

# Особенности оптической ориентации и релаксации электронных спинов в квантовых ямах с большим спиновым расщеплением

© Н.С. Аверкиев, М.М. Глазов<sup>†</sup>

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

(Поступила 6 февраля 2008 г. Принята к печати 11 февраля 2008 г.)

Теоретически исследованы процессы оптической ориентации электронных спинов и процессы спиновой релаксации в полупроводниковых квантовых ямах, спиновое расщепление энергетического спектра в которых сопоставимо с характерной энергией носителей. Получен явный вид матрицы плотности фотоэлектронов в момент оптического возбуждения. Выведена система кинетических уравнений, описывающих поведение спиновой матрицы плотности при произвольном соотношении между средней энергией носителей и величиной спинового расщепления. Продемонстрировано, что значительная степень ориентации при фотовозбуждении может быть достигнута лишь в импульсном режиме, когда длительность импульса возбуждения сравнима с периодом спиновой прецессии в поле спинового расщепления. Показано, что суммарный спин ансамбля электронов испытывает затухающие со временем осцилляции, их форма и время спада чувствительны к параметрам фотовозбуждения и величине спинового расщепления.

PACS: 78.67.De, 73.21.Nb, 73.63.Hs

## 1. Введение

Процессы оптической ориентации электронных спинов и спиновой релаксации, а также методы управления неравновесной спиновой поляризацией немагнитными способами привлекают в последние годы все больший интерес. В объемных полупроводниках с решеткой цинковой обманки и в квантовых ямах на их основе поглощение циркулярно поляризованного света сопровождается ориентацией по спину носителей заряда [1–3]. Причиной тому является спин-орбитальное взаимодействие, которое приводит в объемных материалах вблизи точки  $\Gamma$  ( $\mathbf{k} = 0$ ) к расщеплению валентной зоны на две: с полным моментом  $3/2$  ( $\Gamma_8$ ) и  $1/2$  ( $\Gamma_7$ ). Другим проявлением спин-орбитального взаимодействия является расщепление при  $\mathbf{k} \neq 0$  энергетических зон по спину в нецентросимметричных системах [4,5], что приводит к спиновой релаксации электронов и дырок [6,7].

Важно отметить, что спиновая динамика носителей контролируется двумя параметрами:  $\nu = \Omega\tau$  и  $\mu = \hbar\Omega/E_F$ . Здесь  $\hbar\Omega$  — характерная величина спинового расщепления зоны проводимости,  $\tau$  — время релаксации импульса данного электрона,  $E_F$  — фермиевская энергия электронов, для простоты мы рассматриваем случай вырожденной статистики. Параметр  $\nu$  является классическим, он определяет характерную величину угла поворота магнитного момента (спина) между последующими актами рассеяния. Второй параметр,  $\mu$ , имеет квантово-механическую природу и характеризует влияние спинового расщепления на движение электронов. Отметим, что отношение параметров  $\nu/\mu = E_F\tau/\hbar$  определяет эффективность рассеяния в системе, далее мы будем считать, что  $\nu/\mu \gg 1$ , что соответствует „хорошей“ проводимости, т. е. структуре высокого качества.

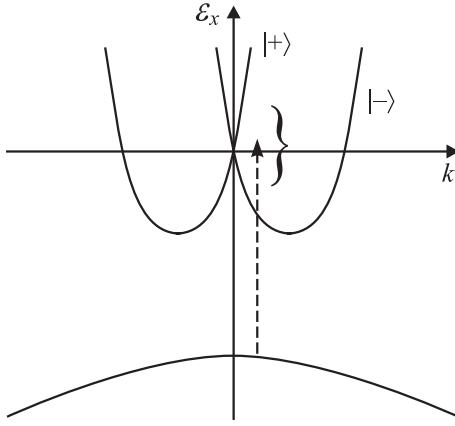
В режиме частых столкновений, когда  $\nu \ll 1$ , спиновая релаксация описывается экспоненциальным законом, причем скорость исчезновения неравновесного спина можно оценить как  $\tau_s^{-1} \approx \nu^2/\tau \ll \tau$ . Это соответствует механизму спиновой релаксации, предложенному Дьяконовым и Перелем [6]: углы поворота спина между актами рассеяния малы, а столкновения приводят к случайным изменениям эффективного магнитного поля  $\Omega$ .

Поскольку темп спиновой релаксации возрастает с уменьшением времени рассеяния  $\tau$ , механизм спиновой релаксации Дьяконова–Переля, называемый также кинетическим или прецессионным механизмом, является основным в структурах с высокой подвижностью электронов. Важной особенностью механизма Дьяконова–Переля является его чувствительность к симметрии структуры (см. [8] и ссылки, приведенные там), а также к механизмам рассеяния носителей [9].

В квантовых ямах высокого качества при низких температурах классический параметр  $\nu$  может становиться больше или порядка единицы. В таком случае во время свободного движения электрона его спин успевает повернуться на угол  $\sim \pi$ , и наблюдаются квантовые спиновые биения, обусловленные спиновым расщеплением зоны проводимости [9,10]. Частота биений совпадает со спиновым расщеплением на уровне Ферми носителей, а их затухание определяется как процессами рассеяния [11], так и неоднородным уширением, обусловленным возможной анизотропией спинового расщепления, тепловым размытием функции распределения носителей и энергетической шириной распределения фотовозбужденных электронов [12]. В работах [11,12] величина классического параметра  $\nu$  считалась произвольной, а квантовый параметр  $\mu$  предполагался пренебрежимо малым.

Необходимость учитывать квантовый параметр  $\mu$  возникла в задачах о спиновой ориентации током и спин-

<sup>†</sup> E-mail: glazov@coherent.ioffe.ru



**Рис. 1.** Схематическая иллюстрация энергетического спектра носителей заряда. Символы  $|+\rangle$  и  $|-\rangle$  обозначают две ветки спектра. Пунктирной вертикальной стрелкой показан оптический переход, фигурная скобка условно обозначает ширину спектра возбуждающего импульса.

гальваническом эффекте, поскольку для них требуется учитывать связь спиновой динамики носителей и их орбитального движения. Теория этих эффектов развивается, как правило, в низшем порядке по  $\mu$  [13]. Однако принципиальные ограничения на создание полупроводниковых квантовых ям, в которых  $\mu$  может быть порядка единицы или больше, отсутствуют, поэтому возникает необходимость в построении теории оптической ориентации носителей и релаксации спина в случае произвольных  $\mu$ . Важно отметить, что при произвольной величине квантового параметра процессы оптической ориентации и спиновой релаксации нельзя рассматривать независимо, поскольку спиновое расщепление как модифицирует спектра носителей и правила отбора, так и приводит к релаксации неравновесной спиновой поляризации.

