Письма в ЖЭТФ, том 111, вып. 1, с. 19 – 26

Теория гиротропии полупроводниковых квантовых ям (Миниобзор)

Л. Е. Голуб[1)]

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

Поступила в редакцию 3 ноября 2019 г.
После переработки 13 ноября 2019 г.
Принята к публикации 13 ноября 2019 г.

Построена теория оптических явлений, вызванных гиротропией полупроводниковых квантовых ям. Продемонстрировано, что исследование отражения света вблизи легкого экситона позволяет зарегистрировать естественную оптическую активность квантовых ям. Коэффициенты отражения в магнитном поле, лежащем в плоскости квантовой ямы, несут информацию о магнитогиротропии, описываемой билинейными по волновому вектору света и напряженности поля вкладами в оптический отклик, обусловленными одновременно гиротропией системы и магнитным полем. Показано, что магнитогиротропные эффекты резонансно усилены вблизи тяжелого экситона. Оценки гиротропных и магнитогиротропных вкладов в отражение находятся в согласии с имеющимися экспериментальными данными.

DOI: 10.31857/S0370274X2001004X

1. Введение. Различные оптические явления удобно классифицировать, рассматривая вклады в поляризуемость $\hat{\boldsymbol{\chi}}$, связывающую диэлектрическую поляризацию $\mathbf{P}$ и электрическое поле $\mathbf{E}$ как $\mathbf{P} = \hat{\boldsymbol{\chi}}\mathbf{E}$. В наноструктурах это соотношение является нелокальным. Но в квантовых ямах сохраняется трансляционная симметрия в плоскости структуры, что позволяет вводить проекцию волнового вектора света на плоскость $\mathbf{q}$ и осуществлять разложение поляризуемости по его степеням. Если обозначить за z направление размерного квантования, то связь между амплитудами поляризации и поля примет вид

$$\mathbf{P}(z) = \int dz' \hat{\boldsymbol{\chi}}(z,z')\mathbf{E}(z'), \tag{1}$$

где $\hat{\boldsymbol{\chi}}(z,z')$ может зависеть от $\mathbf{q}$. С учетом внешнего магнитного поля $\mathbf{B}$, в низшем порядке имеем:

$$\chi_{ij}(\mathbf{B},\mathbf{q}) = \chi_{ij}^0 + S_{ijk}B_k + i\gamma_{ijk}q_k + C_{ijkl}B_k q_l. \tag{2}$$

Здесь первое слагаемое описывает двулучепреломление, а следующий вклад, дающийся тензором $\hat{\mathbf{S}}$, – магнитооптические эффекты Фарадея и Керра.

Слагаемое с тензором $\hat{\boldsymbol{\gamma}}$ ответственно за *гиротропные явления*, или естественную оптическую активность – свойство среды вращать плоскость поляризации света в отсутствие внешнего магнитного поля. Ненулевые компоненты тензора $\hat{\boldsymbol{\gamma}}$ разрешены симметрией только в тех системах без центра пространственной инверсии, в которых какие-либо компоненты вектора и псевдовектора принадлежат к одному представлению точечной группы. Такие системы называются гиротропными. В гиротропных системах возможна линейная связь между вектором плотности электрического тока и такими псевдовекторами, как электронный спин и угловой момент фотона, проявляющаяся в циркулярном фотогальваническом и спин-гальваническом эффектах и в ориентации спинов током [1, 2]. В структурах с квантовыми ямами естественная оптическая активность может быть вызвана объемной или структурной асимметрией [3, 4]. В экспериментах естественная оптическая активность приводит к конверсии поляризации света при отражении [5, 6].

Во внешнем магнитном поле возникает явление, называемое магнито-пространственной дисперсией. Оно заключается во вкладе в оптический отклик, линейном как по напряженности магнитного поля, так и по волновому вектору света и описывается слагаемым с тензором $\hat{\mathbf{C}}$ в (2). Магнито-пространственная дисперсия имеет место только в нецентросимметричных средах. Если же система еще и гиротропна, то возникают эффекты, обусловленные одновременно наличием магнитного поля и гиротропии. По аналогии с магнитогиротропным фотогальваническим эффектом [7] они могут быть объединены в отдельный класс магнитогиротропных оптических явлений. Такие эффекты позволяют изучать объемную и структурную асимметрию квантовых ям в магнитооптических экспериментах. Ориентируя различным обра-

[1)]e-mail: golub@coherent.ioffe.ru

зом магнитное поле и плоскость падения света, можно разделять магнитогиротропные вклады, вызванные различными видами асимметрии [8, 9].

Гиротропные явления в объемных полупроводниках и других кристаллических соединениях хорошо изучены, им посвящено большое количество оригинальных статей и монографий, см. литературу к работам [3–6, 8–10]. В данном обзоре гиротропные и магнитогиротропные явления будут исследованы в полупроводниковых квантовых ямах. Будет изучена спектральная область вблизи экситонных резонансов, где данные эффекты многократно усиливаются. Теория будет строиться с учетом того, что экспериментально гиротропные явления в структурах с квантовыми ямами в основном исследуются с помощью отражения света.

