

03,12

# Когерентная спиновая динамика электронов и экситонов в наноструктурах (Обзор)

© М.М. Глазов

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН,  
Санкт-Петербург, Россия  
E-mail: glazov@coherent.ioffe.ru

(Поступил в Редакцию 8 июня 2011 г.)

Исследование спиновых явлений в полупроводниковых низкоразмерных системах превратилось в бурно развивающуюся область физики конденсированных сред — спинтронику. Наиболее актуальными проблемами в этой области — как фундаментальными, так и прикладными — являются создание спиновой поляризации носителей заряда, ее детектирование, а также управление электронными спинами немагнитными методами. Здесь представлен обзор последних достижений в исследовании спиновой динамики электронов, дырок и их комплексов в методе накачка—зондирование. Обсуждаются микроскопические механизмы ориентации спинов носителей заряда и их комплексов с помощью коротких циркулярно поляризованных оптических импульсов, процессы формирования спиновых сигналов фарадеевского и керровского вращения плоскости поляризации зондирующего луча, а также наведенной эллиптичности. Особое внимание уделяется сопоставлению теоретических представлений с экспериментальными данными, полученными на образцах с квантовыми ямами и массивами квантовых точек *n*-типа.

Работа частично поддержана грантами РФФИ, Фондом Династия—МЦФММ, программами ЕС: SpinOptronics и POLAPHEN.

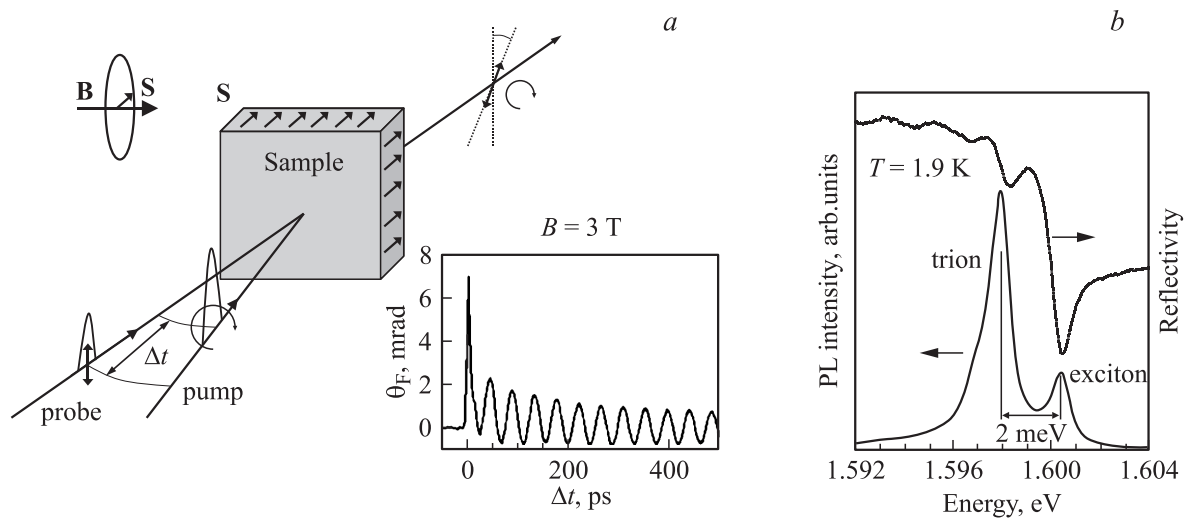
## Содержание

1. Введение
2. Макроскопическое описание возбуждения и детектирования спиновой когерентности
  - 2.1. Механизмы ориентации спинов резидентных носителей
    - 2.1.1. Резонансное возбуждение трионов
    - 2.1.2. Резонансное возбуждение экситонов
  - 2.2. Детектирование спиновой когерентности носителей заряда
    - 2.2.1. Детектирование на трионном резонансе
    - 2.2.2. Детектирование на экситонном резонансе
    - 2.2.3. Квантовые ямы с электронным газом высокой плотности
    - 2.2.4. Динамика спинов электронов и магнитных ионов в квантовых ямах CdMnTe
3. Микроскопическое описание
  - 3.1. Двухуровневая модель описания резонансного возбуждения триона
  - 3.2. Управление электронными спинами с помощью оптических импульсов
  - 3.3. Микроскопическое описание процессов зондирования
4. Временные зависимости спиновых сигналов Фарадея, Керра и наведенной эллиптичности
  - 4.1. Резонансное спиновое усиление и синхронизация мод спиновой прецессии
    - 4.1.1. Резонансное спиновое усиление
    - 4.1.2. Синхронизация мод спиновой прецессии
  - 4.2. Подстройка частот электронной спиновой прецессии, обусловленная взаимодействием с ядрами решетки
  - 4.3. Разгорование сигнала фарадеевского вращения
5. Заключение

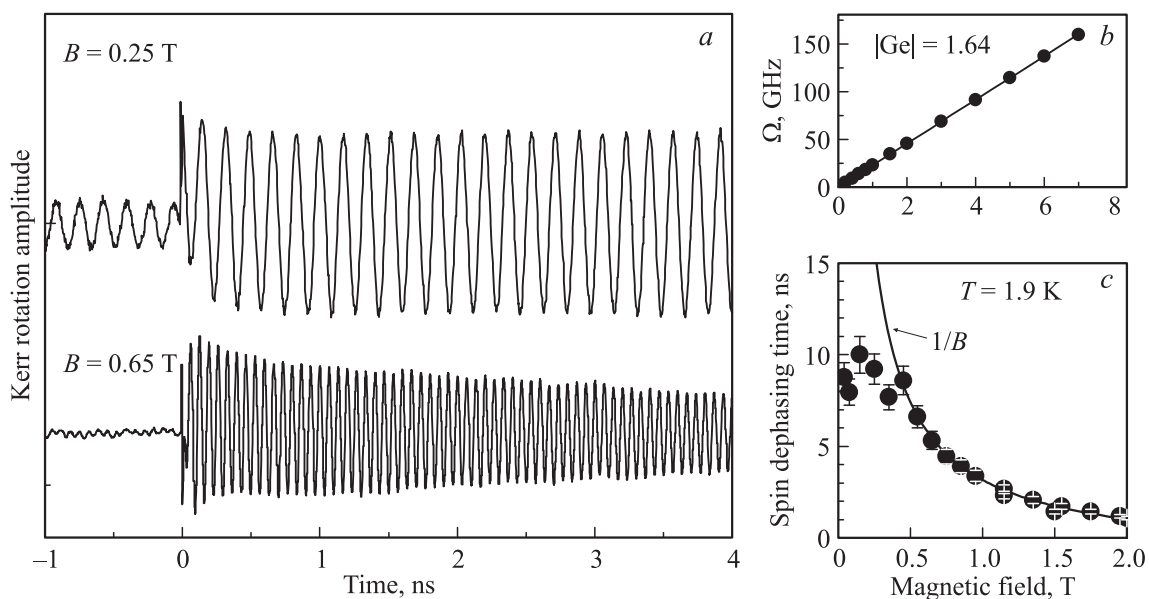
## 1. Введение

Изучение спиновых явлений в полупроводниках началось в конце 1960-х годов, после обнаружения оптической ориентации спинов электронов в кремнии [1]. Исследование циркулярной поляризации люминесценции при постоянной накачке в зависимости от магнитного поля позволило установить основные механизмы возбуждения неравновесного спина свободных и локализованных носителей в полупроводниках, изучить процессы релаксации электронных и дырочных спинов, а также исследовать взаимодействие электронной и ядерных спиновых подсистем [2].

Интерес к изучению динамики спинов в объемных полупроводниках и полупроводниковых низкоразмерных системах возродился в конце 90-х годов прошлого века. Немаловажную роль в этом сыграло появление методики накачки—зондирования (в англоязычной литературе называемой pump—probe) [3,4], которая позволила исследовать спиновую когерентность с временным разрешением. Можно с уверенностью сказать, что прецизионные измерения сверхдлинных времен спиновой релаксации в объемных материалах [5], в квантовых ямах [6] и квантовых точках [7], визуализация спиновой прецессии и релаксации [8–10], а также спинового транспорта в объемных материалах и наноструктурах [11–13], выполненные в этой двухлучевой методике, заложили основы спинтроники — новой области науки и техники, в которой электронный спин наряду с зарядом находит свое применение для передачи и обработки информации (см. работы [14–16] и ссылки, приведенные в них).



**Рис. 1.** *a)* Иллюстрация метода накачки–зондирования. Pump и probe обозначают циркулярно поляризованный импульс накачки и линейно поляризованный импульс зондирования, соответственно. На вставке показан типичный сигнал фарадеевского вращения как функция времени задержки между импульсами накачки и зондирования  $\Delta t$ . *b)* Спектр фотолюминесценции и спектр отражения от структуры с пятью квантовыми ямами CdTe/Cd<sub>0.78</sub>Mg<sub>0.22</sub>Te, каждая из которых имеет ширину 20 nm и содержит электронный газ концентрации  $N \approx 10^{10} \text{ cm}^{-2}$ . Фотолюминесценция измерялась при нерезонансной постоянной накачке с энергией кванта 2.33 eV. Данные работы [17].



**Рис. 2.** *a)* Характерные сигналы керровского вращения в зависимости от задержки между импульсами накачки и зондирования, измеренные на структуре с пятью квантовыми ямами CdTe/Cd<sub>0.78</sub>Mg<sub>0.22</sub>Te, каждая из которых имеет ширину 20 nm и содержит электронный газ концентрации  $N \approx 10^{10} \text{ cm}^{-2}$ . *b)* Зависимость частоты спиновых биений от внешнего магнитного поля. Точки — эксперимент, прямая — подгонка по формуле (2). *c)* Зависимость скорости затухания спиновых биений от магнитного поля. Точки — данные эксперимента, сплошная кривая — теория, предполагающая разброс величин  $g$ -факторов электронов. Данные работы [19].