Далее, для определенности, будем рассматривать электроны в квантовой яме, выращенной вдоль оси  $z \parallel [001]$ . Гамильтониан электронов в зоне проводимости имеет вид

$$\mathcal{H}_c = \frac{\hbar^2 k^2}{2m} + \frac{\hbar}{2} (\boldsymbol{\sigma} \cdot \boldsymbol{\Omega}_k), \quad (1)$$

где первое слагаемое описывает кинетическую энергию носителей,  $\mathbf{k}$  — двумерный волновой вектор,  $m$  — эффективная масса, а второе — связано со спин-орбитальным взаимодействием,  $\boldsymbol{\sigma}$  — вектор, составленный из матриц Паули. Считая, что спиновое расщепление обусловлено вкладом Рашбы<sup>1</sup> [5], эффективную частоту спиновой прецессии  $\boldsymbol{\Omega}_k$  запишем в виде

$$\boldsymbol{\Omega}_k = \Omega_k [\sin \varphi_k - \cos \varphi_k, 0]. \quad (2)$$

Здесь  $\Omega_k = 2\alpha k/\hbar$ , где  $\alpha$  — некоторая константа, определяет спиновое расщепление энергетического спектра

<sup>1</sup> Если спин-орбитальное взаимодействие в исследуемых структурах определяется вкладом Дрессельхауза [7], то рассмотренные в данной статье эффекты сохраняются. Однако одновременное действие обоих вкладов требует специального рассмотрения.

носителей,  $\varphi_k$  — угол между волновым вектором  $\mathbf{k}$  и какой-либо осью в плоскости структуры. А именно, при фиксированном  $\mathbf{k}$  имеется два собственных состояния (рис. 1), которые в базисе функций с определенной проекцией спина на ось  $z$  имеют вид

$$\begin{aligned} \psi_{\mathbf{k},-} &= \frac{1}{\sqrt{2}} [-ie^{-i\varphi_k}, 1]^T, \\ \mathcal{E}_{\mathbf{k},-} &= \frac{\hbar^2 k^2}{2m} - \frac{\hbar \Omega_k}{2}, \\ \psi_{\mathbf{k},+} &= \frac{1}{\sqrt{2}} [ie^{-i\varphi_k}, 1]^T, \\ \mathcal{E}_{\mathbf{k},+} &= \frac{\hbar^2 k^2}{2m} + \frac{\hbar \Omega_k}{2}. \end{aligned} \quad (3)$$

В каждом из собственных состояний при заданном  $\mathbf{k}$  средний спин электрона  $\mathbf{s}_{\mathbf{k},\pm} = \langle \psi_{\mathbf{k},\pm} | \boldsymbol{\sigma} | \psi_{\mathbf{k},\pm} \rangle$  направлен в плоскости  $(x, y)$  перпендикулярно вектору  $\mathbf{k}$ . Согласно (2) и (3), спиновое расщепление линейно возрастает как функция  $k$  согласно  $\hbar \Omega_k = 2\alpha k$ .

Предполагается, что в квантовой яме имеются примеси с короткодействующим потенциалом  $U(\mathbf{r}) = U\delta(\mathbf{r})$ , их концентрация  $N$ . Рассеяние на примесях считается спин-независимым. Приведем для общности выражение для функции Грина электронного газа, полученное в рамках самосогласованного борновского приближения:

$$\mathcal{G}(\mathcal{E}, \mathbf{k}) = \frac{1}{\mathcal{E} - \frac{\hbar^2 k^2}{2m} - \frac{\hbar}{2} (\boldsymbol{\sigma} \cdot \boldsymbol{\Omega}_k) - \Sigma(\mathcal{E})}, \quad (4)$$

где собственно энергетическая часть

$$\Sigma(\mathcal{E}) = -\frac{iQ}{4} \text{sign}(\mathcal{E} - E_F) \sum_{\mathbf{p},s=\pm} \delta(\mathcal{E} - \mathcal{E}_{\mathbf{p},s}), \quad (5)$$

причем  $Q = 2\pi N U^2/\hbar$ . Здесь мы считаем, что вещественная часть  $\Sigma(\mathcal{E})$  учтена в перенормировке начала отсчета энергии. Мнимая часть собственной энергии характеризует скорость рассеяния электрона в состоянии с данной энергией  $\mathcal{E}$ . Если спиновое расщепление мало по сравнению с энергией электрона  $\mathcal{E}$ , то собственно энергетическая часть сводится к обычному выражению  $\Sigma(\mathcal{E}) = -i/(2\tau) \text{sign}(\mathcal{E} - E_F)$ , где  $\tau^{-1} = N U^2 m/\hbar^3$  — темп рассеяния электрона на короткодействующем потенциале. Функция Грина электронного газа является матрицей  $2 \times 2$  в спиновом пространстве. Собственно энергетическая часть  $\Sigma(\mathcal{E})$  является скаляром. Ее простой вид обусловлен короткодействующим характером потенциала примесей.

В разд. 2 обсуждается оптическая ориентация носителей в случае, когда классический параметр  $\nu \gtrsim 1$ , а квантовый — произволен, и выводится выражение для матрицы плотности фотовозбужденных электронов. Разд. 3 посвящен особенностям спиновой динамики носителей при  $\nu \gg 1$ ,  $\mu \gtrsim 1$ . В нем выведена система кинетических уравнений, описывающих динамику спиновой поляризации электронов, а также получены конкретные зависимости полного спина ансамбля носителей от времени при импульсном оптическом возбуждении.

## 2. Оптическая ориентация

Пусть, для определенности, верхней по энергии в валентной зоне является подзона тяжелых дырок с проекцией углового момента на ось роста структуры  $\pm 3/2$ , а спиновое расщепление ее веток при  $\mathbf{k} \neq 0$  пренебрежимо мало. Таким образом, состояния электрона в валентной зоне  $|\mathbf{k}, \pm 3/2\rangle_v$  двукратно вырождены по спину.

Поглощение циркулярно поляризованного, например,  $\sigma^+$  поляризованного света<sup>2</sup> вызывает переходы, сопровождающиеся изменением углового момента электрона на 1. В пренебрежении спиновым расщеплением зоны проводимости ( $\nu = \mu = 0$ )  $\sigma^+$  поляризованный свет приводит к переходам из состояния валентной зоны  $|\mathbf{k}, -3/2\rangle_v$  в состояние зоны проводимости  $|\mathbf{k}, -1/2\rangle_c$ . С учетом расщепления состояний зоны проводимости при  $\mathbf{k} \neq 0$  оптические переходы из состояния  $|\mathbf{k}, -3/2\rangle_v$  идут как в собственное состояние  $\psi_{\mathbf{k},-}$ , так и в собственное состояние  $\psi_{\mathbf{k},+}$  зоны проводимости. В представлении взаимодействия по отношению к гамильтониану (1) оператор, описывающий такие переходы, имеет вид

$$\hat{V} = \frac{V_0(t)e^{iE_g t/\hbar}}{\sqrt{2}} \sum_{\mathbf{k}, s=\pm} e^{i\mathcal{E}_{\mathbf{k},s}t/\hbar} c_{\mathbf{k},s}^\dagger c_{\mathbf{k},-3/2} + h.c. \quad (6)$$

Здесь  $V_0(t)$  описывает временную зависимость напряженности падающего на образец электромагнитного поля ( $V_0(t) \propto p_{cv}A(t)$ , где  $p_{cv}$  — межзонный матричный элемент оператора импульса,  $A(t)$  —  $\sigma^+$ -компонента векторного потенциала),  $E_g$  — ширина запрещенной зоны с учетом энергии размерного квантования электронов и дырок, операторы  $c_{\mathbf{k},\pm}^\dagger$  ( $c_{\mathbf{k},\pm}$ ) описывают рождение (уничтожение) электронов в состояниях  $\psi_{\mathbf{k},\pm}$  в зоне проводимости, а операторы  $c_{\mathbf{k},\pm 3/2}^\dagger$  ( $c_{\mathbf{k},\pm 3/2}$ ) — рождение (уничтожение) электронов в валентной зоне. В записи (6) учитываются только резонансные вклады оптических переходов, поскольку предполагается, что  $E_g \gg \hbar\Omega_k$ , кроме того, мы пренебрегли дисперсией электронов в валентной зоне.

