

МОНОПОЛЯРНАЯ ОПТИЧЕСКАЯ ОРИЕНТАЦИЯ ЭЛЕКТРОННЫХ СПИНОВ В ОБЪЕМНЫХ ПОЛУПРОВОДНИКАХ И ГЕТЕРОСТРУКТУРАХ

Е. Л. Ивченко, С. А. Тарасенко*

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

Поступила в редакцию 9 февраля 2004 г.

Показано, что внутризонное поглощение циркулярно поляризованного света приводит к спиновой поляризации электронного газа. Теория такой монополярной оптической ориентации построена для не прямых внутризонных переходов в объемных полупроводниках, а также для не прямых внутривозонных и прямых межподзонных переходов в квантовых ямах.

PACS: 72.25.Fe, 72.25.Rb, 78.67.De, 78.20.-e

1. ВВЕДЕНИЕ

В последнее время спин-зависимые явления в полупроводниковых структурах привлекают к себе большое внимание. Наиболее распространенным методом создания спиновой поляризации и исследования кинетики спин-поляризованных носителей является оптическая ориентация электронных спинов [1]. При межзонном возбуждении циркулярно поляризованным светом прямые оптические переходы из валентной зоны в зону проводимости возможны только с изменением углового момента электрона на ± 1 . Такие правила отбора приводят к ориентации фотовозбужденных носителей по спину. Направление и степень спиновой ориентации зависят от направления распространения света и степени его циркулярной поляризации.

В настоящее время явление оптической ориентации подробно исследовано для межзонного поглощения света в объемных полупроводниках и наноструктурах (см. [1–4]) и, частично, для прямых межподзонных переходов в сложной валентной зоне Γ_8 полупроводников с решеткой цинковой обманки [3, 5, 6]. Вопрос о монополярной оптической ориентации электронного газа до последнего времени не затрагивался. Однако обнаружение циркулярного фотогальванического и спин-гальванического эффектов в квантовых ямах InAs/AlGaAs и GaAs/AlGaAs *n*-типа [7–12] показывает, что внутри-

зонное поглощение циркулярно поляризованного света вызывает перераспределение электронов по спиновым состояниям.

В данной работе представлена теория монополярной оптической ориентации электронного газа при возбуждении циркулярно поляризованным светом с энергией фотона, малой по сравнению с шириной запрещенной зоны. Рассмотрены не прямые внутризонные оптические переходы в объемных полупроводниках и не прямые внутривозонные и прямые межподзонные переходы в квантовых ямах на основе полупроводников с решеткой цинковой обманки. Поскольку в фотовозбуждении участвует только один тип носителей, электроны, монополярная оптическая ориентация может рассматриваться как оптический метод спиновой инжекции.

Статья построена следующим образом. В разд. 2 рассмотрена монополярная оптическая ориентация электронного газа в объемных полупроводниках. В разд. 3 представлена теория оптической ориентации электронов в квантовых ямах при внутривозонном и межподзонном возбуждении. Раздел 4 посвящен рассмотрению короткодействующего механизма спиновой релаксации Эллиота–Яфета, который определяется теми же межзонными константами электронного рассеяния на фонах и дефектах, которые определяют спиновую ориентацию электронов при не прямых оптических переходах. В Заключении результаты расчетов сопоставляются с имеющимися экспериментальными данными.

*E-mail: ivchenko@coherent.ioffe.ru

2. ОПТИЧЕСКАЯ ОРИЕНТАЦИЯ В ОБЪЕМНЫХ ПОЛУПРОВОДНИКАХ

Внутризонное поглощение света (поглощение Друде) возможно, если оно сопровождается дополнительными процессами рассеяния импульса электронов, поскольку необходимо удовлетворить одновременно законам сохранения энергии и импульса. Третьей частицей, передающей электрону импульс, может быть статический дефект, акустический или оптический фонон, другой электрон.

Теоретически непрямые оптические переходы описываются по теории возмущений процессами второго порядка с виртуальными промежуточными состояниями. Составной матричный элемент для переходов с начальным и конечным состояниями в зоне проводимости имеет стандартный вид [3]:

$$M_{s'k' \leftarrow sk} = \sum_{\nu} \left(\frac{V_{cs'k', \nu k} R_{\nu k, cs k} + R_{cs'k', \nu k'} V_{\nu k', cs k}}{E_{ck} - E_{\nu k} + \hbar\omega} + \frac{R_{cs'k', \nu k'} V_{\nu k', cs k}}{E_{ck} - E_{\nu k'} \mp \hbar\Omega_{\mathbf{k}-\mathbf{k}'}} \right), \quad (1)$$

где \mathbf{k} и \mathbf{k}' — волновые векторы электрона в начальном и конечном состояниях, s — спиновый индекс, ν — индекс зоны промежуточного состояния, E_{ck} , $E_{ck'}$ и E_{ν} — энергии электрона в начальном, конечном и промежуточном состояниях, R — матричный элемент оператора взаимодействия электрона с полем световой волны, V — матричный элемент электрон-фононного взаимодействия или рассеяния электрона на примеси, $\hbar\omega$ — энергия кванта света, $\hbar\Omega_{\mathbf{k}-\mathbf{k}'}$ — энергия фонона (при упругом рассеянии на примеси $\hbar\Omega = 0$). Знаки « \mp » в (1) соответствуют процессам испускания и поглощения фононов. Матричный элемент R , описывающий переход из состояния $|n, s, \mathbf{k}\rangle$ в $|\nu, \mathbf{k}\rangle$ с поглощением света, связан с матричным элементом оператора импульса $\hat{\mathbf{p}}$ соотношением

$$R_{\nu k, ns k} = \frac{e}{cm_0} \mathbf{A} \cdot \mathbf{p}_{\nu k, ns k}, \quad (2)$$

где m_0 — масса свободного электрона, e — элементарный заряд, $\mathbf{A} = A\mathbf{e}$ — комплексная амплитуда

да векторного потенциала электромагнитной волны, $A = |\mathbf{A}|$, \mathbf{e} — вектор поляризации.