Суть метода накачки–зондирования схематически показана на рисунке рис. 1, *a* и состоит в следующем: на образец падает короткий достаточно мощный циркулярно поляризованный импульс накачки, поглощение которого вызывает ориентацию по спину носителей заряда и их комплексов: экситонов, трионов. С некоторой задерж-

кой на образец приходит значительно более слабый линейно поляризованный импульс. Наличие в образце неравновесной спиновой поляризации приводит к тому, что система становится оптически активной: плоскость поляризации зондирующего импульса поворачивается в геометрии на прохождение (магнитооптический или

спиновый эффект Фарадея), а также в геометрии на отражение (спиновый эффект Керра) [18]. Кроме этого, прошедший через образец и отраженный от него зондирующий импульс приобретает частичную циркулярную поляризацию — эллиптичность. Угол поворота плоскости поляризации, а также наведенная эллиптичность пропорциональны спиновой поляризации в системе. Если к образцу приложено магнитное поле в геометрии Фойгта (в плоскости, поперечной направлению распространения лучей зондирования и накачки), то спины электронов, дырок и их комплексов прецессируют вокруг внешнего поля, поэтому наведенная эллиптичность, углы фарадеевского и керровского вращения осциллируют как функции задержки между импульсами накачки и зондирования, отражая спиновую прецессию (вставка к рис. 1, *a* и рис. 2, *a*).

Метод накачки—зондирования очень чувствителен к мгновенным значениям спиновой поляризации электронов и дырок в полупроводниках. Зависимости сигналов от временной задержки между импульсами позволяют напрямую исследовать спиновую динамику электронной системы в твердых телах и непосредственно из эксперимента получать частоты спиновой прецессии, времена спиновой релаксации и дефазировки. Это показано на рис. 2, где представлены две типичные кривые зависимости сигнала керровского вращения от задержки, полученные на структуре с квантовыми ямами CdTe/CdMgTe (рис. 2, *a*) и результаты их обработки (рис. 2, *b* и *c*). На рис. 2, *b, c* показаны зависимости частоты прецессии и времени дефазировки электронного спина от магнитного поля. Детальный анализ зависимостей спиновых сигналов в методике накачки—зондирования от времени приведен в разделе 4. Отметим только, что в этом методе в отличие от методик, основанных на изучении поляризации люминесценции, можно исследовать динамику спинов носителей заряда на временных масштабах, значительно превышающих время затухания люминесценции. Более того, использование дополнительного циркулярно или линейно поляризованного „управляющего“ импульса [17,20–22] открывает возможности управления спиновой поляризацией немагнитными методами.

Среди всевозможных систем, где успешно применяется методика накачки—зондирования, особую роль играют структуры с массивами однократно заряженных квантовых точек, а также с квантовыми ямами, содержащими электронный газ низкой плотности, где выполняется условие  $Na_B^2 \lesssim 1$  [23]. Здесь  $N$  — двумерная концентрация электронов,  $a_B$  — борковский радиус. Указанные системы обладают важными особенностями: во-первых, за счет локализации электронов в квантовых точках или на флуктуациях потенциала квантовой ямы резко возрастают времена спиновой релаксации резидентных носителей, а во-вторых, именно в таких системах велика роль кулоновского взаимодействия, и наиболее ярко проявляются кулоновские комплексы — экситоны и трионы (рис. 1, *b*). Это приводит к возможности спектрально-селективного изучения микро-

скопических процессов, ответственных за возбуждение, управление и детектирование спиновой поляризации, а длинные времена спиновой релаксации важны для возможных приборных разработок в области спинтроники.

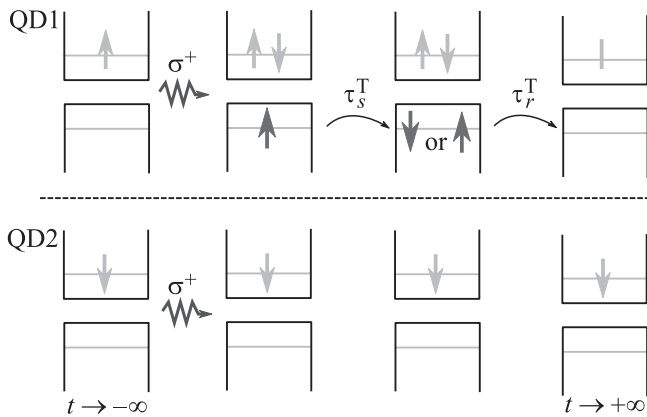
В таких структурах мы имеем дело с ансамблем электронов. С одной стороны, его неизбежная неоднородность приводит к эффективной дефазировке электронных спинов, например, в магнитном поле из-за разброса величин  $g$ -факторов электронов. Влияния неоднородности системы можно избежать, исследуя одиночные квантовые точки [24,25], однако широкое применение метода накачки—зондирования для одиночных точек весьма затруднено из-за слабых сигналов и малого отношения сигнал/шум. С другой стороны, в ансамблях квантовых точек наблюдается синхронизация мод спиновой прецессии электронов, когда порядка  $10^6$  спинов прецессируют с кратными частотами [7], что позволяет в определенной мере преодолеть эффекты неоднородности ансамбля. В обзоре мы сосредоточимся именно на таких системах: однократно заряженных квантовых точках и квантовых ямах с электронным газом малой плотности.

## 2. Макроскопическое описание возбуждения и детектирования спиновой когерентности

В этом разделе приведена полуфеноменологическая теория процессов возбуждения и детектирования спиновой когерентности резидентных носителей заряда в квантовых ямах и ансамблях квантовых точек. Последовательное квантово-механическое описание процессов взаимодействия коротких оптических импульсов с локализованными носителями будет дано в разделе 3. Здесь же мы сосредоточимся на простых физических моделях, описывающих генерацию спина при возбуждении трионов и экситонов, а также на макроскопическом описании спиновых эффектов Фарадея, Керра и наведенной эллиптичности в структурах с квантовыми ямами и точками.

### 2.1. Механизмы ориентации спинов резидентных носителей

2.1.1. Резонансное возбуждение трионов. В квантовых ямах с электронным газом малой плотности и в однократно заряженных квантовых точках поглощение света приводит к формированию  $X^-$ -трионов — трехчастичных комплексов, состоящих из пары электронов и дырки. В отсутствие внешнего магнитного поля или в умеренных магнитных полях (до нескольких Тесла) суммарный спин пары электронов в основном состоянии триона равен нулю, поэтому на первый взгляд неясно, каким образом при возбуждении трионов может возникать спиновая поляризация резидентных электронов в системе.



**Рис. 3.** Схема ориентации спинов резидентных электронов при резонансном возбуждении триона. QD1 и QD2 — две квантовые точки, спины электронов в которых до прихода импульса накачки были ориентированы противоположно. В результате поглощения  $\sigma^+$ -фотона трион формируется лишь в точке QD1.

Можно убедиться, однако, что процесс формирования триона является спин-зависимым. Действительно, согласно правилам отбора в структурах с квантовыми ямами и самоорганизованными квантовыми точками поглощение циркулярно поляризованного фотона сопровождается рождением пары электрона ( $e$ ) и тяжелой дырки ( $hh$ ):  $e - s_z = -1/2$ ,  $hh - j_z = +3/2$  для  $\sigma^+$ -поляризованного света, распространяющегося в положительном направлении оси  $z$ , и  $e - s_z = +1/2$ ,  $hh - j_z = -3/2$  для  $\sigma^-$ -поляризованного кванта. Здесь  $s_z$ ,  $j_z$  — проекции спина электрона и дырки на ось  $z$ . Тогда, например, при  $\sigma^+$ -поляризованном импульсе накачки, в формировании  $X^-$ -трионов участвуют лишь электроны с проекцией спина, равной  $s_z = +1/2$ , как это схематично показано на рис. 3.

Предположим теперь, что время спиновой релаксации дырки в трионе  $\tau_s^T$  меньше, чем его радиационное время жизни  $\tau_r^T$ . Тогда при рекомбинации триона в систему вернутся неполяризованные электроны. Таким образом, за счет формирования трионов  $\sigma^+$ -импульс накачки деполаризует носители заряда с проекцией спина  $1/2$  и не воздействует на электроны с проекцией спина, равной  $-1/2$ . Поскольку время спиновой релаксации резидентного электрона при низких температурах  $\tau_s > 10$  ns и значительно превышает время жизни триона  $\tau_r^T \sim 10-100$  ps [5,7,26,27], после того, как трионы рекомбинируют, возникает дисбаланс электронов с противоположными проекциями спина, т.е. спиновая поляризация [28,29]. Отметим, что спин, накапливающийся в системе направлен так же, как спин фотовозбужденного электрона: против оси  $z$  при  $\sigma^+$ -накачке и по оси  $z$  в случае  $\sigma^-$ -накачки.

Указанный механизм возникновения долгоживущей электронной спиновой поляризации при резонансном возбуждении триона вполне аналогичен классической

спиновой накачке основных носителей в полупроводниках [30]. Если спиновая релаксация дырки подавлена ( $\tau_s^T \gg \tau_r^T$ ), то без магнитного поля ориентация электронных спинов неэффективна: спин электронов, возвращающихся после рекомбинации трионов, в точности компенсирует поляризацию носителей, не участвовавших в их формировании. Наличие магнитного поля приводит к спиновой прецессии электронов и дырок. Например, в структурах с квантовыми ямами, где  $g$ -фактор тяжелой дырки в плоскости мал [31], состояние триона остается неизменным, а спин резидентных носителей поворачивается. Таким образом, после рекомбинации триона в магнитном поле компенсация спинов нарушается, что приводит к возникновению спиновой поляризации резидентных электронов [32,33].