Если падающий на квантовую яму свет является монохроматичным, то при межзонных переходах, согласно (6), возбуждаются лишь собственные состояния системы. Поэтому в отсутствие рассеяния, если частота падающего света  $\omega = (E_g + \mathcal{E}_{\mathbf{k},-})/\hbar$ , заселяется состояние  $\psi_{\mathbf{k},-}$ , а если  $\omega = (E_g + \mathcal{E}_{\mathbf{k},+})/\hbar$ , то заселяется состояние  $\psi_{\mathbf{k},+}$ . Оптическая ориентация фотоэлектронов при этом не возникает, так как  $z$ -компонента спина в собственных состояниях (3) равна нулю, а после усреднения по направлениям волнового вектора  $\mathbf{k}$  исчезают и компоненты спина в плоскости. Для достижения ориентации электронов по спину необходимо, таким образом, возбуждать когерентную суперпозицию состояний  $\psi_{\mathbf{k},+}$  и  $\psi_{\mathbf{k},-}$ .

<sup>2</sup> Поглощение  $\sigma^-$  света рассматривается совершенно аналогично.

В случае, когда классический параметр  $\nu$  мал, состояния  $\psi_{\mathbf{k},+}$  и  $\psi_{\mathbf{k},-}$  практически вырождены и перемешаны за счет рассеяния в системе, монохроматическое циркулярно поляризованное возбуждение приводит к эффективной ориентации фотоэлектронов по спину. Если же  $\nu \gg 1$ , то степень ориентации носителей при поглощении монохроматической волны очень мала (см. далее), поэтому оптическая ориентация электронов возможна лишь при импульсном возбуждении, когда в силу соотношения неопределенностей возбуждается суперпозиция собственных состояний.

Для теоретического описания оптической ориентации носителей необходимо рассчитать матрицу плотности фотовозбужденных электронов. Введем электронную матрицу плотности  $\varrho$ , представляющую собой матрицу  $8 \times 8$  в базисе состояний  $(|\psi_{\mathbf{k},+}\rangle_c, |\psi_{\mathbf{k},-}\rangle_c, |\mathbf{k}, -3/2\rangle_v) = (|0, 0, 0\rangle, |0, 0, 1\rangle, |0, 1, 0\rangle, |1, 0, 0\rangle, |1, 0, 0\rangle, |0, 1, 1\rangle, |1, 0, 1\rangle, |1, 1, 0\rangle)$  и  $|1, 1, 1\rangle$ , которая удовлетворяет в представлении взаимодействия по отношению к гамильтониану (1) следующему уравнению:

$$i\hbar \frac{\partial \varrho_{\mathbf{k}}}{\partial t} = [\hat{V}, \varrho_{\mathbf{k}}]. \quad (7)$$

Здесь мы полностью пренебрегли рассеянием, считая, что  $\nu \gg 1$ . Решение уравнения (7) с точностью до  $V_0^2$  можно получить итерациями, представив матрицу плотности в виде суммы  $\varrho_{\mathbf{k}} = \varrho_{\mathbf{k}}^0 + \varrho_{\mathbf{k}}^1 + \varrho_{\mathbf{k}}^2 + \dots$ , где верхний индекс нумерует порядок по параметру  $V_0$ . Можно показать, что темп генерации равен

$$\dot{\varrho}_{\mathbf{k}}^2 = -\frac{1}{\hbar^2} \left[ \hat{V}(t'), \int_{-\infty}^{t'} [\hat{V}(t''), \varrho_{\mathbf{k}}^0(t'')] dt'' \right], \quad (8)$$

где  $\varrho_{\mathbf{k}}^0$  — начальная матрица плотности.

Пусть при  $t \rightarrow -\infty$  (до прихода импульса света на образец) состояния электронов в валентной зоне были полностью заполнены, а распределение носителей в зоне проводимости описывалось функциями  $n_{\mathbf{k},\pm}^0$ , определяющими заселенность состояний  $\psi_{\mathbf{k},\pm}$ . Тогда в начальный момент времени матрица  $\varrho_{\mathbf{k}}^0$  имеет ненулевые диагональные элементы, описывающие начальную заселенность состояний в валентной зоне и в зоне проводимости.

Вычисление коммутаторов в (8) показывает, что с точностью до общего множителя ненулевые матричные элементы  $\dot{\varrho}_{\mathbf{k}}$  имеют вид

$$\langle 0, 0, 1 | \dot{\varrho}_{\mathbf{k}} | 0, 0, 1 \rangle = \sum_{s=\pm} (n_{\mathbf{k},s}^0 - 1) V_0^*(t) e^{-iE_g t - i\mathcal{E}_{\mathbf{k},s} t} \times \int_{-\infty}^{t'} V_0(t') e^{iE_g t' + i\mathcal{E}_{\mathbf{k},s} t'} dt' + h.c., \quad (9)$$

$$\langle 0, 1, 0 | \dot{\varrho}_{\mathbf{k}} | 0, 1, 0 \rangle = (1 - n_{\mathbf{k},-}^0) V_0^*(t) e^{-E_g t - i\mathcal{E}_{\mathbf{k},-} t} \times \int_{-\infty}^{t'} V_0(t') e^{iE_g t' + i\mathcal{E}_{\mathbf{k},-} t'} dt' + h.c., \quad (10)$$

$$\langle 1, 0, 0 | \hat{\rho}_{\mathbf{k}} | 1, 0, 0 \rangle = (1 - n_{\mathbf{k},+}^0) V_0^*(t) e^{-iE_g t - i\mathcal{E}_{\mathbf{k},+} t} \times \int_{-\infty}^{t'} V_0(t') e^{iE_g t' + i\mathcal{E}_{\mathbf{k},+} t'} dt' + h.c., \quad (11)$$

$$\langle 0, 1, 0 | \hat{\rho}_{\mathbf{k}} | 1, 0, 0 \rangle = (1 - n_{\mathbf{k},+}^0) V_0(t) e^{iE_g t + i\mathcal{E}_{\mathbf{k},-} t} \times \int_{-\infty}^{t'} V_0^*(t') e^{-iE_g t' - i\mathcal{E}_{\mathbf{k},+} t'} dt' + (1 - n_{\mathbf{k},-}^0) \times V_0^*(t) e^{-iE_g t - i\mathcal{E}_{\mathbf{k},+} t} \int_{-\infty}^{t'} V_0(t') e^{iE_g t' + i\mathcal{E}_{\mathbf{k},-} t'} dt', \quad (12)$$

$$\langle 1, 0, 0 | \hat{\rho}_{\mathbf{k}} | 0, 1, 0 \rangle = \langle 0, 1, 0 | \hat{\rho}_{\mathbf{k}} | 1, 0, 0 \rangle^*. \quad (13)$$

