

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

А. Н. Старухин<sup>1)</sup>, 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  $\pi$  и  $\sigma$ -компонент излучения. Установлено, что зависимости интенсивностей  $\pi$  и  $\sigma$ -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  $\mathbf{E} \parallel \mathbf{B}$  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  $A^{III}B^{VI}$  [4] в условиях непрерывного возбуждения светом с энергией фотонов  $h\nu_{\text{exc}} > E_g$  ( $E_g$  – ширина запрещенной зоны кристалла). Эффект обусловлен различным поведением в магнитном поле составляющих излучения, поляризованных вдоль и поперек поля ( $\pi$ - и  $\sigma$ -компоненты излучения, соответственно).

При непрерывном возбуждении зависимости интенсивностей  $\pi$ - и  $\sigma$ -компонент излучения от магнит-

ного поля определяются вкладами в излучение элементарных излучателей, возбужденных в различные моменты времени  $t$ , предшествующие моменту регистрации излучения:

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

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  $\pi$ - и  $\sigma$ -компонент излучения от магнитного поля в условиях резонансного возбуждения экситонных состояний значительно отличается от динамики аналогичных

<sup>1)</sup>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  $100 \text{ Вт/см}^2$ . Возбуждающий свет с энергией фотонов  $h\nu_{\text{exc}} = E_{FE} = 2.108 \text{ эВ}$  ( $E_{FE}$  – энергия образования прямого свободного триплетного экситона в состоянии с  $n = 1$  в кристалле GaSe) падал под малым углом к нормали ( $\mathbf{n} \parallel z$ ) к поверхности образца, излучение регистрировалось в направлении нормали, параллельно оптической оси кристалла  $c$  (геометрия “на отражение”). Спектральная ширина полосы возбуждения составляла  $\sim 1 \text{ мэВ}$ . Для регистрации спектров использовался дифракционный спектрометр, снабженный устройством счета фотонов с временным разрешением  $\sim 30$  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  $h\nu_{\text{exc}} > E_g$  приведен на рис.1. Наиболее коротковолновая линия спектра с максимумом вблизи  $h\nu = 2.108 \text{ эВ}$  обусловлена излучательной аннигиляцией прямых свободных триплетных экситонов, а линии  $\alpha$  и  $\beta$  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  $h\nu_{\text{exc}} = E_{FE}$  спектр излучения связанных экситонов  $\alpha$  и  $\beta$  сохраняет вид, приведенный на рис.1. При возбуждении кристалла светом на частоте перехода в основное состояние прямого триплетного свободного экситона распределение триплетных связанных экситонов  $\alpha$  и  $\beta$  по различным спиновым состояниям оказывается близким к тому, что возникает при возбуждении светом в кристалле непосредственно связанных экситонов [5]. Эта особенность связанных экситонов  $\alpha$  и  $\beta$  позволяет исследовать эффекты резонансного возбуждения в излучении связанных экситонов при ре-