Наибольший вклад во внутризонное поглощение света вносят процессы с промежуточными состояниями в той же зоне. Схематическое изображение таких процессов представлено на рис. 1. Соответствующий матричный элемент перехода легко получить из (1), рассматривая в качестве промежуточного состояния только зону проводимости. В случае, когда энергия фотона значительно превышает энергию, переданную электрону при рассеянии, $\hbar\omega \gg \hbar\Omega_{\mathbf{k}-\mathbf{k}'}$, матричный элемент имеет вид

$$M_{cs'k' \leftarrow cs k}^{(0)} = \frac{eA}{c\omega\hbar^2} \mathbf{e} \left(\frac{dE_{ck}}{d\mathbf{k}} - \frac{dE_{ck'}}{d\mathbf{k}'} \right) V_{cs'k', cs k}. \quad (3)$$

Такие процессы определяют коэффициент внутризонного поглощения света, но не вносят вклад в оптическую ориентацию, поскольку модуль матричного элемента (3) не зависит от знака циркулярной поляризации света.

Спиновая ориентация, вызванная внутризонным поглощением циркулярно поляризованного света, может быть получена, если рассмотреть виртуальные процессы с промежуточным состоянием в сложной валентной зоне и учесть ее спин-орбитальное расщепление. Рисунок 2 схематически демонстрирует спиновую ориентацию электронного газа. При возбуждении циркулярно поляризованным светом σ^+ электронные переходы с переворотом спина $|-1/2\rangle \rightarrow |+1/2\rangle$ идут через промежуточные состояния в подзоне легких и спин-орбитально отщепленных дырок, тогда как обратные процессы $|+1/2\rangle \rightarrow |-1/2\rangle$ запрещены правилами отбора для межзонных матричных элементов. Такая асимметрия фотовозбуждения и приводит к спиновой ориентации электронного газа.

Рассмотрим оптическую ориентацию при рассеянии электронов на акустических фононах. Гамильтониан межзонного смешивания, вызванного деформационным потенциалом акустических фононов, представляет собой матрицу 2×6 :

$$\hat{V}_{ph} = \Xi_{cv} \begin{bmatrix} -\frac{\varepsilon_{yz} + i\varepsilon_{xz}}{\sqrt{2}} & \sqrt{\frac{2}{3}}\varepsilon_{xy} & \frac{\varepsilon_{yz} - i\varepsilon_{xz}}{\sqrt{6}} & 0 & -\frac{\varepsilon_{xy}}{\sqrt{3}} & -\frac{\varepsilon_{yz} - i\varepsilon_{xz}}{\sqrt{3}} \\ 0 & -\frac{\varepsilon_{yz} + i\varepsilon_{xz}}{\sqrt{6}} & \sqrt{\frac{2}{3}}\varepsilon_{xy} & \frac{\varepsilon_{yz} - i\varepsilon_{xz}}{\sqrt{2}} & -\frac{\varepsilon_{yz} + i\varepsilon_{xz}}{\sqrt{3}} & \frac{1}{\sqrt{3}}\varepsilon_{xy} \end{bmatrix}, \quad (4)$$

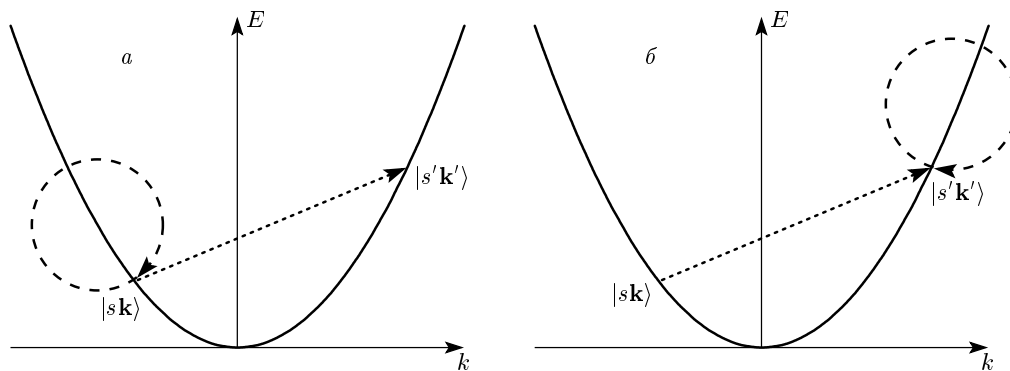


Рис. 1. Схематическое изображение не прямых внутризонных оптических переходов с промежуточными состояниями в той же зоне. Штриховые и пунктирные линии обозначают взаимодействие электрона с электромагнитной волной и рассеяние электрона. Рис. а и б соответствуют первому и второму слагаемым в выражении (1) для составного матричного элемента