Далее мы рассмотрим случай, когда возбуждение осуществляется коротким импульсом, длительность которого  $\tau_{pulse}$  меньше, чем характерные обратные частоты спиновой прецессии  $\Omega_k^{-1}$ . В такой ситуации легко получить замкнутое выражение для матрицы плотности фоторожденных электронов, проинтегрировав уравнения (9)–(13) по времени. Представим возмущение  $V_0(t)$  в виде интеграла Фурье

$$V_0(t) = \int \frac{d\omega}{2\pi} \mathcal{V}_0(\omega) e^{-i\omega t} \quad (14)$$

и введем величины

$$\mathcal{D}_{\mathbf{k},\pm} = \mathcal{V}_0(E_g + \mathcal{E}_{\mathbf{k},\pm}), \quad (15)$$

которые описывают спектральную плотность падающего света. На масштабах  $\tau_{pulse} \ll t \ll \Omega_k^{-1}$  временные интегралы в (9)–(13) сводятся к произведениям  $\mathcal{D}_{\mathbf{k},s} \mathcal{D}_{\mathbf{k},s'}^*$  ( $s, s' = \pm$ ). Матрица плотности фоторожденных электронов в зоне проводимости в базисе  $\psi_{\mathbf{k},-}$ ,  $\psi_{\mathbf{k},+}$  имеет вид (общий множитель опускаем)

$$\rho_{\mathbf{k}}^{(\mp)} = \begin{bmatrix} |\mathcal{D}_{\mathbf{k},-}|^2 (1 - n_{\mathbf{k},-}^0) & \frac{1}{2} \mathcal{D}_{\mathbf{k},-}^* \mathcal{D}_{\mathbf{k},+} (2 - n_{\mathbf{k},-}^0 - n_{\mathbf{k},+}^0) \\ \frac{1}{2} \mathcal{D}_{\mathbf{k},+}^* \mathcal{D}_{\mathbf{k},-} (2 - n_{\mathbf{k},-}^0 - n_{\mathbf{k},+}^0) & |\mathcal{D}_{\mathbf{k},+}|^2 (1 - n_{\mathbf{k},+}^0) \end{bmatrix}. \quad (16)$$

Уравнение (16) описывает матрицу плотности фоторожденных электронов при произвольных параметрах импульса возбуждения. Это выражение в отличие от использованных в работах [14,15] явным образом учитывает спектральный состав падающего излучения. Переход к противоположному предельному случаю монохроматического возбуждения в (16) осуществляется из системы (9)–(13) стандартным образом [16]. При этом остаются лишь диагональные элементы матрицы плотности, заселенности этих состояний линейно зависят от времени, а темп генерации определяется золотым правилом Ферми. Если спиновое расщепление в системе отсутствует, то фоторожденные электроны оказываются полностью поляризованными по спину вдоль оси  $z$  [1].

Легко показать, что среднее значение  $z$ -компоненты спина фоторожденных электронов в состоянии  $\mathbf{k}$  равно

$$s_{\mathbf{k},z} = \frac{1}{2} \text{Re} \{ \mathcal{D}_{\mathbf{k},+}^* \mathcal{D}_{\mathbf{k},-} \} (2 - n_{\mathbf{k},-}^0 - n_{\mathbf{k},+}^0), \quad (17)$$

а полное число фотовозбужденных электронов

$$n_{\mathbf{k}} = [|\mathcal{D}_{\mathbf{k},-}|^2 (1 - n_{\mathbf{k},-}^0) + |\mathcal{D}_{\mathbf{k},+}|^2 (1 - n_{\mathbf{k},+}^0)]. \quad (18)$$

Степень поляризации фотовозбужденных носителей можно определить как

$$\rho = \frac{2 \sum_{\mathbf{k}} s_{\mathbf{k},z}}{\sum_{\mathbf{k}} n_{\mathbf{k}}}. \quad (19)$$

Поскольку спектр системы изотропен, функция распределения электронов по спину  $s_{z,\mathbf{k}}$  зависит лишь от величины волнового вектора, но не от его направления.

Из уравнения (17) видно, что для оптической ориентации фотовозбужденных носителей импульс света должен обладать достаточной спектральной шириной, чтобы  $\mathcal{D}_+$  и  $\mathcal{D}_-$  не обращались одновременно в нуль. Это возможно, если спектральная ширина импульса  $\Delta$  сравнима или превышает спиновое расщепление в состоянии с волновым вектором  $\mathbf{k}$ , иными словами, длительность импульса  $\tau_{pulse}$  должна быть меньше или порядка периода спиновой прецессии  $\tau_{pulse} \lesssim \Omega_k^{-1}$ .

Рассмотрим конкретный случай ориентации электронов циркулярно поляризованным светом, предположив, что  $V(t)$  имеет гауссов вид:

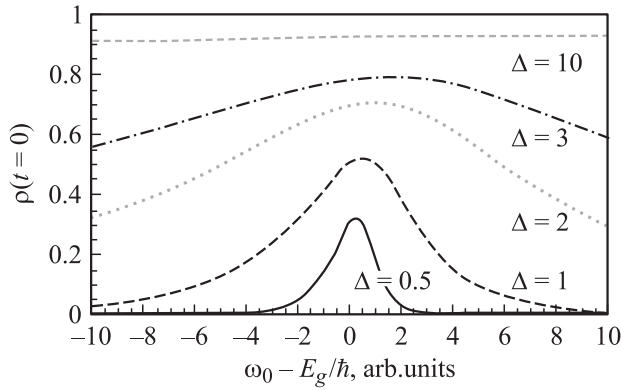
$$V_0(t) = V \exp(-i\omega_0 t - \Delta^2 t^2). \quad (20)$$

Здесь  $\omega_0$  — „несущая“ частота света,  $\Delta$  определяет ширину импульса в частотном пространстве:

$$\mathcal{V}_0(\omega) = \frac{V\sqrt{\pi}}{\Delta} \exp\left[-\frac{(\omega - \omega_0)^2}{4\Delta^2}\right]. \quad (21)$$

Длительность импульса  $\tau_{pulse} \approx \Delta^{-1}$ . На рис. 2 представлена зависимость степени поляризации фотовозбужденных носителей в момент их рождения как функция частоты света для различных ширин импульса возбуждения  $\Delta$ . Частота света отсчитывается от частоты перехода при  $\mathbf{k} = 0$  (равной  $E_g/\hbar$ ), частота света и ширина импульса отложены в единицах  $\hbar k_R^2/2m$ , где  $k_R = \alpha m/\hbar$ ,  $\alpha$  — коэффициент при линейных по  $\mathbf{k}$  слагаемых в (2). Начальной заселенностью зоны проводимости пренебрегается.

Из рис. 2 видно, что степень поляризации фоторожденных электронов уменьшается с уменьшением спектральной ширины импульса  $\Delta$  и немонотонным образом зависит от частоты падающего света. Степень поляризации существенно отлична от нуля в области частот, где  $\Omega_k \lesssim \Delta$  ( $k = \sqrt{2m(\omega_0 - E_g)/\hbar}$ ). Это соответствует эффективному возбуждению суперпозиции собственных состояний. Максимум зависимости  $\rho(\omega_0)$  сдвигается в область больших частот с ростом спектральной ширины импульса  $\Delta$ ,



**Рис. 2.** Степень поляризации фотовозбужденных электронов в зависимости от частоты падающего света  $\omega_0 - E_g/\hbar$ , рассчитанная для различных спектральных ширин импульса  $\Delta$ . В качестве единиц измерения частоты используется  $\hbar k_R^2/2m$ , где  $k_R = \alpha m/\hbar$ .

