Письма в ЖЭТФ, том 89, вып. 3, с. 158 – 164 © 2009 г. 10 февраля

Динамика магнитоиндуцированного оптического выстраивания триплетных связанных экситонов в селениде галлия в условиях резонансного возбуждения

А. Н. Старухин[1)], *Д. К. Нельсон, Б. С. Разбирин*

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН 194021 Санкт-Петербург, Россия

Поступила в редакцию 29 декабря 2008 г.

Методом спектроскопии с временным разрешением исследована динамика индуцированной поперечным магнитным полем линейной поляризации излучения триплетных связанных экситонов в одноосных кристаллах (на примере GaSe) в условиях резонансного возбуждения линейно поляризованным светом. Появление линейной поляризации излучения обусловлено различным поведением в магнитном поле π и σ-компонент излучения. Установлено, что зависимости интенсивностей π и σ-компонент излучения от магнитного поля зависят от поляризации возбуждающего света и существенно меняются с течением времени жизни возбужденных состояний t. Обнаружено, что при резонансном возбуждении экситонов светом, поляризованным с $\mathbf{E}\|\mathbf{B}$ и $\mathbf{E}\perp\mathbf{B}$, имеет место магнитоиндуцированное выстраивание дипольных моментов экситонов вдоль вектора $\mathbf{E}$ возбуждающего света. В случае возбуждения светом с $\mathbf{E}\perp\mathbf{B}$ оптическое выстраивание экситонов наблюдается лишь в начальный период их жизни и степень линейной поляризации излучения экситонов при определенном $t > t_0$ меняет знак. Предложено теоретическое описание наблюдаемых эффектов.

PACS: 71.35.Ji, 78.20.Ls, 78.47.Cd, 78.55.Hx

Метод поляризованной люминесценции широко применяется для изучения свойств электронных состояний в различных атомных системах [1], в том числе свойств экситонных состояний в кристаллах [2, 3]. При распространении света вдоль оптической оси кристалла все состояния поляризации света равноправны, и условием возникновения поляризованной люминесценции является наличие внешнего анизотропного воздействия на кристалл (поляризованное возбуждение, внешнее магнитное поле и т.д.). В частности, внешнее магнитное поле, ортогональное оптической оси кристалла, понижает симметрию системы и может приводить к поляризованной люминесценции кристалла даже в условиях неполяризованной накачки. В случае экситонной люминесценции такой эффект (не связанный с термализацией экситонов между различными зеемановскими подуровнями) наблюдался в гексагональных кристаллах $\mathrm{A^{III}B^{VI}}$ [4] в условиях непрерывного возбуждения светом с энергией фотонов $h\nu_{\mathrm{exc}} > E_g$ (E_g – ширина запрещенной зоны кристалла). Эффект обусловлен различным поведением в магнитном поле составляющих излучения, поляризованных вдоль и поперек поля (π- и σ-компоненты излучения, соответственно).

При непрерывном возбуждении зависимости интенсивностей π- и σ-компонент излучения от магнитного поля определяются вкладами в излучение элементарных излучателей, возбужденных в различные моменты времени t, предшествующие моменту регистрации излучения:

$$I_{\pi,\sigma}(B) = \mathrm{const}\cdot\int_0^\infty I_{\pi,\sigma}(B,t)dt. \qquad (1)$$

Можно предположить, что временная эволюция зависимостей интенсивностей компонент экситонного излучения от магнитного поля, $I_{\pi,\sigma}(B,t)$, должна существенно зависеть от скоростей генерации экситонов в различных зеемановских состояниях. Особый интерес представляет эта зависимость для случая резонансного возбуждения экситонных состояний. В условиях резонансного возбуждения экситонов возможно наблюдение новых оптических эффектов, в частности, оптического выстраивания экситонов [2, 3, 5 – 7]. В настоящей работе на примере триплетных связанных экситонов в кристалле GaSe представлены результаты экспериментального исследования временной зависимости эффекта магнитоиндуцированной линейной поляризации излучения экситонов в условиях, соответствующих их резонансному возбуждению линейно поляризованным светом. Показано, что динамика зависимостей π- и σ-компонент излучения от магнитного поля в условиях резонансного возбуждения экситонных состояний значительно отличается от динамики аналогичных

[1)]e-mail: a.starukhin@mail.ioffe.ru

зависимостей при межзонном возбуждении кристалла и существенно зависит от состояния линейной поляризации накачки.