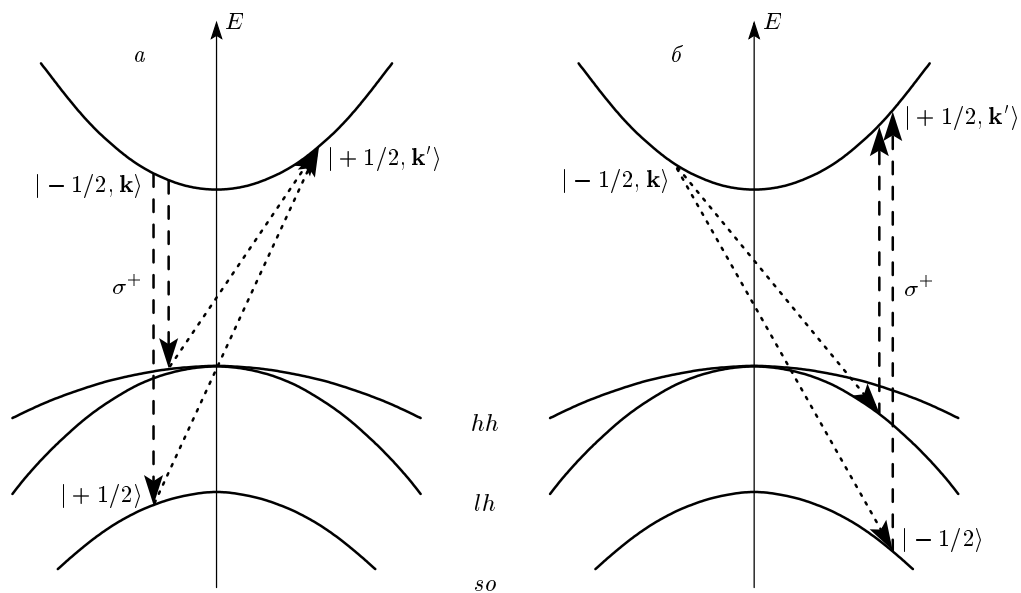


Рис. 2. Схематическое изображение оптической ориентации при не прямых оптических переходах в зоне проводимости с промежуточными состояниями в валентной зоне

где Ξ_{cv} — межзонная константа деформационного потенциала; ε_{yz} , ε_{xz} , ε_{xy} — недиагональные компоненты тензора деформации, преобразующиеся в группе T_d как вектор; блоховские функции зоны проводимости Γ_6 и функции валентных зон Γ_8 , Γ_7 выбраны в каноническом базисе [3].

Принимая во внимание виртуальные процессы с промежуточным состоянием в валентной зоне, для матричного элемента непрямого поглощения света получаем

$$M_{s'k',s\mathbf{k}} = A_{\mathbf{k}',\mathbf{k}} \delta_{s's} + \mathbf{B}_{\mathbf{k}',\mathbf{k}} \cdot \boldsymbol{\sigma}_{s's}, \quad (5)$$

где $A_{\mathbf{k}',\mathbf{k}} \equiv M^{(0)}$ и $\mathbf{B}_{\mathbf{k}',\mathbf{k}}$ — вклады, связанные с промежуточными состояниями в зоне проводимости и в валентной зоне,

$$\mathbf{B}_{\mathbf{k}',\mathbf{k}} = \frac{2}{3} \frac{eA}{cm_0} \frac{\Delta_{so}}{E_g(E_g + \Delta_{so})} iP_{cv}[\mathbf{U}_{\mathbf{k}',\mathbf{k}} \times \mathbf{e}], \quad (6)$$

E_g — ширина запрещенной зоны, Δ_{so} — энергия спин-орбитального расщепления валентной зоны, $P_{cv} = \langle S|\hat{p}_z|Z\rangle$ — межзонный матричный элемент оператора импульса, $\sigma_x, \sigma_y, \sigma_z$ — матрицы Паули, вектор $\mathbf{U}_{\mathbf{k}',\mathbf{k}}$ составлен из матричных элементов недиагональных компонент тензора деформации $\varepsilon_{\alpha\beta}$, рассчитанных на плоских волнах,

$$\mathbf{U}_{\mathbf{k}',\mathbf{k}} = \Xi_{cv} \begin{pmatrix} \langle \mathbf{k}'|\varepsilon_{yz}|\mathbf{k}\rangle \\ \langle \mathbf{k}'|\varepsilon_{xz}|\mathbf{k}\rangle \\ \langle \mathbf{k}'|\varepsilon_{xy}|\mathbf{k}\rangle \end{pmatrix}.$$

Как следует из соотношения (6), спин-зависимый вклад в матричный элемент внутриволнового поглощения света $\mathbf{B}_{\mathbf{k}',\mathbf{k}}$ пропорционален энергии спин-орбитального расщепления валентной зоны. Математически это связано с тем, что матричные элементы виртуальных процессов через валентные подзоны тяжелых и легких дырок Γ_8 и спин-орбитально отщепленную подзону Γ_7 имеют разные знаки.

