

Взаимодействие экситонной и ядерной спиновых систем в самоорганизованном ансамбле квантово-размерных островов InP/InGaP

© Р.И. Джюев, Б.П. Захарченя, В.Л. Корнев, М.В. Лазарев

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

E-mail: korenev@orient.ioffe.rssi.ru

(Поступила в Редакцию 20 сентября 1999 г.)

Исследовано магнитное взаимодействие поляризованных по спину ядер и оптически ориентированных экситонов в самоорганизованном ансамбле квантово-размерных островов InP в матрице InGaP. Измерены эффективные магнитные поля, создаваемые поляризованными ядрами на экситонах. Величины этих полей различны для активных и неактивных экситонов вследствие различия экситонных g -факторов. Определено значение g -фактора тяжелой дырки. Обнаружен эффект кросс-релаксации между активными и неактивными экситонными состояниями.

Основное состояние $e1-hh1$ ($1s$) экситона с тяжелой дыркой в квантовой яме с решеткой цинковой обманки четырехкратно вырождено и характеризуется проекцией углового момента $M = s + j = \pm 1, \pm 2$ на ось роста $z \parallel [001]$ структуры (спин электрона $s = \pm 1/2$ и угловой момент дырки $j = \pm 3/2$). Обменное взаимодействие расщепляет это состояние на радиационный дублет $|\pm 1\rangle$ и два близко лежащих оптически неактивных синглета, являющихся суперпозицией состояний $|\pm 2\rangle$. При локализации экситона на анизотропном острове симметрия системы понижается, и радиационный дублет расщепляется на два подуровня, поляризованных линейно в двух ортогональных направлениях [1]. В этом случае при возбуждении экситонов циркулярно-поляризованным светом в фотолюминесценции (ФЛ) в нулевом магнитном поле циркулярно-поляризованная компонента отсутствует вследствие анизотропного обменного взаимодействия, смещающего излучательные состояния $|+1\rangle$ и $|-1\rangle$. В магнитном поле в геометрии Фарадея ($\mathbf{B} \parallel z$) эффект Зеемана разрывает связь между ними, и ФЛ оказывается поляризованной по кругу, т.е. магнитное поле восстанавливает ориентацию оптически активных экситонов [2]. Аналогичным образом магнитное поле восстанавливает спиновую поляризацию и оптически неактивных экситонов (состояния $|\pm 2\rangle$). Их поляризация проявляется в ФЛ островов InP n -типа в системе InP/InGaP вследствие образования D^0X комплекса — экситон на нейтральном доноре (или заряженного экситона — триона) [3]. При этом степень круговой поляризации ФЛ комплекса D^0X определяется как поляризацией экситонов, так и поляризацией электронов на донорах до его формирования.

Сверхтонкое взаимодействие электронов и ядер кристаллической решетки существенно влияет на спиновое расщепление экситонных уровней и на степень круговой поляризации экситонов. Оптически ориентированные электроны в экситонах передают угловой момент в ядерную спин-систему (эффект Оверхаузера). Поляризованные ядра, в свою очередь, создают эффектив-

ное магнитное поле, которое изменяет спиновое расщепление уровней и, следовательно, ориентацию экситонов и поляризацию их рекомбинационного излучения. О динамической поляризации ядер в квантовых ямах GaAs/AlGaAs сообщалось в работе [4], где было показано, что поляризация ядер обусловлена локализованными (на донорах или флуктуациях ширины ямы) электронами и экситонами. Этот вывод был подтвержден экспериментами [5] по спектроскопии ближнего поля, в которых удалось непосредственно измерить энергетические расщепления уровней экситонов, локализованных на одиночных островковых флуктуациях ширины квантовой ямы. В работе [6] обнаружена динамическая поляризация ядер в самоорганизованном ансамбле квантово-размерных островов InP в матрице InGaP.

В настоящей работе исследовано влияние поляризованных по спину ядер на оптическую ориентацию как активных, так и неактивных экситонов в самоорганизованном ансамбле квантово-размерных островов InP в матрице InGaP. Эффективные магнитные поля поляризованных ядер различны для активных и неактивных экситонов вследствие различия экситонных g -факторов. Определены величины ядерных полей, а также значение g -фактора тяжелой дырки.

1. Методика эксперимента

Структуры выращивались методом МОС-гидридной эпитаксии на подложках GaAs 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 (образец ISL#1) или 5 (образец ISL#2) монослоев и верхний слой $\text{In}_{0.5}\text{Ga}_{0.5}\text{P}$ толщиной 50 nm. Слои содержали примеси доноров на уровне 10^{15} cm^{-3} .