2. Учет гиротропии в экситонном оптическом отклике. Вблизи экситонных резонансов микроскопической причиной гиротропии является спин-орбитальное взаимодействие. В квантовых ямах из материалов с решеткой цинковой обманки оно может быть вызвано объемно-инверсионной асимметрией. Вместе с размерным квантованием, эта асимметрия приводит к гиротропии, даже если яма выращена из негиротропного материала типа GaAs. Соответствующий вклад в гамильтониан электронно-дырочной пары состоит из слагаемых, линейных по волновым векторам частиц:

$$\mathcal{H} = \sum_{i=e,hh,lh} \beta_i [k_x^i(\sigma_x^i \cos 2\varphi + \sigma_y^i \sin 2\varphi) + \\ + k_y^i(\sigma_x^i \sin 2\varphi - \sigma_y^i \cos 2\varphi)]. \tag{3}$$

Здесь индекс $i = e, hh, lh$ нумерует основные подзоны размерного квантования электронов, тяжелых дырок и легких дырок, $\mathbf{k}^i$ – волновые вектора частиц в плоскости ямы, $\sigma_{x,y}^i$ – матрицы Паули, действующие на спин i-й частицы, x, y – произвольные оси в плоскости ямы, φ – угол между осью x и направлением [100], направление роста $z \parallel [001]$, а β_i – двумерные постоянные Дрессельхауза [11, 12]. Отметим, что гамильтониан для тяжелых дырок имеет тот же вид, что и для электронов и легких дырок, поскольку выбран базис $|hh, -3/2\rangle$, $|hh, 3/2\rangle$ [13].

Нелокальная экситонная диэлектрическая поляризация $\mathbf{P}$ в квантовых ямах зависит от координаты вдоль оси роста z

$$\mathbf{P}(\mathbf{q}, z) = \Phi(z) \sum_\nu \mathbf{d}_\nu^*(\mathbf{q}) C_\nu(\mathbf{q}). \tag{4}$$

Здесь $\Phi(z)$ – огибающая волновой функции размерно-квантованного экситона при совпадающих координатах электрона и дырки, суммирование проводится по четырем экситонным состояниям $\nu = (e, s; h, m)$, $s, m = \pm 1/2$ нумеруют спиновые состояния электронов и дырок, и $\mathbf{d}_\nu = \langle e, s |\mathbf{d}| \mathcal{K}(h, m)\rangle$ – среднее значение плотности дипольного момента экситона сорта ν, где $\mathcal{K} = i\sigma_y \mathcal{K}_0$ – оператор инверсии времени, в котором $\mathcal{K}_0$ – операция комплексного сопряжения [14]. Коэффициенты разложения C_ν удовлетворяют уравнению

$$[(\hbar\omega_0 - \hbar\omega - i\Gamma)\delta_{\nu\nu'} + \mathcal{H}_{\nu\nu'}(\mathbf{q})]\, C_{\nu'} = \\ = \int dz' \Phi^*(z') \mathbf{E}(z') \cdot \mathbf{d}_\nu(\mathbf{q}). \tag{5}$$

Здесь ω_0 и Γ – резонансная частота и ширина линии экситона, $\mathbf{E}(z)$ – полное электрическое поле, а $\mathcal{H}_{\nu\nu'}$ – матричный элемент спин-орбитального взаимодействия (3), зависящий от волнового вектора света, связанного с $\mathbf{k}^{e,h}$ как $\mathbf{q} = \mathbf{k}^e + \mathbf{k}^h$. Поправка к восприимчивости (1) первого порядка по спин-орбитальному взаимодействию, описывающая линейные по $\mathbf{q}$ (т.е. гиротропные) вклады, имеет вид

$$\chi_{ij} = -\frac{\Phi(z)\Phi^*(z')\Xi_{ij}}{(\hbar\omega_0 - \hbar\omega - i\Gamma)^2}, \quad \Xi_{ij} = \sum_{\nu\nu'} \left(d_\nu^i\right)^* \mathcal{H}_{\nu\nu'} d_{\nu'}^j. \tag{6}$$

Гиротропия проявляется в экспериментах по отражению от структур с квантовыми ямами [5, 6]. Решая соответствующую задачу [14], находим тензор коэффициентов отражения (матрицу Джонса), связывающий амплитуды отраженного ($\mathbf{E}^r$) и падающего ($\mathbf{E}^0$) света:

$$\begin{pmatrix} E_s^r \\ E_p^r \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} r_s^{QW} + \Delta r_s & \mathcal{R} \\ \mathcal{R} & r_p^{QW} + \Delta r_p \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_s^0 \\ E_p^0 \end{pmatrix}. \tag{7}$$

Здесь r_s^{QW} и r_p^{QW} – стандартные коэффициенты отражения от квантовой ямы для s и p поляризованного света:

$$r_{s,p}^{QW} = \frac{i\Gamma_{s,p}^0}{\hbar\omega_0 - \hbar\omega - i\Gamma}, \tag{8}$$

где $\Gamma_{p,s}^0 = \Gamma_0(\cos\theta)^{\pm 1}$, θ – угол распространения света внутри материала барьера, Γ_0 – экситонная сила осциллятора при нормальном падении, а в случае легкого экситона нужно произвести замену $\Gamma_p^0 \to \Gamma_p^0(1 - 4\tan^2\theta)$, и мы пренебрегаем радиационными перенормировками резонансной частоты экситона ω_0 и ширины линии Γ [5, 14].