Скорость генерации электронных спинов определяется выражением

$$\dot{S} = \sum_{\mathbf{k}} \text{Sp} \left[\frac{1}{2} \hat{\boldsymbol{\sigma}} \dot{\rho}(\mathbf{k}) \right], \quad (7)$$

где $\dot{\rho}(\mathbf{k})$ — матрица генерации, имеющая в линейном по интенсивности света режиме вид (см. [13])

$$\begin{aligned} \dot{\rho}_{ss'}(\mathbf{k}) = & \frac{2\pi}{\hbar} \sum_{\mathbf{k}_1, s_1} (f_{\mathbf{k}_1}^0 - f_{\mathbf{k}}^0) \times \\ & \times [M_{s\mathbf{k},s_1\mathbf{k}_1} M_{s'\mathbf{k},s_1\mathbf{k}_1}^* \delta(E_{\mathbf{k}_1} - E_{\mathbf{k}} + \hbar\omega) + \\ & + M_{s_1\mathbf{k}_1,s'\mathbf{k}} M_{s_1\mathbf{k}_1,s\mathbf{k}}^* \delta(E_{\mathbf{k}_1} - E_{\mathbf{k}} - \hbar\omega)], \quad (8) \end{aligned}$$

$f_{\mathbf{k}}^0$ — равновесная функция распределения носителей. Проводя суммирование по \mathbf{k} и \mathbf{k}_1 и принимая во внимание приближенное соотношение для эффективной массы электронов

$$\frac{1}{m^*} \approx \frac{2}{3} \frac{|P_{cv}|^2}{m_0^2} \left(\frac{2}{E_g} + \frac{1}{E_g + \Delta_{so}} \right),$$

получаем окончательное выражение для генерации спина при внутриволновом поглощении света, сопровождаемом рассеянием электронов на акустических фононах,

$$\begin{aligned} \dot{S}_{ph} = & \frac{1}{6} \frac{\Xi_{cv}^2}{\Xi_c^2} \frac{\Delta_{so}^2}{E_g(E_g + \Delta_{so})(3E_g + 2\Delta_{so})} \times \\ & \times \left(\frac{2}{5} + \frac{3}{5} \frac{v_L^2}{v_T^2} \right) IK_{ph} P_{circ} \mathbf{l}. \quad (9) \end{aligned}$$

Здесь Ξ_c — внутриволновая константа деформационного потенциала, v_L и v_T — скорости продольного и поперечного звука, $I = A^2 \omega^2 n_\omega / 2\pi c$ — интенсивность света, P_{circ} и \mathbf{l} — степень циркулярной поляризации и единичный вектор в направлении распространения света, связанные с вектором поляризации света соотношением $P_{circ} \mathbf{l} = i[\mathbf{e} \times \mathbf{e}^*]$, K_{ph} — коэффициент поглощения света,

$$K_{ph} = \frac{4\alpha}{3n_\omega} \left(\frac{\Xi_c}{\hbar\omega} \right)^2 \frac{k_B T}{\rho v_L^2} \left(\frac{2m^* \omega}{\hbar} \right)^{1/2} N_e,$$

$\alpha = e^2/\hbar c \approx 1/137$ — постоянная тонкой структуры, n_ω — коэффициент преломления, k_B — постоянная Больцмана, T — температура, ρ — плотность кристалла, N_e — концентрация электронов.

В области низких температур процессы рассеяния электронов на статических несовершенствах могут доминировать над электрон-фононным взаимодействием. Внутриволновое поглощение циркулярно поляризованного света, сопровождаемое рассеянием на дефектах, может приводить к спиновой ориентации, если эти дефекты вызывают смешивание волновых функций валентной зоны и зоны проводимости. Такими дефектами могут быть, например, глубокие примеси с блоховскими состояниями p -симметрии. В случае короткодействующих дефектов гамильтониан межзонного рассеяния имеет вид

$$\hat{V}_{def} = \left[\begin{array}{cccccc} -\frac{V_x + iV_y}{\sqrt{2}} & \sqrt{\frac{2}{3}}V_z & \frac{V_x - iV_y}{\sqrt{6}} & 0 & -\frac{V_z}{\sqrt{3}} & -\frac{V_x - iV_y}{\sqrt{3}} \\ 0 & -\frac{V_x + iV_y}{\sqrt{6}} & \sqrt{\frac{2}{3}}V_z & \frac{V_x - iV_y}{\sqrt{2}} & -\frac{V_x + iV_y}{\sqrt{3}} & \frac{V_z}{\sqrt{3}} \end{array} \right] \sum_j \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_j), \quad (10)$$

где V_x, V_y и V_z — матричные элементы вызванного дефектом смешивания блоховской функции зоны проводимости S с функциями валентной зоны X, Y и Z , \mathbf{r}_j — положения примесей. Спин-зависимый вклад в матричный элемент поглощения света, который определяется виртуальными процессами с промежуточными состояниями в валентной зоне и приводит к оптической ориентации, описывается соотношением (6), в котором вектор $\mathbf{U}_{\mathbf{k}',\mathbf{k}}$ имеет вид

$$\mathbf{U}_{\mathbf{k}',\mathbf{k}} = \begin{pmatrix} V_x \\ V_y \\ V_z \end{pmatrix} \sum_j \exp [i(\mathbf{k} - \mathbf{k}') \cdot \mathbf{r}_j]. \quad (11)$$

Проводя усреднение по положениям \mathbf{r}_j и функциям примесей, $\langle V_\alpha V_\alpha \rangle \equiv V_{cv}^2$ и $\langle V_\alpha V_\beta \rangle = 0$, если $\alpha \neq \beta$, получаем окончательное выражение для генерации спина при внутризонных оптических переходах, сопровождаемых рассеянием на статических дефектах:

$$\dot{S}_{def} = \frac{V_{cv}^2}{V_c^2} \times \frac{\Delta_{so}^2}{E_g(E_g + \Delta_{so})(3E_g + 2\Delta_{so})} IK_{def} P_{circ} \mathbf{l}, \quad (12)$$

где V_c — матричный элемент внутризонного рассеяния электрона на дефекте, K_{def} — коэффициент поглощения света,

$$K_{def} = \frac{4\alpha}{3n_\omega} \frac{V_c^2 N_{def}}{(\hbar\omega)^2} \left(\frac{2m^*\omega}{\hbar} \right)^{1/2} N_e,$$

N_{def} — концентрация дефектов.

