

Оптическая ориентация линейно поляризованным светом при межподзонных переходах в квантовых ямах

© С.А. Тарасенко

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

E-mail: tarasenko@coherent.ioffe.ru

(Поступила в Редакцию 22 декабря 2006 г.)

Показано, что поглощение линейно поляризованного света в низкоразмерных полупроводниковых структурах может приводить к спиновой ориентации свободных носителей заряда. Теория такой оптической ориентации линейно поляризованным светом построена для резонансных межподзонных оптических переходов в квантовых ямах n -типа. Продемонстрировано, что вблизи резонанса происходит спектральная инверсия оптической ориентации: с ростом частоты света знак спиновой поляризации электронов меняется на противоположный. Такое поведение обусловлено линейным по волновому вектору спин-орбитальным расщеплением подзон и законами сохранения энергии и квазиимпульса.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ, программ Российской академии наук, гранта Президента РФ для молодых кандидатов наук и Фонда поддержки отечественной науки.

PACS: 72.25.Fe, 78.67.De

1. Введение

Спин-зависимые эффекты в оптической спектроскопии полупроводниковых структур привлекают к себе большое внимание на протяжении последних 30–40 лет. В последнее десятилетие интерес к спиновым явлениям еще более возрос в связи с перспективой создания твердотельных приборов, использующих дополнительную степень свободы — электронный спин. Одним из наиболее распространенных и мощных методов создания спиновой поляризации и исследования кинетики поляризованных по спину носителей заряда является оптическая ориентация [1]. Благодаря спин-орбитальному расщеплению валентной зоны межзонное поглощение циркулярно поляризованного света приводит к спиновой ориентации фотовозбужденных электронов и дырок. Характерной особенностью такой оптической ориентации является изменение знака спиновой поляризации носителей при инверсии знака циркулярной поляризации света.

В низкоразмерных полупроводниковых структурах является дополнительной возможностью управления электронными и дырочными спинами линейно поляризованным светом. Недавно было показано, что спиновая ориентация свободных носителей в наноструктурах может быть достигнута при оптическом возбуждении не только циркулярно поляризованным, но и линейно поляризованным и даже неполяризованным светом [2,3]. Возможность создания неравновесной намагниченности излучением, несущим нулевой угловой момент, обусловлена низкой симметрией наноструктур по сравнению с симметрией объемных кубических материалов [4]. В предыдущих работах теория оптической ориентации линейно поляризованным светом была рассмотрена для прямых межзонных оптических переходов в нелегированных квантовых ямах [2] и для непрямых переходов внутри одной подзоны размерного квантования в

легированных структурах [3]. Однако наряду с этими двумя типами процессов в квантовых ямах существует дополнительный механизм поглощения света, который отсутствует в объемных полупроводниках. Этот механизм связан с оптическими переходами между подзонами размерного квантования.

В настоящей работе показано, что межподзонное поглощение линейно поляризованного света в полупроводниковых квантовых ямах n -типа может приводить к спиновой ориентации фотовозбужденных электронов. Предложен микроскопический механизм данного эффекта, включающий две стадии: асимметричное фотовозбуждение электронов и последующую прецессию электронных спинов в эффективном магнитном поле, индуцированном линейным по волновому вектору спин-орбитальным взаимодействием.

2. Симметричный анализ

Возможность оптической ориентации спинов линейно поляризованным светом в полупроводниковых квантовых ямах следует из общих соображений симметрии. Эффект генерации спинов при поглощении света произвольной поляризации можно описать феноменологическим соотношением

$$\dot{S}_\alpha = \sum_{\beta\gamma} Q_{\alpha\beta\gamma} E_\beta E_\gamma^*, \quad (1)$$

связывающим компоненты аксиального вектора спиновой генерации $\dot{\mathbf{S}}$ с компонентами электрического поля световой волны \mathbf{E} . Произведение $E_\beta E_\gamma^*$ удобно разложить на симметричную и антисимметричную части, что поз-