Исследуемые образцы погружались в криостат с жидким гелием и помещались в центр солениода. Фотовозбуждение осуществлялось лучом He-Ne лазера

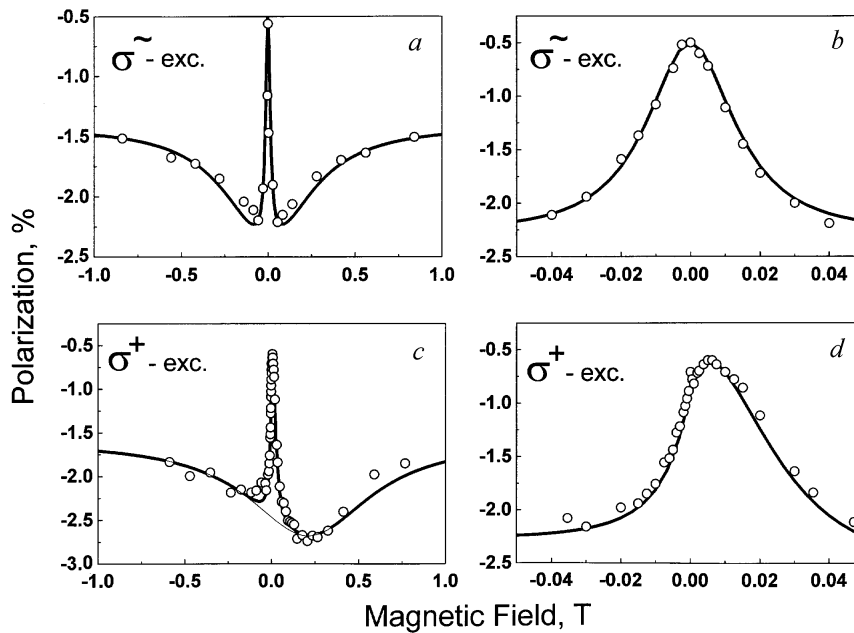


Рис. 1. Зависимость степени круговой поляризации люминесценции $\rho_c(B)$ от внешнего магнитного поля в геометрии Фарадея в образце ISL#1. Экспериментальные точки получены при возбуждении светом знакопеременной круговой поляризации (σ^- -возбуждение, рис. *a, b*) и при освещении светом постоянной поляризации (σ^+ -возбуждение, рис. *c, d*). Сплошные кривые построены по формулам (1)–(5).

($h\nu = 1.96$ eV) интенсивностью ~ 10 W/cm², направленным вдоль оси роста структуры $z \parallel [001]$. Поляризация фотолюминесценции измерялась в магнитном поле в геометрии Фарадея вблизи максимума полосы рекомбинационного излучения островов InP ($\lambda = 723$ nm). Оптическая ориентация и измерение степени круговой поляризации рекомбинационного излучения осуществлялись двумя способами. В первом использовался режим, в котором знак круговой поляризации возбуждающего света менялся с высокой частотой с помощью фотоупругого модулятора поляризации (период модуляции составлял $33 \mu\text{s}$), а поляризация люминесценции анализировалась с помощью неподвижных четвертьволновой фазовой пластинки и линейного поляризатора. В этом случае ядерный спин не успевает следовать за поляризацией фотовозбужденных электронов и динамическая поляризация ядер отсутствует (время спиновой релаксации ядер $T_1 \sim 0.1\text{--}1$ s [1]). Измеряется эффективная степень круговой поляризации $\rho_c = \frac{I_+^+ - I_+^-}{I_+^+ + I_+^-}$, где I_+^+ , I_+^- — интенсивности σ^+ -компоненты люминесценции при σ^+ - и σ^- -возбуждении соответственно.

Эффект Оверхаузера возникает при осуществлении второго способа — возбуждении светом, круговая поляризация которого не меняется во времени. При этом анализатором поляризации люминесценции служат кварцевый модулятор и линейный поляризатор. Измеряется степень круговой поляризации $\rho_c = \frac{I_+^+ - I_+^-}{I_+^+ + I_+^-}$. В данных образцах эффекты циркулярного дихроизма практически отсутствуют, так что параметр ρ_c в двух геометриях

эксперимента одинаковы и могут рассматриваться как обычный параметр Стокса, характеризующий циркулярную поляризацию люминесценции, обусловленную циркулярной поляризацией возбуждения.

2. Оптическая ориентация электронов и экситонов в отсутствие поляризации ядер

Кружками на рис. 1, *a, b* показана зависимость $\rho_c(B)$, соответствующая рекомбинации D^0X комплекса, измеренная при знакопеременном возбуждении (σ^- -возбуждение) в образце ISL#1. Зависимость $\rho_c(B)$ инвариантна относительно инверсии магнитного поля и отражает восстановление спиновой ориентации экситонов в результате преодоления зеемановским расщеплением их обменного расщепления. При $B = 0$ экситоны не поляризованы, а отличное от нуля значение $\rho_c(B = 0) \approx -0.5\%$ обусловлено не зависящей от магнитного поля спиновой поляризацией электронов на донорах. Зависимость на рис. 1, *a, b* была детально исследована в работе [3], и немонокотное изменение степени ρ_c в магнитном поле интерпретировалось следующим образом. При возбуждении циркулярно поляризованным светом, рекомбинационное излучение D^0X комплекса, образованного захватом оптически неактивных экситонов на нейтральный донор, имеет знак круговой поляризации, обратный возбуждению. Если же комплекс образуется путем связывания на нейтральном доноре оптически активных экситонов,