Введем псевдовектор спина электронов  $\mathbf{S} = (S_x, S_y, S_z)$ , описывающий средние значения компонент спина ансамбля носителей заряда в квантовой яме или в массиве квантовых точек. Спиновые состояния триона можно также характеризовать эффективным спином  $J_z = (T_+ - T_-)/2$ , где  $T_{\pm}$  — количество трионов с проекциями спина дырки на ось  $z$ , равными  $\pm 3/2$ . Кинетические уравнения описывающие спиновую динамику электронов и трионов после фотовозбуждения системы, имеют вид [34,35]

$$\frac{dS_z}{dt} = S_y \Omega - \frac{S_z}{\tau_s} + \frac{J_z}{\tau_r^T}, \quad (1a)$$

$$\frac{dS_y}{dt} = -S_z \Omega - \frac{S_y}{\tau_s}, \quad (1b)$$

$$\frac{dJ_z}{dt} = -\frac{J_z}{\tau_s^T} - \frac{J_z}{\tau_r^T}. \quad (1c)$$

Здесь считается, что магнитное поле  $\mathbf{B}$  приложено вдоль оси  $x$  в плоскости структуры, поэтому  $x$ -компонента электронного спина  $S_x(t) \equiv 0$ ,

$$\Omega = g \mu_B B / \hbar \quad (2)$$

— частота спиновой прецессии электрона во внешнем поле,  $g$  —  $g$ -фактор электрона. Простой вид уравнения (1c) для спина триона связан с тем, что, как правило, угол поворота спина дырки в трионе за время его жизни мал по сравнению с углом поворота спина электронов, поскольку  $g$ -фактор дырки в плоскости ямы или точки мал по сравнению с  $g$ -фактором электрона (общий случай рассмотрен в работе [36]). В качестве начального условия для решения системы (1) выступают соотношения

$$S_y(0) = 0, \quad S_z(0) = -J_z(0) = -\frac{N_0^T}{2}, \quad (3)$$

где  $N_0^T$  — число фотовозбужденных трионов. Система кинетических уравнений (1) хорошо описывает спиновые бисения в структурах с квантовыми ямами, содержащими электронный газ малой плотности [34,37].

Здесь и далее мы будем рассматривать структуры  $n$ -типа. В квантовых ямах и квантовых точках  $p$ -типа физические принципы возбуждения дырочной спиновой когерентности аналогичны рассмотренным выше. Специфика таких структур заключается в том, что  $g$ -фактор дырки в плоскости структуры значительно меньше, чем  $g$ -фактор электрона, что приводит к некоторым особенностям спиновой динамики [38–41].

В заключение этого подраздела отметим, что физическая причина ориентации спинов резидентных электронов при резонансном возбуждении триона: спин-зависимое формирование триона под действием циркулярно поляризованного света и возникновение дисбаланса спинов электронов, возвращающихся после рекомбинации трионов и не участвовавших в их формировании, — одинакова для структур с квантовыми ямами и квантовыми точками [28,32]. Особенности процессов оптической ориентации электронных и дырочных спинов при нерезонансном возбуждении однократно заряженных квантовых точек, включая явление отрицательной циркулярной поляризации люминесценции детально исследовались в ряде работ [42–46].

**2.1.2. Резонансное возбуждение экситонов.** В оптических спектрах структур с квантовыми ямами, содержащими электронный газ малой плотности, присутствует линия, отвечающая экситону (рис. 1,  $b$ ). Кратко проанализируем механизмы ориентации спинов резидентных электронов при возбуждении экситона в таких системах.

Если температура системы, выраженная в единицах энергии, мала по сравнению с энергией связи триона, то фотовозбужденные экситоны формируют трионы, захватывая из ансамбля резидентных носителей те электроны, ориентация спина которых противоположна спину электрона в экситоне. Дальнейший сценарий возбуждения спиновой когерентности резидентных носителей заряда вполне аналогичен описанному выше для резонансного возбуждения трионов.

В работе [34] (см. также [27]) было показано, что эффективная ориентация спинов резидентных электронов возможна и в ситуациях, когда формирование трионов невозможно, но экситоны еще стабильны (например, при температурах, превышающих энергию связи триона, или в относительно плотном электронном газе). В таких случаях важны процессы обменного рассеяния резидентных электронов на экситонах [47].

Сценарий возбуждения спиновой когерентности резидентных носителей заряда состоит из двух этапов. Сначала поляризованный импульс накачки формирует экситоны с определенными проекциями спинов электрона и дырки (например,  $s_z = -1/2$ ,  $j_z = 3/2$  для  $\sigma^+$ -поляризованного импульса). На втором этапе за счет обменного флип-флоп (flip-flop) рассеяния идет передача спина от электронов в экситонах резидентным электронам. При этом резидентные электроны оказываются частично поляризованными по спину, а при достаточно

быстрой спиновой релаксации дырки экситоны рекомбинируют независимо от ориентации спина электрона в них. Математическое описание этого сценария приведено в работе [34].

Отметим также, что долгоживущая спиновая когерентность может возникать и при нерезонансном возбуждении структур с квантовыми ямами циркулярно поляризованным светом. Микроскопические механизмы таких процессов связаны как с формированием экситонов и трионов в процессе релаксации фотовозбужденных носителей, так и с классической оптической накачкой электронных спинов [34,37].

## 2.2. Детектирование спиновой когерентности носителей заряда

Поляризация электронов и электрон-дырочных комплексов по спину приводит к оптической активности среды: эффективность взаимодействия право- и левоциркулярно поляризованных электромагнитных волн с такой системой оказывается различной. Отклик структур с квантовыми ямами или планарными массивами квантовых точек на электромагнитное излучение удобно характеризовать частотно- и поляризационно-зависимым коэффициентом отражения света  $r_{\pm}(\omega)$ , который вблизи экситонного или трионного резонанса имеет вид

$$r_{\pm}(\omega) = \frac{i\Gamma_{0,\pm}}{\omega_{0,\pm} - \omega - i(\Gamma_{0,\pm} + \Gamma_{\pm})}. \quad (4)$$

Здесь  $\omega$  — частота зондирующего импульса, нижние индексы  $+$  и  $-$  относятся к  $\sigma^+$ - и  $\sigma^-$ -компонентам импульса соответственно,  $\omega_0$  — резонансная частота экситона или триона,  $\Gamma_0$  — его радиационное, а  $\Gamma$  — нерadiационное затухание. Различие параметров резонанса для право- и левоциркулярно поляризованного излучения связано со спиновой поляризацией носителей заряда:

$$(\Gamma_{0,+} - \Gamma_{0,-}), \quad (\Gamma_+ - \Gamma_-), \quad (\omega_{0,+} - \omega_{0,-}) \propto S_z,$$

и именно благодаря этому различию формируются спиновые сигналы фарадеевского и керровского вращения, а также наведенной эллиптичности. Важно отметить, что спиновые сигналы фарадеевского и керровского вращения, а также спиновая эллиптичность определяются именно компонентами неравновесной спиновой поляризации электронов, а не внешним магнитным полем в отличие от классических магнитооптических эффектов [48]. Чувствительность спиновых сигналов к  $z$ -компоненте электронного спина обусловлена правилами отбора, связанными с возбуждением тяжелых дырок при нормальном падении света. Использование резонансов, связанных с легкой дыркой, позволяет исследовать динамику всех компонент псевдовектора электронного спина [49].

В следующих подразделах будет проанализирована связь параметров трионного и экситонного резонанса со спиновой поляризацией резидентных носителей, а также рассмотрена структура с электронным газом высокой плотности, где электрон-дырочные комплексы нестабильны, и характер отклика отличается от резонансного, описываемого выражением (4).

Установим связь между коэффициентами отражения света от структуры и спиновыми сигналами Фарадея, Керра и наведенной эллиптичности. Пусть зондирующий импульс распространяется вдоль нормали к структуре — оси  $z$ , а его электрическое поле совершает колебания вдоль оси  $x$ . При изучении эффекта Фарадея прошедший через образец зондирующий луч разделяется на два, линейно поляризованных под углами  $\pm 45^\circ$  по отношению к исходной поляризации. Измеряется проинтегрированная по времени разность интенсивностей этих лучей в зависимости от задержки между импульсами накачки и зондирования. Таким образом, спиновый сигнал фарадеевского вращения равен [50]

$$\mathcal{F} = \lim_{z \rightarrow +\infty} \int_0^{T_{\text{exp}}} \left[ |E_{x'}^{(t)}(z, t)|^2 - |E_{y'}^{(t)}(z, t)|^2 \right] dt. \quad (5)$$

Здесь оси  $x'$ ,  $y'$  ориентированы под углом  $45^\circ$  по отношению к исходным осям  $x$ ,  $y$ ;  $E_{x'}^{(t)}(z, t)$  и  $E_{y'}^{(t)}(z, t)$  — компоненты прошедшего через образец поля, в уравнении (5) интегрирование проводится по времени измерения  $T_{\text{exp}}$ , которое превосходит все остальные постоянные времени в системе. Эффект Керра изучается в геометрии на отражение и его величина определяется согласно формуле

$$\mathcal{K} = \lim_{x \rightarrow -\infty} \int_0^{T_{\text{exp}}} \left[ |E_{x'}^{(r)}(z, t)|^2 - |E_{y'}^{(r)}(z, t)|^2 \right] dt, \quad (6)$$

где верхний индекс  $r$  указывает на то, что в уравнение (6) входят поля отраженной волны. В экспериментах накачка—зондирование изучают также эффект наведенной эллиптичности, который в геометрии на прохождение описывается следующим выражением:

$$\mathcal{E} = \lim_{z \rightarrow +\infty} \int_0^{T_{\text{exp}}} \left[ |E_{\sigma^+}^{(t)}(z, t)|^2 - |E_{\sigma^-}^{(t)}(z, t)|^2 \right] dt. \quad (7)$$

В данном случае анализируется разность интенсивностей циркулярно поляризованных компонент прошедшей волны,  $E_{\sigma^\pm}^{(t)} = (E_x^{(t)} \mp iE_y^{(t)}) / \sqrt{2}$ .