Возбуждение экситонной люминесценции кристаллов осуществлялось излучением импульсного перестраиваемого по длине волны лазера на красителе (родамин 6G) с длительностью импульсов $\tau_p = 20$ нс и частотой повторения 10 кГц. Плотность возбуждения в импульсе составляла около 100 Вт/см^2. Возбуждающий свет с энергией фотонов $h\nu_{\rm exc} = E_{FE} = 2.108$ эВ (E_{FE} – энергия образования прямого свободного триплетного экситона в состоянии с $n = 1$ в кристалле GaSe) падал под малым углом к нормали ($\mathbf{n}\|z$) к поверхности образца, излучение регистрировалось в направлении нормали, параллельно оптической оси кристалла c (геометрия “на отражение”). Спектральная ширина полосы возбуждения составляла ~ 1 мэВ. Для регистрации спектров использовался дифракционный спектрометр, снабженный устройством счета фотонов с временным разрешением ~ 30 нс. Интегральный по времени спектр был измерен традиционным методом счета фотонов без временного разрешения с использованием того же импульсного лазера. В любом случае проверялась линейность отклика системы регистрации на изменение интенсивности излучения, падающего на входную щель спектрометра. Для получения магнитных полей применялся сверхпроводящий соленоид. Во время эксперимента образцы находились в жидком гелии при температуре 2 К.

Спектр излучения кристалла GaSe в области края фундаментального поглощения при непрерывном возбуждении светом с энергией фотонов $h\nu_{\rm exc} > E_g$ приведен на рис.1. Наиболее коротковолновая линия спектра с максимумом вблизи $h\nu = 2.108$ эВ обусловлена излучательной аннигиляцией прямых свободных триплетных экситонов, а линии α и β с максимумами при 2.096 и 2.089 эВ отвечают излучению прямых триплетных экситонов, связанных на ионизованных центрах (или изоэлектронных ловушках) [5].

При возбуждении кристалла светом с $h\nu_{\rm exc} = E_{FE}$ спектр излучения связанных экситонов α и β сохраняет вид, приведенный на рис.1. При возбуждении кристалла светом на частоте перехода в основное состояние прямого триплетного свободного экситона распределение триплетных связанных экситонов α и β по различным спиновым состояниям оказывается близким к тому, что возникает при возбуждении светом в кристалле непосредственно связанных экситонов [5]. Эта особенность связанных экситонов α и β позволяет исследовать эффекты резонансного возбуждения в излучении связанных экситонов при резонансном возбуждении светом свободных экситонов в состоянии с $n = 1$. Поскольку характер магнитооптических эффектов на линиях α и β аналогичен, в дальнейшем мы ограничимся рассмотрением поведения линии β. Учитывая зависимость наблюдаемых эффектов от поляризации накачки, экспериментальные результаты представлены для двух состояний поляризации возбуждения $\mathbf{E}\|\mathbf{B}\|x$ и $\mathbf{E} \perp \mathbf{B}$ ($\mathbf{B} \perp c$, $\mathbf{B} \perp \mathbf{k}_{\rm photon}$ – геометрия Фойгта).

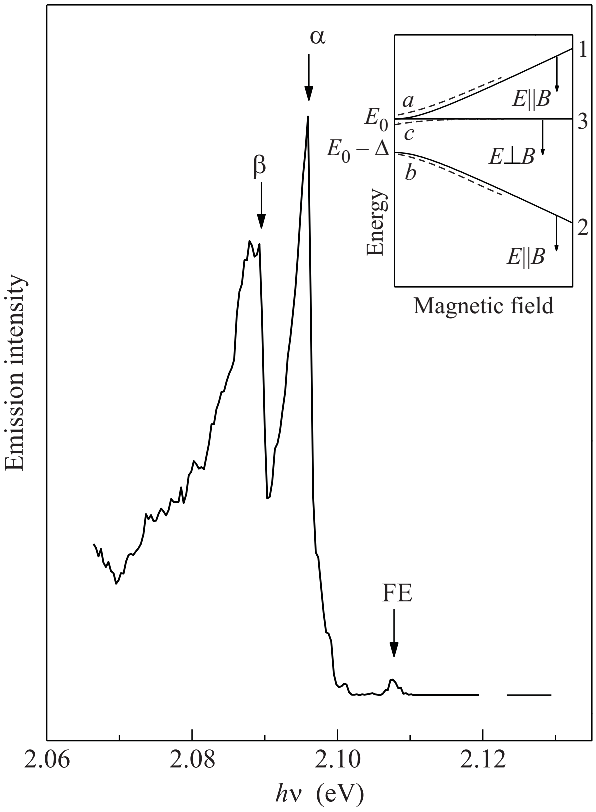

Рис.1. Спектр излучения кристалла GaSe, $T = 2$ К. На вставке: схема энергетических уровней триплетного экситона в GaSe в магнитном поле $\mathbf{B} \perp c$ при $V = 0$ (сплошные линии) и $V \neq 0$ (пунктир) (см. текст)

Возбуждение E‖B. На рис.2 представлены зависимости интенсивности линии излучения β в поляризациях $\mathbf{E}\|\mathbf{B}$ и $\mathbf{E} \perp \mathbf{B}$ от магнитного поля в различные моменты времени t после окончания возбуждающего импульса, $I_x(B,t) \equiv I_\pi(B,t)$ и $I_y(B,t) \equiv I_\sigma(B,t)$, соответственно. Интервал времени, в течение которого проводилась регистрация (ширина импульса ворот), составлял $\Delta t = 30$ нс. Поскольку зависимости $I_x(B,t)$ и $I_y(B,t)$ существенно различны, мы опишем их по отдельности.