то знак поляризации ФЛ совпадает со знаком поляризации возбуждающего света. Поскольку ориентация активных и неактивных экситонов восстанавливается при разных значениях магнитного поля, то результирующая зависимость $\rho_c(B)$ будет немонотонной. Поясним сказанное на простом примере. Свет σ^+ поляризации рождает активные экситоны с проекцией момента $M = +1$. Если дырка релаксирует по спине до локализации экситона на нейтральном доноре, то в стационарном состоянии имеется половина экситонов с $M = +1$ и половина оптически неактивных экситонов с $M = -2$. Связываясь на донор, активные экситоны создают комплекс с проекцией полного момента $M_T = +3/2$ (спины электронов антипараллельны). Рекомбинация такого комплекса приводит к σ^+ -люминесценции. Аналогично, оптически неактивные экситоны формируют комплекс с $M_T = -3/2$, рекомбинация которого сопровождается испусканием σ^- -кванта. В нулевом поле экситоны деполаризованы вследствие анизотропного обменного взаимодействия, смешивающего состояния $|+1\rangle$ и $|-1\rangle$ оптически активных и состояния $|+2\rangle$ и $|-2\rangle$ оптически неактивных экситонов. Магнитное поле разрывает их связь, приводя к восстановлению оптической ориентации экситонов. При этом с ростом поля сначала восстанавливается ориентация оптически неактивных экситонов (их обменное расщепление меньше расщепления активных состояний) и степень ρ_c становится более отрицательной (рис. 1, *a, b*). В сильных полях восстанавливается ориентация активных экситонов, и падение ρ_c сменяется ростом (рис. 1, *a*). Таким образом, зависимость $\rho_c(B)$ немонотонна вследствие противоположных знаков поляризации активных и неактивных экситонов. Их ориентация восстанавливается в существенно различных магнитных полях, что дает возможность анализировать поведение обоих типов экситонов, измеряя лишь одну зависимость $\rho_c(B)$.

3. Оптическая ориентация экситонов при наличии ядерной поляризации

Рассмотрим теперь ориентацию экситонов при возбуждении светом постоянной круговой поляризации (в этом случае ядра поляризованы). Кружками на рис. 1, *c, d* показана зависимость $\rho_c(B)$, измеренная при возбуждении σ^+ светом в образце ISL#1. Здесь имеется узкий максимум (с полушириной ≈ 150 G), который достигается в поле $B \approx 54$ G (рис. 1, *d*), а не при $B = 0$, как это было при возбуждении светом знакопеременной поляризации. Это указывает на существование поля динамически поляризованных ядер. На оптически неактивные экситоны действует поле, равное разности внешнего поля B и эффективного поля ядер B_{N2} . Аналогичным образом, на оптически активные экситоны помимо внешнего действует также и ядерное поле B_{N1} . При этом минимум их поляризации (показан на рис. 1, *c* тонкой сплошной линией) достигается в поле $B = B_{N1} = 0.2$ T, и соответствует компенсации внешним

полем ядерного. Если бы поле ядер не зависело от величины внешнего поля B , наличие ядерной поляризации должно было бы привести лишь к сдвигу зависимостей $\rho_c(B)$ в слабых и сильных полях по оси абсцисс на величины ядерных полей B_{N2} и B_{N1} соответственно. Более того, зная величины B_{N2} и B_{N1} из эксперимента, можно определить величину и знак g -фактора дырки, т. к. в этом случае разные величины ядерных полей обусловлены лишь отличием g -факторов активных (g_1) и неактивных (g_2) экситонов: $\frac{B_{N1}}{B_{N2}} = -\frac{g_2}{g_1} = -\frac{g_h + g_e}{g_h - g_e}$ ($g_2 = g_h + g_e$, $g_1 = g_h - g_e$, см. раздел 4). Электронный g -фактор g_e в данных образцах совпадает с g -фактором объемного $\text{In}_{0.5}\text{Ga}_{0.5}\text{P}$ $g_e = 1.6$ [8]. Поскольку $B_{N1}/B_{N2} \approx 35$, то для g -фактора дырки получаем оценку $g_h = 1.5$. Однако, как видно из рис. 1, *d*, восстановление ориентации неактивных экситонов несимметрично относительно максимума. Это означает, что ядерное поле, действующее на неактивные экситоны, само зависит от внешнего магнитного поля. Это поведение объясняется [6] тем, что ядра поляризуются не только электронами на донорах, средний спин которых (а значит и вклад их в ядерную поляризацию) не зависит от магнитного поля, но и электронами в экситонах, чья поляризация зависит от магнитного поля. В результате система становится существенно нелинейной: ориентированные электроны на донорах и в экситонах поляризуют ядра, которые, в свою очередь, создают эффективное магнитное поле, изменяющее ориентацию экситонов. Восстановление ориентации оптически активных экситонов симметрично относительно минимума ($B_{\min} \approx 0.2$ T, рис. 1, *c*). Отсутствие асимметрии означает, что нелинейная связь ядер с активными экситонами слабее, чем с неактивными. Дело в том, что поля ядер приведут к асимметрии зависимости ориентации экситонов от внешнего поля, если характерное расщепление уровней экситонов в ядерном поле AIP_N (A — постоянная сверхтонкой структуры, I — спин ядра, P_N — степень поляризации ядер) больше анизотропного расщепления $\delta_2(\delta_1)$ активных (неактивных) состояний. Поскольку $\delta_2 > \delta_1$ [9], то в области слабых полей (неактивные экситоны) асимметрия кривой $\rho_c(B)$ более ярко выражена, чем в области сильных полей (активные экситоны). В разделе 5 мы увидим, что в данном образце $\delta_2 \approx 4 \mu\text{eV} > AIP_N \approx \delta_1 \approx 2.7 \mu\text{eV}$, в соответствии с приведенным качественным рассмотрением. Более того, величина поляризации неактивных экситонов (определяемая зависимостью $\rho_c(B)$ в слабых полях $B < 0.1$ T, рис. 1, *a, c*) составляет $\approx 1.8\%$, тогда как поляризация активных экситонов (область сильных полей $B > 0.1$ T) $\approx 0.7\%$, т. е. в 3 раза меньше. Поскольку поляризация ядер пропорциональна поляризации электрона в экситоне (т. е. поляризации активных и неактивных экситонов), то вкладом активных экситонов в ядерную поляризацию в данном образце можно пренебречь. Таким образом, в образце ISL#1 ядра поляризуются как электронами на донорах, так и оптически неактивными экситонами.