В структурах с одиночными квантовыми ямами и одиночными слоями квантовых точек коэффициенты пропускания через слой  $t_\pm(\omega)$  связаны с коэффициентами отражения  $r_\pm(\omega)$  простым соотношением

$$t_\pm(\omega) = 1 + r_\pm(\omega).$$

Поскольку в реальных системах, как правило,  $|r_\pm(\omega)| \ll 1$  и  $|r_+(\omega) - r_-(\omega)| \ll |r_\pm(\omega)|$ , спиновые эффекты Фарадея и наведенной эллиптичности описываются упрощенной формулой [27,34]

$$\mathcal{E} + i\mathcal{F} \propto r_+(\omega) - r_-(\omega). \quad (8)$$

Эффект Керра связан с отражением света от образца, поэтому он определяется интерференцией лучей, отраженных от поверхности структуры (границы вакуум—образец) и от слоя ямы или массива точек. Интерференция вносит дополнительную фазу, равную  $2qL$ , где  $L$  — толщина покрывающего слоя (расстояние от границы с вакуумом до ямы или массива точек), а  $q$  — волновой вектор света в покрывающем слое [51]. Таким образом, керровский сигнал связан с коэффициентами отражения от системы как [34]

$$\mathcal{K} \propto \text{Im}\{e^{2iqL}[r_+(\omega) - r_-(\omega)]\}. \quad (9)$$

Подчеркнем, что описание спиновых эффектов Керра, Фарадея и наведенной эллиптичности в макроскопическом подходе может применяться не только для анализа экспериментальных данных в методике накачки—зондирования с временным разрешением, но и для исследования спиновой динамики и намагниченности при постоянном возбуждении [52], а также в квазиравновесных условиях для магнитных или сверхпроводящих структур [53].

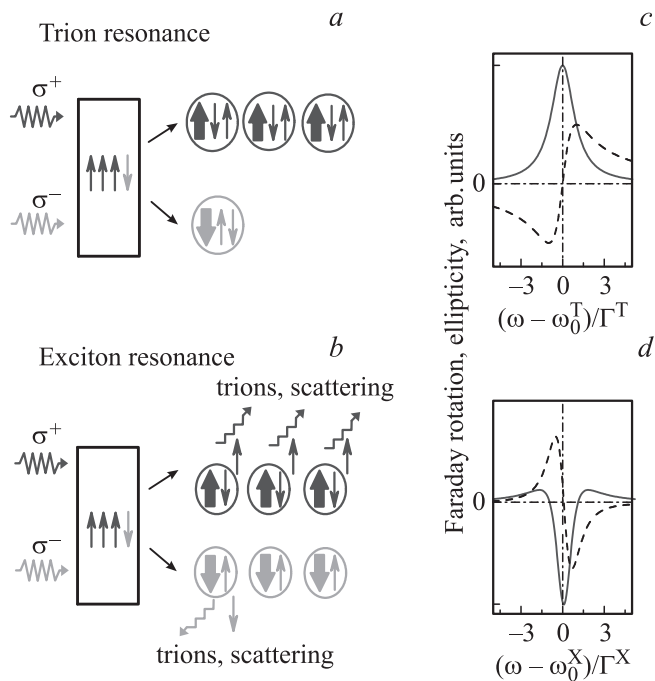
2.2.1. Детектирование на трионном резонансе. Сила осциллятора триона в циркулярных поляризациях  $\sigma^+$  и  $\sigma^-$  прямо пропорциональна числу электронов с заданной проекцией спина на ось  $z$  —  $N_{\pm 1/2}$  [54,55]. Действительно, как обсуждалось в разделе 2.1.1, в возбуждении синглетного триона, например,  $\sigma^+$ -светом участвуют резидентные электроны с  $s_z = 1/2$ . Это проиллюстрировано на рис. 4, а. Поэтому радиационное затухание триона, пропорциональное его силе осциллятора, можно представить в виде

$$\Gamma_{0,\pm}^T = \alpha_T \Gamma_0^X N_{\pm 1/2}.$$

Здесь  $\alpha_T$  — некоторая константа,  $\Gamma_0^X$  — радиационное затухание экситона. Перенормировка резонансной частоты триона  $\omega_0^T$  за счет спиновой поляризации электронов, а также изменение его нерadiационного затухания  $\Gamma^T$  пренебрежимо малы, поскольку они определяются обменным взаимодействием электрона и дырки. Вклад трионного резонанса в спиновые сигналы Фарадея и эллиптичности можно записать как [27]

$$\mathcal{E} + i\mathcal{F} \propto \frac{i\alpha_T \Gamma_0^X (N_{+1/2} - N_{-1/2})}{\omega_0^T - \omega - i\Gamma^T}. \quad (10)$$

При выводе (10) мы учли, что  $\Gamma_0^T \ll \Gamma^T$ . Таким образом, спиновые сигналы эллиптичности и фарадеевского вращения при детектировании на трионном резонансе пропорциональны проекции полного спина резидентных



**Рис. 4.** *a)* Схема, иллюстрирующая поляризационную зависимость силы осциллятора триона в спин-поляризованном электронном газе. Компонента зондирующего луча, поляризованная по правому кругу ( $\sigma^+$ ), поглощается сильнее, чем поляризованная по левому кругу ( $\sigma^-$ ), поскольку число резидентных электронов с проекцией спина  $+1/2$  на ось  $z$  больше, чем электронов с проекцией спина  $-1/2$ . *b)* Иллюстрация поляризационной зависимости нерадиационного затухания экситона в спин-поляризованном электронном газе. Экситоны, сформированные при поглощении  $\sigma^+$ -компоненты зондирующего луча, затухают быстрее, чем сформированные при поглощении  $\sigma^-$ -компоненты, за счет более эффективного формирования трионов и обменного рассеяния на электронах. *c)* Спектральные зависимости сигнала фарадеевского вращения (штриховая линия) и эллиптичности (сплошная линия) при детектировании на трионном резонансе. *d)* То же, что на части *c)*, при детектировании на экситонном резонансе. Данные работы [27].

электронов на ось  $z$ . Частотные зависимости этих сигналов, рассчитанные согласно уравнению (10), показаны на рис. 4, *c)*. Видно, что сигнал фарадеевского вращения является нечетной функцией расстройки между частотой зондирующего луча и трионного резонанса, а сигнал эллиптичности — четной. Физически это связано с тем, что спиновая эллиптичность определяется дихроизмом поглощения, который максимален в резонансе, а фарадеевское вращение обусловлено преломлением электромагнитных волн в среде.

**2.2.2. Детектирование на экситонном резонансе.** Механизм формирования эффектов Фарадея, Керра и эллиптичности при детектировании на экситонном резонансе иной. Как отмечалось выше, при низких температурах в электронном газе малой плотности время жизни экситона определяется процессом захвата

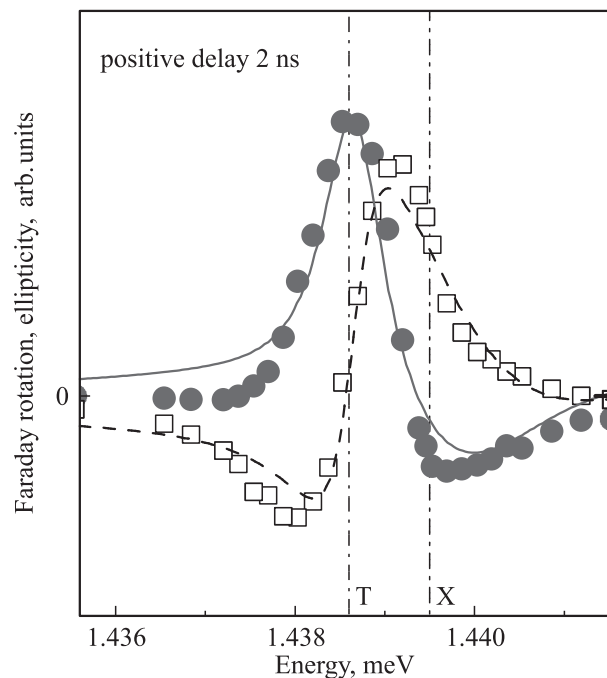
электрона и формирования триона. Поэтому нерадиационное затухание экситона, возбуждаемого светом заданной циркулярной поляризации, можно представить как (рис. 4, *b)*

$$\Gamma_{\pm}^X = \bar{\Gamma}^X + \beta_X N_{\pm 1/2},$$

где  $\bar{\Gamma}^X$  — затухание экситона, не зависящее от его спиновой ориентации,  $\beta_X$  — некоторый коэффициент, определяемый скоростью формирования трионов. Дополнительный вклад в величину  $\beta_X$  вносят процессы спин-зависимого рассеяния электрона на экситоне [47]. За счет обменного (хартри-фоковского) взаимодействия электрона в экситоне и резидентного электрона может возникать перенормировка резонансных частот экситонов, а при больших мощностях накачки и детектирования важную роль могут играть также экситон-экситонное взаимодействие (см., например, [56–61]). Ограничившись случаем низких температур и малых мощностей импульсов получим из уравнения (4)

$$\mathcal{E} + i\mathcal{F} \propto -\frac{i\beta_X \Gamma_0^X (N_{+1/2} - N_{-1/2})}{(\omega_0^X - \omega - i\bar{\Gamma}^X)^2}. \quad (11)$$

Здесь, как и при выводе (10), мы учли, что  $\Gamma_0^X \ll \bar{\Gamma}^X$ . Для этого случая частотные зависимости спиновых сигналов



**Рис. 5.** Зависимости сигналов фарадеевского вращения (квадраты) и эллиптичности (кружки) от частоты детектирующего импульса в структуре с квантовыми ямами  $\text{In}_{0.09}\text{Ga}_{0.91}\text{As}/\text{GaAs}$ . Ширина ямы 8 nm, концентрация электронов в яме  $N \lesssim 10^{10} \text{ cm}^{-2}$ . Измерения проводились в магнитном поле  $B = 0.5 \text{ T}$  при температуре  $T = 1.6 \text{ K}$ . Кривые — подгонка согласно уравнениям (10) и (11). Вертикальные линии показывают положения трионного (Т) и экситонного (Х) резонансов. Данные работы [27].



