализуется случай  $\tau > \tau_1$  (время жизни экситонов определяется временем их захвата на донор). Дело в том, что оптическая поляризация экситонов в нелегированных квантовых точках сопровождается эффектами оптического выстраивания и (или) конверсии из оптической ориентации в оптическое выстраивание [7]. Это обусловлено корреляцией спинов электрона и дырки в экситоне. В комплексе  $D^0X$  такой корреляции нет, и линейная поляризация излучения, связанная с выстраиванием экситона, должна отсутствовать. В исследованных образцах эффекты оптического выстраивания экситонов не обнаружены ни при нерезонансном ( $h\nu = 1.96$  eV) возбуждении, ни при квазирезонансном ( $h\nu = 1.83$  eV) возбуждении экситонов. Эти данные указывают на то, что основным каналом рекомбинации как оптически активных, так и неактивных экситонов является рекомбинация через комплекс  $D^0X$ .

Выше была рассмотрена модель, качественно объясняющая как смену знака поляризации люминесценции, так и зависимость  $\rho_c$  от магнитного поля. В нулевом магнитном поле экситоны не ориентированы вследствие обменного расщепления как активных, так и неактивных состояний. Поэтому компонента циркулярной поляризации в рекомбинационном излучении отсутствует (при условии, что электроны на донорах не поляризованы). В магнитном поле в геометрии Фарадея сначала преодолевается расщепление оптически неактивных состояний, что приводит к восстановлению оптической ориентации этих состояний и уменьшению степени круговой поляризации излучения (степень  $\rho_c$  падает от  $\rho_c(B = 0) \approx -0.6\%$  до  $\rho_c(B = 500 \text{ Г}) \approx -2.1\%$ , см. рис. 4, 5). В сильных магнитных полях зеемановское расщепление становится больше расщепления оптически активных состояний в нулевом поле, и возникает ориентация активных экситонов. Это объясняет повышение степени  $\rho_c$  в сильных магнитных полях, возрастающей

от  $\rho_c(B = 500 \text{ Г}) \approx -2.1\%$  до  $\rho_c(B = 5 \text{ Т}) \approx -0.1\%$  (рис. 4). Схематически рассмотренный процесс изображается следующим образом:

$$\sigma^+ \text{-квант} \rightarrow e \oplus h \rightarrow M = 1 \rightarrow D^0 X \rightarrow \sigma^+ \text{-фотон,}$$

$$\sigma^+ \text{-квант} \rightarrow e \oplus h \rightarrow M = 2 \rightarrow D^0 X \rightarrow \sigma^- \text{-фотон.}$$

При поглощении  $\sigma^+$ -света рождаются электроны и дырки, которые связываются в экситоны. После этого экситоны захватываются на нейтральный донор. Рекомбинация комплекса, образованного захватом оптически активных экситонов, сопровождается испусканием фотона той же поляризации ( $\sigma^+$ ), а связывание неактивных экситонов приведет к испусканию фотона противоположной поляризации ( $\sigma^-$ ).

