УДК 621.315.592

ОБМЕННОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ И РАССЕЯНИЕ СВЕТА С ПЕРЕВОРОТОМ СПИНА ДЫРКИ НА АКЦЕПТОРЕ В СТРУКТУРАХ С КВАНТОВЫМИ ЯМАМИ

Е. Л. Ивченко

Построена теория обменного взаимодействия между дыркой, связанной на акцепторе и дыркой в экситоне в полупроводнике или полупроводниковой гетероструктуре. Получено выражение для оператора обменного взаимодействия, которое описывает не только процесс с взаимным переворотом моментов дырок, но и процесс переворота момента одной дырки при сохранении направления поляризации другой дырки. Развитая теория использована для анализа механизмов рассеяния света с переворотом момента дырки на акцепторе, обнаруженного в структуре с квантовыми ямами GaAs/AlGaAs p-типа. Объяснена связь между поляризационными свойствами и отношением интенсивностей стоксовой и антистоксовой компонент наблюдаемого рассеяния.

В работах [1, 2] сообщается о наблюдении в структуре с квантовыми ямами GaAs/AlGaAs p-типа рассеяния света с переворотом момента дырки на акцепторе. Поляризация линии и соотношение между интенсивностями стоксовой и антистоксовой компонент такого рассеяния сильно зависят от частоты возбуждения. В эксперименте [1] можно выделить два «чистых» предельных случая, наблюдаемых по краям спектра возбуждения рассеяния. При циркулярно-поляризованном возбуждении на длинноволновом краю линия рассеяния назад также полностью поляризована, она наблюдается в конфигурации (σ_+, σ_-) или (σ_-, σ_+) и отсутствует в конфигурации (σ_+, σ_+) или (σ_-, σ_-). Каждый из спектров (σ_+, σ_-) или (σ_-, σ_+) содержит либо стоксову, либо антистоксову компоненту. При этом если в геометрии (σ_-, σ_+) виден стоксов сдвиг, то в противоположной геометрии (σ_+, σ_-) присутствует только антистоксова компонента. Заметим, что здесь циркулярная поляризация возбуждающего света σ_η $(\eta = \pm)$ и регистрируемая циркулярная компонента σ_λ $(\lambda = \pm)$ рассеянного назад света обозначаются в виде $(\sigma_\eta, \sigma_\lambda)$. Знак η или λ определяется знаком проекции углового момента фотона на направление возбуждающего луча, совпадающего с главной осью структуры z. В этих обозначениях зеркально-отраженный свет наблюдается в конфигурации (σ_+, σ_+) или (σ_-, σ_-). В другом предельном случае, реализуемом на коротковолновом краю спектра возбуждения, при циркулярно-поляризованном возбуждении наблюдаются одновременно как стоксова, так и антистоксова линии рассеяния. Эти линии поляризованы циркулярно (поляризация может достигать 80 %). Знак поляризации рассеянного назад света совпадает со знаком поляризации зеркально-отраженного света, т. е. рассеяние происходит преимущественно в конфигурациях (σ_+, σ_+) и (σ_-, σ_-). Отношение интенсивностей стоксовой и антистоксовой компонент с хорошей точностью равно $\exp(|\Delta E|/k_B T)$, где ΔE — изменение энергии кванта при рассеянии, пропорциональное продольной составляющей магнитного поля B_z. Величина сдвига ΔE одна и та же в пределах всего контура возбуждения, поэтому рассеяние в указанных предельных случаях имеет одно происхождение. Поскольку это рассеяние наблюдается только в легированных образцах p-типа, оно трактуется как рассеяние света, сопровождаемое переворотом $3/2 \to -3/2$ или $-3/2 \to 3/2$ углового момента дырки, связанной на акцепторе, в результате обменного взаимодействия ее с дыркой в экситоне, возбуждаемом светом. В данной работе построена теория обменного взаимодействия между дыркой на акцепторе и дыркой в связанном экситоне и проанализированы возможные механизмы рассеяния света, исследованного в [1, 2] в продольном магнитном поле $\mathbf{B} \parallel z$.

1. Обменное взаимодействие между дырками

Рассмотрим дырочно-дырочное взаимодействие в структуре типа GaAs/AlGaAs. В методе эффективной массы волновая функция ψ_A^j дырки, связанной на акцепторе, и волновая функция экситона $\Psi_{\rm exc}^{sj'}$ записываются в виде

$$\psi_A^j(\mathbf{r}_h) = \sum_m F_m^j(\mathbf{r}_h)\, u_m^0(\mathbf{r}_h), \tag{1а}$$

$$\Psi_{\rm exc}^{sj'}(\mathbf{r}_e, \mathbf{r}_h) = u_s^0(\mathbf{r}_e) \sum_m G_m^{j'}(\mathbf{r}_e, \mathbf{r}_h)\, u_m^0(\mathbf{r}_h). \tag{1б}$$

Здесь $s = \pm 1/2$ и $m = \pm 3/2, \pm 1/2$ — спиновые индексы электрона и дырки, $u^0(\mathbf{r})$ — (спинорная) блоховская функция в Г-точке зоны Бриллюэна однородного кристалла, j и j' — квантовые числа, нумерующие дырочные состояния.