а зависимость  $\rho(\omega_0)$  становится более плоской. Отметим, что при  $\Delta/(\hbar k_R^2/2m) \lesssim 1$  импульс возбуждения не является коротким по сравнению с периодом спиновой прецессии, поэтому процессы оптической ориентации и спиновой релаксации нельзя рассматривать независимо. Соответствующие кривые на рис. 2 демонстрируют, что степень спиновой ориентации при  $\Delta/(\hbar k_R^2/2m) \lesssim 1$  значительно меньше, чем при  $\Delta/(\hbar k_R^2/2m) \gg 1$ . При малых  $\Delta/(\hbar k_R^2/2m)$  наблюдаемая степень поляризации будет еще меньше за счет спиновых биений, изученных в следующем разделе.

В экспериментах [9,10] частота спиновой прецессии электронов на уровне Ферми  $\Omega_{kf}$  составляла  $(0.1-0.4 \text{ пс})^{-1}$ , а характерное время релаксации импульса данного электрона  $\tau = 5-20 \text{ пс}$  в зависимости от образца при температуре  $T = 1.5 \text{ К}$ . Величина классического параметра  $\nu \approx 1$ . Квантовый параметр в этих экспериментах  $\mu \approx 0.1$  является малым. Заметная степень спиновой ориентации фоторожденных электронов в согласии с разработанной здесь теорией наблюдалась при возбуждении импульсами, длительность которых была  $\tau_{pulse} \approx 2 \text{ пс}$ , т.е. спектральная ширина импульса была того же порядка или больше спинового расщепления веток на уровне Ферми.

Отметим, что в уравнениях (17) и (18) мы полностью пренебрегли рассеянием электронов. Его можно учесть, добавив к спектральной ширине импульса  $\Delta$  обратное время жизни электрона, обусловленное расстоянием  $\propto \tau^{-1}$ , поскольку неопределенность энергии частицы складывается из спектральной ширины импульса возбуждения и мнимой части собственной энергии электрона (5).

Таким образом, в структурах высокого качества оптическая ориентация возможна лишь в импульсном режиме, поэтому важно изучить поведение спиновой системы после окончания импульса возбуждения.

### 3. Релаксация спина

Спиновую динамику фотовозбужденных носителей удобно описывать в рамках кинетического уравнения для спиновой матрицы плотности электронов  $\rho_{\mathbf{k}} = f_{\mathbf{k}} + \mathbf{s}_{\mathbf{k}} \cdot \boldsymbol{\sigma}$ , где  $f_{\mathbf{k}}$  — средняя по спину заселенность состояния с волновым вектором  $\mathbf{k}$  ( $f_{\mathbf{k}} = n_{\mathbf{k}}/2$ ), а  $\mathbf{s}_{\mathbf{k}}$  — средний вектор спина в этом состоянии. Согласно [14,17], кинетическое уравнение имеет вид

$$\frac{\partial \rho_{\mathbf{k}}}{\partial t} + \frac{i}{\hbar} [\mathcal{H}_c, \rho_{\mathbf{k}}] + \text{St}\{\rho_{\mathbf{k}}\} = \hat{g}_{\mathbf{k}}(t). \quad (22)$$

Здесь  $\hat{g}_{\mathbf{k}}(t)$  — матрица генерации, зависящая от времени. Для заданных параметров импульса возбуждения ее можно рассчитать по уравнениям (9)–(13). В общем случае процессы возбуждения спиновой поляризации носителей и спиновой релаксации следует рассматривать совместно, находя общее решение уравнения (22), поскольку длительность импульса и период спиновых биений сопоставимы. Однако, если импульс накачки достаточно короткий, то выполняется следующее условие:  $\Delta \gg \delta\Omega$ , где  $\delta\Omega \propto \alpha \max\{k_R, \sqrt{2m\Delta/\hbar}\}$  — диапазон частот спиновой прецессии, соответствующий фотовозбужденным носителям. Тогда временные масштабы, на которых происходит спиновая динамика ( $\approx \delta\Omega^{-1}$ ) и возбуждение ( $\approx \Delta^{-1}$ ), оказываются существенно различными, и генерацию спина можно заменить на начальное условие (16).

Последнее слагаемое в (22) — интеграл столкновений. В случае упругого рассеяния электронов на короткодействующем потенциале его можно представить в виде

$$\begin{aligned} \text{St}\{\rho_{\mathbf{k}}\} = & \frac{1}{8} Q \sum_{\mathbf{p}} \sum_{s, s' = \pm} \delta(\mathcal{E}_{\mathbf{k},s} - \mathcal{E}_{\mathbf{k},s'}) \\ & \times [(1 + \mathbf{s} \cdot \boldsymbol{\omega}_{\mathbf{k}})(\rho_{\mathbf{k}} - \rho_{\mathbf{p}})(1 + \mathbf{s}' \cdot \boldsymbol{\omega}_{\mathbf{p}}) \\ & + (1 + \mathbf{s}' \cdot \boldsymbol{\omega}_{\mathbf{p}})(\rho_{\mathbf{k}} - \rho_{\mathbf{p}})(1 + \mathbf{s} \cdot \boldsymbol{\omega}_{\mathbf{k}})]. \quad (23) \end{aligned}$$

Здесь мы ввели единичный вектор, направленный вдоль эффективного магнитного поля  $\boldsymbol{\omega}_{\mathbf{k}} = \boldsymbol{\Omega}_{\mathbf{k}}/\Omega_k$ . Отметим, что выражение (23) верно при произвольной величине квантового параметра  $\mu$ , а само кинетическое уравнение (22) применимо при  $\nu/\mu = E_F\tau/\hbar \gg 1$ .

Для дальнейшего удобно переписать матричное уравнение (22) в виде системы сцепленных уравнений для функций распределения  $f_{\mathbf{k}}$  и  $\mathbf{s}_{\mathbf{k}}$ :

$$\begin{aligned} \left. \frac{\partial f_{\mathbf{k}}}{\partial t} \right|_{scatt} = & \text{St}\{f, \mathbf{s}\} = \frac{1}{4} Q \sum_{\mathbf{p}} \sum_{s, s'} \delta(\mathcal{E}_{\mathbf{k},s} - \mathcal{E}_{\mathbf{p},s'}) \\ & \times \{ (1 + s s' \boldsymbol{\omega}_{\mathbf{k}} \boldsymbol{\omega}_{\mathbf{p}})(f_{\mathbf{k}} - f_{\mathbf{p}}) + (s \boldsymbol{\omega}_{\mathbf{k}} + s' \boldsymbol{\omega}_{\mathbf{p}})(\mathbf{s}_{\mathbf{k}} - \mathbf{s}_{\mathbf{p}}) \}, \quad (24) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \left. \frac{\partial \mathbf{s}_k}{\partial t} \right|_{scatt} &= \text{St}\{s, f\} \\ &= \frac{1}{4} Q \sum_{\mathbf{p}} \sum_{s, s'} \delta(\mathcal{E}_{\mathbf{k}, s} - \mathcal{E}_{\mathbf{p}, s'}) \{ (1 - s s' \boldsymbol{\omega}_k \boldsymbol{\omega}_p) (\mathbf{s}_k - \mathbf{s}_p) \\ &+ \{ s s' \boldsymbol{\omega}_k [(\mathbf{s}_k - \mathbf{s}_p) \cdot \boldsymbol{\omega}_p] + s s' \boldsymbol{\omega}_p [(\mathbf{s}_k - \mathbf{s}_p) \cdot \boldsymbol{\omega}_k] \\ &+ s \boldsymbol{\omega}_k + s' \boldsymbol{\omega}_p \} (f_k - f_p) \}. \end{aligned} \quad (25)$$

Уравнение (25) совпадает с интегралом столкновений, полученным в работе [14].