фарадеевского вращения и эллиптичности показаны на рис. 4, *d*.

Из сравнения формул (10) и (11) видно, что знаки эллиптичности на экситонном и трионном резонансе противоположны. Действительно, избыток электронов с проекцией спина  $+1/2$  ( $N_{+1/2} > N_{-1/2}$ ) приводит к большему поглощению  $\sigma^+$ -поляризованных фотонов на трионном резонансе и к меньшему — на экситонном. Такая смена знака эллиптичности наблюдалась экспериментально в структуре с квантовыми ямами InGaAs/GaAs [27]. На рис. 5 представлены зависимости сигналов фарадеевского вращения и эллиптичности от частоты зондирующего луча. Сигналы измерялись при достаточно больших положительных задержках (около 2 ns), заметно превосходящих время жизни фотовозбужденных экситонов и трионов, поэтому они соответствуют спиновой поляризации резидентных носителей. Видно, что сигналы эллиптичности на трионном и экситонном резонансах имеют противоположный знак, а вся спектральная зависимость неплохо описывается изложенной выше макроскопической теорией. Подробности эксперимента и расчета, а также значения подгоночных параметров приведены в работе [27].

Отметим, что смена знака спиновых сигналов наблюдается и при переходе от резонансов, связанных с возбуждением электрон-дырочных комплексов с тяжелой дыркой, к резонансам, обусловленным возбуждением комплексов с легкой дыркой [23,37]. Такая смена знака связана с изменением правил отбора при оптических межзональных переходах.

2.2.3. Квантовые ямы с электронным газом высокой плотности. В структурах, содержащих электронный газ высокой плотности, где  $Na_B^2 \gg 1$ , или при высоких температурах экситоны и трионы не стабильны, а поглощение света сопровождается формированием свободных электрон-дырочных пар. В таком случае формула (4) неприменима. Основным механизмом формирования спиновых сигналов Фарадея, Керра и эллиптичности в этих системах является поляризационно-зависимая блокировка оптических переходов, обусловленная заполнением спиновых состояний электронов. Воспользуемся общим выражением для коэффициента отражения света от легированной квантовой ямы (см., например, [62]), которое в случае малой величины  $|r_{\pm}|$  и в пренебрежении кулоновским взаимодействием принимает вид

$$r_{\pm} = iQ \int \frac{d\mathbf{k}}{(2\pi)^2} \frac{1 - f_{\mp 1/2}(\mathbf{k})}{E_g + \frac{\hbar^2 k^2}{2\mu} - \hbar\omega - i\hbar\Gamma_{eh}}. \quad (12)$$

Здесь  $Q > 0$  — константа, введенная в уравнении (10) работы [62],  $f_{\pm 1/2}(\mathbf{k})$  — функции распределения носителей с компонентами спина  $\pm 1/2$ ,  $\mu = m_e m_h / (m_e + m_h)$  — приведенная масса электрона и дырки ( $m_e$  — эффективная масса электрона,  $m_h$  — дырки),  $E_g$  — эффективная ширина запрещенной зоны, найденная с учетом размерного квантования электрона и дырки,  $\Gamma_{eh}$  — нерадиа-

ционное затухание электрон-дырочной пары. Считая спиновую поляризацию электронов малой можно получить (ср. с [34])

$$\mathcal{E} + i\mathcal{F} \propto 2iQ \int \frac{d\mathbf{k}}{(2\pi)^2} \frac{s_z(\mathbf{k})}{E_g + \frac{\hbar^2 k^2}{2\mu} - \hbar\omega - i\hbar\Gamma_{eh}}, \quad (13)$$

$s_z(\mathbf{k}) = [f_{1/2}(\mathbf{k}) - f_{-1/2}(\mathbf{k})]/2$  — функция распределения  $z$ -компоненты спина электронов. Для вырожденных электронов, когда энергия Ферми  $E_F$ , температура  $T$ , выраженная в единицах энергии, и нерадиационное затухание удовлетворяют условиям  $T \ll \hbar\Gamma_{eh} \ll E_F$ , из уравнения (13) получаем

$$\mathcal{E} + i\mathcal{F} \propto \frac{2iQS_z}{E_0 - \hbar\omega - i\hbar\Gamma_{eh}}, \quad (14)$$

где  $E_0 = E_g + E_F(1 + m_e/m_h)$  — энергия края поглощения,  $S_z = (2\pi)^{-2} \int s_z(\mathbf{k}) d\mathbf{k}$  — спиновая плотность электронов. Основной вклад в спиновые сигналы вносят электроны на уровне Ферми, что приводит к резонансному характеру разности коэффициентов отражения. Более того, именно дисбаланс электронов с  $s_z = +1/2$  и  $-1/2$  определяет различие эффективностей взаимодействия  $\sigma^+$ - и  $\sigma^-$ -компонент зондирующего луча с системой. Например, если  $N_{+1/2} > N_{-1/2}$ , то  $\sigma^+$ -компонента зондирующего луча поглощается лучше, чем  $\sigma^-$ . В результате спектральные зависимости спиновых сигналов Фарадея и эллиптичности в плотном электронном газе аналогичны наблюдаемым на трионном резонансе.

Проанализируем также вклад в сигналы Фарадея и эллиптичности, обусловленный сдвигами энергетических уровней электронов в спин-поляризованном газе за счет обменного взаимодействия (эффект Хартри-Фока). Относительный сдвиг энергий оптических переходов в  $\sigma^+$ - и  $\sigma^-$ -поляризациях можно представить как [63]

$$2 \sum_{\mathbf{k}'} V_{\mathbf{k}' - \mathbf{k} s_z}(\mathbf{k}'),$$

где  $V_{\mathbf{k}}$  — фурье-образ кулоновского потенциала взаимодействия между носителями заряда. Хартри-фоковский вклад в спиновые сигналы эллиптичности и фарадеевского вращения записывается в виде

$$\begin{aligned} \mathcal{E} + i\mathcal{F} \propto -2iQ \int \frac{d\mathbf{k}}{(2\pi)^2} \frac{1 - f(\mathbf{k})}{(E_g + \frac{\hbar^2 k^2}{2\mu} - \hbar\omega - i\hbar\Gamma_{eh})^2} \\ \times \sum_{\mathbf{k}'} V_{\mathbf{k} - \mathbf{k}' s_z}(\mathbf{k}'). \end{aligned} \quad (15)$$

Расчет показывает, что для вырожденных электронов при малой степени поляризации

$$\mathcal{E} + i\mathcal{F} \propto -\frac{2iQS_z}{E_0 - \hbar\omega - i\hbar\Gamma_{eh}} \frac{F(r_s)}{1 + m_e/m_h}. \quad (16)$$

Здесь введен газовый параметр  $r_s = \sqrt{2}m_e e^2 / (\chi \hbar^2 k_F)$   $\sim 1/(Na_B^2)$ ,  $k_F$  — волновой вектор электрона на поверхности Ферми,  $\chi$  — статическая диэлектрическая



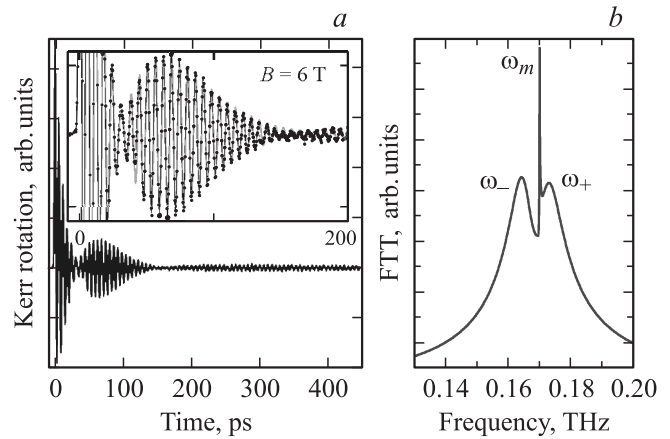
проницаемость. Функция  $F$  определена согласно [63]

$$F(r_s) = \frac{r_s}{\pi\sqrt{|2-r_s^2|}} \begin{cases} \text{Arch}(\sqrt{2}/r_s), & r_s \leq \sqrt{2}, \\ \arccos(\sqrt{2}/r_s), & r_s > \sqrt{2}. \end{cases}$$

Важно отметить, что в структурах с квантовыми ямами вклады, обусловленные блокировкой переходов и обменным взаимодействием, различаются лишь общим множителем и знаком, а их спектральное поведение одинаково. В электронном газе высокой плотности  $r_s \ll 1$ , и хартри-фоковский вклад (16) мал по сравнению с вкладом от блокировки переходов, описываемым уравнением (14). Однако в реальных структурах  $r_s$  может быть порядка единицы, и оба эффекта могут вносить сопоставимые вклады в спиновые эффекты Керра, Фарадея и эллиптичности. Экспериментальные исследования многочастичных эффектов в методике накачки–зондирования и, в частности, перенормировок, обусловленных обменным взаимодействием между электронами, были выполнены в работе [64].