воляет представить выражение (1) в виде

$$\dot{S}_\alpha = I \sum_{\beta\gamma} \chi_{\alpha\beta\gamma} \frac{e_\beta e_\gamma^* + e_\gamma e_\beta^*}{2} + I \sum_\delta \phi_{\alpha\delta} i[\mathbf{e} \cdot \mathbf{e}^*]_\delta. \quad (2)$$

Здесь $\mathbf{e} = \mathbf{E}/E$ — комплексный вектор поляризации света, $I \propto E^2$ — интенсивность света, $\chi_{\alpha\beta\gamma} \propto (Q_{\alpha\beta\gamma} + Q_{\alpha\gamma\beta})/2$ — тензор третьего ранга, симметричный по последним двум индексам, $\phi_{\alpha\delta} \propto \sum_{\beta\gamma} Q_{\alpha\beta\gamma} \epsilon_{\delta\beta\gamma}/2i$ — тензор второго ранга, $\epsilon_{\delta\beta\gamma}$ — полностью антисимметричный тензор третьего ранга (тензор Леви–Чивита).

Тензор $\phi_{\alpha\beta}$ описывает „обычную“ оптическую ориентацию циркулярно поляризованным светом, поскольку векторное произведение $i[\mathbf{e} \cdot \mathbf{e}^*]$ равно нулю для линейно поляризованного света и пропорционально степени циркулярной поляризации для эллиптически или циркулярно поляризованного света. Симметризованное же произведение $(e_\beta e_\gamma^* + e_\gamma e_\beta^*)/2$ не зависит от знака циркулярной поляризации и достигает максимума для линейной поляризации, поэтому тензор третьего ранга $\chi_{\alpha\beta\gamma}$ описывает оптическую ориентацию спинов линейно поляризованным светом. Далее будем рассматривать именно этот эффект и считать компоненты вектора поляризации \mathbf{e} вещественными.

Оптическая ориентация линейно поляризованным светом описывается тензором $\chi_{\alpha\beta\gamma}$, который связывает аксиальный вектор спиновой поляризации и симметризованное произведение компонент полярного вектора. Симметрия этого тензора соответствует симметрии пьезомагнитного тензора, отвечающего за возникновение макроскопической намагниченности кристалла при деформации. Однако в отличие от пьезомагнетизма, который может наблюдаться только в средах с внутренним магнитным порядком [5], рассматриваемый эффект оптической ориентации не требует магнитной структуры вещества. Симметричный анализ показывает, что объемные полупроводники с решеткой цинковой обманки или алмаза (точечные группы T_d и O_h соответственно) не принадлежат к классу пьезомагнетиков, поэтому оптическая ориентация электронных и дырочных спинов в этих кристаллах может быть осуществлена только циркулярно поляризованным светом. Однако в низкоразмерных структурах на основе этих кубических полупроводников существуют отличные от нуля компоненты тензора $\chi_{\alpha\beta\gamma}$, что допускает спиновую ориентацию свободных носителей линейно поляризованным светом.

В асимметричных квантовых ямах на основе полупроводников с решеткой цинковой обманки, выращенных вдоль кристаллографического направления [001] (точечная группа C_{2v}), оптическая ориентация линейно поляризованным светом описывается тремя линейно независимыми константами

$$\begin{aligned} \dot{S}_{x'} &= 2I\chi_{x'y'z'}e_{y'}e_{z'}, \\ \dot{S}_{y'} &= 2I\chi_{y'x'z'}e_{x'}e_{z'}, \\ \dot{S}_{z'} &= 2I\chi_{z'x'y'}e_{x'}e_{y'}, \end{aligned} \quad (3)$$

где $x' \parallel [1\bar{1}0]$ и $y' \parallel [110]$ — координаты в плоскости квантовой ямы, $z' \parallel [001]$ — нормаль. Последнее соотно-

шение в (3) показывает, что в таких структурах поглощение линейно поляризованного света в геометрии нормального падения приводит к ориентации спинов вдоль нормали к квантовой яме. При этом знак и величина спиновой ориентации определяются поляризацией света.