Обратим внимание на то, что в рамках рассмотренной модели поляризация люминесценции должна отсутствовать в нулевом магнитном поле (если электроны на донорах не поляризованы). Однако, как видно из рис. 3–5,  $\rho_c(0) \approx -0.6\%$ . Кроме того, степень  $\rho_c(0)$  зависит от интенсивности возбуждающего света: при слабых накачках  $\rho_c(0) = +0.6\%$ , а с ростом интенсивности она уменьшается и насыщается на уровне  $-2\%$ . Этот факт указывает на оптическую ориентацию электронов на донорах. Оптическая ориентация электронов на донорах хорошо исследована в объемных материалах  $n$ -типа [9]. Было установлено, что с увеличением интенсивности циркулярно поляризованного света спиновая поляризация донорных электронов увеличивается, причем при больших интенсивностях полуширина кривой магнитной деполяризации люминесценции также увеличивается. Такая же ситуация имеет место и в нашем случае. Поэтому представляется разумным объяснить поведение  $\rho_c(0)$  в зависимости от интенсивности накачки поляризацией равновесных электронов на донорах. Далее покажем, что поляризация излучения комплекса  $D^0 X$  будет содержать вклад от степени поляризации электронов на доноре  $P_d$ , даже если экситоны, связывающиеся в комплекс, не поляризованы. Однако здесь возникают два вопроса. Во-первых, если в нулевом поле экситоны не поляризованы, то за счет какого процесса будет происходить спиновая поляризация равновесных электронов на донорах? Во-вторых, почему степень  $\rho_c$  в поперечном поле не стремится к нулю (экситоны не поляризованы вследствие электрон-дырочного обменного взаимодействия, а электроны на донорах деполяризованы вследствие эффекта Ханле в поперечном магнитном поле), а выходит на уровень  $+0.6\%$  (рис. 3)? Аналогично, при уменьшении интенсивности света степень  $\rho_c$  в нулевом магнитном поле не стремится к нулю (в пределе слабой накачки электроны на донорах также не поляризованы [9]), а выходит на тот же уровень  $+0.6\%$ , что и в случае поперечного магнитного поля. Ответ заключается в том, что кроме рассмотренного выше возможны и другие пути образования  $D^0 X$ -комплекса, которые приводят к поляризации электронов на донорах и объясняют факт наличия "остаточной" положительной поляризации  $\rho_c = +0.6\%$ .

Например, сначала фотоэлектрон захватывается на нейтральный донор, образуя  $D^-$ -центр, а затем на него падает фотовозбужденная дырка, образуя  $D^0 X$ -комплекс:

$$\sigma^+ \text{-квант} \rightarrow D^0 \oplus e \oplus h \rightarrow D^- \oplus h \rightarrow D^0 X \rightarrow \sigma^+ \text{-фотон.}$$

Поскольку дырка поляризована вдоль оси  $z \parallel [001]$ , после ее захвата на  $D^-$ -центр степень круговой поляризации излучения комплекса будет определяться лишь спиновой поляризацией дырок, т.е.  $\rho_c > 0$ . Вклад этого процесса в полную люминесценцию позволяет объяснить наличие "остаточной" положительной поляризации и ее нечувствительность к поперечному магнитному полю (поперечный  $g$ -фактор дырок близок к нулю).

Что касается оптической накачки электронов на донорах, то она будет происходить, например, вследствие замены равновесных электронов оптически ориентированными фотоэлектронами: равновесные электроны рекомбинируют, а им на смену приходят поляризованные по спину фотоэлектроны. Если спиновая релаксация электронов на донорах не слишком быстрая, то их поляризация будет сохраняться до рождения следующей пары электрон-дырка, и в стационарных условиях электроны на донорах будут поляризованы. При этом знак поляризации  $P_d$  электронов на донорах определяется поляризацией фотоэлектронов.

В принципе все перечисленные процессы могут в той или иной степени вносить вклад в магнитопольевые зависимости поляризации люминесценции. Однако пока мы не можем экспериментально выделить каждый из них. Поэтому при проведении численного расчета мы ограничимся первым из рассмотренных процессов, т.е. образованием экситона с последующим его захватом на донор и рекомбинацией. Спиновую же поляризацию  $P_d$  электронов на донорах будем рассматривать как феноменологический параметр, не зависящий от магнитного поля.

Рассчитаем сначала степень  $\rho_c$  круговой поляризации люминесценции как функцию от степеней поляризации оптически активных ( $P_1$ ), неактивных ( $P_2$ ) экситонов и поляризации  $P_d$  электронов на донорах. Для оптически активных экситонов возможны два случая. 1) Экситон с проекцией момента  $M = +1$  ( $s = -1/2$ ,  $j = +3/2$ ) захватывается на нейтральный донор, спин электрона которого направлен вдоль оси  $z$  ( $s_d = +1/2$ ). Рекомбинация такого комплекса сопровождается испусканием  $\sigma^+$ -кванта, причем интенсивность пропорциональна как числу экситонов с  $M = +1$ , так и числу электронов  $N_{d\uparrow}$ , т.е.  $I_{\sigma^+} \propto N_{+1} N_{d\uparrow}$ . 2) Экситон с проекцией момента  $M = -1$  ( $s = +1/2$ ,  $j = -3/2$ ) захватывается на донор, спин электрона которого направлен против оси  $z$  ( $s_d = -1/2$ ). Это приводит к  $\sigma^-$ -люминесценции, причем  $I_{\sigma^-} \propto N_{-1} N_{d\downarrow}$ . Нетрудно получить, что вклад этих процессов в поляризацию люминесценции дается выражением  $\rho_{lc} = P_1 + P_d$  (здесь  $P_d = \frac{N_{d\uparrow} - N_{d\downarrow}}{N_{d\uparrow} + N_{d\downarrow}}$  и предполагается, что  $P_1 P_d \ll 1$ ). Аналогичное рассмотрение для оптически неактивных экситонов показывает, что в