Поправки к диагональным коэффициентам отражения $\Delta r_{s,p}$ и коэффициент $\mathcal{R}$, описывающий конверсию поляризации при отражении, являются линейными функциями $\mathbf{q}$ и возникают в силу гиротропии системы. Выбирая плоскость падения (zx), получим:

$$\Delta r_s = -\frac{i\Gamma_s^0/D}{(\hbar\omega_0 - \hbar\omega - i\Gamma)^2}\Xi_{yy}, \tag{9}$$

$$\Delta r_p = -\frac{i\Gamma_s^0/D}{(\hbar\omega_0 - \hbar\omega - i\Gamma)^2} \times$$
$$\times \left[\cos^2\theta\Xi_{xx} - \sin^2\theta\Xi_{zz} + \sin\theta\cos\theta(\Xi_{zx} - \Xi_{xz})\right], \tag{10}$$

$$\mathcal{R} = -\frac{i\Gamma_s^0/D}{(\hbar\omega_0 - \hbar\omega - i\Gamma)^2}(\cos\theta\Xi_{yx} - \sin\theta\Xi_{yz}), \tag{11}$$

где $D = \sum_\nu |d_\nu^y|^2$ вычисляется при $q = 0$ и $B = 0$.

Из-за конверсии поляризации в отраженном свете появляются два параметра Стокса, отсутствовавшие в падающем – это степень линейной поляризации в плоскости, составляющей 45° с плоскостью падения ($\rho_{\rm lin}$), и степень круговой поляризации ($\rho_{\rm circ}$). Они связаны с коэффициентом конверсии $\mathcal{R}$ соотношениями

$$\rho_{\rm lin} = 2{\rm Re}\left(\mathcal{R}/r_i\right), \quad \rho_{\rm circ} = 2{\rm Im}\left(\mathcal{R}/r_i\right), \tag{12}$$

где $i = s, p$ – поляризация падающего света, а r_i – коэффициент отражения от всей структуры, содержащей квантовую яму [5].

3. Естественная оптическая активность квантовых ям. В работе [5] был исследован фундаментальный вопрос: обладают ли квантовые ямы естественной оптической активностью? Для этого были измерены параметры Стокса света, отраженного от (001) квантовых ям вблизи легкого экситона. Была обнаружена конверсия поляризации: наклонно падавший s поляризованный свет отражался частично p поляризованным и наоборот. Сопоставление экспериментальных данных с развитой теорией продемонстрировало, что этот эффект в значительной мере обусловлен именно естественной оптической активностью [5].

Феноменологически, конверсия поляризации происходит из-за эффективного магнитного поля $\mathbf{B}_{\rm eff}$, возникающего при учете спин-орбитального взаимодействия (3), которое удобно записать в виде $\mathcal{H} = \boldsymbol{\sigma}\cdot\mathbf{B}_{\rm eff}$. Поле $\mathbf{B}_{\rm eff}$, линейное по волновому вектору световой волны, воздействует на поляризацию отраженного света так же, как реальное магнитное поле в магнитооптическом эффекте Керра. Из этой аналогии ясно, что естественная оптическая активность в отражении будет наблюдаться только в том случае, если есть ненулевая проекция $\mathbf{B}_{\rm eff}$ на $\mathbf{q}$. Поэтому структурная асимметрия, приводящая к спин-орбитальному взаимодействию Рашбы с $\mathbf{B}_{\rm eff} \perp \mathbf{q}$, не проявляет себя в конверсии поляризации. В то же время объемная инверсионная асимметрия приводит к естественной оптической активности, поскольку $\mathbf{B}_{\rm eff} \parallel \mathbf{q}$, когда плоскость падения содержит одну из кубических осей $\langle 100\rangle$ [11, 12].

Микроскопическая природа конверсии состоит в том, что смешивание состояний электронов и легких дырок с противоположными спинами приводит к возбуждению легкого экситона при любой поляризации света, см. рис. 1. Подчеркнем, что конверсия поляризации запрещена на тяжелом экситоне, поскольку он не имеет компоненты дипольного момента вдоль оси роста z.

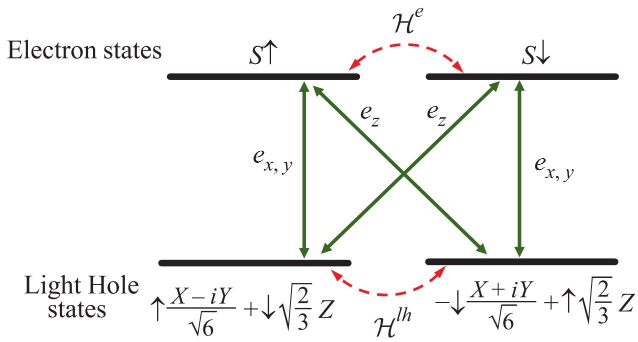

Рис. 1. (Цветной онлайн) Микроскопический механизм естественной оптической активности. S, X, Y, Z – орбитальные части блоховских амплитуд соответствующей симметрии, $\uparrow,\downarrow$ – их спиновые части. Спин-орбитальные взаимодействия $\mathcal{H}^e$ и $\mathcal{H}^{lh}$, смешивающие вырожденные состояния соответственно электронов и легких дырок, делают возможным возбуждение одного и того же состояния легкого экситона как в поляризации $\mathbf{e} \parallel z$, так и при $\mathbf{e} \perp z$

Матричные элементы дипольного момента легкого экситона $\mathbf{e}\cdot\mathbf{d}_{e,s;h,m}$ в базисе $e, \pm 1/2$, $lh, \pm 1/2$ имеют следующий вид

$$\mathbf{e}\cdot\mathbf{d} = \frac{d_{X_{lh}}}{\sqrt{6}}\begin{pmatrix} e_- & -2e_z \\ 2e_z & e_+ \end{pmatrix}. \tag{13}$$

Здесь $e_\pm = e_x \pm ie_y$, и $d_{X_{lh}} = \langle S|d^x|X\rangle\langle e1|lh1\rangle$, где первый множитель – межзонный матричный элемент дипольного момента на блоховских функциях, представленных на рис. 1, а второй – перекрытие огибающих основных подзон размерного квантования электрона и легкой дырки.

