

Резонансная оптическая ориентация и выстраивание экситонов в сверхрешетках

© В.П. Кочерешко, Е.Л. Ивченко, Д.Р. Яковлев, Ф. Лаваллар*

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

* Groupe de Physique des Solides, URA 17 du CNRS, Universites Paris 6 et 7, 2 Place Jussieu,
75251 Paris cedex 05, France

(Поступила в Редакцию 7 апреля 1998 г.
В окончательной редакции 25 мая 1998 г.)

Методами оптической ориентации и оптического выстраивания дипольных моментов исследованы экситонные состояния в короткопериодных сверхрешетках GaAs/AlGaAs. Изучено влияние магнитного поля в геометриях Фарадея и Фойгта на степень линейной и циркулярной поляризации фотолюминесценции при резонансном и нерезонансном возбуждении. Определены константы электрон-дырочного обменного взаимодействия в экситоне.

Использование методов оптической ориентации носителей для исследования квазидвумерных полупроводниковых объектов, таких как гетеропереходы, структуры с квантовыми ямами (КЯ) и сверхрешетки (СР), позволяет определить целый ряд важных параметров, характеризующих спектр носителей в таких структурах. Методом оптической ориентации были измерены g -факторы, времена жизни и времена спиновой релаксации электронов [1], времена релаксации электронного импульса [2,3]; в короткопериодных СР удалось исследовать процессы локализации носителей [4] и определить сечение связывания носителей в экситон [5]. Методы оптической ориентации и выстраивания экситонов успешно использовались в комбинации со спектроскопией с временным разрешением [6–8].

При оптической ориентации носителей циркулярно поляризованным возбуждением рождает электрон-дырочные пары с заданной проекцией углового момента. В условиях нерезонансного фотовозбуждения с энергией кванта больше ширины запрещенной зоны электрон и дырка, рождаемые падающим фотоном, релаксируют независимо друг от друга. Степень циркулярной поляризации вторичного излучения определяется суммой степеней ориентации электронов ρ_e и дырок ρ_h

$$P_{\text{cir}} = \frac{\rho_e + \rho_h}{1 + \rho_e \rho_h},$$

где $\rho_e = \frac{\tau_s^e}{\tau_s^e + \tau^e} \rho_e^0$, $\rho_h = \frac{\tau_s^h}{\tau_s^h + \tau^h} \rho_h^0$, τ^e , τ^h — времена жизни, а τ_s^e , τ_s^h — времена спиновой релаксации электронов и дырок, ρ_h^0 , ρ_e^0 — начальные ориентации дырок и электронов.

Информацию об экситонных состояниях получают при исследовании степени циркулярной (линейной) поляризации фотолюминесценции (ФЛ) при резонансном циркулярно (линейно) поляризованном фотовозбуждении, как это было показано в объемных полупроводниках [9,10].

При резонансном фотовозбуждении с энергией, близкой к энергии экситонного резонанса, происходит непосредственное рождение экситона. Величина степени

поляризации вторичного излучения при циркулярно поляризованном возбуждении в этом случае определяется процессами спиновой релаксации экситона как целого. Различие степеней поляризации экситонной ФЛ при резонансном и нерезонансном фотовозбуждении определяется различием механизмов спиновой релаксации для экситонов и носителей.

При резонансном возбуждении экситонов линейно поляризованным светом происходит заселение линейной комбинации экситонных состояний с проекцией углового момента $+1$ и -1

$$|1/2, -3/2\rangle \pm |-1/2, 3/2\rangle,$$

т.е. состояний с заданным дипольным моментом.

Степень линейной поляризации вторичного излучения определяется процессами релаксации дипольного момента экситона. Это явление называют эффектом оптического выстраивания дипольных моментов экситонов. Эффект оптического выстраивания возможен только при резонансном, линейно поляризованном фотовозбуждении.

Наиболее перспективным для изучения структуры экситонных состояний является исследование влияния магнитного поля на поляризацию фотолюминесценции в условиях оптического выстраивания экситонов. Это позволяет определить такие экситонные параметры, как величину g -фактора, время жизни экситона τ и величину электрон-дырочного обменного взаимодействия Δ в экситоне.

В данной работе мы использовали метод резонансной оптической ориентации и оптического выстраивания дипольных моментов экситонов в магнитных полях в геометрии Фарадея и Фойгта для исследования свободных и локализованных экситонов в короткопериодных СР GaAs/AlGaAs и для определения экситонных параметров.

1. Теория

Мы используем здесь формализм матрицы плотности для описания оптической ориентации и выстраивания экситонов. В режиме непрерывного фотовозбуждения

компоненты $\rho_{mm'}$ экситонной матрицы плотности удовлетворяют уравнению [11]

$$-\left(\frac{\partial \rho}{\partial t}\right)_{\text{rec}} - \left(\frac{\partial \rho}{\partial t}\right)_{\text{sr}} + \frac{i}{\hbar}[H_{\text{exch}}\rho] + \frac{i}{\hbar}[H_{\mathbf{B}}\rho] = G. \quad (1)$$