поляризацию излучения они вносят вклад  $\rho_{2c} = P_2 - P_d$ . Если числа оптически активных и неактивных экситонов соотносятся как  $W : (1 - W)$ , где  $W \in [0, 1]$  отражает вклад  $M = 1$  экситонов в полную интенсивность, то результирующая степень круговой поляризации люминесценции имеет вид

$$\rho_c = W(P_1 + P_d) + (1 - W)(P_2 - P_d). \quad (1)$$

Без учета спиновой релаксации степень ориентации  $P_1$  оптически активных экситонов в продольном магнитном поле определяется выражением [12]

$$P_1 = P_1^0 \frac{1 + (\Omega_1 \tau_1)^2}{1 + (\Omega_1 \tau_1)^2 + (\omega_2 \tau_1)^2}. \quad (2)$$

Здесь  $\hbar\Omega_1 = \mu_B |g_{\parallel}^e - g_{\parallel}^h| B$  — зеемановское расщепление оптически активных экситонов,  $\hbar\omega_2 = \delta_2$  — расщепление излучательных состояний в нулевом магнитном поле,  $\tau_1$  — время жизни оптически активных экситонов,  $P_1^0$  — степень ориентации в момент образования экситона. При связывании независимых электронов и дырок в экситон  $P_1^0 = P_h - P_e$  (степени ориентации фотоэлектронов  $P_e = \frac{N_{\uparrow} - N_{\downarrow}}{N_{\uparrow} + N_{\downarrow}}$  и фотовозбужденных дырок  $P_h = \frac{N_{+3/2} - N_{-3/2}}{N_{+3/2} + N_{-3/2}}$ ). Отметим, что при  $\sigma^+$ -возбуждении  $P_h > 0$ ,  $P_e < 0$  и  $P_1^0 > 0$ . Степень оптической ориентации  $P_2$  оптически неактивных экситонов определяется аналогичным выражением

$$P_2 = P_2^0 \frac{1 + (\Omega_2 \tau_2)^2}{1 + (\Omega_2 \tau_2)^2 + (\omega_1 \tau_2)^2}, \quad (3)$$

где  $\hbar\Omega_2 = \mu_B |g_{\parallel}^e + g_{\parallel}^h| B$ ,  $\hbar\omega_1 = \delta_1$ ,  $P_2^0 = P_h + P_e$ ,  $\tau_2$  — время жизни оптически неактивных экситонов. Если экситоны живут достаточно долго, т.е.  $\omega_2 \tau_1, \omega_1 \tau_2 \gg 1$ , то выражения (2), (3) упрощаются. Подставляя при этих условиях (2), (3) в (1), получаем окончательное уравнение, которое мы будем использовать для описания эксперимента

$$\rho_c = a + b \frac{B^2}{B^2 + B_2^2} - c \frac{B^2}{B^2 + B_1^2}, \quad (4)$$

где параметры  $a = (2W - 1)P_d$ ,  $b = W(P_h - P_e)$ ,  $c = -(1 - W)(P_h + P_e)$ ,  $B_2 = \delta_2 / \mu_B |g_{\parallel}^e - g_{\parallel}^h|$ ,  $B_1 = \delta_1 / \mu_B |g_{\parallel}^e + g_{\parallel}^h|$ . Первое слагаемое в (4) описывает вклад спиновой ориентации равновесных электронов в поляризованную люминесценцию комплекса  $D^0X$ , второе слагаемое определяет вклад оптически активных экситонов, третье слагаемое отражает спиновую ориентацию оптически неактивных экситонов, связывающихся в комплекс  $D^0X$ .