Учитывая спин-орбитальное взаимодействие (3), вызванное объемной инверсионной асимметрией, из (6) получаем ненулевые компоненты тензора $\hat{\boldsymbol{\Xi}}$ в следующем виде:

$$\Xi_{xz} = -\Xi_{zx} = \frac{2}{3}|d_{X_{lh}}|^2 i\beta_{X_{lh}}(q_y\cos 2\varphi + q_x \sin 2\varphi),$$
$$\Xi_{yz} = -\Xi_{zy} = \frac{2}{3}|d_{X_{lh}}|^2 i\beta_{X_{lh}}(q_x\cos 2\varphi - q_y \sin 2\varphi). \tag{14}$$

Здесь введена экситонная постоянная Дрессельхауза $\beta_{X_{lh}}$, связанная с $\beta_{e,lh}$ из (3) следующим образом:

$$\beta_{X_{lh}} = \frac{\beta_e m_e - \beta_{lh} m_{lh}}{m_e + m_{lh}}, \tag{15}$$

где $m_{e,lh}$ – эффективные массы электрона и легкой дырки для движения в плоскости ямы.

Из (9), (10) и (11) получаем, что поправки к диагональным коэффициентам отражения имеют вид: $\Delta r_s = 0$,

$$\Delta r_p = -\frac{4\beta_{X_{lh}} q_b \Gamma_0}{(\hbar\omega_{X_{lh}} - \hbar\omega - i\Gamma)^2}\sin^2\theta \sin 2\varphi, \tag{16}$$

а коэффициент конверсии поляризации $s \leftrightarrow p$ дается выражением [5]

$$\mathcal{R} = -\frac{2\beta_{X_{lh}} q_b\, \Gamma_s^0}{(\hbar\omega_{X_{lh}} - \hbar\omega - i\Gamma)^2}\sin^2\theta \cos 2\varphi. \tag{17}$$

Здесь $\omega_{X_{lh}}$ – резонансная частота экситона с легкой дыркой, q_b – величина волнового вектора внутри материала барьера, а φ – угол между плоскостью падения и осью [100].

Зависимость $\mathcal{R} \propto \cos 2\varphi$ отражает обсуждавшуюся выше анизотропию эффективного магнитного поля $\mathbf{B}_{\text{eff}}(\mathbf{q})$: эффект конверсии поляризации максимален, когда $\varphi = 0, \pi/2$, т.е. при ориентации плоскости падения вдоль кубических осей, и отсутствует при $\varphi = \pm\pi/4$. В работе [5] эта зависимость наблюдалась экспериментально.

Из (17) следует, что эффект конверсии поляризации возможен только при наклонном падении и является четным по углу падения. Количественное сопоставление экспериментальных данных [5] с выражением (17) позволило определить спин-орбитальную постоянную $\beta_{X_{lh}} \approx \beta_{lh}$ для исследованных ZnSe квантовых ям. При этом принималось во внимание многократное отражение света в реальной структуре, содержащей квантовую яму, а также то, что конверсия поляризации может произойти не только при отражении, но и при прохождении квантовой ямы: соответствующий коэффициент пропускания $\mathcal{T} = -\mathcal{R}$, см. дополнительные материалы к работе [5]. Из формулы (17) следует оценка $\mathcal{R} \sim \beta_{lh}\theta^2(\omega_{X_{lh}}/c)\Gamma_0/\Gamma^2$. Отсюда с помощью (12) получаем $\rho_{\text{lin,circ}} \sim 1\,\%$, что по порядку величины совпадает с экспериментальными данными, полученными на ZnSe квантовых ямах [5].

Несмотря на то, что коэффициенты конверсии поляризации $s \to p$ и $p \to s$ совпадают, отражение от структур с квантовыми ямами при наклонном падении различно для s и p поляризованного света. Поэтому в структурах специального дизайна удалось усилить эффект конверсии в p поляризации в несколько раз [6].

4. Магнитогиротропные эффекты. Явления, обусловленные магнитогиротропией – см. последнее слагаемое в (2), отличаются по симметрии от магнитооптических эффектов Фарадея и Керра, поскольку билинейная комбинация компонент векторов $\mathbf{q}$ и $\mathbf{B}$ инвариантна по отношению к операции инверсии времени. Это позволяет разделять соответствующие вклады в магнитооптических экспериментах. В таблице 1 представлены результаты феноменологического анализа возможных вкладов в коэффициенты отражения, линейных по магнитному полю. Сравниваются магнитогиротропные вклады, обусловленные структурной асимметрией квантовых ям, и вклады от магнитооптического эффекта Керра, который может быть существенен на тяжелом экситоне в квантовых ямах с магнитными примесями [15]. Видно, что при ориентации магнитного поля перпендикулярно плоскости падения ($\mathbf{B} \perp \mathbf{q}$) сравнимые вклады в диагональные коэффициенты отражения означают доминирование магнитогиротропии. Если же магнитное поле лежит в плоскости падения света, то линейный по $\mathbf{B}$ вклад в коэффициент конверсии поляризации $s \leftrightarrow p$ возможен из-за обоих эффектов. Однако и в этом случае данные вклады можно разделить, исследуя, например, конверсию s и p поляризованного света в циркулярно-поляризованный, как это было сделано в работе [9]. Действительно, как следует из табл. 1, полусумма и полуразность таких величин равны, соответственно, вкладам магнитогиротропии и эффекта Керра.