Огибающие $F_m(\mathbf{r})$ в состояниях дырки j и $\bar{j}$, связанных между собой операцией инверсии времени K, удовлетворяют соотношениям

$$F_{-m}^{\bar{j}}(\mathbf{r}) = \lambda_m [F_m^j(\mathbf{r})]^*, \tag{2}$$

где λ_m — фазовый множитель, связывающий функцию $u_{-m}^0(\mathbf{r})$ с функцией

$$K u_m^0(\mathbf{r}) \equiv -i\sigma_y [u_m^0(\mathbf{r})]^*,$$

σ_y — матрица Паули. Для базиса представления Γ_8 группы T_d, выбранного в виде

$$\alpha \frac{X + iY}{\sqrt{2}}, \quad \frac{1}{\sqrt{6}} [2\alpha Z - \beta (X + iY)],$$

$$\frac{1}{\sqrt{6}} [\alpha (X - iY) + 2\beta Z], \quad \beta \frac{X - iY}{\sqrt{2}},$$

имеем

$$\lambda_{3/2} = \lambda_{1/2} = -\lambda_{-1/2} = -\lambda_{-3/2} = 1.$$

В (1б) пренебрегается обменным взаимодействием между электроном и дыркой в экситоне. В этом случае волновую функцию трех частиц можно представить в виде детерминанта

$$\Psi^{sjj'} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{vmatrix} \psi_A^j(\mathbf{r}_{h1}) & \psi_A^j(\mathbf{r}_{h2}) \\ \Psi_{\rm exc}^{sj'}(\mathbf{r}_e, \mathbf{r}_{h1}) & \Psi_{\rm exc}^{sj'}(\mathbf{r}_e, \mathbf{r}_{h2}) \end{vmatrix}. \tag{3}$$

Матричный элемент оператора дырочно-дырочного взаимодействия, вычисленный между состояниями $|s_1 j_1 j_1'\rangle$ и $|s_2 j_2 j_2'\rangle$, содержит два вклада

$$\langle s_1 j_1 j_1' | \frac{e^2}{\varepsilon r_{12}} | s_2 j_2 j_2' \rangle = \left(V_{j_1 j_1', j_2 j_2'} + V_{j_1 j_1', j_2 j_2'}^{\rm exch} \right) \delta_{s_1 s_2},$$

$$V_{j_1j_1',\,j_2j_2'}=\frac{e^2}{\varepsilon}\int\int\frac{d\mathbf{r}_1d\mathbf{r}_2}{r_{12}}\psi_A^{j_1*}(\mathbf{r}_1)\,\psi_A^{j_2}(\mathbf{r}_1)\int d\mathbf{r}_e\Psi_{\text{exc}}^{sj_1'*}(\mathbf{r}_e,\ \mathbf{r}_2)\,\Psi_{\text{exc}}^{sj_2'}(\mathbf{r}_e,\ \mathbf{r}_2), \tag{4а}$$

$$V^{\text{exch}}_{j_1j_1',\,j_2j_2'}=-\frac{e^2}{\varepsilon}\int\int\frac{d\mathbf{r}_1d\mathbf{r}_2}{r_{12}}\psi_A^{j_1*}(\mathbf{r}_1)\,\psi_A^{j_2}(\mathbf{r}_2)\int d\mathbf{r}_e\Psi_{\text{exc}}^{sj_1'*}(\mathbf{r}_e,\ \mathbf{r}_2)\,\Psi_{\text{exc}}^{sj_2'}(\mathbf{r}_e,\ \mathbf{r}_1). \tag{4б}$$

где $r_{12}=|\mathbf{r}_1-\mathbf{r}_2|$. Первое слагаемое описывает обычное кулоновское взаимодействие. Оно в сильной мере компенсируется кулоновским взаимодействием дырок с примесным ионом и электроном в экситоне. Второе слагаемое описывает обменное взаимодействие между дырками.

Подставляя (1) в (4) и пренебрегая короткодействующими поправками к обменному взаимодействию, находим

$$V^{\text{exch}}_{j_1j_1',\,j_2j_2'}=-\frac{e^2}{\varepsilon}\sum_{m_1m_2}\int\int\frac{d\mathbf{r}_1d\mathbf{r}_2}{r_{12}}F^{j_1*}_{m_1}(\mathbf{r}_1)\,F^{j_2}_{m_2}(\mathbf{r}_2)\,T^{j_1'j_2'}_{m_2m_1}(\mathbf{r}_1,\ \mathbf{r}_2), \tag{5}$$

$$T^{j_1j_2}_{m_1m_2}(\mathbf{r}_1,\ \mathbf{r}_2)=\int d\mathbf{r}_eG^{j_1*}_{m_1}(\mathbf{r}_e,\ \mathbf{r}_2)\,G^{j_2}_{m_2}(\mathbf{r}_e,\ \mathbf{r}_1).$$

Далее предполагается, что радиус локализации a_A дырки на акцепторе в плоскости $(x,\ y)$ мал по сравнению с радиусом локализации a^h_{exc} дырки в связанном экситоне. В этом случае выражения для матричных элементов (4), (5) упрощаются

$$V_{j_1j_1',\,j_2j_2'}=\delta_{j_1j_2}\frac{e^2}{\varepsilon}\int\frac{d\mathbf{r}_2}{|\mathbf{r}_A-\mathbf{r}_2|}\int d\mathbf{r}_e\Psi_{\text{exc}}^{sj_1'*}(\mathbf{r}_e,\ \mathbf{r}_2)\,\Psi_{\text{exc}}^{sj_2'}(\mathbf{r}_e,\ \mathbf{r}_2), \tag{6а}$$

$$V^{\text{exch}}_{j_1j_1',\,j_2j_2'}=-\frac{e^2}{\varepsilon}\sum_{m_1m_2}\int\int dz_1dz_2Q^{j_1j_2}_{m_1m_2}(z_1,\ z_2)\,T^{j_1'j_2'}_{m_2m_1}(\rho_A;\ z_1,\ z_2), \tag{6б}$$

$$Q^{j_1j_2}_{m_1m_2}(z_1,\ z_2)=\int\int\frac{d\rho_1d\rho_2}{r_{12}}F^{j_1*}_{m_1}(\mathbf{r}_1)\,F^{j_2}_{m_2}(\mathbf{r}_2),$$

где $\mathbf{r}_A$ — положение примесного атома, ρ_A — составляющая вектора $\mathbf{r}_A$ в плоскости $(x,\ y)$. Взаимодействие (6а) полностью компенсируется полем примесного иона и его можно не учитывать.