Для оценки воспользуемся зонными параметрами и константами внутри- и межзонного деформационного потенциала GaAs: $E_g \approx 1.5$ эВ, $\Delta_{so} \approx 0.34$ эВ, $\Xi_c \approx -8.3$ эВ, $\Xi_{cv} \approx 3$ эВ ([1, гл. 3], [14]). Расчет по формуле (9) показывает, что средний спин, генерируемый при внутризонном поглощении одного циркулярно поляризованного фотона с энергией $\hbar\omega = 10$ мэВ, составляет $3 \cdot 10^{-6}$ при рассеянии на акустических фононах. Это значение может увеличиться, если принять во внимание другие механизмы рассеяния.

3. ОПТИЧЕСКАЯ ОРИЕНТАЦИЯ В КВАНТОВЫХ ЯМАХ

В структурах с квантовыми ямами внутризонное поглощение света может происходить как за счет непрямых внутривалентных оптических переходов, так и за счет прямых переходов между подзонами размерного квантования, если энергия фотона соответствует энергетическому расстоянию между подзонами.

3.1. Внутривалентные переходы

Монополярная оптическая ориентация электронного газа при непрямых внутривалентных оптических переходах в квантовых ямах обусловлена, как и в случае внутризонных переходов в объемных полупроводниках, виртуальными процессами с промежуточными состояниями в сложной валентной зоне.

Мы будем предполагать, что электроны находятся на основном уровне размерного квантования $e1$ в прямоугольной квантовой яме с бесконечно высокими барьерами, и что энергия размерного квантования значительно превышает среднюю кинетическую энергию движения в плоскости (x, y) . В этом случае виртуальные переходы через валентную зону возможны только с промежуточными состояниями в основных подзонах тяжелых, легких и спин-орбитально отщепленных дырок.

В случае внутривалентного поглощения света, сопровождаемого рассеянием электронов на объемных акустических фононах, скорость генерации спинов имеет вид

$$\dot{S}_{ph} = \frac{1}{6} \frac{\Xi_{cv}^2}{\Xi_c^2} \frac{\Delta_{so}^2}{E_g(E_g + \Delta_{so})(3E_g + 2\Delta_{so})} \times \left[\mathbf{l}_{\parallel} + \frac{a}{3} \sqrt{\frac{2m^*\omega}{\hbar}} \left(\frac{1}{8} + \frac{7}{8} \frac{v_L^2}{v_T^2} \right) \mathbf{l}_z \right] IP_{circ} \eta_{ph}, \quad (13)$$

где $\mathbf{l} = (\mathbf{l}_{\parallel}, \mathbf{l}_z)$ — единичный вектор в направлении распространения света, \mathbf{l}_{\parallel} и \mathbf{l}_z — компоненты вектора \mathbf{l} , параллельная и нормальная к плоскости границы раздела, η_{ph} — доля потока энергии, поглощаемой в квантовой яме при нормальном падении света:

$$\eta_{ph} = \frac{3\pi\alpha}{n_\omega} \frac{\Xi_c^2}{(\hbar\omega)^2} \frac{k_B T}{\rho a v_L^2} N_e,$$

a — ширина квантовой ямы, N_e — двумерная концентрация электронов.

В случае, когда поглощение света сопровождается упругим рассеянием на дефектах, генерация спина имеет вид

$$\dot{S}_{def} = \frac{2}{3} \frac{\Delta_{so}^2}{E_g(E_g + \Delta_{so})(3E_g + 2\Delta_{so})} \times \\ \times \left(\frac{V_{||}^2}{V_c^2} \mathbf{1}_{||} + \frac{V_z^2}{V_c^2} \mathbf{1}_z \right) IP_{circ} \eta_{def}, \quad (14)$$

где $V_{||} = V_x = V_y$ и V_z — матричные элементы смешивания блоховских функций зоны проводимости S с функциями валентной зоны X, Y и Z , вызванного дефектом, η_{def} — доля энергии электромагнитной волны, поглощаемой в квантовой яме при нормальном падении света:

$$\eta_{def} = \frac{2\pi\alpha}{n_\omega} \frac{V_c^2 N_{def}}{(\hbar\omega)^2} N_e,$$

N_{def} — двумерная концентрация дефектов, V_c — матричный элемент внутризонного рассеяния на дефекте.

3.2. Прямые межподзональные переходы

Межподзональное поглощение света в квантовых ямах носит резонансный характер и возможно, если энергия фотона совпадает с энергетическим расстоянием между этими подзонами. В рамках простого однозонного приближения прямые оптические переходы из подзоны $e1$ в подзону $e2$ идут с сохранением спина и возможны только для света, вектор поляризации которого \mathbf{e} имеет отличную от нуля нормальную компоненту e_z [3, 15–17].

Монополярная оптическая ориентация электронного газа при прямых межподзональных переходах может быть получена, если учесть подмешивание состояний сложной валентной зоны к волновым функциям зоны проводимости. При этом становится возможным поглощение света, поляризованного в плоскости квантовой ямы, а межподзональные переходы под действием циркулярно поляризованного света становятся спин-зависимыми.