2.2.4. Динамика спинов электронов и магнитных ионов в квантовых ямах CdMnTe. Наличие в структуре нескольких спиновых подсистем: электронной, дырочной, ядерной — приводит к тому, что наблюдаемые сигналы фарадеевского и керровского вращения, а также эллиптичности несут информацию о динамике спинов всех подсистем. Особенно интересным представляется случай, когда одна из подсистем не взаимодействует со светом напрямую, но приводит к возникновению спиновых сигналов через взаимодействие с электронами. Возможными реализациями такой ситуации является фарадеевское вращение, обусловленное поляризованными по спину ядрами, рассмотренное теоретически для объемных полупроводников в работе [65] (см. также [66,67]), и керровское вращение, вызванное намагниченностью ионов марганца в полумагнитных структурах CdMnTe, ZnMnSe [3,68–70].

Экспериментальные зависимости сигналов керровского вращения как функции временной задержки между импульсами накачки и зондирования, полученные в работе [68] на структуре с полумагнитной квантовой ямой CdMnTe, представлены на рис. 6, *a*. Спиновый сигнал демонстрирует сложную временную зависимость, Фурье-анализ которой, представленный на рис. 6, *b*, свидетельствует о наличии трех частот спиновой прецессии. Согласно результатам [68], две частоты  $\omega_+$  и  $\omega_-$  соответствуют смешанным (коллективным) модам спиновой прецессии электронов и магнитных ионов. Фактически, обменное взаимодействие между резидентными электронами и *d*-электронами ионов марганца приводит к когерентной перекачке энергии между ними и спиновым биениям на разностной частоте  $\omega_+ - \omega_-$ , которые хорошо видны на рис. 6, *a*. Спиновые сигналы от смешанных мод затухают за время электронной спиновой релаксации порядка 100 ps. Вклады в керровский сигнал, согласно (14), (16), пропорциональны



**Рис. 6.** *a*) Зависимость сигналов керровского вращения от времени задержки между импульсами накачки и зондирования в структуре с полумагнитной квантовой ямой CdMnTe. Доля магнитных ионов  $x = 0.002$ , концентрация электронов  $N = 7 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-2}$ , ширина ямы 10 nm. *b*) Фурье-спектр спиновых биений. Магнитное поле  $B = 6 \text{ T}$  приложено в плоскости ямы. Данные работы [68].

спиновой поляризации электронов в соответствующей моде спиновых биений.

Третий, узкий пик в Фурье-спектре спиновых биений с частотой  $\omega_m$  отвечает тем модам спиновой прецессии ионов Mn, которые не взаимодействуют с электронами проводимости. Указанные моды спиновой прецессии магнитных ионов возбуждаются импульсами накачки и вносят вклад в сигнал керровского вращения за счет обменного взаимодействия с дырками. Действительно, спин-поляризованная фотовозбужденная дырка создает эффективное магнитное поле, направленное по оси  $z$ , что приводит к кратковременному отклонению спинов Mn от направления внешнего магнитного поля и „запускает“ их прецессию [71]. С другой стороны, поляризация магнитных ионов приводит к изменению энергий оптических переходов в циркулярных поляризациях  $\sigma^+$  и  $\sigma^-$ , которые пропорциональны  $\pm A_h M_z$ , где  $M_z$  — намагниченность магнитных ионов, а  $A_h$  — эффективная константа обменного взаимодействия Mn и дырки, усредненная по распределению магнитных ионов и волновой функции дырки [69]. Можно показать, что зависимость спиновых сигналов от частоты зондирующего импульса в достаточно плотном электронном газе определяется выражениями, аналогичными формулам (9) и (16),

$$\mathcal{E} + i\mathcal{F} \propto \frac{iQA_h M_z}{E_0 - \hbar\omega - i\hbar\Gamma_{eh}}, \quad \mathcal{K} = \text{Im}\{e^{2iqL}(\mathcal{E} + i\mathcal{F})\}. \quad (17)$$

Время затухания этого вклада в спиновый сигнал значительно больше, чем у коллективных мод, так как релаксация спинов ионов Mn, не взаимодействующих с электронами, идет медленно.

В заключение этого раздела отметим, что спиновая прецессия магнитных ионов непосредственно видна

из сигналов накачки—зондирования (см. долгоживущий сигнал на рис. 6, *a*), так как  $g$ -фактор ионов Mn близок к 2, а константы обменного взаимодействия электронов и дырок с  $d$ -электронами ионов Mn относительно велики. Иная ситуация имеет место для ядер: в экспериментах „накачка—зондирование“ прецессия ядерных спинов не видна, а динамическая поляризация ядер наблюдается по сдвигу Оверхаузера частоты прецессии электронного спина [72].

### 3. Микроскопическое описание

Модели возбуждения и детектирования спиновой когерентности носителей заряда, изложенные в разделе 2, успешно описывают качественные особенности спиновых сигналов, получаемых в методике накачки—зондирования на структурах с квантовыми ямами и массивами квантовых точек. В этом разделе приведена микроскопическая теория ориентации резидентных носителей заряда по спину короткими импульсами в квантовых точках, основанная на модели двухуровневой системы. Мы покажем, что оптические импульсы могут не только возбуждать спиновую поляризацию электронов, но и модифицировать уже имеющийся спин, а также приведем обзор экспериментальных достижений по управлению электронными спинами. Кроме того, здесь будет дано микроскопическое описание процессов зондирования спиновой когерентности в рамках разработанной двухуровневой модели. Изложенная теория применима с определенными ограничениями и для структур с квантовыми ямами, где электроны локализованы, например, на флуктуациях интерфейсов.

#### 3.1. Двухуровневая модель для описания резонансного возбуждения триона

Рассмотрим планарный массив однократно заряженных квантовых точек, выращенных из материала с решеткой цинковой обманки вдоль оси  $z \parallel [001]$ . Состояния квантовой точки удобно описывать четырехкомпонентной волновой функцией [50]

$$\Psi = [\psi_{1/2}, \psi_{-1/2}, \psi_{3/2}, \psi_{-3/2}], \quad (18)$$

где нижние индексы  $\pm 1/2$  относятся к спиновым состояниям резидентного электрона, а индексы  $\pm 3/2$  — к состояниям фотовозбужденного триона. Компоненты спина электрона выражаются как квантомеханические средние значения оператора спина  $\hat{s} = (\sigma_x, \sigma_y, \sigma_z)/2$ , где  $\sigma_i$  ( $i = x, y, z$ ) — матрицы Паули, в виде

$$S_z = (|\psi_{1/2}|^2 - |\psi_{-1/2}|^2)/2, \\ S_x = \text{Re}(\psi_{1/2}\psi_{-1/2}^*), \quad S_y = -\text{Im}(\psi_{1/2}\psi_{-1/2}^*). \quad (19)$$

При описании квантовой точки с помощью волновой функции (18) мы пренебрегаем всеми другими возбужденными состояниями системы (например, триплетным

состоянием триона). Будем считать, что длительность импульса накачки  $\tau_p$  достаточно велика по сравнению с периодом колебаний поля на несущей (оптической) частоте электромагнитной волны, которую мы обозначим как  $\omega_p$ ,  $\tau_p \gg 2\pi/\omega_p$ , но достаточно мала по сравнению с периодом прецессии электронного спина во внешнем магнитном поле  $\tau_p \ll 2\pi/\Omega$  и временем жизни триона в квантовой точке  $\tau_p \ll \tau_r^T$ . Такие соотношения между временными масштабами являются типичными в экспериментах „накачка—зондирование“.

Поскольку  $\sigma^+$ -поляризованный импульс света вызывает переход из состояния квантовой точки, соответствующего резидентному электрону с проекцией спина  $s_z = +1/2$ , в трионное состояние с проекцией спина дырки  $+3/2$ , а  $\sigma^-$ -поляризованный импульс связывает состояния  $-1/2$  и  $-3/2$ , для описания взаимодействия импульса накачки заданной циркулярной поляризации достаточно ограничиться лишь парой состояний:  $[\psi_{1/2}, \psi_{3/2}]$  или  $[\psi_{-1/2}, \psi_{-3/2}]$ , т.е. двухуровневой моделью. Уравнения, описывающие динамику волновой функции квантовой точки под действием оптического импульса, можно представить в виде

$$i\hbar\dot{\psi}_{3/2} = \hbar\omega_0^T\psi_{3/2} + V_+(t)\psi_{1/2}, \\ i\hbar\dot{\psi}_{1/2} = V_+^*(t)\psi_{3/2}, \quad (20)$$

$$i\hbar\dot{\psi}_{-3/2} = \hbar\omega_0^T\psi_{-3/2} + V_-(t)\psi_{-1/2}, \\ i\hbar\dot{\psi}_{-1/2} = V_-^*(t)\psi_{-3/2} \quad (21)$$

Здесь  $\dot{\psi} \equiv d\psi/dt$ , а зависящие от времени матричные элементы

$$V_{\pm}(t) = - \int d(\mathbf{r}) E_{\sigma\pm}(\mathbf{r}, t) d\mathbf{r} \quad (22)$$

описывают взаимодействие циркулярно поляризованных компонент падающего поля  $E_{\sigma\pm} = (E_x \mp iE_y)/\sqrt{2} \propto e^{-i\omega_p t}$  с квантовой точкой. В уравнении (22) функция  $d(\mathbf{r})$  — эффективный дипольный момент перехода, определенный в [50]. Еще раз подчеркнем, что отсутствие в уравнениях (20), (21) вкладов, отвечающих за прецессию электрона и рекомбинацию триона, связано с малой длительностью импульса накачки. При выполнении условия  $\tau_p \ll \tau_r^T$  квантово-механическое описание по-прежнему применимо, однако при  $\tau_p \gtrsim 1/\Omega$  в уравнениях (20), (21) следует учесть влияние внешнего магнитного поля [73]. Если же  $\tau_p \gtrsim \tau_r^T$ , то подобный импульс накачки можно рассматривать как квазистационарный (см. также [74]).