π-компонента излучения. При $t \approx 0$ интенсивность π-компоненты монотонно увеличивается с увеличением магнитного поля, достигает максимально-

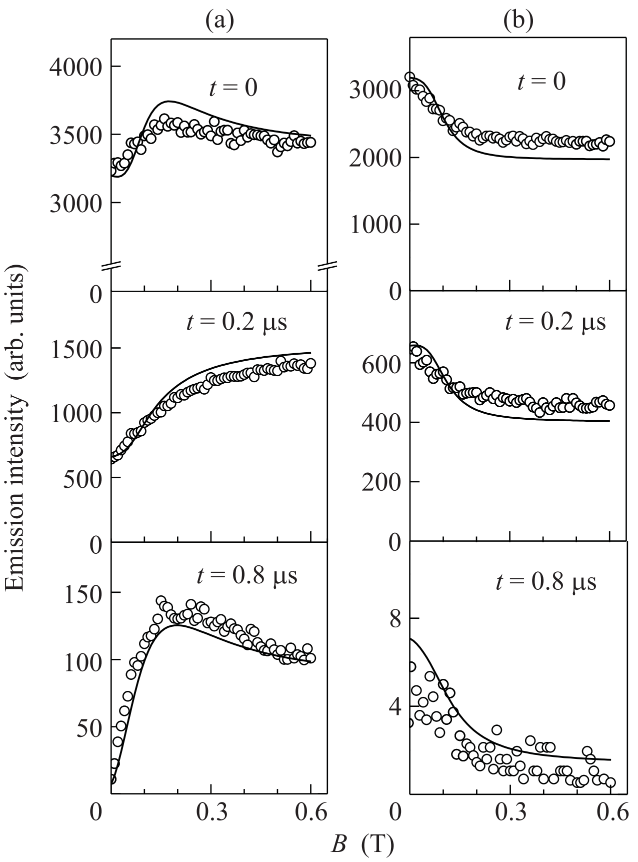

Рис.2. Зависимости интенсивностей π- (a) и σ-компонент (b) излучения триплетного связанного экситона β от магнитного поля в различные моменты времени жизни экситонов t при возбуждении светом с $h\nu_{\rm exc} = E_{FE}$. Поляризация возбуждения $\mathbf{E}\|\mathbf{B}$. Время t указано на рисунке. Точки – экспериментальные данные, сплошные линии – расчетные зависимости, $T = 2$ K

го значения (при $B \approx 0.2$ Тл) и далее плавно спадает (рис.2a). По мере увеличения t характер зависимости $I_x(B,t)$ меняется, и в интервале времен 0.1 мкс$< t <$ 0.6 мкс интенсивность π-компоненты монотонно возрастает с увеличением поля во всем интервале полей (рис.2a, $t = 0.2$ мкс). Начиная с $t = 0.7$ мкс, в зависимости вновь формируется пик (рис.2a, $t = 0.8$ мкс), максимум которого по мере увеличения t смещается в сторону малых полей. Ширина пика при этом уменьшается.

σ-компонента излучения. Интенсивность σ-компоненты при фиксированном t, $I_y(B,t)$, быстро уменьшается с увеличением магнитного поля в интервале полей $0 < B < 0.2$ Тл и при дальнейшем увеличении поля практически не меняется во всем исследованном интервале времен $t \leq 2$ мкс (рис.2b).

Поляризационные характеристики излучения. Затухание π- и σ-компонент экситонного излучения в магнитном поле происходит с различными скоростями, что приводит к изменению степени магнитоиндуцированной линейной поляризации излучения триплетных экситонов, которую при возбуждении светом, поляризованным с $\mathbf{E}\|\mathbf{B}\|x$, определим как

$$P^X_{\rm lin}(B,t) = \frac{I_\|(B,t) - I_\perp(B,t)}{I_\|(B,t) + I_\perp(B,t)} = \frac{I_x(B,t) - I_y(B,t)}{I_x(B,t) + I_y(B,t)}, \tag{2}$$

где $I_\|$ и $I_\perp$ – интенсивности компонент излучения, поляризованных в плоскостях, параллельной и перпендикулярной плоскости поляризации возбуждающего света. Вид зависимости $P^X_{\rm lin}(B,t)$ в различные моменты времени t приведен на рис.3a. При $t = 0$