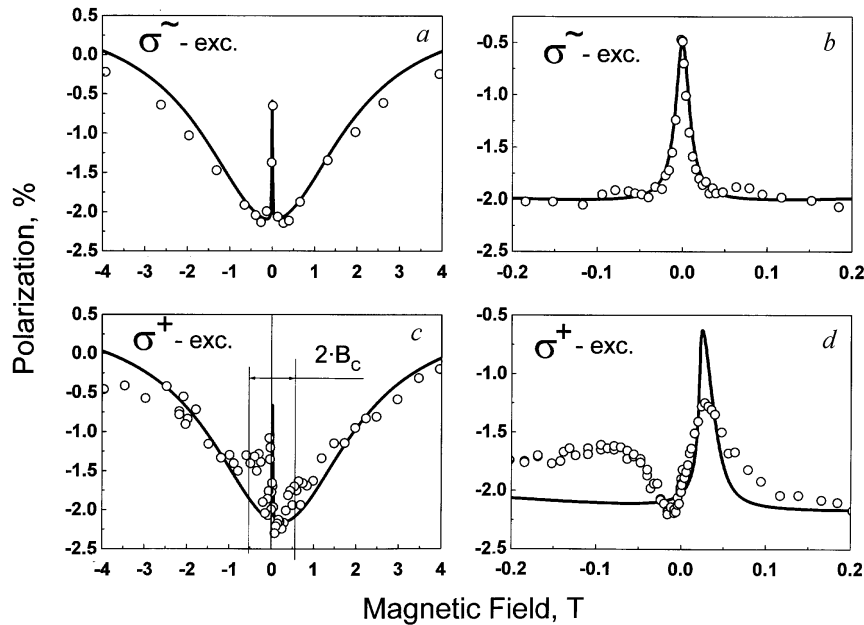


Рис. 2. То же, что на рис. 1 для образца ISL#2. Обратим внимание на два дополнительных максимума (рис. c) в области полей $B \sim 0.5$ Т, что интерпретируется как проявление кросс-релаксации.

Для образца ISL#2 в отсутствие ядерной поляризации зависимость $\rho_c(B)$ выглядит также, как и в образце ISL#1 (рис. 2, a, b). Ситуация существенно образом меняется при σ^+ возбуждении, т.е. в присутствии ядерной поляризации (рис. 2, c, d). Кроме основного максимума на зависимости $\rho_c(B)$ при $B \approx 250$ Г имеются два дополнительных размытых максимума при $B = \pm B_c$, где $B_c \approx 0.5$ Т. Это означает, что в полях $B = \pm B_c$ происходит дополнительная деполаризация неактивных экситонов. Мы связываем это с эффектом кросс-релаксации — переходами, возникающими в условиях равенства спиновых расщеплений активных и неактивных состояний (см. раздел 5).

4. Теоретическая модель

Будем полагать, что ядра в островах InP поляризуются за счет контактного взаимодействия с электронами, пренебрегая, как и в случае объемных полупроводников [7], магнитным взаимодействием ядер с дырками. Поляризованные ядра создают эффективное магнитное поле, расщепляющее спиновые уровни электрона на величину AIP_N . Зеемановское расщепление спиновых уровней электрона при наличии ядерной поляризации равно $\mu g_e B + AIP_N$, тогда как для дырок оно равно $\mu g_h B$. Тогда нетрудно получить, что зеемановские расщепления оптически активных $|\pm 1\rangle$ состояний ΔE_1 и неактивных $|\pm 2\rangle$ состояний ΔE_2 имеют вид

$$\begin{aligned} \Delta E_1 &= \mu(g_h - g_e)B - AIP_N \equiv \mu g_1(B - B_{N1}), \\ \Delta E_2 &= \mu(g_h + g_e)B + AIP_N \equiv \mu g_2(B - B_{N2}), \end{aligned} \quad (1)$$