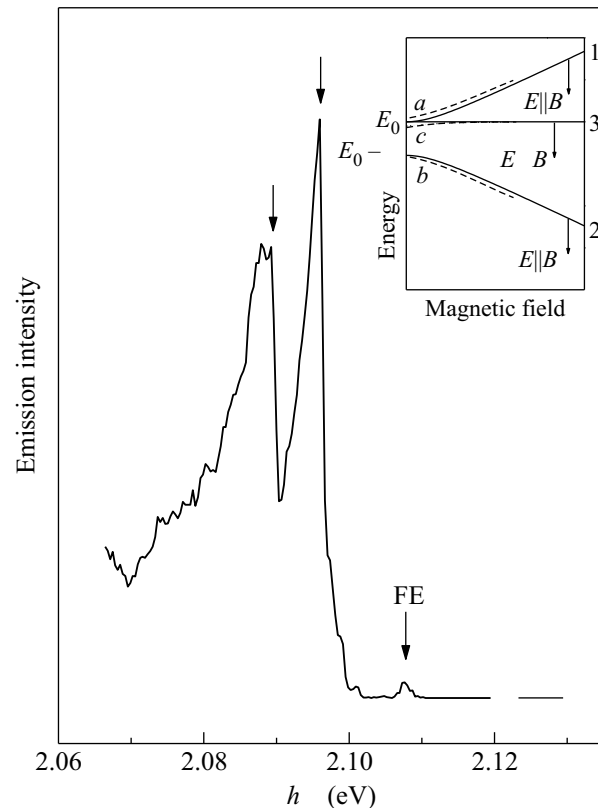


Рис.1. Спектр излучения кристалла GaSe,  $T = 2 \text{ К}$ . На вставке: схема энергетических уровней триплетного экситона в GaSe в магнитном поле  $\mathbf{B} \perp c$  при  $V = 0$  (сплошные линии) и  $V \neq 0$  (пунктир) (см. текст)

зонансном возбуждении светом свободных экситонов в состоянии с  $n = 1$ . Поскольку характер магнитооптических эффектов на линиях  $\alpha$  и  $\beta$  аналогичен, в дальнейшем мы ограничимся рассмотрением поведения линии  $\beta$ . Учитывая зависимость наблюдаемых эффектов от поляризации накачки, экспериментальные результаты представлены для двух состояний поляризации возбуждения  $\mathbf{E} \parallel \mathbf{B} \parallel x$  и  $\mathbf{E} \perp \mathbf{B}$  ( $\mathbf{B} \perp c$ ,  $\mathbf{B} \perp \mathbf{k}_{\text{photon}}$  – геометрия Фойгта).

**Возбуждение  $\mathbf{E} \parallel \mathbf{B}$ .** На рис.2 представлены зависимости интенсивности линии излучения  $\beta$  в поляризациях  $\mathbf{E} \parallel \mathbf{B}$  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.

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

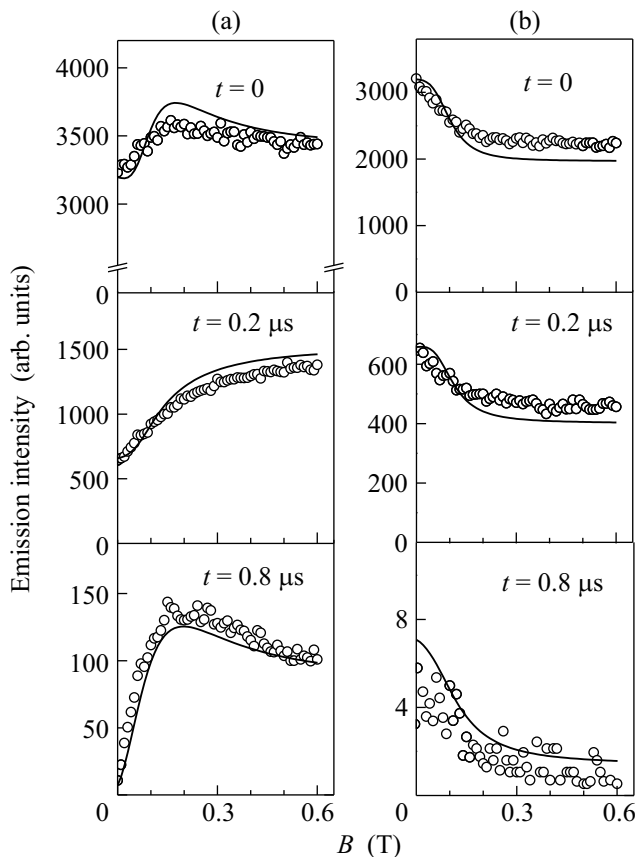


Рис. 2. Зависимости интенсивностей  $\pi$ - (a) и  $\sigma$ -компонент (b) излучения триплетного связанного экситона  $\beta$  от магнитного поля в различные моменты времени жизни экситонов  $t$  при возбуждении светом с  $h\nu_{\text{exc}} = E_{FE}$ . Поляризация возбуждения  $\mathbf{E} \parallel \mathbf{B}$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

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

**$\sigma$ -компонента излучения.** Интенсивность  $\sigma$ -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  $t \leq 2 \text{ мкс}$  (рис.2б).