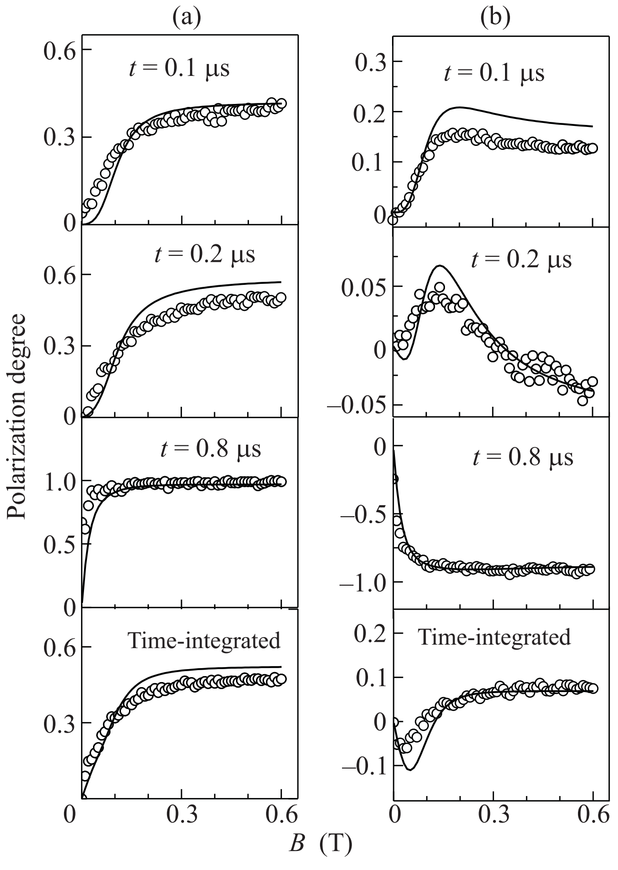

Рис.3. Зависимость степени линейной поляризации излучения триплетного связанного экситона β от магнитного поля в различные моменты времени жизни возбужденного состояния t при возбуждении светом с $h\nu_{\rm exc} = E_{FE}$. Поляризации возбуждения $\mathbf{E}\|\mathbf{B}$ (a) и $\mathbf{E} \perp \mathbf{B}$ (b). Время t указано на рисунке. Точки – экспериментальные данные, сплошные линии – расчетные зависимости, $T = 2$ K

степень поляризации плавно увеличивается от 0 до ~ 0.2 с увеличением поля от 0 до 0.2 Тл, достигает максимального значения и при дальнейшем увеличении B почти не меняется (слабо уменьшается). С увеличением $t \geq 0.1$ мкс зависимость степени поляризации от магнитного поля меняется и $P^X_{\rm lin}(B,t)$ монотонно растет во всем интервале полей, при этом скорость нарастания степени поляризации в магнитном поле резко увеличивается с увеличением t, так что при $t = 0.8$ мкс степень поляризации достигает значения $P^X_{\rm lin}(B,t) > 0.9$ уже при $B \approx 0.1$ Тл (рис.3a).

Поляризация возбуждения $\mathbf{E} \perp \mathbf{B}$. *$\pi$-компонента излучения.* При $t \approx 0$ интенсивность π-компоненты, $I_x(B,t)$, быстро уменьшается примерно на 20% в интервале полей от 0 до 0.15 Тл и далее практически не меняется. С увеличением t поведение интенсивности π-компоненты в поле меняется: она вначале уменьшается, достигает минимума, а затем вновь увеличивается (рис.4a, $t = 0.1$ мкс). При