Динамика спина электрона в рамках приведенной системы уравнений обсуждалась в работе [75] в случае „прямоугольного“ импульса, несущая частота которого совпадала с резонансной частотой триона  $\omega_p = \omega_0^T$ . Анализ решений уравнений (20), (21) для произвольной формы импульса и отстройки его несущей частоты от трионного резонанса выполнен в работе [50], обсуждение эффектов, связанных с возбуждением триплетного состояния триона, приведено в [17].

Рассмотрим подробнее взаимодействие квантовой точки с  $\sigma^+$ -поляризованным импульсом. В условиях экспериментов [7,75,76] накачка выполняется последовательностью импульсов, следующих с периодом повторения  $T_R \sim 10$  ns. Этот период обычно значительно превышает время жизни триона ( $T_R \gg \tau_r^T$ ), поэтому к приходу очередного импульса накачки квантовая точка находится в основном состоянии  $\psi_{3/2} = \psi_{-3/2} = 0$ . Однако, время  $T_R$  как правило, меньше, чем время спиновой релаксации локализованного электрона [5,7,26], поэтому электрон в квантовой точке может быть поляризован по спину. Из (21) следует, что  $\psi_{-1/2}(t) = \text{const}$ , а систему (20) можно переписать в виде одного уравнения:

$$\dot{\psi}_{1/2} - \left( i\omega' + \frac{\dot{f}(t)}{f(t)} \right) \psi_{1/2} + f^2(t)\psi_{1/2} = 0. \quad (23)$$

Здесь  $\omega' = \omega_p - \omega_0^T$  — расстройка между несущей частотой накачки и резонансной частотой триона, а  $f(t)$  — плавная огибающая импульса накачки, определяемая выражением

$$f(t) = -\frac{e^{i\omega_p t}}{\hbar} \int d(\mathbf{r}) E_{\sigma^+}(\mathbf{r}, t) d^3 r.$$

Из уравнения (23) следует, что значения функции  $\psi_{1/2}(-\infty)$ , т. е. до прихода очередного импульса накачки, и  $\psi_{1/2}(\infty)$  (после прихода импульса) связаны линейно. В общем случае эту связь можно записать как

$$\psi_{1/2}(\infty) = Q e^{i\Phi} \psi_{1/2}(-\infty), \quad (24)$$

где вещественный коэффициент  $Q$  удовлетворяет условию  $0 \leq Q \leq 1$ , а фаза  $\Phi$  может быть выбрана в интервале от  $-\pi$  до  $\pi$ . Эти параметры определяются формой импульса, его длительностью и отстройкой от резонансной частоты. Воспользовавшись уравнениями (19) и (24), свяжем значения спина электрона до прихода импульса накачки,  $\mathbf{S}^- = (S_x^-, S_y^-, S_z^-)$ , и сразу после прихода импульса накачки,  $\mathbf{S}^+ = (S_x^+, S_y^+, S_z^+)$ :

$$S_z^+ = \frac{Q^2 - 1}{4} + \frac{Q^2 + 1}{2} S_z^-, \quad (25a)$$

$$S_x^+ = Q \cos \Phi S_x^- + Q \sin \Phi S_y^-, \quad (25b)$$

$$S_y^+ = Q \cos \Phi S_y^- - Q \sin \Phi S_x^-. \quad (25c)$$

Система уравнений (25) описывает ориентацию и преобразование спина электрона в квантовой точке коротким оптическим импульсом. Можно проверить, что спиновая поляризация триона, определяемая согласно  $J_z = (|\psi_{3/2}(\infty)|^2 - |\psi_{-3/2}(\infty)|^2) / 2$ , непосредственно после прихода импульса равна

$$J_z = S_z^- - S_z^+. \quad (26)$$

Преобразование электронного спина под действием импульса накачки, поляризованного по левому кругу  $\sigma^-$ , описывается аналогичными уравнениями. При этом

в (25a) следует поменять знак в первом слагаемом, а в уравнениях (25b), (25c) заменить  $\Phi$  на  $-\Phi$ .

Соотношения (25), (26) представляют собой квантовомеханическое обобщение начальных условий (3) для уравнений совместной спиновой динамики электронов и трионов (1). Из уравнений (25) видно, что  $\sigma^+$ -импульс изменяет  $z$ -компоненту электронного спина на величину  $S_z^+ - S_z^- = (Q^2 - 1)(1 + 2S_z^-) / 4$ . При  $\Phi \neq 0$  импульс также приводит к вращению электронного спина в плоскости структуры (см. уравнения (25b) и (25c)). Вернемся к вопросу об управлении электронными спинами позже, а сейчас обсудим зависимость эффективности ориентации резидентного электрона от мощности накачки.

Рассмотрим для начала импульс, несущая частота которого находится в резонансе с оптическим переходом. В таких условиях [75]

$$\psi_{1/2}(t) = \psi_{1/2}(-\infty) \cos \left[ \int_{-\infty}^t f(t') dt' \right], \quad (27)$$

поэтому величины  $Q$  и  $\Phi$  в уравнении (24) равны

$$\Phi \equiv 0, \quad Q = \cos(\Theta/2), \quad (28)$$

где

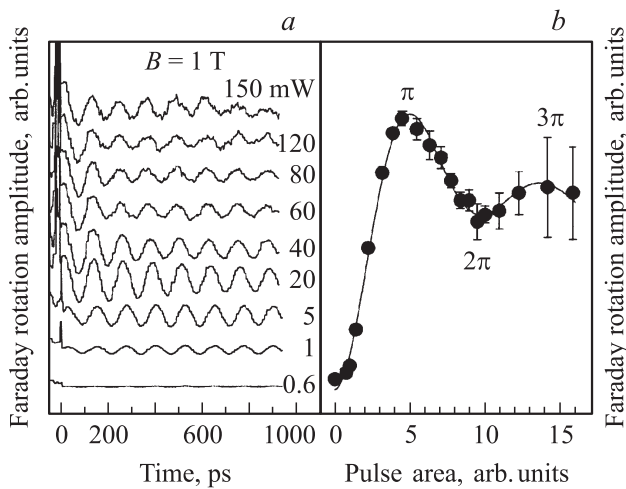
$$\Theta = 2 \int_{-\infty}^{\infty} f(t') dt \quad (29)$$

— эффективная площадь импульса. Из уравнений (28) и (25) следует, что спин электрона, возбуждаемый одиночным импульсом, периодически зависит от площади импульса  $\Theta$ , т. е. от амплитуды поля в нем. Зависимость спина электрона от мощности импульса также должна иметь осциллирующий характер, типичный для двухуровневых систем (эффект Раби) [77]: достаточно мощный импульс может не только перевести систему из основного состояния в возбужденное, но и вернуть ее обратно в основное состояние. Это продемонстрировано на рис. 7, где представлены измеренные на массиве квантовых точек InGaAs/GaAs сигналы спиновых биений и их амплитуды для различных мощностей импульса накачки.

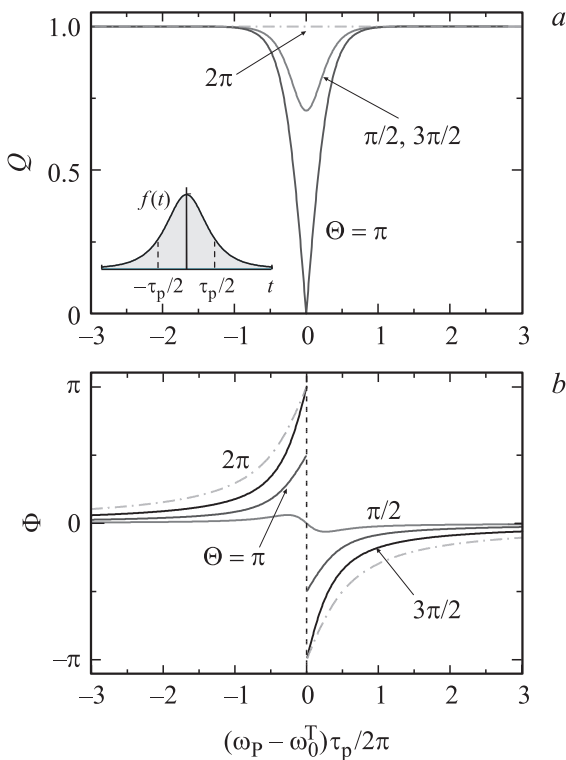
В заключение этого подраздела кратко обсудим зависимость величин  $Q$  и  $\Phi$  от параметров отстроенного импульса. Подробный анализ приведен в работе [50], здесь же мы остановимся на случае так называемого импульса Розена и Зенера [78]:

$$f(t) = \frac{\mu}{\text{ch}(\pi t / \tau_p)}, \quad (30)$$

где коэффициент  $\mu$  характеризует амплитуду поля в максимуме импульса. Эффективная площадь такого импульса  $\Theta$  составляет  $2\mu\tau_p$ . Решение уравнения (23) для импульса можно выразить, следуя работе [78], через



**Рис. 7.** *a)* Зависимость фарадеевского сигнала, измеренного на массиве квантовых точек InGaAs/GaAs *n*-типа (20 слоев с концентрацией точек в слое  $10^{10} \text{ cm}^{-2}$ , структура легирована так, что в среднем на точку приходится один электрон), от времени задержки между импульсами накачки и зондирования в магнитном поле  $B = 1 \text{ T}$ . Различные кривые отвечают разным мощностям импульса накачки. *b)* Зависимость амплитуды спиновых биений от площади импульса, полученная путем масштабирования зависимости амплитуд сигналов, представленных на части *a*, от мощности. Данные работы [75].