**Поляризационные характеристики излучения.** Затухание  $\pi$ - и  $\sigma$ -компонент экситонного излуче-

ния в магнитном поле происходит с различными скоростями, что приводит к изменению степени магнитоиндуцированной линейной поляризации излучения триплетных экситонов, которую при возбуждении светом, поляризованным с  $\mathbf{E} \parallel \mathbf{B}$ , определим как

$$P_{\text{lin}}^X(B, t) = \frac{I_{\parallel}(B, t) - I_{\perp}(B, t)}{I_{\parallel}(B, t) + I_{\perp}(B, t)} = \frac{I_x(B, t) - I_y(B, t)}{I_x(B, t) + I_y(B, t)}, \quad (2)$$

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

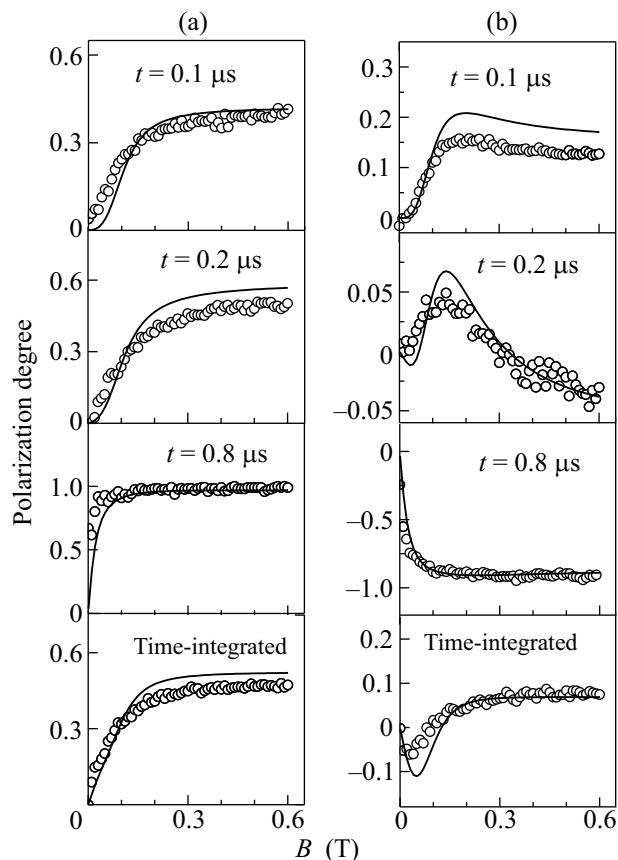


Рис. 3. Зависимость степени линейной поляризации излучения триплетного связанного экситона  $\beta$  от магнитного поля в различные моменты времени жизни возбужденного состояния  $t$  при возбуждении светом с  $h\nu_{\text{exc}} = E_{FE}$ . Поляризации возбуждения  $\mathbf{E} \parallel \mathbf{B}$ 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

степень поляризации плавно увеличивается от 0 до  $\sim 0.2$  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  $P_{\text{lin}}^X(B, t)$  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  $P_{\text{lin}}^X(B, t) > 0.9$  уже при  $B \approx 0.1$  Тл (рис.3а).