Для оценки обменного взаимодействия (6б) будем считать, что электрон и дырка в связанном экситоне локализованы в плоскости $(x,\ y)$ в пределах площади δS. Предполагая выполненными неравенства

$$a_A<L_z<\sqrt{\delta S},$$

где L_z — ширина квантовой ямы, получаем из (5), (6б) оценку

$$V^{\text{exch}}\sim\frac{e^2}{\varepsilon}\frac{a_A^2}{L_z\delta S}, \tag{7}$$

если акцептор лежит в области локализации δS. Если пространственное распределение акцепторов и центров локализации экситона в структуре нескоррелировано, для величины $|V^{\text{exch}}|^2$, усредненной по положению акцепторных примесей, справедлива оценка

$$\overline{|V^{\text{exch}}|^2}\sim\left(\frac{e^2}{\varepsilon}\frac{a_A^2}{L_z\delta S}\right)^2\mathcal{N}_A\delta S, \tag{8}$$

где $\mathcal{N}_A$ — двумерная плотность акцепторов. Аналогичную оценку можно провести и при других соотношениях между a_A, L_z и $\sqrt{\delta S}$.

2. Теоретико-групповой анализ обменного взаимодействия

Проанализируем, какие ограничения на матричные элементы $V^{\text{exch}}_{j_1 j'_1, j_2 j'_2}$ накладывают точечная симметрия структуры с квантовой ямой и симметрия состояний (1а), (1б). При переходе от однородного кристалла GaAs к структуре с квантовой ямой GaAs/AlGaAs (001) точечная симметрия понижается от T_d до D_{2d}. Мы пренебрегаем эффектами, связанными с отсутствием центра инверсии в GaAs. Поэтому симметрию структуры можно характеризовать точечной группой $D_{4h}=i\times D_{2d}$. В этом случае квантовая яма с примесным атомом обладает тетрагональной симметрией D_{4h}, если он расположен в центре ямы ($z=0$), или C_{4v}, если он смещен относительно центра на некоторую величину z_i. В пренебрежении анизотропией эффективного гамильтониана дырок H_{Γ_8} в зоне Γ_8, когда параметры Латтинжера γ_2 и γ_3 совпадают, квантовая яма с акцептором характеризуется цилиндрической симметрией $D_{\infty h}$ при $z_i=0$ и $C_{\infty v}$ при $z_i\neq 0$.

Состояние дырки на акцепторе (или в экситоне), четырехкратно вырожденное в однородном образце, расщепляется на два уровня. Основному уровню отвечают подуровни с проекцией углового момента $j=\pm 3/2$. Можно пренебречь расщеплением этих подуровней в поперечном магнитном поле $\mathbf{B}\perp z$ и считать поперечный g-фактор дырки равным нулю. Продольный g-фактор дырки на акцепторе (g_A) или в экситоне (g_h) определим так, что зеемановская энергия в состояниях $\pm 3/2$ в поле $\mathbf{B}$ равна соответственно $\pm g_{A,h}\mu_0 B_z/2$, где μ_0 — магнетон Бора.

Цилиндрическое приближение. В цилиндрическом приближении угловая зависимость огибающих $F^j_m(\mathbf{r})$ имеет вид

$$F^j_m(\mathbf{r}) \propto e^{i(j-m)\varphi}, \qquad (9)$$

где φ — азимутальный угол в плоскости (x, y), который связан с поперечной составляющей ρ вектора $\mathbf{r}$, отсчитанного от положения акцептора, соотношением

$$e^{i\varphi}=(\rho_x+i\rho_y)/\rho.$$

Из (9) следует, что функция $Q^{j_1 j_2}_{m_1 m_2}(z_1,\ z_2)$, введенная в (6б), отлична от нуля лишь при

$$j_1-m_1=j_2-m_2. \qquad (10)$$

При $j=\pm 3/2$ получаем

$$Q^{jj}_{m_1 m_2}=Q_{m_1}\delta_{m_1 m_2},$$

$$Q^{j,-j}_{m_1 m_2}=Q'_j\delta_{j m_1}\delta_{m_1,-m_2}. \qquad (11)$$

Из инвариантности гамильтониана H_{Γ_8} к пространственной инверсии следует, что огибающие волновой функции дырки на акцепторе, расположенном в точке z_i, удовлетворяют соотношению

$$F^j_m(-\mathbf{r};\ z_i)=F^j_m(\mathbf{r};\ -z_i). \qquad (12)$$

Поэтому симметричная и антисимметричная составляющие

$$Q^{j_1 j_2}_{m_1 m_2}(z_1,\ z_2;\ \pm)=\pm Q^{j_1 j_2}_{m_1 m_2}(-z_1,\ -z_2;\ \pm) \qquad (13)$$

являются соответственно четными и нечетными функциями смещения z_i, т. е.

$$Q^{j_1 j_2}_{m_1 m_2}(z_1,\ z_2;\ \pm;\ -z_i)=\pm Q^{j_1 j_2}_{m_1 m_2}(z_1,\ z_2;\ \pm;\ z_i). \qquad (14)$$

В частности,

$$Q^{j_1 j_2}_{m_1 m_2}(z_1,\ z_2;\ -;\ 0)=0. \qquad (14a)$$

Пусть возмущающий потенциал, ответственный за локализацию экситона, обладает также цилиндрической симметрией и огибающие $G_m^j(\mathbf{r}_e, \mathbf{r}_h)$ удовлетворяют соотношениям типа (9). В этом случае

$$T^{j_1 j_2}_{m_1 m_2}(\rho_A;\ z_1,\ z_2) \propto \exp\left[i(j_2 - m_2 - j_1 + m_1)\varphi_A\right], \tag{15}$$

где

$$e^{i\varphi_A} = \rho_{A+}/\rho_A, \quad \rho_{A+} = \rho_{Ax} + i\rho_{Ay}$$

и двумерный вектор ρ_A отсчитывается от центра цилиндрической симметрии экситонного состояния. Используя соотношения (10), (15), получаем для матричных элементов (6б) угловую зависимость

$$V^{\text{exch}}_{j_1 j_1', j_2 j_2'} \propto \exp\left[i(j_2 + j_2' - j_1 - j_1')\varphi_A\right]. \tag{16}$$