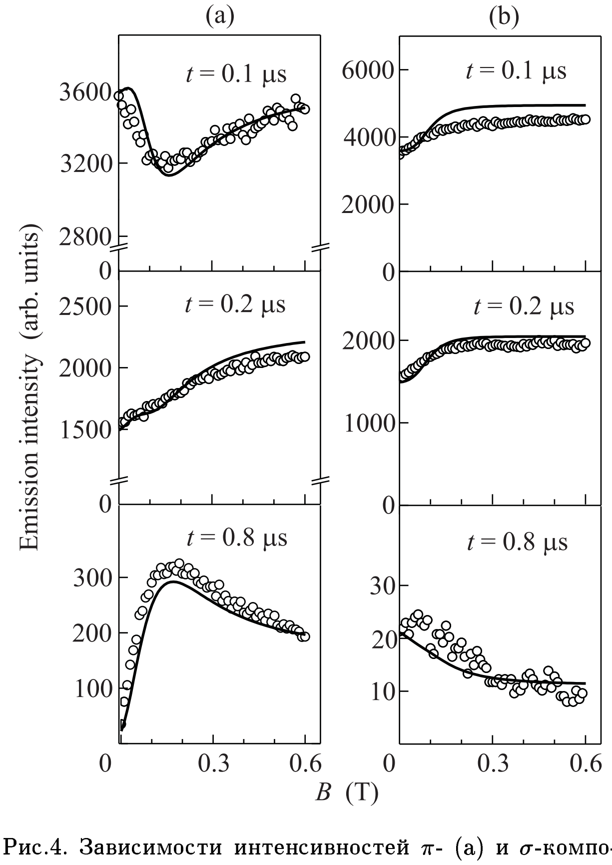

Рис.4. Зависимости интенсивностей π- (a) и σ-компонент (b) излучения триплетного связанного экситона β от магнитного поля в различные моменты времени жизни экситонов t при возбуждении светом с $h\nu_{\rm exc} = E_{FE}$. Поляризация возбуждения $\mathbf{E} \perp \mathbf{B}$. Время t указано на рисунке. Точки – экспериментальные данные, сплошные линии – расчетные зависимости, $T = 2$ К

дальнейшем увеличении времени задержки относительная глубина минимума быстро уменьшается и уже при $t = 0.2$ мкс во всей области полей наблюдается монотонный рост величины $I_x(B,t)$ (рис.4a, $t = 0.2$ мкс). При $t > 0.6$ мкс увеличение $I_x(B,t)$ в области $B > 0.15$ Тл сменяется спадом и в зависимости $I_x(B,t)$ формируется пик (рис.4a, $t = 0.8$ мкс), максимум которого смещается в сторону малых полей с увеличением t. Отметим, что зависимости интенсивности π-компоненты от магнитного поля при резонансном возбуждении экситонов светом, поляризованным с $\mathbf{E} \perp \mathbf{B}$ и $\mathbf{E} \| \mathbf{B}$, различны. Это различие особенно ярко проявляется при $t < 0.2$ мкс; при $t > 0.2$ мкс отличие носит, в основном, количественный характер.

σ-компонента излучения. При $t \approx 0$ интенсивность σ-компоненты, $I_y(B,t)$, увеличивается на $\sim 15\%$ при увеличении поля от 0 до ~ 0.2 Тл и далее практически не меняется. Описанный вид зависимости интенсивности σ-компоненты от магнитного поля в общих чертах сохраняется при дальнейшем изменении t в интервале от 0 до 0.4 мкс (рис.4b, $t = 0.1$ мкс и $t = 0.2$ мкс). При $t \geq 0.5$ мкс в зависимости $I_y(B,t)$ формируется максимум при $B \approx \approx 0.2$ Тл. С увеличением времени задержки t относительная интенсивность максимума падает и при $t > 0.7$ мкс он становится малозаметным на фоне монотонного спада интенсивности в магнитном поле (рис.4b, $t = 0.8$ мкс).

Поляризационные характеристики излучения. Степень линейной поляризации излучения при возбуждении экситонов светом с $\mathbf{E} \perp \mathbf{B}$ ($\mathbf{E} \| y$) равна

$$P^Y_{\rm lin}(B,t) = \frac{I_\|(B,t) - I_\perp(B,t)}{I_\|(B,t) + I_\perp(B,t)} = \frac{I_y(B,t) - I_x(B,t)}{I_y(B,t) + I_x(B,t)}. \tag{3}$$

Вид зависимости $P^Y_{\rm lin}(B,t)$ в различные моменты времени t приведен на рис.3b. При $t = 0$ величина $P^Y_{\rm lin}(B,t)$ плавно растет в интервале полей от 0 до ~ 0.2 Тл и далее почти не меняется. С увеличением t в зависимости $P^Y_{\rm lin}(B,t)$ формируется максимум при $B \approx 0.15$ Тл (рис.3b, $t = 0.1$ мкс и $t = 0.2$ мкс), при этом, начиная с определенного момента времени, степень поляризации при определенном значении поля меняет знак (рис.3b, $t = 0.2$ мкс). При дальнейшем увеличении t относительная величина максимума уменьшается и, начиная с $t > 0.4$ мкс, степень линейной поляризации экситонного излучения монотонно спадает в поле (рис.3b, $t = 0.8$ мкс), достигая при $t = 1.5$ мкс значения $P^Y_{\rm lin}(B,t) \approx -1$ уже в поле $B \approx 0.15$ Тл.

Для объяснения наблюдаемой временной эволюции зависимостей $I_x(B,t)$ и $I_y(B,t)$ рассмотрим структуру энергетических уровней триплетных связанных экситонов в GaSe. В кристаллах GaSe орбитально-невырожденное состояние экситона, связанного на ионизованном центре (или изоэлектронной ловушке), как и основное состояние прямого свободного экситона, при учете обменного взаимодействия расщепляется на два состояния – синглетное и триплетное [8, 9]. Синглетные экситоны оптически активны в поляризации света $\mathbf{E}\|c$ и в условиях нашего эксперимента ($\mathbf{E}\perp c$) не проявляются. Триплетные экситоны характеризуются полным спином $S=1$ и проекциями спина на ось c: $S_z=0,\pm1$. Переходы в состояния с $S_z=\pm1$ разрешены в поляризации света $\mathbf{E}\perp c$, состояние с $S_z=0$ оптически неактивно [8]. В силу анизотропии кристалла состояние с $S_z=0$ отщеплено от состояний с $S_z=\pm1$ на величину Δ [5, 9].