Члены в левой части уравнения описывают экситонную рекомбинацию, спиновую релаксацию, обменное взаимодействие и эффект Зеемана в присутствии внешнего магнитного поля \mathbf{B} , G — матрица генерации. Состояния $e1-hh1$ тяжелого экситона $|s, j\rangle$ характеризуется спиновым состоянием электрона $|s = \pm 1/2\rangle$ и дырки ($j = \pm 3/2$). Для систем с симметрией D_{2d} электрон-дырочное обменное взаимодействие приводит к расщеплению четырехкратно вырожденного основного состояния экситона ($n = 1$) на три состояния: $A_1 + A_2 + E$. Двукратно вырожденное состояние E с проекциями углового момента $|1/2, -3/2\rangle$ и $|-1/2, 3/2\rangle$ является дипольно активным. Состояния A_1 и A_2 с моментом $|-1/2, -3/2\rangle$ и $|1/2, 3/2\rangle$ дипольно запрещены. С учетом того, что поперечный g -фактор тяжелой дырки пренебрежимо мал, линейный по магнитному полю гамильтониан имеет вид

$$H_{\mathbf{B}} = \frac{1}{2}\mu_0 \left(g_e^{\parallel} \sigma_{ez} B_z + g_e^{\perp} \boldsymbol{\sigma}_{\perp} \mathbf{B}_{\perp} + g_h^{\parallel} \sigma_{hz} B_z \right), \quad (2)$$

где $\sigma_{l\alpha}$ — матрицы Паули для электронов ($l = e$) и дырок ($l = h$). В общем случае g -фактор электрона в СР $\text{GaAs}/\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ анизотропен: $g_e^{\parallel} \neq g_e^{\perp}$ [12]. Рекомбинационный член $(\partial \rho / \partial t)_{\text{rec}}$ диагонален в базисе состояний A_1, A_2 и E .

$$\left(\frac{\partial \rho_{n,n'}}{\partial t}\right)_{\text{rec}} = -\frac{1}{2} \left(\frac{1}{\tau_n} + \frac{1}{\tau_{n'}} \right) \rho_{n,n'}, \quad (3)$$

где τ_n — время жизни состояния n . Очевидно, что время жизни τ дипольно активного состояния E короче, чем время жизни τ_0 дипольно запрещенных состояний A_1 и A_2 . Если релаксация электронного и дырочного спинов в экситоне происходит независимо и обменное расщепление мало по сравнению с температурой $k_B T$, член, описывающий спиновую релаксацию, в базисе s, j принимает вид

$$\begin{aligned} \left(\frac{\partial \rho_{s_j, s'_j}}{\partial t}\right)_{\text{sr}} = & -\frac{1}{\tau_s} \left(\rho_{s_j, s'_j} - \frac{1}{2} \delta_{ss'} \sum_{s''} \rho_{s'' j, s'' j} \right) \\ & - \frac{1}{\tau_s} \left(\rho_{s_j, s'_j} - \frac{1}{2} \delta_{jj'} \sum_{j''} \rho_{s j'', s' j''} \right). \end{aligned} \quad (4)$$

Вид матрицы генерации $G_{mm'}$ существенно зависит от условий возбуждения: используется ли резонансное возбуждение, когда энергия падающего фотона близка к энергии экситонного резонанса, или нерезонансное возбуждение, когда экситоны образуются путем связывания фоторожденных электронов и дырок.

Используя уравнения (1)–(4), можно рассчитать компоненты $\rho_{mm'}$, а также интенсивность люминесценции I ,

циркулярную поляризацию люминесценции

$$P_{\text{cir}} = \frac{I_{\sigma^+} - I_{\sigma^-}}{I_{\sigma^+} + I_{\sigma^-}} \quad (5a)$$

и линейную поляризацию

$$P_{\text{lin}} = \frac{I_1 - I_2}{I_1 + I_2}, \quad P'_{\text{lin}} = \frac{I_{1'} - I_{2'}}{I_{1'} + I_{2'}} \quad (5b)$$

относительно прямоугольных осей $I, 2$ и $I', 2'$, где ось I' повернута на угол 45° относительно оси I . Для вторичного излучения, испущенного в направлении нормали к интерфейсу, справедливы следующие соотношения:

$$\begin{aligned} I & \propto \rho_{1,1} + \rho_{-1,-1}, \quad P_{\text{cir}} = \frac{\rho_{1,1} - \rho_{-1,-1}}{\rho_{1,1} + \rho_{-1,-1}}, \\ P_{\text{lin}} & = \frac{2\text{Re}\{\rho_{1,-1}\}}{\rho_{1,1} + \rho_{-1,-1}}, \quad P'_{\text{lin}} = \frac{2\text{Im}\{\rho_{1,-1}\}}{\rho_{1,1} + \rho_{-1,-1}}. \end{aligned} \quad (5c)$$

В разделе 2 представлены экспериментальные данные, полученные на СР типа I, и проводится их сопоставление с теорией. Мы используем следующие упрощающие предположения: пренебрегаем членом, описывающим спиновую релаксацию экситонов в уравнении (1), и учитываем только спиновую релаксацию свободных носителей до их связывания в экситон (при нерезонансном оптическом возбуждении).