Если квантовый параметр  $\mu$  мал, то в законах сохранения энергии, выраженных в уравнениях (24) и (25)  $\delta$ -функциями, можно пренебречь спиновым расщеплением. Тогда все слагаемые, содержащие величины  $s \boldsymbol{\omega}_k$  и  $s' \boldsymbol{\omega}_p$ , и их произведения сократятся, интегралы столкновений для  $f_k$  и  $\mathbf{s}_k$  станут независимыми и сведутся к стандартному виду [6–8, 12]. Таким образом, при  $\mu \ll 1$  функция распределения электронов  $f_k$  и функция распределения электронов по спину  $\mathbf{s}_k$  оказываются независимыми и спин-орбитальное взаимодействие не влияет на рассеяние электронов.

Напротив, если квантовый параметр  $\mu$  не является малым, то динамика функции распределения частиц  $f_k$  и динамика функции распределения спина  $\mathbf{s}_k$  оказываются связанными. Например, даже изотропное распределение спина в  $\mathbf{k}$ -пространстве приводит за счет слагаемых  $(s \boldsymbol{\omega}_k + s' \boldsymbol{\omega}_p) (\mathbf{s}_k - \mathbf{s}_p)$  в выражении (24) к току электронов (*спин-гальванический эффект*). Имеет место и обратный эффект — *ориентация спинов электрическим током*: электрический ток за счет слагаемых  $(s \boldsymbol{\omega}_k + s' \boldsymbol{\omega}_p) (f_k - f_p)$  в (25) приводит к ориентации носителей по спину [18–20].

Для решения системы кинетических уравнений (24), (25) при произвольной величине  $\mu$  удобно ввести следующие функции:

$$\Phi_1(k, p) = \frac{Q}{4} \sum_{s, s'} \delta(\mathcal{E}_{\mathbf{k}, s} - \mathcal{E}_{\mathbf{p}, s'}), \quad (26)$$

$$\Phi_2(k, p) = \frac{Q}{4} \sum_{s, s'} s \delta(\mathcal{E}_{\mathbf{k}, s} - \mathcal{E}_{\mathbf{p}, s'}) = \Phi_3(p, k), \quad (27)$$

$$\Phi_4(k, p) = \frac{Q}{4} \sum_{s, s'} s s' \delta(\mathcal{E}_{\mathbf{k}, s} - \mathcal{E}_{\mathbf{p}, s'}). \quad (28)$$

Воспользуемся тем, что функции  $\Phi_i(k, p)$  ( $i = 1, \dots, 4$ ) зависят только от абсолютных величин волновых векторов. Разложим функцию распределения  $f_k$  по угловым гармоникам

$$f_k = \sum_{m=-\infty}^{\infty} f_m(k) e^{im\varphi_k}, \quad (29)$$

а функцию  $\mathbf{s}_k$  по произведениям собственных функций оператора  $\boldsymbol{\omega}_k \times \mathbf{s}_k$  и угловых гармоник

$$\mathbf{s}_k = \sum_{m=-\infty}^{\infty} e^{im\varphi_k} (a_m^1(k) \mathbf{q}_k^1 + a_m^2(k) \mathbf{q}_k^2 + a_m^3(k) \mathbf{q}_k^3), \quad (30)$$

где вектора  $\mathbf{q}_k^v$  имеют вид (для  $\boldsymbol{\omega}_k$ , обусловленной вкладом Рашбы)

$$\mathbf{q}_k^1 = \frac{1}{\sqrt{2}} [i \cos \varphi_k, i \sin \varphi_k, 1]^T, \quad (31)$$

$$\mathbf{q}_k^2 = \frac{1}{\sqrt{2}} [-i \cos \varphi_k, -i \sin \varphi_k, 1]^T,$$

$$\mathbf{q}_k^3 = [\sin \varphi_k, -\cos \varphi_k, 0]^T = \boldsymbol{\omega}_k.$$

Разложение (30) является ключевым — оно позволяет расцепить угловые гармоники в векторном произведении  $\boldsymbol{\omega}_k \times \mathbf{s}_k$ . Расчет показывает, что функции  $f_m(k)$  удовлетворяют следующим уравнениям:

$$\begin{aligned} \frac{\partial f_m(k)}{\partial t} + \int \frac{dpp}{2\pi} [\Phi_1(k, p) f_m(k) \\ + \Phi_2(k, p) a_m^3(k)] = 0, \quad |m| \geq 2, \end{aligned} \quad (32)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial f_m(k)}{\partial t} + \int \frac{dpp}{2\pi} \left[ \Phi_1(k, p) f_m(k) \right. \\ \left. - \frac{1}{2} \Phi_4(k, p) f_m(p) + \Phi_2(k, p) a_m^3(k) - \frac{1}{2} \Phi_2(k, p) \right. \\ \left. \times \left( a_m^3(p) + \frac{m}{\sqrt{2}} a_m^1(p) - \frac{m}{\sqrt{2}} a_m^2(p) \right) \right] = 0, \quad |m| = 1, \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial f_0(k)}{\partial t} + \int \frac{dpp}{2\pi} \left[ \Phi_1(k, p) (f_0(k) - f_0(p)) \right. \\ \left. + \Phi_2(k, p) a_0^3(k) - \Phi_3(k, p) a_0^3(p) \right] = 0. \end{aligned}$$

Функции  $a_m^v(k)$  удовлетворяют аналогичной системе. Для сокращения записи мы приведем лишь два уравнения, которые потребуются нам в дальнейшем:

$$\begin{aligned} \frac{\partial a_0^1(k)}{\partial t} - i\Omega a_0^1(k) \\ + \int \frac{dpp}{2\pi} \left[ \Phi_1(k, p) \left( a_0^1(k) - \frac{1}{2} a_0^1(p) - \frac{1}{2} a_0^2(p) \right) \right. \\ \left. + \frac{1}{2} \Phi_4(k, p) (a_0^1(p) - a_0^2(p)) \right] = 0, \end{aligned} \quad (33)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial a_0^2(k)}{\partial t} + i\Omega a_0^2(k) \\ + \int \frac{dpp}{2\pi} \left[ \Phi_1(k, p) \left( a_0^2(k) - \frac{1}{2} a_0^1(p) - \frac{1}{2} a_0^2(p) \right) \right. \\ \left. - \frac{1}{2} \Phi_4(k, p) (a_0^1(p) - a_0^2(p)) \right] = 0. \end{aligned}$$

Несмотря на некоторую громоздкость, полученная система может быть эффективно решена численными методами. В частности, в уравнениях с  $|m| \geq 2$  различные



значения  $k$  оказываются не связанными друг с другом. В остальных уравнениях смешиваются волновые вектора, принадлежащие дискретному множеству: например,  $k, k \pm 2k_R$  и т.д.