Для анализа излучательных переходов в поперечном магнитном поле удобно перейти от базисных волновых функций $|\pm1\rangle$ и $|0\rangle$ к системе функций $|X\rangle$, $|Y\rangle$, $|0\rangle$, где волновые функции $|X\rangle=i(|1\rangle+|-1\rangle)/\sqrt{2}$ и $|Y\rangle=(|1\rangle-|-1\rangle)/\sqrt{2}$ описывают состояния экситона, оптически активные в поляризациях света $\mathbf{E}\|x$ и $\mathbf{E}\|y$, соответственно. Магнитоиндуцированное смешивание состояний $|X\rangle$ и $|0\rangle$ приводит к возгоранию оптически неактивного состояния $|0\rangle$. В результате линия излучения (поглощения) экситона расщепляется в триплет. Энергии состояний триплетного экситона в поперечном магнитном поле $\mathbf{B}\|x\perp c$ определяются выражениями [4]

$$E_{1,2}=E_0-0.5[\Delta\mp(\Delta^2+\Omega^2)^{0.5}],\quad E_3=E_0, \tag{4}$$

где $\Omega=g_\perp\mu_0 B$, $g_\perp\equiv g_{xx}=g_{yy}$ – поперечная компонента g-фактора экситона, μ_0 – магнетон Бора, $B=|\mathbf{B}|$. Оптические переходы из состояний 1 и 2 разрешены в поляризации света $\mathbf{E}\|\mathbf{B}$, из состояния 3 – в поляризации $\mathbf{E}\perp\mathbf{B}$. Схема расщепления уровней энергии триплетного экситона в поперечном магнитном поле приведена на рис.1 (вставка).

Рассмотренная модель поведения триплетного экситона в магнитном поле полностью подтверждается характером эффекта Зеемана на линиях α и β, наблюдаемого в полях $B>2$ Тл. Однако анализ экспериментальных данных показывает, что в области более слабых полей этой модели недостаточно, и в эффективный гамильтониан триплетных экситонов в магнитном поле следует включить дополнительные слагаемые, описывающие локальное понижение симметрии системы под влиянием внутренних полей [10]. Действительно, в магнитном поле $\mathbf{B}\|x$ состояние $|Y\rangle$ не смешивается с состояниями $|X\rangle$, $|0\rangle$ и его свойства не меняются. Поэтому в пренебрежении спиновой релаксацией экситонов значение $I_y(B,t)$ в любой фиксированный момент времени должно быть нечувствительно к изменению B. Это противоречит экспериментальным данным, приведенным на рис.2 и 4. На наличие статического возмущения V, смешивающего различные спиновые состояния связанных экситонов, указывают наблюдение эффекта антипересечения спиновых подуровней триплетных связанных экситонов в магнитном поле [11 – 13], а также эксперименты по магнитному резонансу [14].

В отсутствие внешних полей возмущение V формирует в кристалле вместо состояний $|X\rangle$, $|Y\rangle$ и $|0\rangle$ новые состояния a, b и c, представляющие собой суперпозицию исходных состояний. Степень смешивания исходных состояний зависит от матричных элементов $V_{mn}=\langle m|V|n\rangle$ $(m,\,n=X,Y,0)$. Волновые функции $\Psi_{a,b,c}$ состояний a, b и c в магнитном поле могут быть записаны в виде

$$\Psi_k=C_{1k}(B)|X\rangle+C_{2k}(B)|Y\rangle+C_{3k}(B)|0\rangle\quad(k=a,b,c). \tag{5}$$