В квантовых ямах, выращенных вдоль низкосимметричного направления $[hhl]$, где $h \neq 0, l$ (точечная группа C_s), тензор $\chi_{\alpha\beta\gamma}$ содержит восемь отличных от нуля линейно независимых констант, и эффект описывается соотношениями

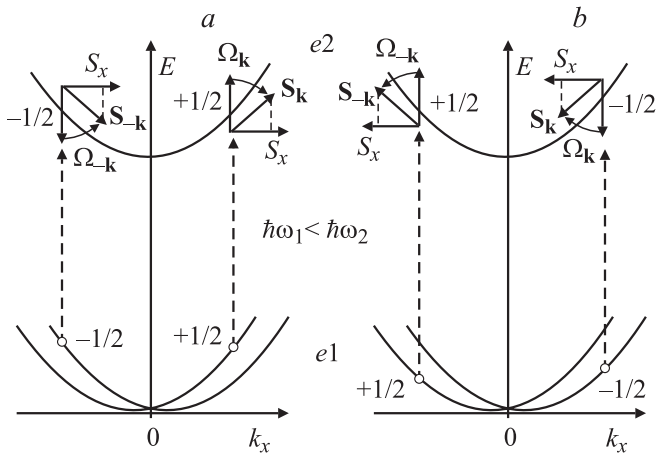
$$\begin{aligned} \dot{S}_x &= (\chi_{xxx}e_x^2 + \chi_{xyy}e_y^2 + \chi_{xzz}e_z^2 + 2\chi_{xyz}e_xe_ye_z)I, \\ \dot{S}_y &= 2(\chi_{yxy}e_xe_y + \chi_{yxz}e_xe_z)I, \\ \dot{S}_z &= 2(\chi_{zxy}e_xe_y + \chi_{zxz}e_xe_z)I, \end{aligned} \quad (4)$$

где $x \parallel [1\bar{1}0]$ и $y \parallel [l(2\bar{h})]$ — координаты в плоскости квантовой ямы, $z \parallel [hhl]$ — ось роста структуры. Соотношения (4) показывают, что в низкосимметричных квантовых ямах спины свободных носителей могут быть ориентированы не только линейно поляризованным, но и неполяризованным светом. Поглощение света, поляризованного вдоль оси роста структуры ($e_x, e_y = 0, e_z = 1$), приводит к спиновой ориентации носителей вдоль кристаллографического направления $[1\bar{1}0]$.

3. Микроскопическая модель

Межподзонное поглощение света в полупроводниковых квантовых ямах n -типа является резонансным процессом, который возможен, если энергия фотонов $\hbar\omega$ соответствует энергетическому расстоянию между подзонами. В простой однозонной модели прямые оптические переходы между подзонами $e1$ и $e2$ могут быть индуцированы только излучением с отличной от нуля компонентой e_z вектора поляризации света. В соответствии с приведенным выше симметричным анализом поглощение света, поляризованного вдоль оси роста структуры, приводит к спиновой ориентации носителей в структурах точечной группы C_s . Этот случай мы и рассмотрим подробно.

Предложенная модель оптической ориентации линейно поляризованным светом связана с линейным по волновому вектору \mathbf{k} спин-орбитальным расщеплением электронных состояний. В низкосимметричных квантовых ямах спин-орбитальное взаимодействие приводит к расщеплению каждой подзоны размерного квантования на две ветви с проекцией спина $s_z = \pm 1/2$, сдвинутые друг относительно друга вдоль k_x [6]. Соответствующий спин-зависимый вклад в эффективный гамилтониан, отвечающий за это расщепление, имеет вид $\gamma_{zx}\sigma_z k_x$, где γ_{zx} — параметр, зависящий от номера подзоны, σ_z — матрица Паули. На рисунке, a изображен спектр электронов в квантовой яме с учетом спин-орбитального расщепления подзоны $e1$. Расщепление подзоны $e2$ для простоты не показано и будет учтено далее. При возбуждении светом, поляризованным вдоль оси роста структуры, межподзонные



Микроскопическая модель оптической ориентации электронных спинов в подзоне $e2$ при межподзонном поглощении линейно поляризованного света в квантовых ямах симметрии C_s . Асимметрия фотовозбуждения и последующая прецессия электронных спинов приводят к появлению средней спиновой ориентации носителей вдоль оси x . Части a и b демонстрируют инверсию знака спиновой ориентации с ростом частоты света.