где $B_{N1} = \frac{AIP_N}{\mu g_1}$ и $B_{N2} = -\frac{AIP_N}{\mu g_2}$ эффективные магнитные поля, создаваемые ядрами на оптически активных и неак-

тивных экситонах соответственно. Отметим, что полные расщепления ΔE_r излучательных и ΔE_{nr} безызлучательных состояний определяются не только их зеемановскими, но и анизотропными обменными расщеплениями δ_2 и δ_1 соответственно и даются выражениями

$$\Delta E_r = \sqrt{\Delta E_1^2 + \delta_2^2} \quad \text{и} \quad \Delta E_{nr} = \sqrt{\Delta E_2^2 + \delta_1^2}. \quad (1a)$$

Динамическая поляризация ядер возникает в результате их сверхтонкого взаимодействия с электронами [7]. Оптически ориентированные электроны передают угловой момент в ядерную спиновую систему. Поскольку исследуемые образцы содержат донорные примеси, то помимо поляризации ядер электронами в экситонах возможна также поляризация ядер электронами на донорах. Поэтому разумно предположить, что сверхтонкое расщепление электронного уровня

$$AIP_N = \alpha P_d + \beta P_2(B) + \gamma P_1(B) \quad (2)$$

включает вклад в поляризацию ядер оптически ориентированными электронами с поляризацией P_d на донорах (первое слагаемое), а также вклады оптически ориентированных электронов в неактивных и активных экситонах (второе и третье слагаемые соответственно; поляризация электронов в экситонах в конечном итоге определяется поляризацией самих экситонов $P_1(B)$ и $P_2(B)$). Феноменологические параметры α, β, γ предполагаются не зависящими от магнитного поля, и характеризуют эффективность поляризации ядер электронами на донорах, в оптических неактивных и активных экситонах соответственно. Степень ориентации оптически активных экситонов $P_1(B)$ определяется конкуренцией между

зеemanовским расщеплением уровней ΔE_1 (см. формулу (1)) и анизотропным обменным расщеплением δ_2 оптически активных состояний [1], и выглядит следующим образом:

$$P_1(B) = P_1^0 \frac{\Delta E_1^2}{\Delta E_1^2 + \delta_2^2} = P_1^0 \frac{(B - B_{N1})^2}{(B - B_{N1})^2 + B_1^2}, \quad (3)$$

где $B_1 = \frac{\delta_2}{\mu_{g1}}$ и P_1^0 — степень поляризации экситонов в момент их образования. Аналогично, степень поляризации неактивных экситонов

$$P_2(B) = P_2^0 \frac{\Delta E_2^2}{\Delta E_2^2 + \delta_2^2} = P_2^0 \frac{(B - B_{N2})^2}{(B - B_{N2})^2 + B_2^2}, \quad (4)$$

Здесь анизотропное обменное расщепление неактивных состояний δ_1 определяет величину характерного поля $B_2 = \frac{\delta_1}{\mu_{g2}}$, P_2^0 — начальная степень поляризации неактивных экситонов. Уравнения (1)–(4) определяют поведение нелинейной экситонно-ядерной спин-системы наноразмерных островов InP, в которой ядерный спин влияет на поляризацию экситонов (посредством ядерного поля) и, в свою очередь, сам от нее и зависит (вследствие эффекта Оверхаузера). На эксперименте регистрируется степень круговой поляризации люминесценции, обусловленной рекомбинацией комплекса D^0X (экситон на нейтральном доноре) или триона [3]. Основное состояние D^0X -комплекса образуется двумя электронами с антипараллельными спинами и дырки. Поэтому в условиях оптической накачки в комплексе ориентирована дырка. Однако поляризация дырок определяется поляризацией экситонов (как активных, так и неактивных) и электронов на донорах до образования D^0X . Тогда степень ρ_c круговой поляризации люминесценции D^0X будет содержать информацию о поляризации электронов и экситонов [3]

$$\rho_c(B) = (2W - 1)P_d + (1 - W)P_2(B) + WP_1(B). \quad (5)$$

Здесь числа активных и неактивных экситонов относятся друг к другу как W к $(1 - W)$. Зависимость степени ρ_c от магнитного поля обусловлена лишь полевой зависимостью поляризации экситонов, поскольку поляризация электронов на донорах не зависит от поля в геометрии Фарадея [3]. Уравнения (1)–(4) определяют стационарные состояния экситонно-ядерной спин-системы в квантовых точках, которые детектируются по поляризации ФЛ, определяемой уравнением (5).