**Поляризация возбуждения  $\mathbf{E} \perp \mathbf{B}$ .  $\pi$ -компонента излучения.** При  $t \approx 0$  интенсивность  $\pi$ -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  $\pi$ -компоненты в поле меняется: она вначале уменьшается, достигает минимума, а затем вновь увеличивается (рис.4а,  $t = 0.1$  мкс). При

уже при  $t = 0.2$  мкс во всей области полей наблюдается монотонный рост величины  $I_x(B, t)$  (рис.4а,  $t = 0.2$  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.4а,  $t = 0.8$  мкс), максимум которого смещается в сторону малых полей с увеличением  $t$ . Отметим, что зависимости интенсивности  $\pi$ -компоненты от магнитного поля при резонансном возбуждении экситонов светом, поляризованным с  $\mathbf{E} \perp \mathbf{B}$  и  $\mathbf{E} \parallel \mathbf{B}$ , различны. Это различие особенно ярко проявляется при  $t < 0.2$  мкс; при  $t > 0.2$  мкс отличие носит, в основном, количественный характер.

**$\sigma$ -компонента излучения.** При  $t \approx 0$  интенсивность  $\sigma$ -компоненты,  $I_y(B, t)$ , увеличивается на  $\sim 15\%$  при увеличении поля от 0 до  $\sim 0.2$  Тл и далее практически не меняется. Описанный вид зависимости интенсивности  $\sigma$ -компоненты от магнитного поля в общих чертах сохраняется при дальнейшем изменении  $t$  в интервале от 0 до 0.4 мкс (рис.4б,  $t = 0.1$  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.4б,  $t = 0.8$  мкс).

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

$$P_{\text{lin}}^Y(B, t) = \frac{I_{\parallel}(B, t) - I_{\perp}(B, t)}{I_{\parallel}(B, t) + I_{\perp}(B, t)} = \frac{I_y(B, t) - I_x(B, t)}{I_y(B, t) + I_x(B, t)}. \quad (3)$$

Вид зависимости  $P_{\text{lin}}^Y(B, t)$  в различные моменты времени  $t$  приведен на рис.3б. При  $t = 0$  величина  $P_{\text{lin}}^Y(B, t)$  плавно растет в интервале полей от 0 до  $\sim 0.2$  Тл и далее почти не меняется. С увеличением  $t$  в зависимости  $P_{\text{lin}}^Y(B, t)$  формируется максимум при  $B \approx 0.15$  Тл (рис.3б,  $t = 0.1$  мкс и  $t = 0.2$  мкс), при этом, начиная с определенного момента времени, степень поляризации при определенном значении поля меняет знак (рис.3б,  $t = 0.2$  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.3б,  $t = 0.8$  мкс), достигая при  $t = 1.5$  мкс значения  $P_{\text{lin}}^Y(B, t) \approx -1$  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 свя-

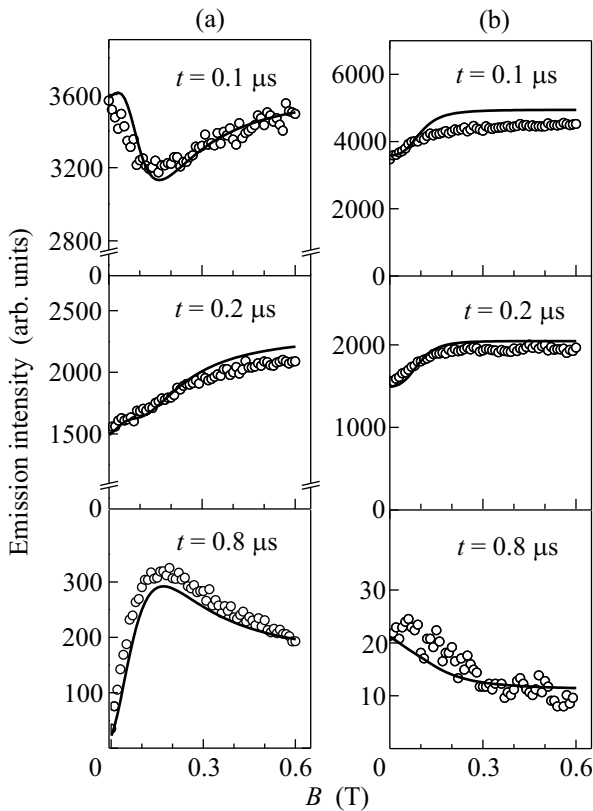


Рис.4. Зависимости интенсивностей  $\pi$ - (а) и  $\sigma$ -компонент (б) излучения триплетного связанного экситона  $\beta$  от магнитного поля в различные моменты времени жизни экситонов  $t$  при возбуждении светом с  $h\nu_{\text{exc}} = E_{FE}$ . Поляризация возбуждения  $\mathbf{E} \perp \mathbf{B}$ . 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