Энергии состояний a, b и c во внешнем магнитном поле (рис.1, вставка), а также значения коэффициентов $C_{ik}(B)$ могут быть вычислены методом теории возмущений. Доля оптически активных состояний $|X\rangle$, $|Y\rangle$ в волновых функциях (5) определяет излучательные времена жизни экситонов в состояниях a, b и c, $\tau_{ir}(B)=[C_{1i}^2(B)+C_{2i}^2(B)]^{-1}\tau_r$, а также полные времена жизни экситонов в этих состояниях $\tau_i(B)=[\tau_{ir}^{-1}(B)+\tau_0^{-1}]^{-1}$ $(i=a,b,c)$, где τ_r – излучательное время жизни состояний $|X\rangle$, $|Y\rangle$, τ_0 – безызлучательное время жизни экситонов. При резонансном возбуждении экситонов светом, поляризованным с $\mathbf{E}\|\mathbf{B}$ и $\mathbf{E}\perp\mathbf{B}$, вероятность рождения экситонов в состояниях a, b, c равна $C_{1i}^2(B)\tau_r^{-1}$ и $C_{2i}^2(B)\tau_r^{-1}$ $(i=a,b,c)$, соответственно. В нашем эксперименте связанные экситоны α и β образуются в результате захвата ионизованными центрами рожденных светом свободных триплетных экситонов. В рассматриваемой модели предполагается, что при захвате свободного экситона, находящегося в определенном зеемановском состоянии, он с вероятностью γ переходит в аналогичное зеемановское состояние связанного экситона и с вероятностью $0.5(1-\gamma)$ – в два других. При возбуждении экситонов короткими импульсами света ($\tau_p\ll\tau_{a,b,c}$), поляризованного с $\mathbf{E}\|\mathbf{B}$ и $\mathbf{E}\perp\mathbf{B}$, в пренебрежении спиновой релаксацией экситонов интенсивность излучения связанных экситонов в i-м зеемановском состояния $(i=a,b,c)$ можно записать в виде

$$\begin{aligned} I_x^i(B,t)&\sim n_{0i}^{X,Y}(B)C_{1i}^2(B)\tau_r^{-1}\exp[-t/\tau_i(B)],\\ I_y^i(B,t)&\sim n_{0i}^{X,Y}(B)C_{2i}^2(B)\tau_r^{-1}\exp[-t/\tau_i(B)], \end{aligned} \tag{6}$$

где $n_{0i}^{XY}(B)$ – начальная заселенность i-го состояния (при $t=0$), зависящая от интенсивности и поляризации накачки $\mathbf{E}\|\mathbf{B}$ ("X") или $\mathbf{E}\perp\mathbf{B}$ ("Y"). Поскольку оптические переходы из состояний a, b и c при $B<1$ Тл спектрально не разрешаются, экспериментально наблюдается суммарное излучение

$$I_x(B,t)=\sum_i I_x^i(B,t),$$
$$I_y(B,t)=\sum_i I_y^i(B,t)\quad (i=a,b,c). \tag{7}$$

Расчетные зависимости $I_x(B,t)$, $I_y(B,t)$ и $P_{\text{lin}}^{X,Y}(B,t)$ в различные моменты времени t изображены на рис.2–4 сплошными линиями. Теоретические кривые на рис.2–4 получены при значениях параметров $g_\perp=3.7$ [5], $\tau_r=115\cdot10^{-9}$ с [10,13], $\tau_0=7\cdot10^{-6}$ с [10,13], $\Delta=0.04$ мэВ [13], $|V_{xy}|=0.002$ мэВ, $|V_{x0}|=|V_{y0}|=0.002$ мэВ [10,13], $|V_{xx}|=|V_{yy}|=|V_{00}|=0$, $\gamma=0.53$. Учитывая конечную ширину $\Delta t\approx30$ нс импульса ворот, для более корректного сравнения с экспериментальными данными на рис.2–4 приведены средние значения величин $I_{x,y}(B,t)$ за промежуток времени от t до $t+\Delta t$. Сравнение теоретических и экспериментальных зависимостей показывает, что предложенная модель дает хорошее качественное и достаточно хорошее количественное описание поведения величин $I_{x,y}(B,t)$ и $P_{\text{lin}}^{X,Y}(B,t)$ в различные моменты жизни экситонов.