Будем предполагать, что электроны находятся на основном уровне $e1$, и что энергия размерного квантования значительно превышает кинетическую энергию движения в плоскости (x, y) . Тогда с учетом

\mathbf{k} -подмешивания матричные элементы оптических переходов можно представить в виде

$$M_{s',s} = \mathcal{A} \delta_{s',s} + \mathcal{B} \cdot \boldsymbol{\sigma}_{s',s}. \quad (15)$$

Здесь \mathcal{A} — вклад, нечувствительный к спину и совпадающий с матричным элементом, рассчитанным в однозонном приближении:

$$\mathcal{A} = \frac{eA}{cm^*} p_{21} e_z, \quad (16)$$

\mathcal{B} — перекрестные матричные элементы, обусловленные \mathbf{k} - \mathbf{p} -подмешиванием,

$$\mathcal{B} = -\frac{i}{2} \frac{eA}{cm^*} \times \\ \times \frac{E_{21}(2E_g + \Delta_{so})\Delta_{so}}{E_g(E_g + \Delta_{so})(3E_g + 2\Delta_{so})} [\mathbf{e} \times \mathbf{n}_z] p_{21}, \quad (17)$$

где $E_{21} = E_2 - E_1$ — энергетическое расстояние между подзонами, \mathbf{n}_z — единичный вектор, направленный по оси z , p_{21} — матричный элемент оператора импульса $\hat{p}_z = -i\hbar\partial/\partial z$, вычисленный на волновых функциях размерного квантования:

$$p_{21} = \int dz u_2(z) \hat{p}_z u_1(z).$$

Межподзональное поглощение света сопровождается перераспределением носителей по подзонам. Соответствующая генерация спиновых матриц плотности в нижней ($e1$) и верхней ($e2$) подзонах определяется соотношениями

$$\dot{\rho}_{ss'}^{(e1)}(\mathbf{k}) = -\frac{2\pi}{\hbar} f_{\mathbf{k}}^0 \sum_{s_1} M_{s_1,s'} M_{s_1,s}^* \delta(\hbar\omega - E_{21}), \\ \dot{\rho}_{ss'}^{(e2)}(\mathbf{k}) = \frac{2\pi}{\hbar} f_{\mathbf{k}}^0 \sum_{s_1} M_{s,s_1} M_{s',s_1}^* \delta(\hbar\omega - E_{21}). \quad (18)$$

Подставляя (18) в общую формулу (7), получаем окончательное выражение для генерации спина в нижней и верхней подзонах, вызванной поглощением циркулярно поляризованного света,

$$\dot{S}_{(e1/e2)} = \frac{1}{2} (\eta_{||} \mathbf{1}_z \pm \sqrt{\eta_z \eta_{||}} \mathbf{1}_{||}) \frac{I}{\hbar\omega} P_{circ}, \quad (19)$$

где η_z — доля потока энергии, поглощаемая в квантовой яме для света, поляризованного по оси z :

$$\eta_z = \frac{4\pi^2\alpha}{n_\omega} \frac{\hbar|p_{21}|^2}{m^{*2}\omega} N_e \delta(\hbar\omega - E_{21}),$$

$\eta_{||}$ — поглощаемая доля энергии для света, поляризованного в плоскости квантовой ямы, обусловленная \mathbf{k} - \mathbf{p} -подмешиванием валентной зоны [16]:

$$\eta_{||} = \frac{1}{4} \frac{E_{21}^2 (2E_g + \Delta_{so})^2 \Delta_{so}^2}{E_g^2 (E_g + \Delta_{so})^2 (3E_g + 2\Delta_{so})^2} \eta_z.$$

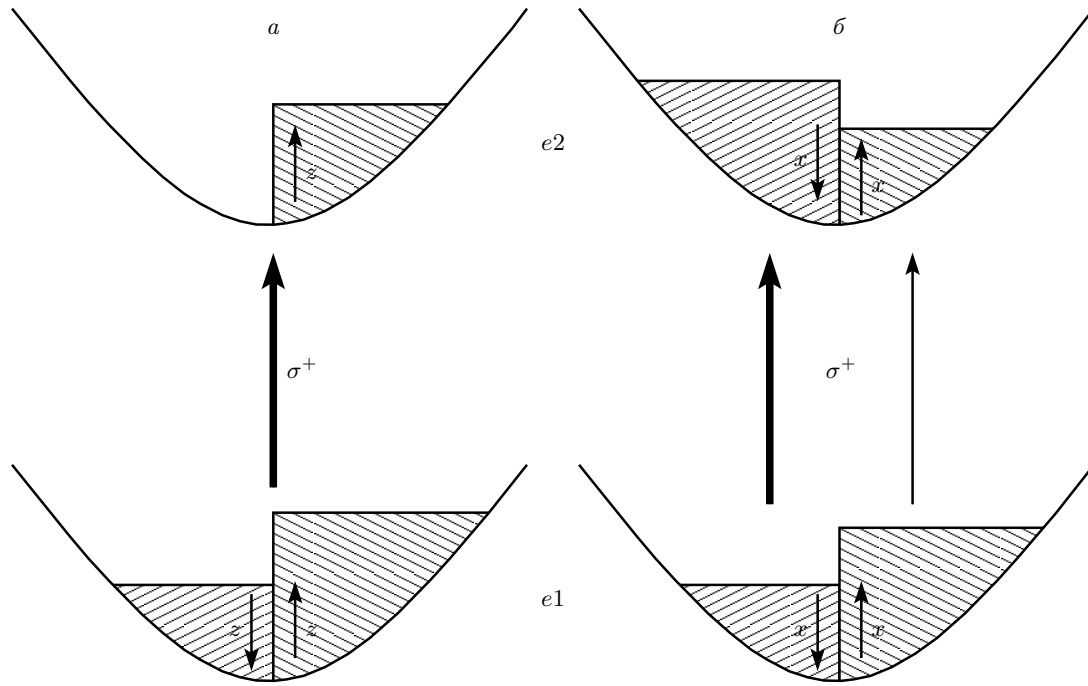


Рис. 3. Оптическая ориентация электронных спинов в подзонах, обусловленная оптическими переходами с переворотами спина (а) и спин-зависимыми переходами с сохранением спина (б)