Таблица 1. Вклады в коэффициенты отражения при различных ориентациях магнитного поля относительно плоскости падения: магнитогиротропные, обусловленные *структурной* асимметрией, и от эффекта Керра

	Магнитогиротропия	Эффект Керра
$\mathbf{B} \perp \mathbf{q}$	$\Delta r_p \sim \Delta r_s$	Δr_p; $\Delta r_s = 0$
$\mathbf{B} \parallel \mathbf{q}$	$r_{sp} = r_{ps} = \mathcal{R}$	$r_{sp} = -r_{ps}$

В таблицах 2 и 3 приведены вклады, обусловленные объемной инверсионной асимметрией. Они зависят от ориентации магнитного поля не только относительно плоскости падения света, но и относительно кристаллографических осей. Из таблиц 2 и 3 видно, что вклад эффекта Керра в отражение не интерферирует с вкладом объемной инверсионной асимметрии ни в одной из геометрий.

Таблица 2. Вклады в коэффициенты отражения при $\mathbf{B}, \mathbf{q} \parallel \langle 100\rangle$: магнитогиротропные, обусловленные *объемной* асимметрией, и от эффекта Керра

	Магнитогиротропия	Эффект Керра
$\mathbf{B} \perp \mathbf{q}$	$r_{sp} = r_{ps} = \mathcal{R}$	$\Delta r_p;\ \Delta r_s = 0$
$\mathbf{B} \parallel \mathbf{q}$	$\Delta r_p \sim \Delta r_s$	$r_{sp} = -r_{ps}$

Таблица 3. Вклады в коэффициенты отражения при $\mathbf{B}, \mathbf{q} \parallel \langle 110\rangle$: магнитогиротропные, обусловленные *объемной* асимметрией, и от эффекта Керра

	Магнитогиротропия	Эффект Керра
$\mathbf{B} \perp \mathbf{q}$	$\Delta r_p \sim \Delta r_s$	$r_{sp} = -r_{ps}$
$\mathbf{B} \parallel \mathbf{q}$	$r_{sp} = r_{ps} = \mathcal{R}$	$\Delta r_p;\ \Delta r_s = 0$

В реальных образцах могут присутствовать оба вида асимметрии. Из таблиц 1–3 видно, что при ориентации плоскости падения вдоль осей $\langle 110\rangle$ вклады структурной и объемной асимметрии складываются, а при ориентации по кубическим осям $\langle 100\rangle$ они не интерферируют, что позволяет разделять их экспериментально.

В ближайших подразделах будут последовательно рассмотрены магнитогиротропные вклады в отражение, вызванные объемной и структурной асимметрией квантовых ям.

4.1. Объемно-асимметричные ямы. Магнитогиротропные вклады в восприимчивость (001) квантовых ям, выращенных из III-V или II-VI материалов с решеткой цинковой обманки, т.е. обладающих объемно-инверсионной асимметрией, микроскопически получаются с учетом спин-орбитального взаимодействия из (6), где магнитное поле учтено в матричных элементах дипольного момента. Поскольку компоненты поля в плоскости ямы смешивают состояния тяжелых и легких дырок, магнитогиротропные эффекты возможны на тяжелом экситоне. Учитывая магнитное поле $\mathbf{B} \perp z$ в гамильтониане Латтинжера [8], получим, что матричные элементы дипольного момента экситона $\mathbf{e} \cdot \mathbf{d}_{e,s;h,m}$ в выбранном в (3) базисе $e, \pm 1/2$, $hh, \mp 3/2$ имеют вид

$$\mathbf{e} \cdot \mathbf{d} = -\frac{d_{X_{hh}}}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} e_+ - 2\zeta B_+ e_z & e_- \zeta B_- \\ e_+ \zeta B_+ & e_- + 2\zeta B_+ e_z \end{pmatrix}. \tag{18}$$

Здесь $d_{X_{hh}} = \langle S|d^x|X\rangle \langle e1|hh1\rangle$, а малый параметр ζ дается выражением

$$\zeta = \frac{\gamma_3 e\hbar}{m_0 c\sqrt{3}\,\langle e1|hh1\rangle} \sum_n \frac{\langle e1|\{ik_z z\}|lhn\rangle}{E_{hh1} - E_{lhn}}, \tag{19}$$

в котором суммирование производится по легкодырочным подзонам с четными огибающими ($n = 1, 3, 5\ldots$). Здесь фигурные скобки обозначают антикоммутатор $\{AB\} = (AB + BA)/2$, γ_3 – параметр Латтинжера, а E_{hh1} и E_{lhn} – энергии размерного квантования основного уровня тяжелых дырок и n-го уровня легких дырок.