2. Эксперимент

В работе исследовались СР типа I — $\text{GaAs}/\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$, полученные методом молекулярно пучковой эпитаксии на подложках GaAs с ориентацией (100). Структуры специально не легировались, фоновая концентрация примесей составляла 10^{15} cm^{-3} . Период СР варьировался от 35 до 50 Å, число периодов во всех образцах равнялось 50. Для уменьшения влияния поверхности снаружи СР покрывались слоем $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ толщиной 2000 Å. Исследовались низкотемпературные ($T = 1.6 \text{ K}$) спектры ФЛ, возбуждения ФЛ, оптической ориентации и отражения в магнитном поле до 7 Т в геометриях Фарадея и Фойгта. Для измерения степени циркулярной и линейной поляризации использовался кварцевый модулятор, работающий в режиме пластинки $\lambda/4$. Спектры ФЛ с временным разрешением снимались при возбуждении короткими импульсами в 2 ps от Ar-лазера в режиме синхронизации мод. ФЛ регистрировалась стрик-камерой с разрешением 25 ps.

1) Оптическое выстраивание экситонов. В спектре ФЛ исследованных структур при непрерывном неполяризованном возбуждении HeNe-лазером с интенсивностью 100 mW/cm^2 наблюдается яркая линия ФЛ ($e1-hh1$), связанная с рекомбинацией тяжелого экситона. Нами были измерены спектры отражения этих структур и определены резонансные частоты экситонных переходов. Установлено, что стоксов сдвиг между максимумом линии ФЛ и резонансной частотой $\hbar\omega_0$ экситонного перехода в наших образцах не превышает 1 meV (рис. 1, a).

При нерезонансном фотовозбуждении ФЛ линейно поляризованным светом с энергией кванта, превышающей ширину запрещенной зоны СР ($\hbar\omega > E_g$), эффектов оптического выстраивания не наблюдается. При этом степень оптической ориентации при циркулярно поляризованном фотовозбуждении также мала и не превышает 5%.

При резонансном возбуждении квантом с энергией $\hbar\omega_{ex} < E_g$, когда в процессе поглощения фотона происходит непосредственное рождение экситона, наблюдается эффект оптического выстраивания экситонов линейно поляризованным светом (рис. 1, b). Наблюдаемая линейная поляризация экситонной ФЛ имеет сильную спек-

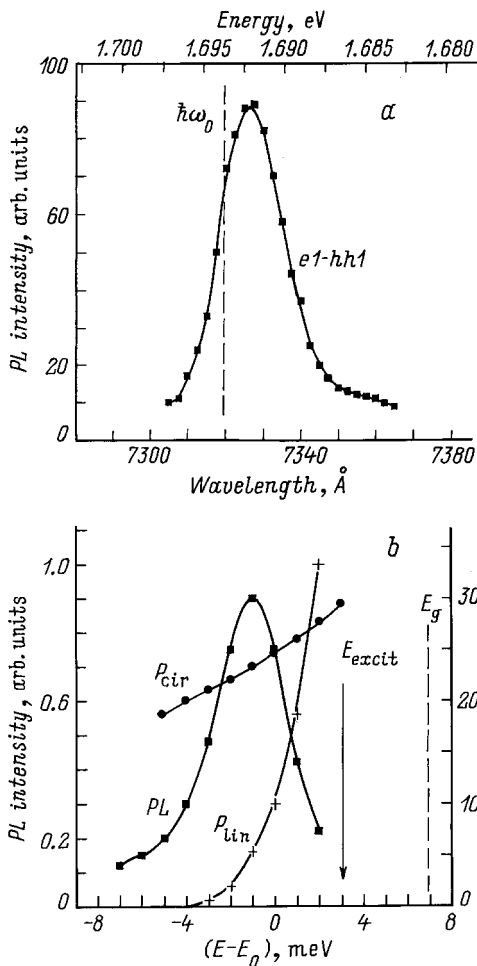


Рис. 1. а) Спектр сверхрешетки GaAs/Al_{0.3}Ga_{0.7}As (20/20 Å) × 50 в области тяжелого экситона, снятый при температуре 1.6 К при возбуждении HeNe-лазером мощностью 100 мВт/см². Штриховой линией показано положение экситонного резонанса, определенное из спектров отражения. б) Спектральная зависимость степени линейной поляризации люминесценции P_{lin} при линейно поляризованном квазирезонансном возбуждении и степени циркулярной поляризации P_{cir} при циркулярно поляризованном возбуждении; в единицах "расстройки" ($E_0 - E$), где E — энергия регистрации, E_0 — положение экситонного резонанса. Штриховой линией показано положение E_x . Стрелкой показана энергия возбуждения.

тральную зависимость, связанную с процессами локализации экситонов. Линейная поляризация ФЛ пропадает при увеличении $\hbar\omega_{ex}$ выше E_g сверхрешетки.

В условиях резонансного возбуждения заметно возрастает и степень оптической ориентации экситонов благодаря подавлению спиновой релаксации носителей, связанных в экситон. Максимальная наблюдаемая степень линейной и циркулярной поляризации составляет ~ 30% вместо ожидаемых 100% (рис. 1, b). Эта величина изменяется от образца к образцу и в наших структурах не превышает 40%. Мы считаем, что такое понижение степени поляризации ФЛ обусловлено процессами деполяризации при рассеянии света на неоднородностях поверхности образца при входе и выходе излучения. Этот эффект можно учесть, умножая истинную степень поляризации на деполяризующий множитель $f_d < 1$.