Соотношение (19) описывает оптическую ориентацию двумерного электронного газа при межподзонных переходах. При нормальном падении света ($l_{\parallel} = 0$) циркулярно поляризованное излучение вызывает межподзонные переходы с переворотом спина. Поэтому в обеих подзонах появляется электронный спин одинакового направления (см. рис. 3а). В геометрии наклонного падения под действием циркулярно поляризованного света за счет компоненты вектора поляризации e_z идут интенсивные межподзонные переходы с сохранением спина. Однако интенсивности этих процессов для спинов, направленных вдоль и против \mathbf{l}_{\parallel} , различны в меру $(\eta_z \eta_{\parallel})^{1/2}$. Это приводит к перераспределению спина, направленного вдоль \mathbf{l}_{\parallel} , между подзонами, хотя полный спин в плоскости квантовой ямы в процессе фотовозбуждения сохраняется (рис. 3б). Такое перераспределение спина между подзонами приводит к появлению среднего спина в плоскости квантовой ямы, если горячие электроны при энергетической релаксации заметно теряют свою спиновую поляризацию. В этом случае генерация среднего спина в плоскости ямы принимает вид $\xi \mathbf{S}_{(e1)}$, где ξ — безразмерный множитель, описывающий спиновую деполаризацию горячих электронов.

4. СПИНОВАЯ РЕЛАКСАЦИЯ, ОБУСЛОВЛЕННАЯ МЕЖЗОННЫМ РАССЕЯНИЕМ

Наряду с монополярной оптической ориентацией виртуальное межзонное рассеяние может приводить к спиновой релаксации электронного газа. Микроскопически этот механизм спиновой релаксации обусловлен $\mathbf{k} \cdot \mathbf{p}$ -подмешиванием состояний сложной валентной зоны к волновой функции зоны проводимости и виртуальным межзонным рассеянием на фононе или статическом дефекте. Для объемных полупроводников такой короткодействующий механизм спиновой релаксации Эллиота–Яфета был рассмотрен Пикусом и Титковым ([1, гл. 3]).

Времена спиновой релаксации для этого механизма могут быть вычислены с использованием составного матричного элемента (1), в котором оператор взаимодействия электрона со светом R необходимо заменить на $\mathbf{k} \cdot \mathbf{p}$ -подмешивание валентной зоны, $(\hbar/m_0) \mathbf{k} \cdot \mathbf{p}_{\nu\mathbf{k},n\mathbf{s}\mathbf{k}}$.

Рассмотрим спиновую релаксацию электронного газа в прямоугольной квантовой яме с бесконечно высокими барьерами. С учетом процессов с промежуточными состояниями в подзонах $hh1$, $lh1$ и $so1$

выражение для матричного элемента рассеяния с переверотом спина принимает вид (6), в котором вектор $(eA/c)\mathbf{e}$ нужно заменить на $\hbar(\mathbf{k} + \mathbf{k}')/2$, где \mathbf{k} и \mathbf{k}' — волновые векторы в плоскости квантовой ямы.

Будем предполагать, что распределение двумерного электронного газа является бoльцмановским. Тогда для рассеяния на объемных акустических фононах времена релаксации электронного спина в плоскости квантовой ямы и вдоль оси z имеют вид

$$\frac{1}{\tau_{s\parallel}} = \frac{1}{3} \frac{\Xi_{cv}^2}{\Xi_c^2} \frac{v_L^2}{v_T^2} \times \frac{\Delta_{so}^2 k_B T}{E_g(E_g + \Delta_{so})(3E_g + 2\Delta_{so})} \frac{1}{\tau_{ph}}, \quad (20)$$

$$\frac{1}{\tau_{sz}} = \frac{2a}{3\sqrt{\pi}} \sqrt{\frac{2m^*}{\hbar^2}} k_B T \left(\frac{23}{35} + \frac{12}{35} \frac{v_T^2}{v_L^2} \right) \frac{1}{\tau_{s\parallel}},$$

где τ_{ph} — время релаксации электронного импульса, контролируемое рассеянием электронов на акустических фононах:

$$\frac{1}{\tau_{ph}} = \frac{3}{2} \frac{m^* \Xi_c^2}{\rho a v_L^2 \hbar^3} k_B T.$$

Для межзонного рассеяния на статических короткодействующих дефектах времена спиновой релаксации имеют вид

$$\frac{1}{\tau_{sz}} = \frac{4}{3} \frac{V_z^2}{V_c^2} \frac{\Delta_{so}^2 k_B T}{E_g(E_g + \Delta_{so})(3E_g + 2\Delta_{so})} \frac{1}{\tau_{def}}, \quad (21)$$

$$\frac{1}{\tau_{s\parallel}} = \left(\frac{1}{2} + \frac{V_{\parallel}^2}{V_z^2} \right) \frac{1}{\tau_{sz}},$$