Выражение (18) показывает, что в магнитном поле возбуждение тяжелого экситона происходит при любой поляризации света, см. рис. 2. Из (18) и (3) получаются магнитогиротропные вклады в нелокальную восприимчивость в виде (6), где $\omega_0 = \omega_{X_{hh}}$ – резонансная частота тяжелого экситона, а ненулевые компоненты тензора $\hat{\boldsymbol{\Xi}}$ есть

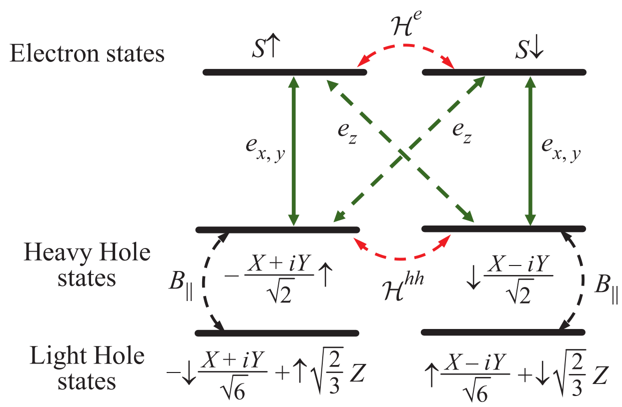

Рис. 2. (Цветной онлайн) Микроскопический механизм магнитогиротропии. Магнитное поле смешивает состояния тяжелых и легких дырок с противоположными спинами. С учетом линейных по волновому вектору спин-орбитальных взаимодействий $\mathcal{H}^e$ и $\mathcal{H}^{hh}$, становится разрешенным возбуждение одного и того же состояния тяжелого экситона при любой поляризации света $e_{x,y,z}$

$$\Xi_{xx} \pm \Xi_{yy} = 4\zeta\tilde{\beta}_{e,hh}|d_{X_{hh}}|^2 \times \\ \times \left[(q_x B_x \mp q_y B_y)\cos 2\varphi \mp (q_y B_x \pm q_x B_y)\sin 2\varphi\right], \tag{20}$$

$$\Xi_{xy} = \Xi_{yx} = -2\zeta\tilde{\beta}_{hh}|d_{X_{hh}}|^2 \times \\ \times \left[(q_x B_y - q_y B_x)\cos 2\varphi - (q_x B_x + q_y B_y)\sin 2\varphi\right]. \tag{21}$$

Здесь введены постоянные

$$\tilde{\beta}_{e,hh} = \beta_{e,hh}\frac{m_{e,hh}}{m_e + m_{hh}}, \tag{22}$$

где m_{hh} – эффективная масса тяжелой дырки в плоскости ямы. Эти выражения согласуются с требованиями симметрии, что можно проверить для случаев, когда x, y – оси $\langle 100\rangle$ ($\varphi = 0$) и $\langle 110\rangle$ ($\varphi = \pi/4$).

Находя далее из (9), (10) и (11) коэффициенты отражения от квантовой ямы, получим магнитогиротропный вклад в матрицу Джонса (7) вблизи тяжелого экситона в виде

$$\Delta r_{s,p} = -\frac{2\zeta q_b \sin\theta i\Gamma^0_{s,p}}{(\hbar\omega_{X_{hh}} - \hbar\omega - i\Gamma)^2} \times$$
$$\times \left[(\tilde\beta_e \mp \tilde\beta_{hh})B_\parallel \cos 2\varphi - (\tilde\beta_e \pm \tilde\beta_{hh})B_\perp \sin 2\varphi\right], \quad (23)$$

$$\mathcal{R} = \frac{2\zeta\tilde\beta_{hh} q_b \sin\theta (B_\perp \cos 2\varphi - B_\parallel \sin 2\varphi) i\Gamma_0}{(\hbar\omega_{X_{hh}} - \hbar\omega - i\Gamma)^2}. \quad (24)$$

Здесь φ – угол между плоскостью падения света и осью [100], а $B_{\parallel,\perp}$ – компоненты магнитного поля, параллельная и перпендикулярная плоскости падения. Данные зависимости от ориентации плоскости падения согласуются с требованиями пространственной симметрии. В рассматриваемых объемно-асимметричных квантовых ямах имеется плоскость отражения (110). Следовательно, если плоскость падения совпадает с ней ($\varphi = \pm\pi/4$), то комбинация $qB_\perp$, инвариантная при отражении, может присутствовать в Δr_s и Δr_p. В то же время вклад $\propto qB_\parallel$, меняющий знак при отражении, разрешен симметрией в коэффициенте конверсии поляризации $r_{sp} = r_{ps} = \mathcal{R}$, потому что s и p компоненты электрического поля являются соответственно нечетной и четной относительно такого отражения.

Полученные выражения показывают, что в объемно-асимметричных ямах в геометрии $\mathbf{q} \parallel \mathbf{B} \parallel \langle 100\rangle$ будут максимальны поправки к диагональным коэффициентам отражения Δr_s и Δr_p, а в геометрии $\mathbf{q} \parallel \mathbf{B} \parallel \langle 110\rangle$ максимален коэффициент конверсии поляризации $\mathcal{R}$, см. также табл. 2 и 3. В работе [8] исследовались магнитогиротропные поправки Δr_s и Δr_p при $\mathbf{q} \parallel \mathbf{B}$ вблизи тяжелого экситона в квантовых ямах на основе GaAs и CdTe. Они резонансно усиливались вблизи $\omega \approx \omega_{X_{hh}}$. В согласии с теорией сигналы были, соответственно, максимальны и минимальны при ориентации плоскости падения и магнитного поля вдоль кубических осей и под 45° к ним.

Отношение поправок для p и s поляризованного падающего света при плоскости падения (100) согласно (23) есть

$$\left|\frac{\Delta r_p}{\Delta r_s}\right| = \cos^2\theta \left|\frac{\tilde\beta_e + \tilde\beta_{hh}}{\tilde\beta_e - \tilde\beta_{hh}}\right|. \quad (25)$$

Это соотношение позволяет определять относительный знак и отношение абсолютных величин β_e и β_{hh}, см. [8].