Если же квантовый параметр  $\mu$  сравним с единицей или больше, то система (32), (33) допускает аналитическое решение. Действительно, условие применимости кинетического уравнения  $\nu/\mu \gg 1$  диктует требование  $\nu = \Omega\tau \gg 1$ . Это означает, что эффекты рассеяния могут учитываться в рамках теории возмущений. А именно, на подпространстве  $k, k \pm 2k_R, \dots$  собственные значения оператора (33), рассчитанные в пренебрежении рассеянием, образуют дискретный набор:  $\Omega_k, \Omega_{k+2k_R}, \Omega_{k-2k_R}$  и т.п. Характерная разница между этими частотами порядка  $\Omega_{k_R} \approx \Omega_k \gg \tau^{-1}$ , и поэтому в 1-м порядке по  $\nu^{-1} \ll 1$  можно учесть лишь уходящие слагаемые в интеграле столкновений в (33). Приходом спина в данное состояние  $k$  из других состояний можно пренебречь, поскольку частоты прецессии в состояниях  $k$  и  $k \pm 2k_R, \dots$  заметно различаются.

Проиллюстрируем это на примере возбуждения изотропного распределения  $z$ -компоненты спина коротким импульсом. Введем функцию  $s_z(k) = [a_0^1(k) + a_0^2(k)]/2$  и вспомогательную функцию  $b(k) = [a_0^1(k) - a_0^2(k)]/2$ . Из вышеприведенной системы получаем

$$\frac{\partial s_z(k)}{\partial t} - i\Omega b(k) + s_z(k) \int \frac{dpp}{2\pi} \Phi_1(k, p) = 0, \quad (34)$$

$$\frac{\partial b(k)}{\partial t} - i\Omega s_z(k) + b(k) \int \frac{dpp}{2\pi} \Phi_1(k, p) = 0.$$

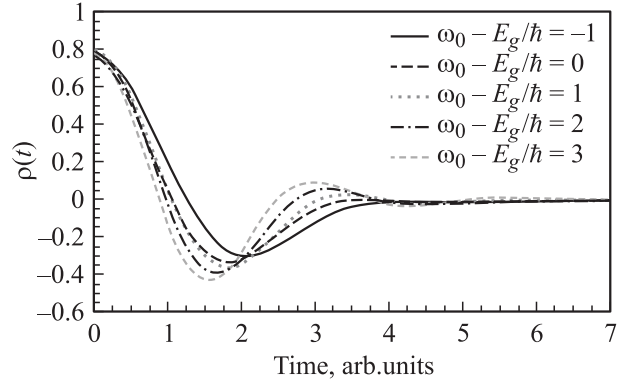
Согласно изложенному выше методу, при  $\mu \gtrsim 1$  в системе (34) оставлены лишь уходящие слагаемые. Мы получаем два сцепленных линейных уравнения, которые легко решаются при любых начальных условиях. Видно, что  $s_z(k)$  как функция времени испытывает биения на частоте  $\Omega_k$ , затухающие как  $\exp(-t/\tau_k)$ , где

$$\frac{1}{\tau_k} = \int \frac{dpp}{2\pi} \Phi_1(k, p). \quad (35)$$

Отметим, что обратное уходящее время  $\tau_k^{-1}$  связано с собственно энергетической частью функции Грина (5) как  $\hbar/\tau_k = |\Sigma(\mathcal{E}_{k,+})| + |\Sigma(\mathcal{E}_{k,-})|$ . Например, если в начальный момент времени  $b(k) = 0, s_z(k) = s_z^0(k)$ , то

$$s_z(k, t) = s_z^0(k) \cos(\Omega_k t) e^{-t/\tau_k}. \quad (36)$$

Уравнение (36) корректно описывает затухание спиновых биений при  $\mu \gtrsim 1$ . Если же велик только классический параметр,  $\nu \gg 1$ , а квантовый параметр  $\mu$  — мал, то релаксация спина определяется экспоненциальным множителем  $\exp[-t/(2\tau_k)]$ , т.е. идет в 2 раза медленнее [11,12]. Это связано с тем, что при малом квантовом параметре процессы рассеяния связывают состояния с близкими частотами спиновой прецессии, и пренебрегать приходными слагаемыми в кинетическом уравнении нельзя.



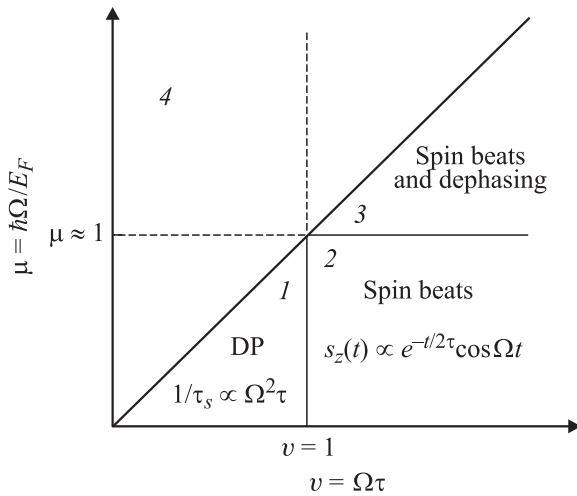
**Рис. 3.** Зависимость степени поляризации фотовозбужденных электронов от времени, рассчитанная для различных частот падающего света  $\omega_0 - E_g/\hbar$ , спектральная ширина импульса  $\Delta = 3$ . В качестве единиц измерения частоты используется  $\hbar k_R^2/2m$ , единиц измерения времени —  $\hbar/(2\alpha k_R)$ , где  $k_R = \alpha m/\hbar$ .

Попытка исследовать спиновую динамику при произвольном  $\mu$  была предпринята в статье [14]. Система уравнений (8), (9) из [14] эквивалентна нашим уравнениям (34). Однако дальнейший анализ, выполненный в работе [14], ошибочен. А именно, полученное там уравнение (10) имеет вид  $\Sigma_k \Psi\{s_z(k), t\} = 0$ , где  $\Psi\{s_z(k), t\}$  — некоторый дифференциальный по времени оператор 2-го порядка. Это уравнение является следствием кинетического уравнения, но его частное решение, удовлетворяющее условию  $\Psi\{s_z(k)\} = 0$ , не удовлетворяет исходному кинетическому уравнению.

Основным механизмом затухания спиновых биений при  $\mu \gtrsim 1$  является их дефазировка, связанная с зависимостью частот спиновой прецессии от волнового вектора электрона. Действительно, как было показано выше, эффективная оптическая ориентация достигается при спектральной ширине импульса  $\Delta \approx \Omega_k$ , поэтому время расфазировки биений будет  $\tau_d \approx (\delta\Omega)^{-1} \ll \tau_k$ . На рис. 3 показана зависимость степени поляризации электронов от времени, рассчитанная при импульсной накачке. Рассеянием электронов и заполнением начальных состояний пренебрегалось ( $\tau_k = \infty, n_{k,\pm}^0 = 0$ ). Параметры импульса возбуждения указаны в подписи к рисунку, различные кривые соответствуют различным несущим частотам возбуждающего импульса. Из рис. 3 хорошо видно, что спиновые биения затухают за время порядка периода спиновой прецессии за счет разброса частот. Учет рассеяния мало влияет на спиновую динамику при условии  $\nu \gg 1$ .