К этому же результату можно прийти, построив оператор обменного взаимодействия дырок H_{exch} методом инвариантов. С этой целью введем аналоги матриц Паули σ_x, σ_y, σ_z дырки в экситоне или на акцепторе в базисе функций α $(X+iY)$, β $(X-iY)$, а также матрицы J_x, J_y, J_z проекций углового момента $J=3/2$ в базисе представления Γ_8. Можно проверить, что матрицы $\sigma_\pm = (\sigma_x \pm i\sigma_y)/2$ и σ_z совпадают с матрицами

$$-\frac{1}{6}(J_x \pm iJ_y)^3, \quad \frac{1}{12} J_z(4J_z^2 - 1) \tag{17}$$

после исключения у этих матриц размерности 4×4 внутренних строк и столбцов с $m=\pm 1/2$. Представим оператор обменного взаимодействия в виде

$$H_{\text{exch}} = \Delta_\perp(\sigma_+^h\sigma_-^A + \sigma_-^h\sigma_+^A) + \Delta_\parallel\sigma_z^h\sigma_z^A + \sigma_z^h(\Delta_{1-}\sigma_+^A + \Delta_{1+}\sigma_-^A) + \sigma_z^A(\Delta_{2-}\sigma_+^h + \Delta_{2+}\sigma_-^h) +$$
$$+ \Delta_{3-}\sigma_+^h\sigma_+^A + \Delta_{3+}\sigma_-^h\sigma_-^A + i\Delta_4(\sigma_+^h\sigma_-^A - \sigma_-^h\sigma_+^A), \tag{18}$$

где $\Delta_{l-} = \Delta_{l+}^*$ $(l=1,\ 2,\ 3)$. Из выражения (6б) для матричных элементов обменного взаимодействия, полученного при $a_A \ll a_{\text{exc}}^h$, и из инвариантности оператора H_{exch} к преобразованиям группы $C_{\infty v}$ следует, что коэффициенты $\Delta_\perp$ и $\Delta_\parallel$ зависят только от модуля вектора ρ_A, коэффициент $\Delta_4=0$, а коэффициенты $\Delta_{l\pm}$ можно представить в виде

$$\Delta_{l\pm} = f_l(\rho_A)\rho_{A\pm}^3 \quad \text{при } l=1,\ 2,$$
$$\Delta_{3\pm} = f_3(\rho_A)\rho_{A\pm}^6, \tag{19}$$

где $\rho_{A\pm} = \rho_{Ax} \pm i\rho_{Ay}$. Здесь учтено, что в цилиндрическом приближении симметрия матриц $\sigma_\pm$ и σ_z совпадает с симметрией матриц (17) и из произведений компонент одного вектора не построить компоненту псевдовектора на ось z. Зависимость коэффициентов Δ от ρ_A согласуется с приведенной выше угловой зависимостью матричного элемента (16).

Заметим, что оценка (7) относится в первую очередь к коэффициентам $\Delta_\perp$ и $\Delta_\parallel$. Очевидно, наличие в выражениях (19) пространственных гармоник высокого порядка означает малость коэффициентов $\Delta_{3\pm}$ по сравнению с $\Delta_{1\pm}$, $\Delta_{2\pm}$ и малость последних по сравнению с $\Delta_\perp$, $\Delta_\parallel$.

Если акцептор расположен в центре квантовой ямы, а состояния связанного экситона инвариантны к пространственной инверсии, гамильтониан H_{exch} является инвариантом группы $D_{\infty h}$ и, в частности, не меняется при отражении в плоскости, перпендикулярной оси z и проходящей через центр квантовой ямы. По отношению к этому преобразованию матрица $\sigma_z^{h,A}$ не меняется, а матрицы $\sigma_\pm^{h,A}$ меняют знак (см. (17)). Поэтому в рассматриваемом частном случае коэффициенты $\Delta_{1\pm}$, $\Delta_{2\pm}$ равны нулю. Если акцептор смещен относительно центра ямы, а к экситонным состояниям по-прежнему применима классификация по представлениям группы $D_{\infty h}$, коэффициенты $\Delta_{\perp}$, $\Delta_{\parallel}$, $\Delta_{3\pm}$ являются четными, а $\Delta_{1\pm}$, $\Delta_{2\pm}$ — нечетными функциями z_i в согласии со свойством симметрии (14) функций $Q^{j_1 j_2}_{m_1 m_2}(z_1, z_2; \pm; z_i)$. Это означает, что функция $f_{1,2}(\rho_A)$ в (19) в окрестности точки $z_i=0$ пропорциональна z_i. При приближении примесного атома к гетероструктуре интеграл перекрытия волновых функций дырок убывает и матричные элементы (6б) снова должны уменьшаться. Поэтому внутри интервала $(0, L_z/2)$ имеются значения $|z_i|$, при которых коэффициенты $\Delta_{1\pm}$, $\Delta_{2\pm}$ максимальны.

Тетрагональная симметрия. При наличии тетрагональной анизотропии в плоскости (x, y) огибающим $F^j_m(\mathbf{r})$ $(j=\pm 3/2)$ нельзя приписать проекцию момента $j-m$, они составлены из функций, преобразующихся по следующим представлениям группы C_{4v}: A_1 и A_2 $(F^{3/2}_{3/2}$ или $F^{-3/2}_{-3/2})$, $E(F^{3/2}_{1/2}$ или $F^{-3/2}_{-1/2})$, B_1 и B_2 $(F^{3/2}_{-1/2}$ или $F^{-3/2}_{1/2})$ и E $(F^{3/2}_{-3/2}$ или $F^{-3/2}_{3/2})$. Функция $Q^{j_1 j_2}_{m_1 m_2}(z_1, z_2)$ отлична от нуля при

$$j_1 - m_1 - (j_2 - m_2) = 4N, \tag{20}$$

где N — целое число. В частности, $Q^{jj}_{m_1 m_2}$ по-прежнему отлично от нуля лишь при $m_1 = m_2$, тогда как $Q^{j,-j}_{m_1 m_2} \neq 0$ не только при $m_1 = j = -m_2$, но и при $m_2 - m_1 = 1$, если $j = 3/2$, или $m_2 - m_1 = -1$, если $j = -3/2$.