Интенсивности π- и σ-компонент излучения, наблюдаемых в условиях непрерывного возбуждения люминесценции, определяются соотношением (1). На рис.3 приведены результаты экспериментального измерения степени магнитоиндуцированной линейной поляризации интегрального (по времени) излучения связанных экситонов при резонансном возбуждении светом, поляризованным с $\mathbf{E}\|\mathbf{B}$ и $\mathbf{E}\perp\mathbf{B}$, и ее аппроксимация соотношениями (2) и (3) с учетом (7) и (1). Как видно из рис.3, интегральное по времени излучение экситонов в случае резонансного возбуждения светом, поляризованным с $\mathbf{E}\|\mathbf{B}$ и с $\mathbf{E}\perp\mathbf{B}$, оказывается преимущественно линейно поляризованным в той же плоскости, что и возбуждающий свет (в случае возбуждения светом с $\mathbf{E}\perp\mathbf{B}$ при $B>0.15$ Тл). Этот эффект указывает на магнитоиндуцированное оптическое выстраивание дипольных моментов связанных экситонов при возбуждении кристалла линейно поляризованным светом с $h\nu_{\text{exc}}=E_{FE}$ (излучение свободных экситонов в GaSe в этих условиях линейно поляризовано почти на 100% уже при $B=0$ [2]). Оптическое выстраивание экситонов не наблюдается при возбуждении кристалла светом вдали от экситонного резонанса. Как следует из временной зависимости эффекта (рис.3), в первые моменты жизни экситонов ($t\le0.1$ мкс) степень оптического выстраивания экситонов, характеризуемая степенью линейной поляризации излучения, оказывается сравнимой для обеих поляризаций возбуждения, но с течением времени благодаря большим временам затухания π-компоненты излучения (см. рис.2 и 4), эта компонента излучения становится доминирующей, независимо от поляризации возбуждения. В результате по мере увеличения времени пребывания экситонов в магнитном поле t степень магнитоиндуцированной линейной поляризации экситонного излучения при возбуждении экситонов светом, поляризованным с $\mathbf{E}\perp\mathbf{B}$, уменьшается и даже меняет знак (рис.3, $t\ge0.2$ мкс). Как следствие, зависимость степени линейной поляризации интегрального по времени излучения экситонов от магнитного поля в случае возбуждения их светом с $\mathbf{E}\perp\mathbf{B}$ содержит два участка: $P_{\text{lin}}^Y(B)>0$ (при больших B) и $P_{\text{lin}}^Y(B)<0$ (при малых B). Первый из них обусловлен вкладом в излучение связанных экситонов в первые моменты их жизни, а другой – в последующие. Заметим, что выстраивание дипольных моментов триплетных экситонов сопровождается анизотропией в пространственной ориентации их спинов. Это наиболее очевидно в случае больших полей $B\gg\Delta/g_\perp\mu_0\approx0.2$ Тл. В этом случае состояния a и b практически активны только в поляризации $\mathbf{E}\|\mathbf{B}\|x$ и характеризуются проекциями спина $S_x=\pm1$, состояние c активно в поляризации $\mathbf{E}\perp\mathbf{B}$ и характеризуется проекцией спина $S_x=0$. Доминирование в экситонном излучении компоненты, поляризованной с $\mathbf{E}\|\mathbf{B}$ (π-компонента излучения), отвечает преимущественному заселению экситонами состояний с $S_x=\pm1$, а доминирование σ-компоненты излучения означает преимущественное заселение состояния с $S_x=0$.

Таким образом, исследование эффекта магнитоиндуцированной линейной поляризации экситонного излучении кристалла GaSe в поперечном поле в условиях резонансного возбуждения линейно поляризованным светом показало, что зависимости интенсивностей π- и σ-компонент излучения от магнитного поля в различные моменты жизни возбужденного состояния, $I_{\pi,\sigma}(B,t)$, различны, зависят от поляризации возбуждения и отличаются от аналогичных зависимостей, измеренных при межзонном возбуждении кристалла [10]. Это отличие наиболее ярко проявляется в начальный период жизни возбужденного состояния. Установлено, что в условиях резонансного возбуждения экситонов линейно поляризованным светом в системе связанных экситонов возникает оптическое выстраивание дипольных моментов экситонов, которое существенным образом определяет ориентацию дипольных моментов экситонов при $t < 2\tau_r$.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант # 07-02-01375).

1. П. П. Феофилов, *Поляризованная люминесценция атомов, молекул и кристаллов*, М.: Физматгиз, 1959.
2. *Excitons*, Eds. E. I. Rashba and M. D. Sturge, North-Holland, Amsterdam, 1982.
3. E. L. Ivchenko and G. E. Pikus, *Superlattices and other heterostructures: Symmetry and optical phenomena*, Springer-Verlag, 1995 [2nd edition, 1997].
4. Е. М. Гамарц, Е. Л. Ивченко, Г. Е. Пикус и др., ФТТ **22**, 3620 (1980).
5. Е. М. Гамарц, Е. Л. Ивченко, Г. Е. Пикус и др., ФТТ **24**, 2325 (1982).
6. В. П. Кочерешко, Е. Л. Ивченко, Д. Р. Яковлев, Ф. Лаваллар, ФТТ **40**, 2229 (1998).
7. K. Kowalik, O. Krebs, A. Lemaitre et al., Phys. Rev. B **77**, 161305 (2008).
8. E. Mooser and M. Schluter, Nuovo Cim. B **18**, 164 (1973).
9. Е. Л. Ивченко, Г. Е. Пикус, Б. С. Разбирин, А. Н. Старухин, ЖЭТФ **72**, 2230 (1977).
10. A. N. Starukhin, D. K. Nel'son, B. S. Razbirin, and E. L. Ivchenko, Phys. Rev. B **72**, 045206 (2005).
11. W. M. Chen, M. Godlewski, B. Monemar, and J. P. Bergman, Phys. Rev. B **41**, 5746 (1990).
12. Mt. Wagner, I. A. Buyanova, N. Q. Thinh et al., Phys. Rev. B **62**, 16572 (2000).
13. A. N. Starukhin, D. K. Nelson, and B. S. Razbirin, Phys. Rev. B **65**, 193204 (2002).
14. E. Sorman, W. M. Chen, A. Henry et al., Phys. Rev. B **51**, 2132 (1995).