Выражение (23) позволяет сделать оценку для магнитогиротропных поправок: $\Delta r_{s,p} \sim (\beta q\Gamma_0/\Gamma^2)(a/l_B)^2$, где a – ширина квантовой ямы и l_B – магнитная длина. Отсюда получаем $\Delta r_{s,p} \sim 10^{-3} B\,\text{Тл}^{-1}$, что находится в количественном согласии с данными эксперимента для ям GaAs и CdTe, исследовавшихся в работе [8].

4.2. Структурно-асимметричные ямы. С точки зрения теории симметрии структурно-асимметричные ямы можно рассматривать как имеющие точечную группу симметрии $C_{\infty v}$. В этой группе, помимо обычной пропорциональности $P_+ \propto E_+$, возможна и другая связь между циркулярными компонентами поляризации и электрического поля: $P_+ \propto iB_+q_+E_-$. Отсюда видно, что магнитогиротропия приводит к возбуждению тяжелого экситона в обеих круговых поляризациях, рис. 3. Такая связь означает, что есть следующие вклады

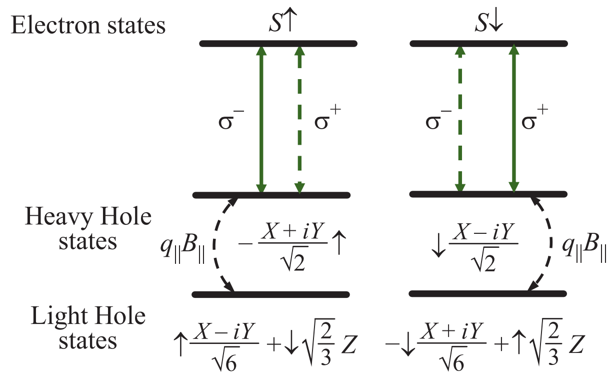

Рис. 3. (Цветной онлайн) Микроскопический механизм магнитогиротропии в структурно-асимметричных ямах. С учетом волнового вектора света и магнитного поля состояния тяжелых и легких дырок, активные в двух круговых поляризациях, смешиваются. В результате тяжелый экситон возбуждается как σ^+, так и σ^- поляризованным светом

в тензор диэлектрической восприимчивости (2), билинейные по компонентам $\mathbf{B}$ и $\mathbf{q}$ в плоскости ямы [3, 4, 9]:

$$\chi_{xy} + \chi_{yx} = C(q_y B_y - q_x B_x),$$
$$\chi_{xx} - \chi_{yy} = C(q_x B_y + q_y B_x). \quad (26)$$

Здесь x, y – произвольные оси в плоскости ямы, а функция $C(z, z')$ – единственная ненулевая компонента тензора 4 ранга $\hat{\mathbf{C}}$, введенного в (2). Из этих соотношений следует, что магнитогиротропия в структурно-асимметричных ямах приводит к тому, что в плоскости квантовой ямы появляется оптическая ось – биссектриса между направлениями векторов $\mathbf{q}$ и $\mathbf{B}$.

Можно было бы рассчитать функцию C, учтя, аналогично предыдущему разделу, спин-орбитальное взаимодействие Рашбы, возникающие в меру структурной асимметрии. Однако более эффективно асимметрия квантовой ямы проявляется через смешивание состояний тяжелых и легких дырок. По этому механизму матричные элементы дипольного момента тяжелого экситона имеют вид [9]

$$\mathbf{e}\cdot\mathbf{d} = -\frac{d_{X_{hh}}}{\sqrt{2}}\begin{pmatrix} e_+ - i\xi B_+ k_+ e_- & -2i\xi B_- k_- e_z \\ -2i\xi B_+ k_+ e_z & e_- + i\xi B_- k_- e_+ \end{pmatrix}, \tag{27}$$

где $k_\pm = k_x \pm ik_y$ – компоненты волнового вектора дырки. Малый вещественный параметр ξ, возникающий в меру структурной асимметрии ямы, дается выражением

$$\xi = \frac{e\hbar}{m_0 c}\sum_n \frac{\langle e1|lhn\rangle}{\langle e1|hh1\rangle}\left[\frac{2\gamma_2}{\sqrt{3}}\frac{z_{lhn,hh1}}{E_{hh1}-E_{lhn}} - \right.$$
$$\left. - \frac{\gamma_3\hbar^2\varkappa}{m_0}\frac{\langle lhn|ik_z|hh1\rangle}{(E_{hh1}-E_{lhn})^2}\right], \tag{28}$$

где γ_2 и $\varkappa$ – параметры Латтинжера. Первое слагаемое в (28) получается из недиагональных $\propto k^2$ вкладов в гамильтониан Латтинжера в магнитном поле, а второе – из линейного по $\mathbf{k}$ смешивания тяжелых и легких дырок и зеемановского расщепления состояний легкой дырки [9]. Оба вклада отличны от нуля только в структурно-асимметричных ямах. Действительно, если яма симметрична, то для нечетных $n = 1, 3, 5\ldots$ равны нулю матричные элементы координаты и импульса $z_{lhn,hh1}$ и $\langle lhn|k_z|hh1\rangle$, а для четных $n = 2, 4, \ldots$ нулю равно перекрытие электронной и легкодырочной огибающих $\langle e1|lhn\rangle$. Поэтому $\xi \neq 0$ только в силу асимметрии ямы, и этот параметр меняет знак, например, при изменении знака электрического поля, приложенного перпендикулярно симметричной яме. Отношение двух вкладов в (28) можно оценить как $\sim \varkappa m/m_0$, где m имеет порядок массы тяжелой дырки для движения вдоль оси размерного квантования. Для ям на основе GaAs и CdTe это отношение меньше единицы, поэтому первый вклад сильнее [9].