где τ_{def} — время релаксации электронного импульса на короткодействующих дефектах

$$\frac{1}{\tau_{def}} = \frac{m^*}{\hbar^3} V_c^2 N_{def}.$$

Заметим, что спиновая релаксация двумерного электронного газа, контролируемая короткодействующим механизмом Эллиота–Яфета, может быть сильно анизотропной.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Перед сопоставлением теории с экспериментом отметим, что экспериментально монополярная оптическая ориентация электронных спинов наблюдалась в квантовых ямах n -типа в спин-гальваническом и циркулярном фотогальваническом эффектах [7–12]. Спин-гальванический эффект — генерация электрического тока в результате спиновой релаксации поляризованных

по спине электронов — наблюдался в условиях монополярной оптической ориентации в квантовых ямах на основе соединений GaAs и InGaAs. Неравновесный электронный спин в плоскости квантовой ямы, необходимый для наблюдения спин-гальванического эффекта в структурах, выращенных вдоль направления [001], создавался циркулярно поляризованным светом в геометрии нормального падения и прецессией спинов во внешнем магнитном поле [8, 9, 12], либо в геометрии наклонного падения света в отсутствие магнитного поля [11].

При прямых резонансных оптических переходах в структуре с 30 квантовыми ямами GaAs шириной 8.2 нм и концентрацией носителей в каждой яме $N_e \sim 2 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ в геометрии наклонного падения света под углом $\theta = 20^\circ$ при комнатной температуре сила фототока составляла примерно 1 нА/Вт [11]. Используя оценку для плотности спин-гальванического тока: $j_{SGE} \propto e\tau_p(\beta/\hbar)\dot{S}$ (см. [11]), где $\tau_p \sim 10^{-13} \text{ с}$ — время релаксации импульса электронов при комнатной температуре, $\beta/\hbar \sim 10^6 \text{ см/с}$ — константа, определяющая линейное по импульсу спиновое расщепление электронных состояний, экспериментальное значение скорости генерации электронных спинов в плоскости каждой квантовой ямы можно оценить как $\dot{S}_{\parallel}/I \sim 10^7 \text{ эрг}^{-1}$. Согласно результатам, полученным в разд. 3.2, межподзонная оптическая ориентация в плоскости квантовой ямы обусловлена спин-зависимыми переходами с сохранением спина с последующей деполяризацией горячих носителей. Теоретическая оценка величины \dot{S}_{\parallel}/I , проведенная по формуле (19) с учетом неоднородного уширения пика 10 мэВ, также дает значение 10^7 эрг^{-1} . При внутривозонных оптических переходах оценка скорости генерации электронных спинов из эксперимента по спин-гальваническому эффекту более чем на порядок превышает теоретическое значение. Возможно, это связано с тем, что в поглощение света и оптическую ориентацию при не прямых переходах дополнительный вклад вносит электрон-электронное рассеяние, которое не меняет подвижности электронного газа, но может существенно влиять на абсолютное значение коэффициента внутривозонного поглощения света [18].

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ, INTAS, фонда «Династия» — МЦФФМ, а также в рамках программ РАН и Минпромнауки РФ.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Оптическая ориентация*, под ред. Б. П. Захарчени, Ф. Майера, Наука, Ленинград (1989).
2. И. А. Меркулов, В. И. Перель, М. Е. Портной, ЖЭТФ **99**, 1202 (1990).
3. E. L. Ivchenko and G. E. Pikus, *Superlattices and Other Heterostructures: Symmetry and Optical Phenomena*, Springer-Verlag (1995).
4. И. А. Акимов, Д. Н. Мирлин, В. И. Перель, В. Ф. Сапега, ФТП **35**, 758 (2001).
5. А. М. Данишевский, Е. Л. Ивченко, С. Ф. Кочегаров, В. К. Субашиев, ФТТ **27**, 710 (1985).
6. P. Schneider, S. D. Ganichev, J. Kainz et al., Phys. Stat. Sol. (b) **238**, 533 (2003).
7. S. D. Ganichev, E. L. Ivchenko, V. V. Bel'kov et al., Nature **417**, 153 (2002).
8. S. A. Tarasenko, E. L. Ivchenko, V. V. Bel'kov et al., Proc. 26th Int. Conf. on Physics of Semiconductors, CD, Edinburgh, UK (2002).
9. S. A. Tarasenko, E. L. Ivchenko, V. V. Bel'kov et al., J. Supercond.: Incorporating Novel Magnetism **16**, 419 (2003).
10. S. D. Ganichev, V. V. Bel'kov, P. Schneider et al., Phys. Rev. B **68**, 035319 (2003).
11. S. D. Ganichev, P. Schneider, V. V. Bel'kov et al., Phys. Rev. B **68**, 081302 (2003).
12. S. D. Ganichev and W. Prettl, J. Phys.: Condens. Matter **15**, R935 (2003).
13. Е. Л. Ивченко, Ю. Б. Лянда-Геллер, Г. Е. Пикус, ЖЭТФ **98**, 989 (1990).
14. Г. Е. Пикус, В. А. Марущак, А. Н. Титков, ФТП **22**, 185 (1988).
15. R. Q. Yang, J. M. Xu, and M. Sweeny, Phys. Rev. B **50**, 7474 (1994).
16. R. J. Warburton, C. Gauer, A. Wixforth et al., Phys. Rev. B **53**, 7903 (1996).
17. E. E. Takhtamirov and V. A. Volkov, Phys. Low-Dim. Struct. **1/2**, 95 (1997).
18. M. A. Zudov, A. P. Mitchell, A. H. Chin, and J. Kono, J. Appl. Phys. **94**, 3271 (2003).