Сплошные кривые на рис. 4, 5 рассчитаны по формуле (4) при значениях подгоночных параметров  $a = -0.69 \pm 0.06\%$ ,  $b = 2.14 \pm 0.08\%$ ,  $c = 1.43 \pm 0.06\%$ ,  $B_1 = 82 \pm 7$  Г,  $B_2 = 18 \pm 1$  кГ. Наблюдается хорошее согласие теории с экспериментом. Обсудим полученные результаты. Обратимся сначала к параметрам  $a$ ,  $b$ ,  $c$ , которые определяют зависимость  $\rho_c(B)$  на рис. 4, 5. То,

что параметры  $b, c > 0$ , согласуется с приведенным выше утверждением, что при  $\sigma^+$ -возбуждении  $P_h > 0$ ,  $P_e < 0$ . Далее, поскольку  $a < 0$ , возможны два варианта: либо  $W > 1/2$  (в рекомбинации доминируют оптически активные экситоны) и  $P_d < 0$  (поляризация электронов на донорах осуществляется фотоэлектронами), либо  $W < 1/2$  и  $P_d > 0$  (знак поляризации электронов на донорах совпадает со знаком поляризации дырок). Мы не будем анализировать эти случаи детально вследствие крайне упрощенной модели, используемой при обработке эксперимента. Более строгое рассмотрение должно включать все перечисленные выше механизмы образования  $D^0X$ -комплекса. Кроме того, степень поляризации электронов на донорах  $P_d$  сама может зависеть от магнитного поля, поскольку оптическая ориентация экситонов восстанавливается магнитным полем и они в свою очередь будут влиять на величину  $P_d$ . Обратимся теперь к параметрам  $B_1$  и  $B_2$ , определяющим поведение  $\rho_c(B)$  на рис. 4, 5. Если известны  $g$ -факторы электрона и дырки, то можно определить параметры  $\delta_1$  и  $\delta_2$ , характеризующие тонкую структуру экситонов. Используя значения  $g$ -факторов  $g_{\parallel}^e = 1.6$  и  $g_{\parallel}^h = 2.9$  [13], имеем  $\delta_1 \approx 2.1 \mu\text{eV}$  и  $\delta_2 \approx 130 \mu\text{eV}$ . Отметим, что при описании эксперимента мы использовали упрощенную модель, не учитывающую спиновой релаксации носителей в экситоне. Теория оптической ориентации экситонов при наличии спиновой релаксации построена в [4]. Было показано, что учет спиновой релаксации приводит к тому, что характерное магнитное поле, восстанавливающее оптическую ориентацию экситона, зависит не только от  $\delta_2$ , но и от соотношения релаксационных времен оптического выстраивания и ориентации экситона. Поэтому истинная величина  $\delta_2$  может оказаться меньше. Учет спиновой релаксации может также несколько изменить значение  $\delta_1$ , полученное при использовании простой модели (см. Приложение А в [4]).

Мы рассмотрели оптическую ориентацию комплексов "экситон на нейтральном доноре" в квантово-размерных островах, поперечный размер которых существенно превосходит как боровский радиус экситона, так и радиус электрона на доноре. Однако в исследуемых образцах доноры имеются не только в островах InP, но также и в области барьеров InGaP. Поэтому часть электронов из барьера может локализоваться в слоях InP. В таких случаях правильнее было бы говорить об оптической ориентации трионов — квазичастиц, состоящих из двух электронов и дырки. Изложенная выше модель применима и к оптической ориентации трионов в квантово-размерных островах. Ее можно использовать и при оптической ориентации трионов в квантовых ямах с двумерным электронным газом, в котором средние расстояния между электронами значительно превышают боровский радиус экситона ( $n_s a_B \ll 1$ , где  $n_s$  — поверхностная концентрация электронного газа). Наконец, данную модель нетрудно обобщить на случай экситонов, связанных на нейтральном акцепторе в низкоразмерных системах.

Авторы выражают глубокую признательность Ю.Г. Кусраеву, Е.Л. Ивченко и М.Н. Ткачуку за полезные обсуждения.