В отличие от (19) в рассматриваемом случае зависимость $\Delta_{l\pm}$ от ρ_A содержит пространственные гармоники первого и второго порядков

$$\bar{f}(\rho_A)\,\rho_{A\mp} \quad \text{при} \quad l = 1, 2,$$

$$\bar{f}_3(\rho_A)\,\rho^2_{A\pm} \quad \text{при} \quad l = 3,$$

$$\Delta_4(\rho_A) = \bar{f}_4(\rho_A)\,\rho_{Ax}\rho_{Ay}\left(\rho^2_{Ax} - \rho^2_{Ay}\right),$$

где $\bar{f}_l$ — функции модуля ρ_A, стремящиеся тождественно к нулю при $\gamma_2 - \gamma_3 \to 0$. Тем не менее, как и в цилиндрическом приближении, коэффициенты $\Delta_{1\pm}$, $\Delta_{2\pm}$ обращаются в нуль при $z_i=0$, если состояния связанного экситона можно классифицировать по представлениям группы D_{4h}. При более низкой симметрии состояний связанного экситона (например, если ответственное за локализацию экситона возмущение асимметрично вдоль оси z) эти коэффициенты отличны от нуля и при $z_i=0$. Можно, однако, ожидать, что более существенную роль играет асимметрия, связанная со смещением примесного атома относительно центра ямы.

3. Рассеяние света с переворотом момента дырки

Для оптического возбуждения (и высвечивания) электронно-дырочной пары или экситона $e1-hh1$ в квантовой яме GaAs/AlGaAs справедливы следующие правила отбора: переходы в состояния $|-1/2, 3/2\rangle$ и $|1/2, -3/2\rangle$ разрешены соответственно в σ_+- и σ_--поляризации, состояния $|1/2, 3/2\rangle$, $|-1/2, -3/2\rangle$ в дипольном приближении запрещены. Здесь в обозначении $|s, m\rangle$ первый индекс — проекция спина электрона на ось z, второй индекс — проекция углового момента дырки в терминах гамильтониана Латтинжера для зоны Γ_8 объемного GaAs.

Рассеяние света, наблюдаемое в [1, 2] в образцах p-типа, сопровождается переворотом $3/2 \to -3/2$ или $-3/2 \to 3/2$ углового момента дырки, связанной на акцепторе. Процесс рассеяния включает три этапа.

1) Поглощение первичного фотона с возбуждением экситона. Исследованная в [1] область спектра возбуждения рассеяния, по-видимому, захватывает как состояния связанного экситона со сравнительно небольшим радиусом локализации (длинноволновый край спектра), так и слабо локализованные состояния, в том числе электронно-дырочные пары, модифицированные кулоновским взаимодействием и локализующиеся в квантующем магнитном поле (коротковолновой край).

2) Переворот спина дырки на акцепторе в процессе

$$|\pm 3/2\rangle_A |\pm 1/2,\ \mp 3/2\rangle \to |\mp 3/2\rangle_A |\mp 1/2,\ \mp 3/2\rangle \tag{21а}$$

или

$$|\pm 3/2\rangle_A |s,\ m\rangle \to |\mp 3/2\rangle_A |s,\ m\rangle, \tag{21б}$$

где $|j\rangle_A$ — состояние дырки на акцепторе.

3) Испускание экситоном вторичного фотона. Процесс (21б) представляет собой переворот момента дырки на акцепторе, индуцированный поляризованной дыркой в экситоне и описываемый в (18) слагаемым, пропорциональным Δ_{1+} или Δ_{1-}. Процесс (21а) предполагает участие трех механизмов обменного взаимодействия: переворот моментов обеих дырок

$$|\pm 3/2\rangle_A |s,\ \mp 3/2\rangle \to |\mp 3/2\rangle_A |s,\ \pm 3/2\rangle$$

(коэффициент $\Delta_\perp$ в (18)), переворот моментов электрона и дырки в экситоне $|\pm 1/2,\ \pm 3/2\rangle \to |\mp 1/2,\ \mp 3/2\rangle$ и переворот момента дырки в экситоне, индуцированного поляризованной дыркой на акцепторе (коэффициент Δ_{2+} или Δ_{2-}). В дальнейшем мы учитываем лишь основной вклад в обменное взаимодействие электрона и дырки в экситоне; этот вклад в базисе электронных состояний α, β и дырочных состояний α $(X+iY)$, β $(X-iY)$ записывается в виде

$$H_{eh} = \Delta_\parallel^{eh} \sigma_z^e \sigma_z^h + \Delta_\perp^{eh} (\sigma_x^e \sigma_x^h - \sigma_y^e \sigma_y^h). \tag{22}$$

Переворот $|\pm 1/2,\ \pm 3/2\rangle \to |\mp 1/2,\ \mp 3/2\rangle$ описывается вторым вкладом, пропорциональным $\Delta_\perp^{eh}$. Заметим, что в базисе дырочных состояний β $(X-iY)$, $-\alpha(X+iY)$, использованном в [1], слагаемые в круглых скобках входят с одинаковыми знаками. Если симметрия возмущения V $(\mathbf{r}_e,\ \mathbf{r}_h)$, ответственного за локализацию экситона, ниже симметрии идеальной структуры с квантовой ямой, гамильтониан (22) может содержать дополнительные слагаемые, снимающие вырождение радиационного дублета (см. [3, 4]).