#### 4. Выводы и заключение

Различные режимы спиновой динамики проиллюстрированы на схематической диаграмме в координатах  $(\mu, \nu)$ , показанной на рис. 4. Диагональ разделяет области, в которых  $\mu/\nu \gg 1$  и  $\mu/\nu \ll 1$ . Над диагональю



**Рис. 4.** Схематическая иллюстрация различных режимов спиновой динамики электронов, реализующихся в зависимости от соотношения параметров  $\mu$  и  $\nu$ . Области 1, 2 и 3 лежат в рамках применимости кинетического уравнения, и в них реализуются соответственно: экспоненциальная спиновая релаксация по механизму Дьяконова–Переля (1), режим спиновых биений, затухание которых определяется процессами рассеяния (2), и область спиновых биений, которые затухают за счет разброса величин  $\Omega_k$  (3). В области 4 кинетическое уравнение неприменимо.

критерий применимости кинетического уравнения не выполнен. Спиновая релаксация в таком режиме, несмотря на наличие некоторых экспериментальных данных и ряда теоретических работ [21–24], изучена недостаточно и требует дальнейших как экспериментальных, так и теоретических исследований. Под диагональю  $\mu/\nu \ll 1$ , и можно выделить три режима спиновой динамики. В области 1 малы как квантовый, так и классический параметры теории, спиновая динамика описывается механизмом Дьяконова–Переля. В этом случае спин затухает экспоненциально, причем скорость спиновой релаксации прямо пропорциональна времени релаксации импульса одного электрона. Данная область параметров хорошо изучена экспериментально. В области 2 квантовый параметр  $\mu \ll 1$ , а классический параметр велик. В этом случае наблюдаются спиновые биения, которые затухают в основном за счет процессов рассеяния [11,12]. Экспериментальные исследования спиновой динамики в области параметров 2 проводились в работах [9,10]. Спиновая динамика в области 3, где велики как квантовый, так и классические параметры теории, имеет, как было показано выше, ряд особенностей. Во-первых, эффективная оптическая ориентация электронных спинов достижима лишь короткими импульсами циркулярно поляризованного излучения. Во-вторых, затухание спиновых биений обусловлено главным образом распределением частот спиновой прецессии, сформировавшимся в процессе фотовозбуждения. В-третьих, рассеяние электронов приводит к полной потере начальной спиновой поляриза-

ции. Наблюдение оптической ориентации и спиновой динамики в области параметров 3 представляет собой нерешенную экспериментальную задачу.

Авторы благодарны РФФИ, программам РАН и фонду некоммерческих программ „Династия“–МЦФФМ за финансовую поддержку работы.

## Список литературы

- [1] М.И. Дьяконов, В.И. Перель. В сб.: *Оптическая ориентация*, под ред. Б.П. Захарчени, Ф. Майера (Л., Наука, 1989).
- [2] М.И. Дьяконов, В.И. Перель. Письма ЖЭТФ, **13**, 206 (1971).
- [3] И.А. Акимов, Д.Н. Мирлин, В.И. Перель, В.Ф. Сапега. ФТП, **35**, 758 (2001).
- [4] G. Dresselhaus. Phys. Rev., **100**, 580 (1955).
- [5] Э.И. Рашба. ФТТ, **2**, 1224 (1964).
- [6] М.И. Дьяконов, В.И. Перель. ФТТ, **13**, 3581 (1972).
- [7] М.И. Дьяконов, В.Ю. Качоровский. ФТП, **20**, 178 (1986).
- [8] N.S. Averkiev, L.E. Golub, A.S. Gurevich, V.P. Evtikhiev, V.P. Kochereshko, A.V. Platonov, A.S. Shkolnik, Y.P. Efimov. Phys. Rev. B, **74**, 033 305 (2006).
- [9] W.J. Leyland, R.T. Harley, M. Henini, A.J. Shields, I. Farrer, D.A. Ritchie. Phys. Rev. B, **76**, 195 305 (2007).
- [10] M.A. Brand, A. Malinowski, O.Z. Karimov, P.A. Marsden, R.T. Harley, A.J. Shields, D. Sanvitto, D.A. Ritchie, M.Y. Simmons. Phys. Rev. Lett., **89**, 236 601 (2002).
- [11] В.Н. Гриднев. Письма ЖЭТФ, **74**, 417 (2001).
- [12] М. Глазов. Sol. St. Commun., **142**, 531 (2007).
- [13] Е.Л. Ивченко, Ю.Б. Лянда-Геллер, Г.Е. Пикус. Письма ЖЭТФ, **50**, 156 (1989).
- [14] C. Grimaldi. Phys. Rev. B, **72**, 75 307 (2005).
- [15] J.L. Cheng, M.W. Wu. J. Appl. Phys., **99**, 083 704 (2006).
- [16] Л. Ландау, Е. Лифшиц. *Квантовая механика: нерелятивистская теория* (М., Наука, 1974).
- [17] Е.Л. Ивченко, Ю.Б. Лянда-Геллер, Г.Е. Пикус. ЖЭТФ, **98**, 989 (1990).
- [18] Е.Л. Ивченко, Г. Пикус. Письма ЖЭТФ, **27**, 640 (1978).
- [19] А.Г. Аронов, Ю. Лянда-Геллер. Письма ЖЭТФ, **50**, 398 (1989).
- [20] S.D. Ganichev, E.L. Ivchenko, V.V. Bel'kov, S.A. Tarasenko, M. Sollinger, D. Weiss, W. Wegscheider, W. Prettl. Nature, **417**, 153 (2002).
- [21] В.И. Шкловский. Phys. Rev. B, **73**, 193 201 (2006).
- [22] I.S. Lyubinskiy, A. Dmitriev, V. Kachorovskii. Письма ЖЭТФ, **85**, 61 (2007).
- [23] R.I. Dzhioev, K. Kavokin, V. Korenev, M. Lazarev, B.Y. Meltser, M.N. Stepanova, B.P. Zakharchenya, D. Gammon, D.S. Katzer. Phys. Rev. B, **66**, 245 204 (2002).
- [24] Е.А. Zhukov, D.R. Yakovlev, M. Bayer, M.M. Glazov, E.L. Ivchenko, G. Karaczewski, T. Wojtowicz, J. Kossut. Phys. Rev. B, **76**, 205 310 (2007).

Редактор Л.В. Беляков



## Specifics of optical orientation and relaxation of electron spins in quantum wells with large spin splitting

*N.S. Averkiev, M.M. Glazov*

Ioffe Physicotechnical Institute,  
Russian Academy of Sciences,  
194021 St. Petersburg, Russia

**Abstract** The processes of optical orientation of electron spins and processes of spin relaxation are studied theoretically in the semiconductor quantum wells where the spin splitting of electron spectrum is comparable with the characteristic energy of the carriers. An explicit form of the photoelectron density matrix at the moment of optical excitation is obtained. A system of kinetic equations describing the density matrix behaviour at an arbitrary relation between an average energy of carriers and a spin splitting value is derived. It is demonstrated that the considerable degree of orientation at photoexcitation can be achieved in a pulsed regime only where the pulse duration is comparable with the spin precession period in a field of the spin splitting. It is shown that the total spin of electron ensemble undergoes oscillation damped with time, their shape and the damping time are sensitive to the photoexcitation parameters and the spin splitting value.