Расчет экситонной диэлектрической поляризации по (4), (5) с учетом (27) дает восприимчивость в виде (26), в котором

$$C(z,z') = 4\xi\nu\frac{\Phi(z)\Phi(z')\,|d_{X_{hh}}|^2}{\hbar\omega_{X_{hh}} - \hbar\omega - i\Gamma}. \tag{29}$$

Здесь $\nu = m_{hh}/(m_e + m_{hh})$.

С учетом структурной асимметрии ($\xi \neq 0$), появляются магнитогиротропные поправки к диагональным коэффициентам отражения для s и p поляризованного света:

$$\Delta r_{p,s} = \pm 2\xi\nu q_b \sin\theta B_\perp r_{p,s}^{QW}, \tag{30}$$

а также коэффициент конверсии поляризации:

$$\mathcal{R} = -2\xi\nu q_b \sin\theta B_\parallel \cos\theta\, r_s^{QW}. \tag{31}$$

Здесь знаки $\perp$ и $\parallel$ обозначают ориентацию магнитного поля, лежащего в плоскости ямы, по отношению к плоскости падения света, а $r_{p,s}^{QW}$ даются формулой (8).

Можно оценить параметр асимметрии как $\xi \sim (e/\hbar c)a^2 z_{lh1,hh1}$, где a – ширина квантовой ямы. Степень конверсии поляризации $\mathcal{R} \approx \xi q B_\parallel$. Эта оценка совпадает по порядку величины с экспериментальными значениями $\mathcal{R} \sim 10^{-3} B\,\text{Тл}^{-1}$, полученными на тяжелом экситоне в GaAs и CdTe асимметричных квантовых ямах в магнитном поле, лежащем в плоскости падения при $z_{lh1,hh1}/a \approx 0.2$ [9].

5. Заключение. К настоящему времени магнитогиротропия в квантовых ямах исследована в геометрии поля, лежащего в плоскости падения света. Как следует из развитой теории, при поперечной ориентации поля возможна конверсия поляризации $s \leftrightarrow p$ за счет объемной асимметрии и поправки к диагональным коэффициентам отражения $\Delta r_{s,p}$, обусловленные структурной асимметрией. Исследование на одном образце при различных ориентациях магнитного поля и плоскости падения позволит определить соотношение степеней асимметрии и различных вкладов в магнитогиротропию.

Автор благодарит Е. Л. Ивченко за полезные дискуссии. Работа частично поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (грант # 19-02-00095) и Фондом развития теоретической физики и математики "БАЗИС".

1. E. L. Ivchenko and S. D. Ganichev, in *Spin Physics in Semiconductors*, ed. by M. I. Dyakonov, 2nd edition, Springer International Publishing AG (2017).
2. Л. Е. Голуб, Е. Л. Ивченко, Б. З. Спивак, Письма в ЖЭТФ **105**, 744 (2017).
3. L. E. Golub, EPL (Europhysics Letters) **98**, 54005 (2012).
4. Л. Е. Голуб, Ф. В. Порубаев, ФТТ **55**, 2128 (2013).
5. L. V. Kotova, A. V. Platonov, V. N. Kats, V. P. Kochereshko, S. V. Sorokin, S. V. Ivanov, and L. E. Golub, Phys. Rev. B **94**, 165309 (2016).
6. Л. В. Котова, А. В. Платонов, В. П. Кочерешко, С. В. Сорокин, С. В. Иванов, Л. Е. Голуб, ФТТ **59**, 2148 (2017).

7. V. V. Bel'kov and S. D. Ganichev, Semicond. Sci. Technol. **23**, 114003 (2008).
8. L. V. Kotova, V. N. Kats, A. V. Platonov, V. P. Kochereshko, R. André, and L. E. Golub, Phys. Rev. B **99**, 035302 (2019).
9. L. V. Kotova, V. N. Kats, A. V. Platonov, V. P. Kochereshko, R. André, and L. E. Golub, Phys. Rev. B **97**, 125302 (2018).
10. A. V. Poshakinskiy, D. R. Kazanov, T. V. Shubina, and S. A. Tarasenko, Nanophotonics **7**, 753 (2018).
11. Л. Е. Голуб, УФН **182**, 876 (2012).
12. S. D. Ganichev and L. E. Golub, Phys. Status Solidi B **251**, 1801 (2014).
13. M. V. Durnev, M. M. Glazov, and E. L. Ivchenko, Phys. Rev. B **89**, 075430 (2014).
14. E. L. Ivchenko, *Optical Spectroscopy of Semiconductor Nanostructures*, Alpha Science Int., Harrow, UK (2005).
15. F. Spitzer, A. N. Poddubny, I. A. Akimov, V. F. Sapega, L. Klompmaker, L. E. Kreilkamp, L. V. Litvin, R. Jede, G. Karczewski, M. Wiater, T. Wojtowicz, D. R. Yakovlev, and M. Bayer, Nat. Phys. **14**, 1043 (2018).