занных 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  $c$ :  $S_z = 0, \pm 1$ . Переходы в состояния с  $S_z = \pm 1$  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  $S_z = \pm 1$  на величину  $\Delta$  [5, 9].

Для анализа излучательных переходов в поперечном магнитном поле удобно перейти от базисных волновых функций  $|\pm 1\rangle$  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]

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

где  $\Omega = g_{\perp}\mu_0 B$ ,  $g_{\perp} \equiv g_{xx} = g_{yy}$  – поперечная компонента  $g$ -фактора экситона,  $\mu_0$  – 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  $\alpha$  и  $\beta$ , 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

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

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  $\tau_r$  – излучательное время жизни состояний  $|X\rangle$ ,  $|Y\rangle$ ,  $\tau_0$  – 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  $\alpha$  и  $\beta$  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  $\gamma$  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 состоянии ( $i = a, b, c$ ) можно записать в виде

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

$$I_y^i(B, t) \sim n_{0i}^{X,Y}(B)C_{2i}^2(B)\tau_r^{-1} \exp[-t/\tau_i(B)],$$

где  $n_{0i}^{XY}(B)$  – начальная заселенность  $i$ -го состояния (при  $t = 0$ ), зависящая от интенсивности и поляризации накачки  $\mathbf{E} \parallel \mathbf{B}$  (“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

$$I_x(B, t) = \sum_i I_x^i(B, t),$$

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

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],  $\tau_r = 115 \cdot 10^{-9}$  с [10, 13],  $\tau_0 = 7 \cdot 10^{-6}$  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  $\Delta t \approx 30$  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  $\pi$ - и  $\sigma$ -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  $\mathbf{E} \parallel \mathbf{B}$  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  $\mathbf{E} \parallel \mathbf{B}$  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 экс-

тонного резонанса. Как следует из временной зависимости эффекта (рис.3), в первые моменты жизни экситонов ( $t \leq 0.1$  мкс) степень оптического выстраивания экситонов, характеризуемая степенью линейной поляризации излучения, оказывается сравнимой для обеих поляризаций возбуждения, но с течением времени благодаря большим временам затухания  $\pi$ -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,  $t \geq 0.2$  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  $B \gg \Delta/g_{\perp}\mu_0 \approx 0.2$  Тл. В этом случае состояния  $a$  и  $b$  практически активны только в поляризации  $\mathbf{E} \parallel \mathbf{B}$  и характеризуются проекциями спина  $S_x = \pm 1$ , состояние с активно в поляризации  $\mathbf{E} \perp \mathbf{B}$  и характеризуется проекцией спина  $S_x = 0$ . Доминирование в экситонном излучении компоненты, поляризованной с  $\mathbf{E} \parallel \mathbf{B}$  ( $\pi$ -компонента излучения), отвечает преимущественному заселению экситонами состояний с  $S_x = \pm 1$ , а доминирование  $\sigma$ -компоненты излучения означает преимущественное заселение состояния с  $S_x = 0$ .

Таким образом, исследование эффекта магнитоиндуцированной линейной поляризации экситонного излучения кристалла GaSe в поперечном поле в условиях резонансного возбуждения линейно поляризованным светом показало, что зависимости интенсивностей  $\pi$ - и  $\sigma$ -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 оп-

тическое 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 [2<sup>nd</sup> 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. M. 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).