На рис. 2, а представлена зависимость степени линейной поляризации экситонной ФЛ при квазирезонансном линейно поляризованном фотовозбуждении от величины продольного магнитного поля в геометрии Фарадея. Кривая 1 регистрировалась в осях (x, y), совпадающих с направлением поляризации возбуждающего света, кривая 2 регистрировалась в осях (x', y'), повернутых на 45° относительно поляризации возбуждающего света. Магнитное поле в геометрии Фарадея расщепляет экситонные состояния с проекцией углового момента $|m\rangle = \pm 1$ и эффективным g -фактором экситона $g_{exc}^{\parallel} = |g_e^{\parallel} + g_{hh}^{\parallel}|$. Это приводит как к повороту плоскости поляризации линейно поляризованного света, так и к его деполяризации. Используя формализм матрицы плотности (см. раздел 1), можно получить выражения для степени линейной (P_{lin}) (циркулярной P_{cir}) поляризации излучения при линейно (циркулярно) поляризованном резонансном возбуждении в продольном магнитном поле

$$P_{cir}(B_z) = P_{cir}(0), \quad (6)$$

$$P_{lin}(B_z) = \frac{P_{lin}(0)}{1 + (\Omega_{\parallel}\tau)^2}, \quad P'_{lin}(B_z) = \frac{P_{lin}(0)\Omega_{\parallel}\tau}{1 + (\Omega_{\parallel}\tau)^2}, \quad (7)$$

где $\hbar\Omega_{\parallel} = g_{exc}^{\parallel}\mu_0 B_z$, τ — время жизни экситона, B_z — z -компонента магнитного поля, P'_{lin} — степень линейной поляризации, измеренная в осях (x', y'). Для простоты мы пренебрегли в (7) спиновой релаксацией экситона. Соотношения (7) описывают индуцированный магнитным полем поворот плоскости поляризации света и его частичную деполяризацию (эффект Ханле). Полуширина кривой $P_{lin}(B_z)$ дается выражением

$$B_{1/2} = (|g_{exc}^{\parallel}|\mu_0\tau)^{-1}.$$

Отсюда, зная величину g -фактора экситона, можно определить время жизни экситона τ , и наоборот: измерив независимо время жизни, можно определить g -фактор. Полуширина кривой деполяризации, определенная из рис. 2, а, равна 0.2 Т. Взяв для оценки $|g_{exc}^{\parallel}| \approx 1$, получаем $\tau = 350$ ps, что представляется весьма разумным и

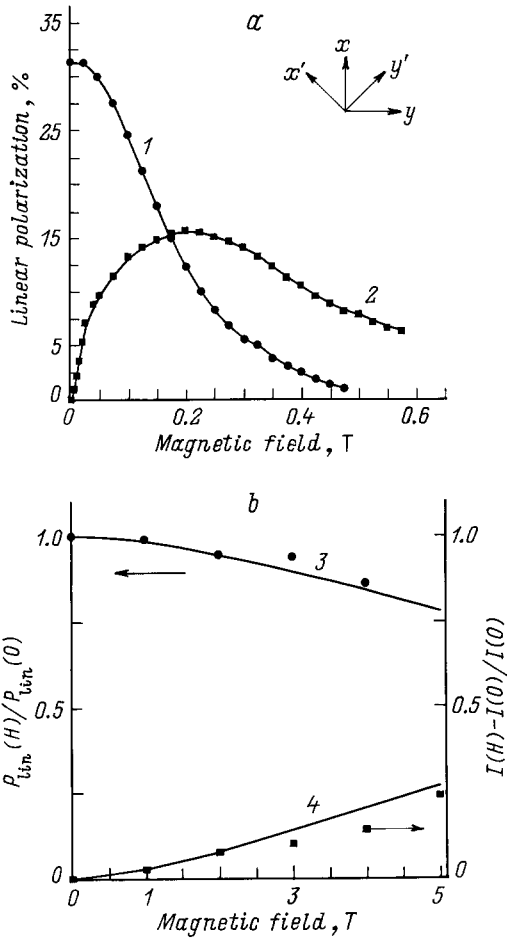


Рис. 2. *a*) Зависимость степени линейной поляризации фотолюминесценции при линейно поляризованном возбуждении $P_{\text{lin}}(H_{\parallel})$ от магнитного поля в геометрии Фарадея. Кривая 1 снята в осях (x, y) , совпадающих с поляризацией возбуждения, кривая 2 снята в осях (x', y') , повернутых на 45° относительно (x, y) . *b*) Зависимость степени линейной поляризации фотолюминесценции при линейно поляризованном возбуждении $P_{\text{lin}}(H_{\perp})$ от магнитного поля в геометрии Фойгта (кривая 3), зависимость полной интенсивности I люминесценции от магнитного поля (кривая 4).

согласуется с прямыми измерениями временной кинетики. Знак $g_{\text{exc}}^{\parallel}$ легко установить, зная знак отношения $P'_{\text{lin}}(B_z)/P_{\text{lin}}(0)$. Максимальная степень поляризации в осях (x', y') достигает 0.5 от максимальной степени поляризации в осях (x, y) , что свидетельствует об отсутствии какой-либо анизотропии в плоскости образца.