5. Обсуждение результатов

Приведем количественное сравнение теории с экспериментом для образца ISL#1 (рис. 1), в котором, как мы видели, эффектами кросс-релаксации можно пренебречь. Проще всего начать обработку со случая знакопеременного возбуждения (рис. 1, *a, b*), когда ядерная поляризация равна нулю. Тогда в формулах (1)–(4) следует положить $P_N = 0$, $B_{N1} = B_{N2} = 0$. В этом

случае имеется пять подгоночных параметров. Три из них $(2W - 1)P_d = -0.5\%$, $(1 - W)P_2^0 = -1.86\%$, $WP_1^0 = 0.95\%$ характеризуют вклады в поляризованную ФЛ комплекса D^0X электронов на донорах, оптически неактивных и активных экситонов соответственно. Их значения легко оценить по характерным точкам на зависимости $\rho_c(B)$. Например, максимуму зависимости $\rho_c(B)$ соответствует ситуация, в которой экситоны неполяризованы, поэтому $(2W - 1)P_d \equiv \rho_c(B = 0) = -0.5\%$. Далее, поскольку оптическая ориентация неактивных экситонов восстанавливается в более слабых полях, чем ориентация активных состояний, то нетрудно оценить вклады неактивных и активных экситонов (параметры $(1 - W)P_2^0$ и WP_1^0). Два оставшихся параметра $B_1 = \frac{\delta_2}{\mu_{g1}}$ и $B_2 = \frac{\delta_1}{\mu_{g2}}$ определяют величины характерных магнитных полей, восстанавливающих оптическую ориентацию активных и неактивных экситонов соответственно. Они подбирались так, чтобы привести теоретические кривые (сплошные кривые на рис. 1, *a, b*) в соответствие с экспериментом. При этом наилучшее согласие достигается при $B_1 = 0.3$, $B_2 = 0.016$ Т. Эти значения использованы нами и при обработке экспериментальных результатов, полученных при наличии ядерной поляризации, т.е. при σ^+ возбуждении (кружки на рис. 1, *c, d*). В этом случае на экситоны помимо внешнего действует эффективное магнитное поле ядер. Оптически активные экситоны испытывают действие ядерного поля $B_{N1} = \frac{AIP_N}{\mu_{g1}} = \frac{\alpha P_d + \beta P_2(B)}{\mu_{g1}}$, а неактивные — поля $B_{N2} = -\frac{AIP_N}{\mu_{g2}} = -\frac{\alpha P_d + \beta P_2(B)}{\mu_{g2}}$. Здесь мы пренебрегли вкладом в ядерную поляризацию оптически активных экситонов (см. раздел 3), т.е. параметр γ в формуле (2) равен нулю. Таким образом, в задаче возникают четыре новых неизвестных параметра: $\frac{\alpha P_d}{\mu_{g1}}$, $\frac{\beta P_2^0}{\mu_{g1}}$, $\frac{\alpha P_d}{\mu_{g2}}$, $\frac{\beta P_2^0}{\mu_{g2}}$. Ключевым моментом, позволяющим определить все эти параметры, является тот факт, что поляризации активных и неактивных экситонов восстанавливаются в существенно разных полях, поэтому при обработке зависимости $\rho_c(B)$ в полях $B < 1$ кГ можно пренебречь вкладом оптически активных экситонов в изменение поляризации ФЛ. Максимум зависимости $\rho_c(B)$ в поле $B = 54$ Г (рис. 1, *d*) соответствует ситуации, когда неактивные экситоны деполаризованы, т.е. $B \approx B_{N2}$ и ядерное поле $B_{N2} = B_{Nd} = -\frac{\alpha P_d}{\mu_{g2}} = 54$ Г определяется исключительно поляризацией электронов на донорах. Параметр $B_{NX} = -\frac{\beta P_2^0}{\mu_{g2}}$ определяет вклад в ядерное поле оптически ориентированных неактивных экситонов, когда степень их ориентации P_2 равна своему предельному значению P_2^0 . Поскольку ориентация P_2 восстанавливается в суммарном поле (внешнее + ядерное), а ядерное поле само зависит от величины $P_2(B)$, то параметр B_{NX} определяет величину нелинейной связи спинов экситонов и ядер. Нелинейная связь проявляется в асимметрии зависимости $\rho_c(B)$ (рис. 1, *d*) относительно максимума. Сплошная кривая на рис. 1, *d* построена по формулам (1)–(5) при определенных выше параметрах $B_2 = 160$ Г и $B_{Nd} = 54$ Г, а подгоночный параметр B_{NX}

подбирается так, чтобы форма теоретической кривой совпала с экспериментом. Наилучшее согласие достигается при $B_{NX} = -\frac{\beta P_2^0}{\mu g_2} = 100$ G.