Работа Р.И.Д., Б.П.З., В.Л.К. частично поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (проекты № 96-02-16887а и 98-02-18213). Работа Д.А.В., О.В.К., И.С.Т. выполнена при поддержке проекта № 96-2005 по МНТП "Физика твердотельных наноструктур".

## Список литературы

- [1] E. Blackwood, M.J. Snelling, R.T. Harley, S.R. Andrews, C.N.B. Foxon. *Phys. Rev.* **B50**, 14 246 (1994).
- [2] D. Gammon, E.S. Snow, B.V. Shanabrook. *Phys. Rev. Lett.* **76**, 3005 (1996).
- [3] Yu.G. Kusraev, B.P. Zakharchenya, G. Karczewski, T. Wojtowicz, J. Kossut. *Solid State Commun.* **104**, 8, 465 (1997).
- [4] R.I. Dzhioev, H.M. Gibbs, E.L. Ivchenko, G. Khitrova, V.L. Korenev, M.N. Tkachuk, B.P. Zakharchenya. *Phys. Rev.* **56**, 20, 13 405 (1997).
- [5] П.Г. Баранов, Н.Г. Романов, И.В. Машков, Г.Б. Хитрова, Х.М. Гиббс, О. Лунгнес. *ФТТ* **37**, 10, 2991 (1995).
- [6] H.W. van Kesteren, E.C. Cosman, W.A.J.A. van der Poel, C.T. Foxon. *Phys. Rev.* **B41**, 5283 (1990).
- [7] Р.И. Джиоев, Б.П. Захарченя, Е.Л. Ивченко, В.Л. Корнев, Ю.Г. Кусраев, Н.Н. Леденцов, В.М. Устинов, А.Е. Жуков, А.Ф. Цацельников. *Письма в ЖЭТФ* **65**, 10, 766 (1997).
- [8] О.В. Коваленков, Д.А. Винокуров, Д.А. Лившиц, И.С. Тарасов, Н.А. Берт, С.Г. Конников, Ж.И. Алферов. 2-я Рос. конф. по физике полупроводников (26 февраля–1 марта 1996 года). Зеленогорск, Россия. Тез. докл. Т. 1. С. 41; O.V. Kovalenkov, D.A. Vinokurov, D.A. Livshits, I.S. Tarasov, N.A. Bert, S.G. Konnikov, Zh.I. Alferov. *Int. Symp. "Nanostructures: Physics and technology"* (24–28 June 1996). St.-Petersburg, Russia. Abstracts. P. 141; O.V. Kovalenkov, D.A. Vinokurov, D.A. Livshits, I.S. Tarasov, N.A. Bert, S.G. Konnikov, Zh.I. Alferov. *23rd Int. Symp. on Compound Semiconductors* (23–27 September 1996). St.-Petersburg, Russia.
- [9] *Оптическая ориентация* / Под ред. Б.П. Захарчени и Ф. Майера. Наука, Л. (1989).
- [10] A. Bonnot, R. Planel, C. Benoit a la Guillaume. *Phys. Rev.* **B9**, 2, 690 (1974); Р.И. Джиоев, Б.П. Захарченя, Ю.Г. Кусраев, В.Г. Флейшер. *Изв. АН СССР. Сер. физ.* **46**, 514 (1982).
- [11] C. Weisbuch, R.C. Miller, R. Dingle, A.C. Gossard, W. Wiegmann. *Solid State Commun.* **37**, 219 (1981).
- [12] E.L. Ivchenko, G.E. Pikus. *Superlattices and other heterostructures. Symmetry and optical phenomena.* Springer-Verlag, Berlin (1995).
- [13] A.A. Sirenko, T. Ruf, A.K. Kurtenback, K. Eberl. *23rd Int. Conf. Phys. Semicond. Berlin* (1996). V. 2. P. 1385–1388.
- [14] P. Castrillo, D. Hessman, M.-E. Pistol, C. Pryor, N. Carlsson, W. Seifert, L. Samuelson. *23rd Int. Conf. Phys. Semicond. Berlin* (1996). V. 2. P. 1421–1424.