При наличии независимого механизма спиновой релаксации электрона в экситоне (спин-решеточная релаксация, сверхтонкое взаимодействие с ядрами) процесс (21а) может реализоваться при дополнительном учете только обменного взаимодействия $\Delta_\perp$ $(\sigma_+^h \sigma_-^A + \sigma_-^h \sigma_+^A)$. Если переворот электронного спина происходит за счет спин-решеточной релаксации, сдвиг линии рассеяния зависит не только от g-фактора дырки на акцепторе, но и от g-фактора электрона. Независимые механизмы спиновой релаксации будут рассмотрены в отдельной работе и здесь не учитываются. В этом случае наличие оси симметрии C_n порядка $n=2$, 3, 4 или 6 запрещает рассеяние с переворотом момента дырки на акцепторе в поле $\mathbf{B} \parallel C_n$ при отсутствии возмущения V $(\mathbf{r}_e,\ \mathbf{r}_h)$, понижающего симметрию. Действительно, при наличии оси C_n проекция углового момента должна сохраняться с точностью до целого числа, кратного n. При рассеянии вперед или назад проекция момента фотона не меняется или изменяется на $\Delta M = \pm 2$, а при перевороте $|\pm 3/2\rangle_A \to |\mp 3/2\rangle_A$ проекция момента дырки меняется на $\Delta j = \pm 3$. Поэтому закон сохранения $\Delta M - \Delta j = nN$ не может быть выполнен. Отсюда, в частности, следует, что если а) в качестве промежуточного состояния выступает экситон, связанный на нейтральном акцепторе, и б) возмущением V $(\mathbf{r}_e,\ \mathbf{r}_h)$ из-за неидеальности структуры можно пренебречь, рассеяние с переворотом момента дырки на акцепторе может происходить лишь в наклонном поле, что и наблюдалось в объемном CdS [5]. Этот вывод согласуется с обращением в нуль коэффициентов $\Delta_{l\pm}$ $(l=1,\ 2)$ при $\rho_A \to 0$.

4. Сечение рассеяния

Для удобства изложения мы приведем вначале выражение для сечения рассеяния $d\sigma/d\omega$ в предельном случае малого обменного взаимодействия дырок между собой и с электроном (малого по сравнению с расстоянием между двухдырочными подуровнями $(\pm g_A\ \pm g_h)\ \mu_0 B_z/2$)

$$\frac{d\sigma}{d\omega} \propto \sum_{sjj'} \delta(\omega_2 - \omega_1 + \Omega_j) I_1 S f_j \int d\bar{\omega} g_{sj'}(\bar{\omega}) \overline{\left| \frac{M^*_{sj'}(\mathrm{e}_2) V_{-jj',\,jj'} M_{sj'}(\mathrm{e}_1)}{(\bar{\omega} - \omega_2 - i\gamma)(\bar{\omega} - \omega_1 - i\gamma)} \right|^2}. \tag{23}$$

Здесь ω — частота; e — вектор поляризации; I — интенсивность света, индексы 1 и 2 относятся соответственно к возбуждающему и рассеянному свету; $\Omega_j = (\mathrm{sign}\ j)\ g_A \mu_0 B_z/\hbar$; f_j — степень заселенности дыркой на акцепторе подуровня j; $g(\bar{\omega})$ — удельная плотность состояний локализованных экситонов с резонансной частотой $\bar{\omega}$; функции $g_{sj'}(\omega)$ с различными s и j' смещены относительно друг друга на величину соответствующего зеемановского расщепления; S — площадь образца; γ — затухание экситона, связанное с временем жизни τ его на уровне $\hbar\bar{\omega}$ соотношением $\gamma = (2\tau)^{-1}$ (возможной зависимостью γ от j пренебрегается); $M_{sj'}(\mathrm{e})$ — матричный элемент оптического возбуждения экситона; черта означает усреднение по положению акцепторных примесей. При малом обменном взаимодействии вклад процесса (21а) в сечение рассеяния возникает в третьем порядке теории возмущений. Поэтому в (23) учитывается лишь процесс (21б): согласно (18),

$$V_{-jj',\,jj'} = (\mathrm{sign}\,j')\,\Delta_{1,\,-\mathrm{sign}\,j'}(\rho_A). \tag{24}$$

Значению j, при котором $\Omega_j > 0$ или $\Omega_j < 0$, отвечает соответственно рассеяние в стоксову или антистоксову области.

При равновесном распределении дырки по подуровням j степень заселенности определяется стандартным выражением

$$f_j = \frac{e^{-X_j}}{e^{X} + e^{-X}}, \tag{25}$$

где $X_j = \hbar\Omega_j/2k_BT$, $X = |X_j|$. При плавной функции $g(\bar{\omega})$ (в масштабе γ) и при $\Omega = |\Omega_j| \equiv \Delta E/\hbar \gg \gamma$ интегрирование по $\bar{\omega}$ дает

$$\int \frac{g(\bar{\omega})\,d\bar{\omega}}{[(\bar{\omega} - \omega_2)^2 + \gamma^2][(\bar{\omega} - \omega_1)^2 + \gamma^2]} = 2\pi\frac{\tau}{\Omega^2}[g(\omega_1) + g(\omega_2)]. \tag{26}$$

Таким образом, сечение рассеяния пропорционально времени жизни экситона в промежуточном состоянии. Аналогичный результат получен при анализе резонансного комбинационного рассеяния света на LO-фононах в структурах с квантовыми ямами в [6]. Из (25), (26) получаем для отношения интенсивностей стоксовой и антистоксовой компонент

$$\frac{\sigma_S}{\sigma_{AS}} = e^{\hbar\Omega/k_BT}\frac{\sigma_S(\omega_1)}{\sigma_S(\omega_1 + \Omega)}. \tag{27}$$

Заметим, что с учетом зависимости g-фактора дырки на акцепторе от смещения z_i линия рассеяния приобретает конечную ширину (неоднородное уширение). По этой причине абсолютная полуширина линии $\delta\Omega$ должна линейно возрастать, а относительная полуширина $\delta\Omega/\Omega$ оставаться неизменной с ростом поля B_z (см. [2]). В селективно-легированной структуре, в которой положение акцепторов z_i фиксировано или имеет небольшой разброс, указанный механизм уширения линии рассеяния отсутствует.