Обратимся к области сильных полей $|B| > 1$ kG (рис. 1, *a*), в которых восстанавливается ориентация активных экситонов. В этих полях ориентация неактивных элементов восстановлена, так что степень $P_2 = P_2^0$ и уже не зависит от магнитного поля. Тогда на оптический активный экситон помимо внешнего поля действует ядерное поле $B_{N1} = \frac{\alpha P_d + \beta P_2^0}{\mu g_1}$, не зависящее от B . При этом минимум на зависимости $\rho_c(B)$ (тонкая сплошная линия) достигается при $B = B_{N1} = 0.2$ T. Сплошная кривая на рис. 1, *c* рассчитана по формулам (1)–(5) при определенных выше значениях параметров $\frac{\alpha P_d}{\mu g_2} = 54$ G, $\frac{\beta P_2^0}{\mu g_2} = 100$ G и $B_{N1} = \frac{\alpha P_d + \beta P_2^0}{\mu g_2} = 0.2$ T. Пользуясь их значениями, можно определить соотношения g -факторов активных и неактивных экситонов $\frac{g_1}{g_2} = \frac{g_h - g_e}{g_h + g_e} = \frac{B_{Nd} + B_{NX}}{B_{N1}} = -0.08$. Отсюда находим g -фактор дырок $g_h = 1.4$, что согласуется с оценкой, полученной в разделе 3. Отметим, что в отличие от электронного g -фактор дырок весьма чувствителен к параметрам конкретного образца (остаточная деформация, размерное квантование и т.д.). Поэтому дырочный g -фактор может сильно меняться от образца к образцу. Зная g -факторы, можно определить величину сверхтонкого расщепления электронных спиновых уровней в ядерном поле, создаваемом электронами на донорах $\alpha P_d = -0.9$ μ eV, и оптически неактивными экситонами $\beta P_2^0 = -1.8$ μ eV. Параметры анизотропного обменного взаимодействия электрона и дырки в экситоне $\delta_1 = 2.7$, $\delta_2 = 4$ μ eV. Отметим, что $\delta_2 > \delta_1$. Это связано с тем, что основной вклад в обменное расщепление уровней экситона в КТ дает дальнедействующая часть обменного взаимодействия [10], которая есть результат взаимодействия дипольного момента экситона с электрическим полем поляризуемой им среды. Для оптически неактивных состояний этот вклад отсутствует. Таким образом, данная модель удовлетворительно согласуется с экспериментом, что позволяет определить все основные параметры, характеризующие экситонно-ядерную спин-систему в КТ.

Перейдем теперь к результатам, полученным на образце ISL#2. В отсутствие ядерной поляризации зависимость $\rho_c(B)$ выглядит так же, как и в образце ISL#1 (рис. 2, *a, b*). Сплошные кривые построены по формулам (1)–(5) при $P_N = 0$, $(2W - 1)P_d = -0.5\%$, $(1 - W)P_2^0 = -1.6\%$, $WP_1^0 = 2.7\%$, $B_1 = 2$ T, $B_2 = 100$ G. Значения параметров подбирались согласно процедуре, описанной выше. В присутствии ядерной поляризации (σ^+ -возбуждение) основной максимум на зависимости $\rho_c(B)$ достигается при $B \approx 250$ G. Кроме того, имеются два дополнительных максимума (эффект кросс-релаксации), которые не могут быть объяснены в рамках рассматриваемой модели, предсказывающей лишь стабилизацию оптической ориентации экситонов внешним продольным магнитным полем. Поэтому сначала мы попытаемся обработать зависимости на рис. 2, *c, d* анало-

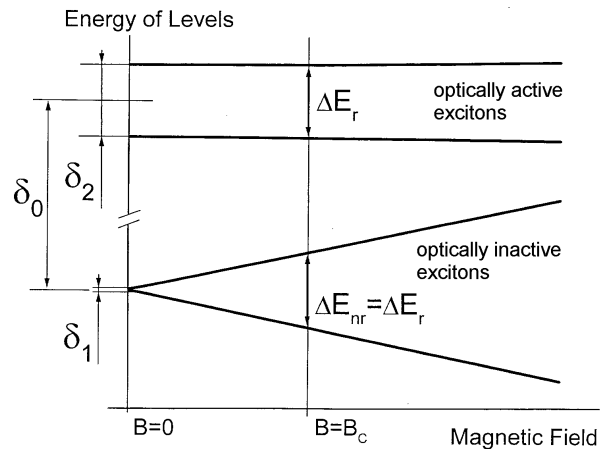


Рис. 3. Тонкая структура экситонов в магнитном поле в геометрии Фарадея. Энергетические уровни рассчитаны по формулам (1), (1a) при значениях параметров $\delta_2 = 55$ μ eV, $g_1 = 0.5$, $g_2 = 2.7$, $\delta_1 = 1.6$ μ eV, определенных по результатам обработки зависимостей на рис. 2 в пренебрежении кросс-релаксацией. Отмечено поле B_c кросс-релаксации, при котором расщепления активных и неактивных состояний одинаковы.

гично тому, как это было сделано для образца ISL#1, т.е. по формулам (1)–(5), пренебрегая кросс-релаксацией. Сплошные кривые построены при значениях g -факторов $g_e = 1.6$, $g_h = 1.1$; параметры сверхтонкого взаимодействия $\alpha P_d = -3.9$ μ eV, $\beta P_2^0 = -1.6$ μ eV. Величина обменного расщепления активных состояний ($\delta_2 = 55$ μ eV) и в этом образце больше, чем неактивных ($\delta_1 = 1.6$ μ eV). Видно, что теория обнаруживает качественно верное поведение, однако численные значения параметров в данном случае следует воспринимать как оценочные. Во-первых, потому, что в области слабых полей (рис. 2, *d*) основной максимум уширен и его амплитуда меньше, чем предсказывает теория. Это может быть связано с неоднородным распределением ядерной поляризации по области островка InP, тогда как в данной модели поляризации ядер предполагается однородной по всему острову. Во-вторых, в области промежуточных полей $B \approx \pm 0.5$ T имеются два дополнительных максимума, которые, как отмечалось выше, интерпретируются как вклад кросс-релаксации, когда расщепление ΔE_r активных состояний равно расщеплению δE_{nr} неактивных (рис. 3). В этом случае смешивание активных и неактивных состояний может индуцировать переходы с одновременным опрокидыванием спинов активных экситонов (переход $+1 \rightarrow -1$) и неактивных экситонов (переход $-2 \rightarrow +2$). Активные экситоны в слабом поле неполяризованы, следовательно такое смешивание вызовет деполаризацию экситонов в неактивных состояниях, что приведет к возникновению дополнительного максимума. Поскольку в этом образце $\delta_2 \gg \delta_1$, то расщепление в поле $B \sim 0.5$ T активных состояний $\Delta E_r \approx \delta_2$, тогда как для неактивных состояний оно определяется зеемановским расщеплением во внешнем поле