Магнитное поле в геометрии Фойгта ($B \perp z$) приводит к смешиванию дипольно-активных экситонных состояний $| -1/2, 3/2 \rangle$ (или $| 1/2, -3/2 \rangle$) с угловым моментом ± 1 и дипольно-запрещенных состояний $| 1/2, 3/2 \rangle$ (или $| -1/2, -3/2 \rangle$) с моментом ± 2 . Величина этого смешивания определяется отношением величины зеемановского расщепления ($g_{\text{exc}}^{\perp} \mu_0 B_{\perp}$) состояний E и A_1, A_2 в поперечном магнитном поле и константы обменного взаимодействия в экситоне Δ . Из-за большой величины

расщепления состояний легких и тяжелых дырок в g_{exc}^{\perp} вносит вклад только электронный g -фактор.

Кривая деполаризации оптического выстраивания экситонов в поперечном магнитном поле представлена на рис. 2, *b* (кривая 3). Наряду с деполаризующим действием поперечного магнитного поля, наблюдается рост интенсивности излучения (кривая 4 на рис. 2, *b*). Этот эффект прямо указывает на смешивание состояний дипольно-активных и дипольно-запрещенных экситонов поперечным магнитным полем и свидетельствует о большом различии времен жизни в этих состояниях. В поперечном магнитном поле полная интенсивность ФЛ и степень линейной поляризации ФЛ даются формулами

$$I(B_{\perp}) = I(0) \frac{1 + \frac{\tau}{\tau_0} + (1 + \eta)u}{\left(1 + \frac{\tau}{\tau_0}\right)(1 + u)}, \quad (8a)$$

$$P_{\text{lin}}(B_{\perp}) = P_{\text{lin}}(0) \frac{1 + \frac{\tau}{\tau_0} + u}{1 + \frac{\tau}{\tau_0} + (1 + \eta)u}, \quad (8b)$$

где

$$u = \frac{\Omega_{\perp}^2 \tau \tau_0}{1 + (\Delta \bar{\tau} / \hbar)^2} \cong \frac{1}{4} \left(\frac{\hbar \Omega_{\perp}}{\Delta} \right)^2 \frac{(\tau + \tau_0)}{\tau \tau_0}, \quad (9)$$

$\bar{\tau} = 2\tau\tau_0/(\tau + \tau_0)$, $\hbar\Omega_{\perp} = |g_e^{\perp}| \mu_0 B_{\perp}$; предполагается, что $\hbar/\bar{\tau} \ll \Delta$. Для простоты мы пренебрегли в (8) обменным расщеплением $\Delta_{1,2}$ между состояниями A_1 и A_2 ($\Delta_{1,2} = 0$ соответствует цилиндрической симметрии, а $\Delta_{1,2} \neq 0$ — тетрагональной анизотропии). Чтобы получить изменение P_{lin} в поперечном магнитном поле, мы предполагали, что даже при резонансном возбуждении некоторая часть экситонов рождается в оптически неактивном состоянии $| \pm 2 \rangle$ так, что $G_{2,2}$, $G_{-2,-2}$ и отношение

$$\eta = \frac{G_{2,2} + G_{-2,-2}}{G_{1,1} + G_{-1,-1}} \quad (10)$$

отличны от нуля. Из (8) следует, что $I(B_{\perp})/I(0) < (1 + \eta)$ и $P_{\text{lin}}(B_{\perp})/P_{\text{lin}}(0) \geq (1 + \eta)^{-1}$. Кроме того, так как τ_0 много больше τ , то произведение $P_{\text{lin}}(B_{\perp})I(B_{\perp})$ не зависит от магнитного поля B .

Подгонка зависимостей $P_{\text{lin}}(B_{\perp})$ и $I(B_{\perp})$ в соответствии с формулами (8a) и (8b) представлена на рис. 2, *b* сплошной кривой. В результате были определены экситонные параметры

$$\Delta = 0.05 \text{ meV}, \quad g_{\text{ex}}^{\perp} = 0.05, \quad g_{\text{ex}}^{\parallel} = 1, \quad \tau = 3.5 \cdot 10^{-10} \text{ s}.$$

Таким образом, метод оптического выстраивания экситонов позволяет выделить в относительно широкой полосе экситонного излучения состояния, отвечающие рекомбинации свободного экситона, и определить экситонные параметры: время жизни, g -фактор, величину электрон-дырочного обменного взаимодействия.

2) Оптическая ориентация экситонов и носителей. В отличие от оптического выстраивания оптическая ориентация может наблюдаться как на экс-

тонах, так и на несвязанных электрон-дырочных парах, т. е. как при резонансном возбуждении с непосредственным рождением экситонов, так и при нерезонансном оптическом возбуждении, когда экситон образуется путем связывания "неблизнецовых" электронов и дырок. При этом степень поляризации ФЛ определяется процессом спиновой релаксации экситонов и носителей и может сильно различаться в зависимости от условий фотовозбуждения. При резонансном фотовозбуждении квантом с энергией на 2 meV выше экситонного резонанса наблюдаемая циркулярная поляризация ФЛ составляла 30%, тогда как при нерезонансном возбуждении выше E_g СР — всего 5%. Малая степень циркулярной поляризации в этом случае объясняется сильной спиновой релаксацией электронов и дырок (причем спиновая релаксация дырок на порядок выше, чем для электронов (см. [13]) за счет линейных по K членов в электронной мини-зоне СР.