оптические переходы идут с сохранением спина. На рисунке, a эти переходы — $(e1, +1/2) \rightarrow (e2, +1/2)$ и $(e1, -1/2) \rightarrow (e2, -1/2)$ — изображены вертикальными штриховыми линиями. В присутствии линейного по \mathbf{k} спинового расщепления законы сохранения энергии и квазиимпульса приводят к тому, что оптические переходы под действием света фиксированной частоты возможны только при определенных значениях k_x , при которых энергетическое расстояние между подзонами соответствует энергии кванта. Как видно из рисунка, a , переходы из различных спиновых состояний идут при противоположных значениях волнового вектора k_x . Такая асимметрия фотовозбуждения приводит к неравновесному распределению, при котором электроны со спинами $s_z = +1/2$ и $-1/2$ в подзоне $e2$ двигаются в противоположные стороны. Данное распределение носителей соответствует чисто спиновому току, т.е. потоку спина без переноса электрического заряда [7,8]. Спиновая же ориентация электронного газа в момент фотовозбуждения отсутствует, поскольку количество электронов с одним спином совпадает с числом электронов с противоположным спином.

Отличная от нуля средняя спиновая поляризация появляется в результате последующей прецессии спинов неравновесных носителей в эффективном магнитном поле, индуцированном спин-орбитальным взаимодействием. Рисунок (часть a) поясняет появление среднего спина электронов в подзоне $e2$. Поскольку спин-зависимая асимметрия фотовозбуждения, рассмотренная выше, обусловлена спин-орбитальным расщеплением обеих подзон, она может не соответствовать собственным состояниям спин-орбитального взаимодействия в подзоне $e2$. В результате спины фотовозбужденных электронов будут прецессировать в эффективном магнитном

поле, которое имеет отличную от нуля компоненту в плоскости квантовой ямы [9]. При этом на электроны с начальным спином $s_z = 1/2$ и волновым вектором $k_x > 0$ действует эффективное поле с ларморовской частотой Ω_k , а на частицы с начальным спином $s_z = -1/2$ и противоположным волновым вектором действует поле с ларморовской частотой Ω_{-k} . Эффективное магнитное поле, обусловленное спин-орбитальным взаимодействием, является нечетной функцией волнового вектора, поэтому $\Omega_{-k} = -\Omega_k$ и направления вращения спинов противоположны для частиц с положительными и отрицательными значениями k_x . Это приводит к появлению спиновой компоненты $S_x > 0$ для всех электронов в подзоне $e2$, т.е. к возникновению средней спиновой поляризации электронного газа. Очевидно, что спиновая ориентация носителей вдоль оси x возникает и в подзоне $e1$, поскольку аналогичные рассуждения справедливы и для „дырок“ в нижней подзоне. Отметим, что в условиях стационарного оптического возбуждения скорость генерации спинов в обеих подзонах определяется средним углом поворота в эффективном магнитном поле, аналогично появлению поперечной компоненты спиновой поляризации в эффекте Ханле.

Интересной особенностью спиновой ориентации электронов линейно поляризованным светом при резонансных оптических переходах является спектральная зависимость эффекта. Части a и b рисунка демонстрируют, что происходит вблизи резонанса, если энергия кванта света меняется от $\hbar\omega_1 < \varepsilon_{21}$ до $\hbar\omega_2 > \varepsilon_{21}$, где ε_{21} — энергетическое расстояние между подзонами при $\mathbf{k} = 0$. При энергиях кванта меньше ε_{21} оптические переходы $(e1, +1/2) \rightarrow (e2, +1/2)$ происходят при положительных значениях k_x , что приводит к спиновой ориентации $S_x > 0$ в подзоне $e2$ (см. рисунок, a). С ростом частоты света точка оптических переходов, в которой выполняются законы сохранения энергии и квазиимпульса, сдвигается в сторону отрицательных значений k_x (см. рисунок, b). Это приводит к инверсии знака спиновой ориентации носителей, поскольку средний электронный спин возникает в результате прецессии в линейном по \mathbf{k} эффективном магнитном поле.