$\delta E_{nr} \approx \mu g_2 B_c$. Приравнявая указанные расщепления друг к другу и используя определенные выше значения параметров $\delta_2 = 55 \mu\text{eV}$, $g_2 = g_h + g_e = 2.7$, находим поле кросс-релаксации $B_c = 0.3 \text{ Т}$. По порядку величины это согласуется с экспериментальным значением $B_c \approx 0.5 \text{ Т}$ (рис. 2, с). Таким образом, гипотеза о кросс-релаксации не противоречит эксперименту. Здесь возникает вопрос о природе смешивания, и почему этого не наблюдается в образце ISL#1. Для того, чтобы имела место описанная выше кросс-релаксация, симметрия острова должна быть достаточно низкой. Поскольку величина анизотропного обменного расщепления в образце ISL#2 ($\delta_2 = 55 \mu\text{eV}$) гораздо больше чем в ISL#1 ($\delta_2 = 4 \mu\text{eV}$), симметрия островов в ISL#2 ниже, чем в ISL#1. Поэтому в образце ISL#1 кросс-релаксация подавлена. Далее перемешать активные и неактивные состояния можно магнитным полем, направленным поперек оси размерного квантования z . В данном эксперименте внешнее поле параллельно оси z . Но кроме внешнего имеется ядерное поле, направление которого может не совпадать с направлением внешнего поля. В островах InP возможно квадрупольное расщепление ядер In (спин $9/2$), главная ось квадрупольного взаимодействия которых, вообще говоря, может не совпадать с осью z . Это значит, что именно ядерное поле может смешивать активные и неактивные состояния. Данный вывод подтверждается также и тем, что при знакопеременном возбуждении (ядерное поле отсутствует) эффект кросс-релаксации подавлен. Таким образом, за кросс-релаксацию, по-видимому, ответственно эффективное магнитное поле ядер в сочетании с низкой симметрией квантовых точек (большая величина анизотропного обменного расщепления δ_2).

Авторы глубоко признательны И.А. Меркулову за обсуждения.

Работа частично поддержана Российским фондом фундаментальных исследований проект № 98-02-18213, грантом поддержки научных школ № 96-15-96393 и фондом межотраслевых научно-технических программ по программе Физика твердотельных наноструктур проект № 99-1108.

Список литературы

- [1] E.L. Ivchenko, G.E. Pikus. Superlattices and other heterostructures. Symmetry and optical phenomena. Springer-Verlag, Berlin (1995).
- [2] R.I. Dzhioev, H.M. Gibbs, E.L. Ivchenko, G. Khitrova, V.L. Korenev, M.N. Tkachuk, B.P. Zakharchenya. Phys. Rev. **B56**, 13 405 (1997); 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. Цацульников. Письма в ЖЭТФ **65**, 766 (1997).
- [3] Р.И. Джиоев, Б.П. Захарченя, В.Л. Корнев, П.Е. Пак, Д.А. Винокуров, О.В. Коваленко, И.С. Тарасов. ФТТ **40**, 1745 (1998).
- [4] В.К. Калевич, В.Л. Корнев, О.М. Федорова. Письма в ЖЭТФ **52**, 964 (1990).
- [5] S.W. Brown, T.A. Kennedy, D. Gammon, E.S. Snow. Phys. Rev. **B54**, R17339 (1996); D. Gammon, S.W. Brown, E.S. Snow, T.A. Kennedy, D.S. Katzer, D. Park. Science **227**, 85 (1997).
- [6] Р.И. Джиоев, Б.П. Захарченя, В.Л. Корнев, П.Е. Пак, М.Н. Ткачук, Д.А. Винокуров, И.С. Тарасов. Письма в ЖЭТФ **68**, 711 (1998).
- [7] Оптическая ориентация. Современные проблемы науки о конденсированных средах / под ред. Б.П. Захарчени и Ф. Майера. Наука, Л. 1989).
- [8] A.A. Sirenko, T. Ruf, A. Kurfenbuch, K. Eberl. 23th Int. Conf. Physics Semicond., Berlin, (1996). World Scientific, 1385.
- [9] H.W. van Kesteren, E.C. Cosman, W.A.J.A. van der Poel, C.T. Foxon. Phys. Rev. **B41**, 5283 (1990).
- [10] S.V. Goupalov, E.L. Ivchenko, A.V. Kavokin. Superlatt. Microstruct. **23**, 1209 (1998).