На рис. 3, *a* представлена зависимость степени циркулярной поляризации ФЛ $P_{\text{cir}} = [P_{\text{cir}}(\sigma^+, B_z) - P_{\text{cir}}(\sigma^-, B_z)]/2$ от величины продольного магнитного

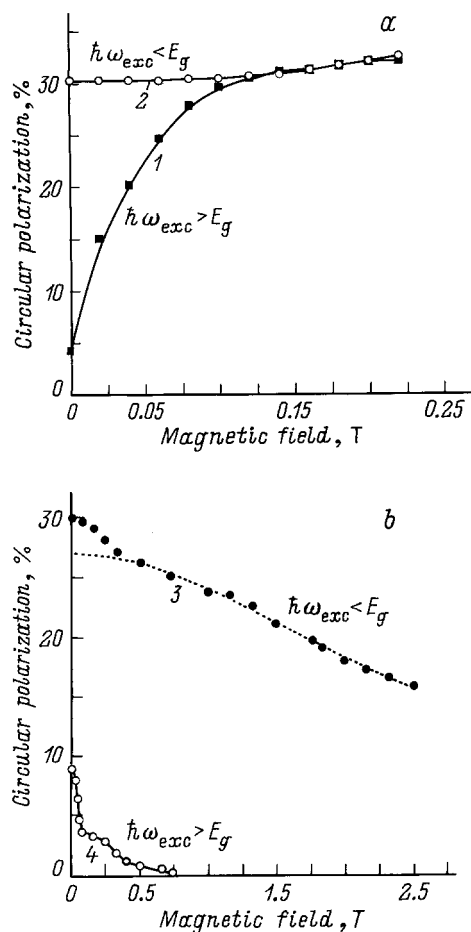


Рис. 3. Зависимости степени циркулярной поляризации фотолуминесценции при циркулярно поляризованном возбуждении от магнитного поля в геометриях Фарадея (*a*) и Фойгта (*b*). 1, 4 — при нерезонансном возбуждении, 2, 3 — при резонансном возбуждении экситонов.

поля B_z для двух различных режимов фотовозбуждения циркулярно поляризованным светом.

При нерезонансном возбуждении с $\hbar\omega > E_g$ СР (кривая 1 на рис. 3, *a*) наблюдается значительный рост степени циркулярной поляризации ФЛ P_{cir} в продольном магнитном поле. Степень поляризации растет с 5 до 30%, наблюдаемая при резонансном возбуждении с $\hbar\omega \approx E_g$. Мы связываем малую величину P_{cir} с эффективным действием прецессионного механизма спиновой релаксации Дьяконова–Переля. Рост P_{cir} в слабом продольном магнитном поле связан с подавлением этого механизма и описывается соотношением [14]

$$\frac{1}{\tau_s(B)} = \left(\frac{\beta}{\hbar}\right)^2 \left\langle \frac{K_{\perp}^2 \tau_p}{1 + (\Omega_c \tau_p)^2} \right\rangle.$$

Здесь τ_s — время спиновой релаксации, τ_p — время релаксации импульса электрона, $\Omega_c = eB_z/m_{\perp}c$ — циклотронная частота, m_{\perp} — эффективная масса электрона в нижней мини-зоне, $m_{\perp} = m_{xx} = m_{yy}$, βK_{\perp} — линейное по K расщепление электронной мини-зоны. Угловые скобки означают усреднение по стационарной функции распределения фотоэлектронов. Из полуширины кривой $P_{\text{cir}}(B_z)$ можно определить время релаксации импульса электрона τ_p . Для нашей структуры $\tau_p \approx 10$ ps.

При резонансном рождении экситонов непосредственно световым квантом степень циркулярной поляризации ФЛ максимальна и не зависит от величины продольного магнитного поля B_z (кривая 2 на рис. 3, *a*). Отсутствие влияния продольного магнитного поля на поляризацию излучения экситонов объясняется тем, что прецессионный механизм спиновой релаксации носителей Дьяконова и Переля не эффективен для локализованных экситонов и подавлен обменным взаимодействием для свободных экситонов. Совпадение предельных величин степени поляризации для кривых 1 и 2 на рис. 3, *a* подтверждает вывод о том, что отличие максимальной степени поляризации от 100% вызвано посторонними причинами (например, неоднородностью поверхности).

В поперечном магнитном поле в геометрии Фойгта наблюдается эффект Ханле на экситонах и носителях. На рис. 3, *b* представлены зависимости степени циркулярной поляризации ФЛ P_{cir} от величины поперечного магнитного поля при двух режимах оптического возбуждения циркулярно поляризованным светом: на 1 meV выше экситонного резонанса (кривая 3) и при нерезонансном возбуждении выше E_g СР (кривая 4). На кривой 3 отчетливо выделяются два контура Ханле. Один контур широкий с полушириной $B_{1/2} \approx 5$ Т и относительно большой поляризацией. Второй контур имеет полуширину $B_{1/2} \approx 0.5$ Т. Широкий контур Ханле исчезает при переходе к нерезонансному фотовозбуждению, и его можно связать с вкладом экситонов. Узкий контур, связанный с эффектом Ханле на электронах, сохраняется и при переходе к нерезонансному возбуждению (кривая 4 на рис. 3, *b*). Соотношение между долей экситонного вклада и долей вклада носителей в степень поляризации ФЛ изменяется по контуру полосы экситонного излучения

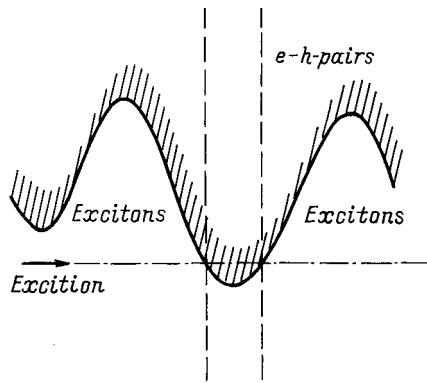


Рис. 4. Схема процесса возбуждения экситона при наличии флуктуаций ширины запрещенной зоны.