4. Теория

Микроскопический расчет оптической ориентации удобно проводить методом спиновой матрицы плотности. Будем считать, что электронный спектр в каждой подзоне является параболическим и описывается гамильтонианом

$$H^{(v)} = \frac{\hbar^2 k^2}{2m^*} + H_{so}^{(v)}, \quad (5)$$

где m^* — эффективная масса, одинаковая для обеих подзон, $H_{so}^{(v)}$ — гамильтониан линейного по \mathbf{k} спин-

орбитального взаимодействия,

$$H_{so}^{(v)} = \frac{\hbar}{2} \boldsymbol{\sigma} \cdot \boldsymbol{\Omega}_{\mathbf{k}}^{(v)} = \sum_{\alpha\beta} \gamma_{\alpha\beta}^{(v)} \sigma_{\alpha} k_{\beta}, \quad (6)$$

$\nu = e1, e2$ — индекс подзоны размерного квантования, $\gamma_{\alpha\beta}^{(v)}$ — параметры спин-орбитального взаимодействия. В квантовых ямах симметрии C_s отличными от нуля являются коэффициенты γ_{xy} , γ_{yx} и γ_{xz} .

Компоненты матриц фотогенераций в подзонах $e1$ и $e2$ в базисе собственных спиновых состояний гамильтонианов $H^{(v)}$ имеют вид (см., например, [10])

$$G_{s's'}^{(e1)} = -\frac{\pi}{\hbar} \sum_{s''} M_{s''s'} M_{s''s}^* [f_{1k_s} \delta(\varepsilon_{21} + \varepsilon_{2k_{s''}} - \varepsilon_{1k_s} - \hbar\omega) + f_{1k_{s'}} \delta(\varepsilon_{21} + \varepsilon_{2k_{s''}} - \varepsilon_{1k_{s'}} - \hbar\omega)],$$

$$G_{s's'}^{(e2)} = \frac{\pi}{\hbar} \sum_{s''} M_{s''s'} M_{s''s}^* f_{1k_{s''}} [\delta(\varepsilon_{21} + \varepsilon_{2k_{s''}} - \varepsilon_{1k_{s'}} - \hbar\omega) + \delta(\varepsilon_{21} + \varepsilon_{2k_{s'}} - \varepsilon_{1k_{s''}} - \hbar\omega)], \quad (7)$$

где s, s' и s'' — спиновые индексы, f_{1k_s} — равновесная функция распределения носителей в подзоне $e1$ (подзона $e2$ предполагается пустой в равновесии), $\varepsilon_{\nu k_s}$ — электронная энергия, $M_{s''s'}$ — спин-зависимые матричные элементы межподзонных оптических переходов ($e1, \mathbf{k}, s'$) → ($e2, \mathbf{k}, s''$). Матричные элементы $M_{s''s'}$ определяются соотношением $M_{s''s'} = M_0 \chi_{2k_s''}^{\dagger} \chi_{1k_{s'}}$, где $\chi_{\nu k_s}$ — собственные спиноры гамильтонианов $H_{so}^{(v)}$, M_0 — матричный элемент, описывающий межподзонные оптические переходы в фиксированном спиновом базисе,

$$M_0 = -\frac{eA}{cm^*} p_{21} e_z, \quad (8)$$

A — амплитуда электромагнитной волны, связанная с интенсивностью света равенством $I = A^2 \omega^2 n_{\omega} / (2\pi c)$, n_{ω} — показатель преломления среды, c — скорость света в вакууме, p_{21} — матричный элемент оператора импульса, вычисленный на функциях размерного квантования в подзонах,

$$p_{21} = -i\hbar \int \varphi_2(z) \frac{\partial}{\partial z} \varphi_1(z) dz. \quad (9)$$