Рассмотрим теперь случай, когда дырочно-дырочное взаимодействие с переворотом момента одной дырки и сохранением направления момента другой (коэффициенты $\Delta_{l\pm}$ с $l=1, 2$ в (18)) по-прежнему считается малым и учитывается в первом порядке теории возмущений, но соотношения между коэффициентами $\Delta_{\parallel}$, $\Delta_{\perp}$, $\Delta_{\parallel}^{eh}$, $\Delta_{\perp}^{eh}$ и зеемановскими энергиями произвольны. Пронумеруем собственные состояния n ($n=1-8$) трехчастичной системы (электрон с дыркой в экситоне и дырка на акцепторе) с гамильтонианом

$$\Delta_{\parallel}\sigma_z^h\sigma_z^A + \Delta_{\perp}(\sigma_+^h\sigma_-^A + \sigma_-^h\sigma_+^A) + \Delta_{\parallel}^{eh}\sigma_z^e\sigma_z^h + \Delta_{\perp}^{eh}(\sigma_x^e\sigma_x^h - \sigma_y^e\sigma_y^h) + \\ + \frac{1}{2}\mu_0 B_z(g_e\sigma_z^e + g_h\sigma_z^h + g_A\sigma_z^A), \qquad (28)$$

где g_e — g-фактор электрона. Сечение рассеяния в рассматриваемом случае можно представить в виде

$$\frac{d\sigma}{d\omega} \propto \sum_j \delta(\omega_2 - \omega_1 + \Omega_j) I_1 S f_j g(\omega_1) \int d\bar{\omega} \left| \sum_{n_1 n_2} \frac{M_{n_2}^*(\mathbf{e}_2, -j) V_{n_2 n_1} M_{n_1}(\mathbf{e}_1, j)}{(\omega_{n_2, j} - \omega_1 - i\gamma)(\omega_{n_1, j} - \omega_1 - i\gamma)} \right|^2. \qquad (29)$$

Здесь $\omega_{n,j} = \bar{\omega} + \Omega_n - (\Omega_j/2)$, $\hbar\bar{\omega}$ и $\hbar(\bar{\omega} + \Omega_n)$ — энергия возбуждения экситона n без учета и с учетом обменного и зеемановского взаимодействия (28), $M_n(\mathbf{e}, j)$ — матричный элемент оптического возбуждения экситона n при начальном состоянии j дырки на акцепторе. Для простоты плотность состояний считается медленно меняющейся функцией в масштабе Ω_n, Ω_j или γ и вынесена в виде отдельного множителя $g(\omega_1)$. После интегрирования по $\bar{\omega}$ получаем

$$2\pi g(\omega_1)\tau \left[\sum_{n_1 n_2 n_2'} \frac{M_{n_2}^* M_{n_2'} V_{n_2 n_1}^* V_{n_2' n_1} |M_{n_1}|^2}{(\Omega_{n_2} - \Omega_{n_1})(\Omega_{n_2'} - \Omega_{n_1})} + \sum_{n_1 n_1' n_2} \frac{|M_{n_2}|^2 V_{n_2 n_1} V_{n_2 n_1'}^* M_{n_1} M_{n_1'}^*}{(\Omega_{n_2} - \Omega_{n_1})(\Omega_{n_2} - \Omega_{n_1'})} \right]. \qquad (30)$$

Из-за вклада в (28), пропорционального $\Delta_{\perp}^{eh}$, при действии оператора (28) проекция момента сохраняется с точностью до целого числа, кратного 4. Поэтому три из восьми состояний n являются линейными комбинациями состояний $|1/2, 3/2, -3/2\rangle \equiv |3/2\rangle_A$ $|1/2, -3/2\rangle$, $|1/2, -3/2, 3/2\rangle$ и $|-1/2, -3/2, -3/2\rangle$. Припишем этим трем состояниям значения $n=1$, 2, 3. Еще три состояния $n=4$, 5, 6, связанные с предыдущими операцией инверсии времени, являются линейными комбинациями состояний $|-1/2, -3/2, 3/2\rangle$, $|-1/2, 3/2, -3/2\rangle$ и $|1/2, 3/2, 3/2\rangle$. Оператор (28) меняет энергию состояний $|1/2, -3/2, -3/2\rangle$ и $|-1/2, 3/2, 3/2\rangle$, которым приписываются значения $n=7$ и 8, но не смешивает их между собой или с другими состояниями. В поляризации σ_- разрешены оптические переходы в состояния $n=1$, 2, 3 при $j=3/2$ и $n=7$ при $j=-3/2$, в поляризации σ_+ разрешены переходы в состояния $n=4$, 5, 6 при $j=-3/2$ и $n=8$ при $j=3/2$. Для рассеяния в конфигурации (σ_-, σ_-) индексы n_1 и n_2 в (29) принимают значения $n_1=1$, 2, 3, $n_2=7$ при $j=3/2$ и $n_1=7$, $n_2=1$, 2, 3 при $j=-3/2$. При рассеянии (σ_+, σ_+) $n_1=4$, 5, 6, $n_2=8$ при $j=-3/2$ и $n_1=8$, $n_2=4$, 5, 6 при $j=3/2$. Переходы 1, 2, 3 $\leftrightarrow$ 7 и 4, 5, 6 $\leftrightarrow$ 8 возникают лишь с учетом обменного взаимодействия, описываемого коэффициентами Δ_{1+} и Δ_{1-}. Поэтому для процесса рассеяния (21б) $V_{n_2 n_1} \sim \Delta_{1\pm}$. В рассеянии ($\sigma_-$, σ_+) или (σ_+, σ_-) принимают участие состояния $n_1=1$, 2, 3, $n_2=4$, 5, 6 или $n_1=4$, 5, 6, $n_2=1$, 2, 3, и в этом случае $V_{n_2 n_1} \sim \Delta_{2\pm}$.