($e1-hh1$). Широкий контур депolarизации, представляющий вклад экситонов, описывается выражением

$$P_{\text{cir}}(B_{\perp}) = \frac{P_{\text{cir}}(0)}{1 + (B_{\perp}/B_{1/2})^4}, \quad (11)$$

$$B_{1/2}^{-1} = |g_e^{\perp}| \mu_0 \left(\frac{|\Delta_{12}| \tau}{2\hbar \Delta_1 \Delta_2} \right)^{1/2}. \quad (12)$$

Здесь мы учли обменное расщепление термов A_1 и A_2 : Δ_i ($i = 1, 2$) — расщепление уровней E и A_i , $\Delta_{12} = \Delta_1 - \Delta_2$. Допущение $\Delta_1 \neq \Delta_2$ ведет к квадратичному по B_{\perp} расщеплению экситонного дублета E и подавлению оптической ориентации в поперечном магнитном поле и не влияет на линейную поляризацию P_{lin} при $\eta = 0$ и $B \parallel 1$ или $B \parallel 2$.

Таким образом, при резонансной оптической ориентации экситонов проявляются два вклада: 1) от экситонов, которые родились, релаксировали по энергии и импульсу и аннигилировали как целое (широкий контур Ханле); 2) от экситонов, которые на каком-то этапе существовали в виде несвязанных носителей, затем связались в экситон и аннигилировали (узкий контур Ханле). Сосуществование этих двух вкладов указывает на наличие флуктуаций ширины запрещенной зоны СР (рис. 4). Тогда при фотовозбуждении ниже средней ширины запрещенной зоны СР находятся участки, в которых E_g еще меньше. В этих участках возбуждающий свет рождает не связанные в экситон электрон-дырочные пары, которые могут вносить вклад в экситонное излучение. Пространственные размеры этих флуктуаций сравнимы с длиной свободного пробега носителей.

3. Обсуждение результатов

Роль локализации носителей и экситонов на флуктуациях E_g прослеживается и в пикосекундной кинетике излучения (рис. 5). На этом рисунке представлены спектральные зависимости времени разгорания τ_r и времени спада τ_d экситонной ФЛ. Здесь же показана

спектральная зависимость степени оптического выстраивания экситонов P_{lin} .

На контуре экситонной ФЛ можно выделить три характерных участка.

1) Коротковолновый край полосы экситонной ФЛ. Этот участок характеризуется малым временем разгорания ФЛ, большой степенью линейной поляризации ФЛ и сравнительно небольшим временем спада ФЛ. Доля широкого (экситонного) контура Ханле на этом краю максимальна. Это свидетельствует о том, что вклад в коротковолновое крыло линии экситонной ФЛ вносят преимущественно свободные экситоны.

2) Средняя часть полосы, в области максимума экситонной ФЛ. Этот участок характеризуется резким увеличением τ_r , малой величиной степени линейной поляризации и возросшим τ_d . Это указывает на то, что максимум ФЛ, находящийся на ~ 1 meV ниже резонансной частоты экситона, определенной из спектров отражения, соответствует излучению локализованных экситонов, когда экситон локализован как целое и локализация не влияет на внутреннюю структуру экситона, что проявляется в наличии слабой линейной поляризации ФЛ.

3) Длинноволновое крыло линии излучения характеризуется отсутствием линейной поляризации ФЛ, большой величиной τ_r и τ_d . Этот участок соответствует излучению глубоко локализованных экситонов, когда при локализации и сопровождающей ее энергетической

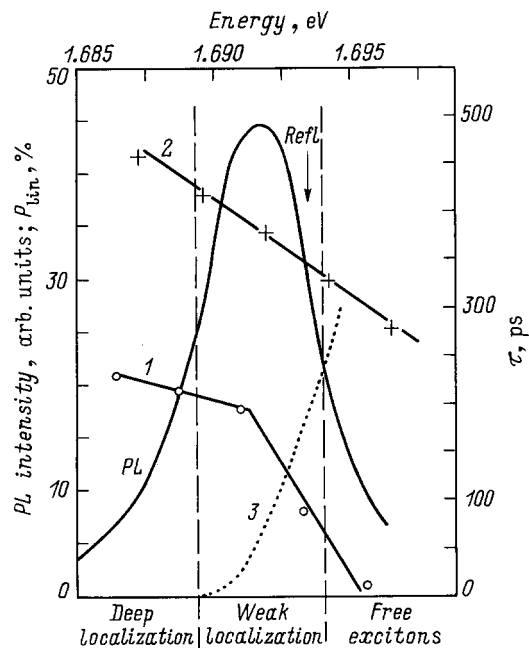


Рис. 5. Спектр люминесценции сверхрешетки GaAs/Al_{0.3}Ga_{0.7}As (20/20 Å) × 50 в области резонанса тяжелого экситона. 1 — спектральная зависимость времени разгорания люминесценции τ_r , 2 — спектральная зависимость времени спада люминесценции τ_d , 3 — спектральная зависимость степени оптического выстраивания экситонов P_{lin} . Выделены три характерных участка изменения P_{lin} , τ_r и τ_d , связанные с различными процессами локализации экситона.