В идеальных квантовых ямах спин-зависимые оптические эффекты, обусловленные расщеплением подзон, могут быть изучены с использованием спиновых матриц плотности (7). В реальных же структурах резонансный пик межподзонного поглощения света существенно уширен за счет флуктуаций ширины и состава квантовой ямы, конечного времени жизни носителей и т.д. Неоднородное уширение спектра можно смоделировать, предполагая, что энергетическое расстояние между подзонами ε_{21} не является постоянной величиной, а флуктуирует в плоскости квантовой ямы. Тогда матрицы фотогенераций электронов в неоднородной структуре определяются интегралом

$$\bar{G}^{(v)} = \int G^{(v)}(\varepsilon_{21}) \Phi(\varepsilon_{21}) d\varepsilon_{21} \quad (10)$$

и в первом порядке по спин-орбитальному взаимодействию имеют вид

$$\bar{G}^{(e1)} = -\frac{2\pi}{\hbar} M_0 [(f_{\varepsilon} + H_{so}^{(e1)} f'_{\varepsilon}) \Phi(\hbar\omega) + (H_{so}^{(e1)} - H_{so}^{(e2)}) f_{\varepsilon} \Phi'(\hbar\omega)], \quad (11)$$

$\bar{G}^{(e2)} = -\bar{G}^{(e1)}$, где $\Phi(\varepsilon_{21})$ — функция распределения величины ε_{21} , f_{ε} — равновесная функция распределения носителей без учета спин-орбитального расщепления спектра, $f'_{\varepsilon} = df_{\varepsilon}/d\varepsilon$, $\Phi'(\hbar\omega) = d\Phi(\hbar\omega)/d\hbar\omega$.

Как показано выше, спин-зависимая асимметрия при оптических переходах, обусловленная расщеплением подзон, и последующая прецессия электронных спинов в эффективном магнитном поле приводят к возникновению средней спиновой поляризации фотоносителей. Будем пренебрегать электрон-электронным взаимодействием и предполагать, что время релаксации носителей по импульсу в обеих подзонах τ_v значительно короче, чем период прецессии в эффективном поле, $\Omega_{\mathbf{k}}^{(v)} \tau_v \ll 1$. В этом случае скорость генерации спинов в подзонах в условиях стационарной подсветки определяется выражением [2]

$$\dot{\mathbf{S}}^{(v)} = \sum_{\mathbf{k}} \tau_v [\boldsymbol{\Omega}_{\mathbf{k}}^{(v)} \cdot \mathbf{g}_{\mathbf{k}}^{(v)}], \quad (12)$$

где $\mathbf{g}_{\mathbf{k}}^{(v)} = Tr(\boldsymbol{\sigma} \bar{G}^{(v)})/2$ — спиновая часть матрицы генерации (11).

Расчет по формуле (12) приводит к окончательному ответу для скорости оптической ориентации спинов

$$\dot{S}_x^{(e1)} = \left(\gamma_{yx}^{(e1)} \gamma_{zx}^{(e2)} - \gamma_{yx}^{(e2)} \gamma_{zx}^{(e1)} \right) \bar{\varepsilon} \frac{d\eta_{21}}{d\hbar\omega} \frac{m^* \tau_{e1}}{\varepsilon_{21} \hbar^3} I,$$

$$\dot{S}_x^{(e2)} = \left(\gamma_{yx}^{(e1)} \gamma_{zx}^{(e2)} - \gamma_{yx}^{(e2)} \gamma_{zx}^{(e1)} \right) \left[\eta_{21} - \bar{\varepsilon} \frac{d\eta_{21}}{d\hbar\omega} \right] \frac{m^* \tau_{e2}}{\varepsilon_{21} \hbar^3} I, \quad (13)$$

где $\bar{\varepsilon}$ — средняя кинетическая энергия электронов ($\bar{\varepsilon} = E_F/2$ для вырожденного двумерного газа с энергией Ферми E_F и $\bar{\varepsilon} = k_B T$ для болцмановского распределения с температурой T), η_{21} — доля потока энергии, поглощаемая в квантовой яме, вычисленная с учетом неоднородного уширения,

$$\eta_{21}(\hbar\omega) = \frac{4\pi^2 \tilde{\alpha}}{n_{\omega}} \frac{|p_{21} e_z|^2 \hbar^2}{\varepsilon_{21} m^{*2}} N_e \Phi(\hbar\omega), \quad (14)$$

$\tilde{\alpha} = e^2/(\hbar c) \approx 1/137$ — постоянная тонкой структуры, N_e — концентрация носителей в квантовой яме.