Строго говоря, наряду с процессами (21а) и (21б) вклад в рассеяние может вносить процесс

$$|\pm 3/2\rangle_A\,|\mp 1/2,\ \pm 3/2\rangle \to |\mp 3/2\rangle_A\,|\pm 1/2,\ \mp 3/2\rangle. \tag{21в}$$

При этом в скрещенной конфигурации (σ_+, σ_-) должны одновременно наблюдаться и стоксова, и антистоксова компоненты. Процесс (21в) возможен при $\Delta_{\perp}^{eh}\neq 0$, $V_{2\pm}\neq 0$ и учете обменного взаимодействия, сопровождаемого переворотом дырочных моментов $3/2$, $3/2 \leftrightarrow -3/2$, $-3/2$. Соответствующий коэффициент $\Delta_{3\pm}$ пропорционален пространственным гармоникам $\rho_{A\pm}^6$ в цилиндрическом приближении или $\rho_{A\pm}^2$ с учетом тетрагональной симметрии и должен быть мал по сравнению с $\Delta_{\perp}$. Следовательно, по сравнению с процессом (21а) для процесса (21в) сечение рассеяния имеет малость $|\Delta_{3\pm}/\Delta_{\perp}|^2$, чем и объясняется, почему в эксперименте этот процесс не проявляется.

Если обменные константы $\Delta_{\parallel}$, $\Delta_{\perp}$ велики по сравнению с $\Delta_{\parallel}^{eh}$, $\Delta_{\perp}^{eh}$ и зеемановскими энергиями, преобладающий вклад, как и в предельном случае малого обменного взаимодействия (см. (23)), вносит процесс рассеяния (21б). При этом величина (30) приводится к виду

$$\pi g(\omega_1)\tau\hbar^2\left[|M|^4\,|\Delta_{1-}|^2\frac{12\Delta_{\parallel}^2+\Delta_{\perp}^2}{(4\Delta_{\parallel}^2-\Delta_{\perp}^2)^2}\right],$$

где

$$M\equiv M_{1/2,\,-3/2}(\sigma_-)=M_{-1/2,\,3/2}(\sigma_+).$$

При выполнении неравенств

$$|\Delta_{\perp}^{eh}|\gg|\Delta_{\perp}|\gg|g_{A,\,h}\mu_0 B_z|$$

относительный вклад в сечение рассеяния процессов (21а) и (21б) зависит от соотношения между коэффициентами $\Delta_1=|\Delta_{1\pm}|$ и $\Delta_2=|\Delta_{2\pm}|$, а также между характерными значениями энергетических знаменателей в (30), которые в свою очередь определяются конкретным видом функций $F_m^j(\mathbf{r})$ и $G_m^{j'}(\mathbf{r}_e,\,\mathbf{r}_h)$. С ростом радиуса локализации экситона константы обменного взаимодействия $\Delta_{\perp,\,\parallel}$, $\Delta_{\perp,\,\parallel}^{eh}$ уменьшаются и вклад процесса (21б) становится преобладающим. Этот вывод находится в согласии с поляризационной зависимостью рассеяния света, исследованного в [1].

Заметим, что если возмущение, ответственное за связывание экситона, имеет симметрию ниже C_{4v}, смешивание в экситоне состояний дырки с различными m может приводить к изменению правил отбора при оптическом возбуждении экситона. Например, возмущения симметрии B_1 и B_2 смешивают дырочные состояния $3/2$ и $-1/2$ (или $-3/2$ и $1/2$), вследствие чего вероятность оптического возбуждения экситона начинает зависеть от направления вектора поляризации $\mathbf{e}$. В силу случайности возмущения $V(\mathbf{r}_e,\,\mathbf{r}_h)$ полная вероятность поглощения света в квантовой яме не зависит от ориентации вектора $\mathbf{e}$ в плоскости $(x,\,y)$. Однако при наличии такой локальной анизотропии экситоны, возбуждаемые циркулярно-поляризованным светом, излучают вперед и назад частично деполяризованный свет. Это может быть одной из причин отличия от 100 % степени циркулярной поляризации, наблюдаемого при циркулярно-поляризованном возбуждении на коротковолновом краю.

Таким образом, мы рассмотрели механизмы рассеяния света с переворотом спина дырки на акцепторе, обусловленные дырочно-дырочным обменным взаимодействием. Теория вполне применима для описания наблюдаемого в эксперименте процесса рассеяния (21б). Что касается процесса типа (21а), то наряду с изученным здесь механизмом отдельного рассмотрения требует механизм рассеяния, в котором в качестве промежуточного состояния участвует экситон, связанный на нейтральном акцепторе, а переворот электронного спина происходит за счет спин-решеточной релаксации или контактного сверхтонкого взаимодействия с ядрами основной решетки.

Автор благодарен М. Кардоне, Д. Н. Мирлину, Г. Е. Пикусу, К. Плогу, В. Ф. Сапеге и А. А. Сиренко за стимулирование настоящей работы.

Список литературы

[1] Sapega V. F., Cardona M., Ploog K., Ivchenko E. L., Mirlin D. N. // Phys. Rev. 1991. V. B45. N. 5.
[2] Мирлин Д. Н., Сиренко А. А. // ФТТ. 1992 Т. 34. N 1. С. 205—209.
[3] van Kesteren H. W., Cosman E. S., van der Poel W. A. J. A., Foxon C. T. // Phys. Rev. 1990. V. B41. N 9. P. 5283—5291.
[4] Ivchenko E. L., Kochereshko V. P., Naumov A. Yu., Uraltsev I. N., Lavallard P. // Superlattices and Microstructures. 1991. V. 10. N 4. P. 497—501.
[5] Thomas D. G., Hopfield J. J. // Phys. Rev. 1968. V. 175. N 3. P. 1021—1032.
[6] Zucker J. E., Pinczur A., Chemla D. S., Gossard A. C. // Phys. Rev. 1987. V. 35. N 6. P. 2892—2895; Zucker J. E., Isaacs E., Heiman D., Pinczuk A., Chemla D. S. // Surface Sci. 1988. V. 196. P. 563—568.

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

Поступило в Редакцию
7 августа 1991 г.