релаксации происходит изменение внутренней структуры экситона, в результате которой полностью теряется первоначальное выстраивание дипольного момента экситона.

Таким образом, оптическое выстраивание дипольных моментов экситонов и резонансная оптическая ориентация могут служить мощными методами исследования экситонных состояний. Используя эти методы, мы смогли определить величину электрон-дырочного обменного взаимодействия в экситоне и оценить величину g -фактора экситона. Эти методы позволили в относительно широкой бесструктурной полосе экситонного излучения разделить вклады свободных и локализованных экситонов.

Таким образом, в настоящей работе получены следующие результаты.

В продольном магнитном поле в геометрии Фарадея наблюдались как подавление сигнала оптического выстраивания, так и поворот среднего дипольного момента экситонов.

В поперечном магнитном поле в геометрии Фойгта наблюдалось частичное подавление оптического выстраивания экситонов, связанное со смешиванием экситонных состояний с полным угловым моментом ± 1 и ± 2 .

Обнаружено, что однородная бесструктурная полоса экситонной ФЛ может быть разделена на участки с существенно разными свойствами по отношению к релаксации экситонов: коротковолновое крыло сформировано излучением свободных экситонов; область вблизи максимума полосы излучения определяется аннигиляцией локализованных экситонов, когда локализация не приводит к изменению внутренней структуры экситона, выражающейся в спиновой релаксации; длинноволновое крыло линии ФЛ обусловлено рекомбинацией глубоко локализованных экситонов, в процессе релаксации и локализации которых полностью теряется информация о начальном состоянии экситона.

Эта работа была начата при активном участии И.Н. Уральцева, преждевременная кончина которого не позволила ему принять участие в окончательной редакции статьи.

Авторы благодарят Российский фонд фундаментальных исследований (грант 98-02-18219), INTAS (N 93-3657 Ext), Volkswagen Foundation и программу "Наноструктуры" за частичную финансовую поддержку работы.

Список литературы

- [1] Оптическая ориентация / Под ред. Б.П. Захарчени и Ф. Майера. Наука, Л. (1989).
- [2] I.N. Uraltsev, E.L. Ivchenko, P.S. Kopev, V.P. Kochereshko, D.R. Yakovlev. Phys. Stat. Sol. (b) **150**, 2, 673 (1988).
- [3] I.N. Uraltsev, V.P. Kochereshko, P.S. Kopev, A.M. Vasiliev, D.R. Yakovlev. Surf. Sci. **229**, 459 (1990).

- [4] P.S. Kopev, V.P. Kochereshko, I.N. Uraltsev, D.R. Yakovlev. In: Laser Optics of Condensed Matter / Ed. J.L. Birman, H.Z. Cummins, A.A. Kaplyanskii. Plenum Press, N. Y. (1988). P. 87–93.
- [5] П.С. Копьев, В.П. Кочерешко, И.Н. Уральцев, Д.Р. Яковлев. Письма в ЖЭТФ **46**, 2, 74 (1987).
- [6] H. Stolz, D. Schwarze, W. von der Osten, Weimann. Superlatt. Microstruct. **6**, 271 (1989).
- [7] T. Amand, B. Doreys, B. Baylac, X. Marie, J. Barrau, M. Brousseau, D.J. Dustan, R. Planel. Phys. Rev. **B50**, 16, 11 624 (1994).
- [8] A. Frommer, E. Cohen, A. Ron, J.A. Kash, L.N. Pfeiffer. J. de Phys. IV **3**, 179 (1993).
- [9] Е.М. Гамарц, Е.Л. Ивченко, М.И. Караман и др. ЖЭТФ **73**, 1113 (1977).
- [10] Е.Л. Ивченко, Г.Е. Пикус, Б.С. Разбирин, А.Н. Старухин. ЖЭТФ **72**, 2230 (1977).
- [11] Г.Е. Пикус, Е.Л. Ивченко. В кн.: Экситоны / Под ред. Э.И. Рашба, М.Д. Стерж. Наука, М. (1985). С. 148–193.
- [12] E.L. Ivchenko, V.P. Kochereshko, I.N. Uraltsev, D.R. Yakovlev. In: High magnetic fields in semiconductor physics III: Quantum Hall effect and magneto-optics / Ed. G. Landwehr. Springer series on Solid State Sciences (1992). P. 533–536.
- [13] R. Ferreira, G. Bastard. Phys. Rev. **B43**, 9687 (1991); T.C. Damen, L. Vina, J.E. Cunningham, J. Shah, L.J. Sham. Phys. Rev. Lett. **67**, 24, 3432 (1991).
- [14] Е.Л. Ивченко, П.С. Копьев, В.П. Кочерешко, И.Н. Уральцев, Д.Р. Яковлев. Письма в ЖЭТФ **47**, 8, 407 (1988).