Спектральное поведение оптической ориентации электронных спинов в обеих подзонах определяется производной $d\eta_{21}/d\hbar\omega$, если линия межподзонного поглощения света является достаточно узкой. Вблизи максимума поглощения происходит инверсия знака спиновой ориентации, т.е. направление спиновой поляризации меняется на противоположное, что соответствует микроскопической модели, представленной на рисунке.

Отметим, что спектральная инверсия знака характерна для кинетических эффектов, таких как циркулярный фотогальванический эффект [11], линейный [12] и циркулярный [13] эффекты увлечения электронов фотонами, индуцированных резонансным поглощением света в полупроводниковых квантовых ямах n -типа.

Оценка по формуле (13) показывает, что средний спин, возникающий при поглощении одного фотона, составляет 10^{-2} (или 2% поляризации) для $\gamma/\hbar = 10^5$ cm/s, $m^* = 0.1m_0$ (m_0 — масса свободного электрона), $\tau = 10^{-11}$ s.

5. Заключение

В данной работе показано, что межподзонаное поглощение линейно поляризованного света в полупроводниковых квантовых ямах может приводить к спиновой ориентации свободных носителей заряда. Направление и степень спиновой ориентации определяются плоскостью поляризации света и симметричными свойствами структур. В квантовых ямах, выращенных вдоль кристаллографических направлений [110] или [113], поглощение света, поляризованного вдоль оси роста структуры, приводит к оптической ориентации электронных спинов в плоскости интерфейсов. Оценка показывает, что степень спиновой ориентации фотовозбужденных носителей в структурах с высокой подвижностью может достигать нескольких процентов, что является в настоящее время экспериментально измеренной величиной.

Список литературы

- [1] Optical Orientation / Eds F. Meier, В.Р. Zakharchenya. Elsevier Science, Amsterdam (1984). [Оптическая ориентация / Под ред. Ф. Майера, В.П. Захарчени. Наука, Л. (1989)].
- [2] S.A. Tarasenko. Phys. Rev. B **72**, 113 302 (2005).
- [3] S.A. Tarasenko. Phys. Rev. B **73**, 115 317 (2006).
- [4] Л.И. Магарилл, А.В. Чаплик. Письма в ЖЭТФ **70**, 607 (1999).
- [5] Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. Электродинамика сплошных сред. Физматлит, М. (2001).
- [6] М.И. Дьяконов, В.Ю. Качоровский. ФТП **20**, 178 (1986).
- [7] S.A. Tarasenko, E.L. Ivchenko. Письма в ЖЭТФ **81**, 292 (2005).
- [8] E.Ya. Sherman, A. Najmaie, J.E. Sipe. Appl. Phys. Lett. **86**, 122 103 (2005).
- [9] Ю.А. Бычков, Э.И. Рашба. Письма в ЖЭТФ **39**, 66 (1984).
- [10] Е.Л. Ивченко, Ю.Б. Лянда-Геллер, Г.Е. Пикус. ЖЭТФ **98**, 989 (1990).
- [11] S.D. Ganichev, V.V. Bel'kov, P. Schneider, E.L. Ivchenko, S.A. Tarasenko, W. Wegscheider, D. Weiss, D. Schuh, E.V. Be-regulin, W. Prettl. Phys. Rev. B **68**, 035 319 (2003).
- [12] A.D. Wieck, H. Sigg, K. Ploog. Phys. Rev. Lett. **64**, 463 (1990).
- [13] V.A. Shalygin, H. Diehl, Ch. Hoffmann, S.N. Danilov, T. Herrle, S.A. Tarasenko, D. Schuh, Ch. Gerl, W. Wegscheider, W. Prettl, S.D. Ganichev. Письма в ЖЭТФ **84**, 666 (2006).