**Рис. 8.** Зависимости параметров  $Q$  (*a*) и  $\Phi$  (*b*) (см. уравнения (24), (25)) от отстройки  $y = (\omega_p - \omega_0^T)\tau_p/2\pi$  для импульса Розена–Зенера (30), рассчитанные для различных площадей импульса  $\Theta = \pi/2, \pi, 3\pi/2, 2\pi$ . На вставке показана форма импульса. Данные работы [50].

гипергеометрическую функцию

$$\psi_{1/2}(t) = \psi_{1/2}(-\infty) \times {}_2F_1 \left[ \frac{\Theta}{2\pi}, -\frac{\Theta}{2\pi}; \frac{1}{2} - iy; \frac{1}{2} \text{th} \left( \frac{\pi t}{\tau_p} \right) + \frac{1}{2} \right], \quad (31)$$

где безразмерная отстройка от резонанса  $y = \omega' \tau_p/2\pi$ . Явные выражения для величин  $Q$  и  $\Phi$  приведены в [50], а их зависимости от отстройки для разных площадей  $\Theta$  показаны на рис. 8. Из рисунка видно, что для достаточно больших отстроек,  $|y| \gg 1$ , величина  $Q$  близка к 1, а  $\Phi$  стремится к 0. Таким образом, отстроженные импульсы не влияют на спиновое состояние квантовой точки. При  $\Theta = \pi$  функция  $Q(y)$  обладает резким провалом при  $y = 0$ . Такой импульс обнуляет компоненты спина в плоскости  $S_x^+$  и  $S_y^+$ , а также приводит к наиболее эффективной генерации  $z$ -компоненты спина.

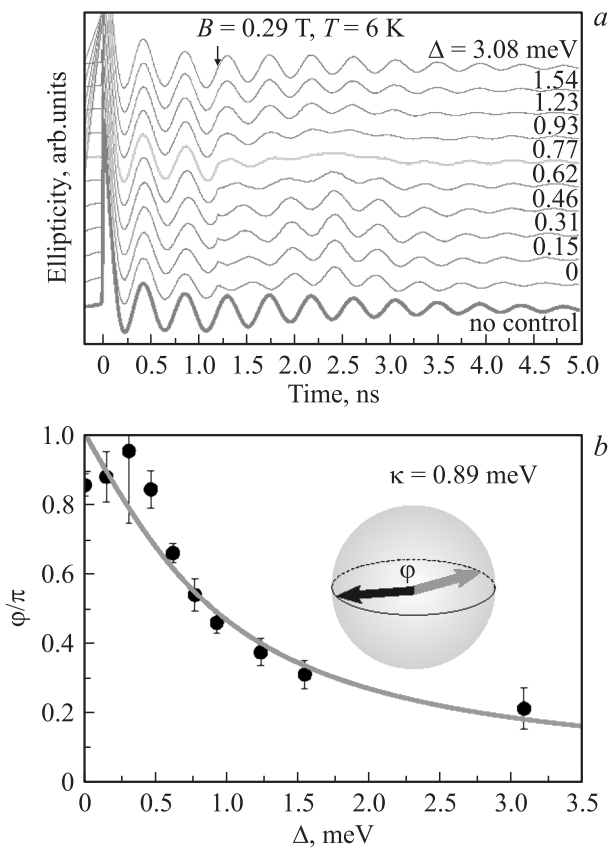
### 3.2. Управление электронными спинами с помощью оптических импульсов

Как следует из системы уравнений (25) циркулярно поляризованный импульс не только приводит к генерации спиновой поляризации в квантовой точке, но преобразует уже имеющийся в системе спин. Например, импульсы с  $Q = 0$  полностью стирают компоненты спина электрона в плоскости структуры, это приводит к выстраиванию спина вдоль оси  $z$ . Напротив, отстроженные импульсы с  $Q = 1$  осуществляют вращение спина в плоскости структуры на угол  $\Phi$ . Физически эффект вращения спина циркулярно поляризованным импульсом можно интерпретировать как обратный эффект Фарадея [79]: циркулярно поляризованный импульс создает расщепление электронных подуровней с проекциями спина  $\pm 1/2$  на ось  $z$ . Это расщепление эквивалентно магнитному полю, направленному по оси  $z$ , и приводит к повороту компонент спина электрона в плоскости ( $xy$ ).

Таким образом, имеется возможность управления электронными спинами с помощью коротких оптических импульсов [80]. Соответствующие эксперименты осуществляются в трехимпульсной методике: первый импульс ориентирует резидентные электроны по спину, второй служит для управления спинами, а третий используется для детектирования спиновой поляризации. Экспериментально вращение спина циркулярно поляризованными импульсами было продемонстрировано в работах [21] и [81] на структурах с квантовыми ямами CdTe и GaAs соответственно, а также с квантовыми точками GaAs [22,82–84]. Детальный анализ механизмов управления спиновой поляризацией приведен в работах [80,85], а обзор экспериментальных достижений — в статье [86]. В последние годы значительный интерес вызвали процессы оптического управления намагниченностью в магнитных средах [87,88].

Спиновые сигналы эллиптичности, измеренные на массиве квантовых точек InGaAs/GaAs в работе [22] в трехимпульсной методике накачки–управления–зондирования как функции временной задержки между им-

пульсами накачки и зондирования, показаны на рис. 9, *a*. Момент прихода циркулярно поляризованного управляющего импульса отмечен стрелкой, он соответствует тому, что электронный спин находится в плоскости ( $xy$ ), а различные кривые соответствуют различным спектральным расстройкам между управляющим импульсом и импульсом накачки. Мощность управляющего импульса подбиралась таким образом, чтобы площадь этого импульса была близка к  $2\pi$ . Хорошо видно, что после прихода управляющего импульса изменяется амплитуда биений. Это соответствует повороту спина в плоскости ( $xy$ ) вокруг оси  $z$ , как схематически показано на вставке к рис. 9, *b*. На рис. 9, *b* представлена зависи-



**Рис. 9.** *a*) Спиновые сигналы эллиптичности в зависимости от временной задержки между импульсами накачки и зондирования. Стрелка показывает момент прихода управляющего импульса (это соответствует спину электронов в плоскости структуры). Различные кривые соответствуют разным расстройкам  $\Delta$  между импульсом накачки и контролем. *b*) Зависимость угла поворота спина в плоскости ( $xy$ ) под действием циркулярно поляризованного импульса от расстройки. Точки получены на основе кривых, представленных на части *a*, сплошная кривая — теория [80]. Параметр  $\kappa = \hbar/\tau_p$  — спектральная ширина управляющего импульса. На вставке схематически показан поворот спина в плоскости ( $xy$ ). Измерения выполнялись на структуре, состоящей из 20 слоев квантовых точек InGaAs/GaAs с концентрацией точек в слое  $10^{10}$  см $^{-2}$ , структура легирована так, что в среднем на точку приходится один электрон. Данные работы [22].

мость угла поворота спина в плоскости, измеренного в единицах  $\pi$ , от отстройки между несущей частотой импульса и частотой трионного резонанса в квантовых точках. Точки показывают экспериментальные данные, полученные из анализа спиновых биений, представленных на рис. 9, *a*, а сплошная кривая — теоретический расчет в рамках модели, разработанной в работе [80]. Качественно поведение угла поворота спина согласуется с теоретической зависимостью  $\Phi$  от расстройки, приведенной на рис. 8, *b*.

В рассматриваемой экспериментальной конфигурации весьма неожиданным оказывается влияние линейно поляризованного управляющего импульса. Действительно, в согласии с описанной в подразделе 2.1 моделью возбуждения спиновых сигналов для формирования спиновой когерентности резидентных электронов необходимо спин-зависимое фотовозбуждение трионов. Поэтому линейно поляризованный импульс накачки не приводит к генерации спиновой когерентности и к возникновению спиновых сигналов в методике накачки–зондирования. Однако эксперименты, выполненные в работе [17] на структурах с квантовыми ямами CdTe/Cd $_{0.78}$ Mg $_{0.22}$ Te, показывают, что линейно поляризованный управляющий импульс может существенно подавлять спиновые биения. Это продемонстрировано на рисунке рис. 10, *a*, где приведен сигнал керровского вращения, измеренный без управляющего импульса (сплошная жирная кривая), а также сигналы для разных моментов прихода управляющего импульса, отмеченных стрелками. Зависимость амплитуды спинового сигнала Керра от мощности линейно поляризованного управляющего импульса показана на вставке к рис. 10, *a* и точками на рис. 10, *b*. Из рисунка видно, что амплитуда сигнала спадает практически до нуля при мощностях управляющего импульса порядка 10 W/cm $^2$ .

На качественном уровне эффект подавления спиновой поляризации имеет простое объяснение. Пусть к моменту прихода управляющего импульса в системе было  $N_{+1/2}$  электронов со спином „вверх“ и  $N_{-1/2}$  со спином „вниз“. Представим линейно поляризованный импульс в виде суперпозиции двух циркулярно поляризованных. Поскольку сила осциллятора трионного перехода пропорциональна числу электронов с заданной проекцией спина, то за счет  $\sigma^+$ -компоненты управляющего импульса сформируется  $WN_{+1/2}$  трионов, а за счет  $\sigma^-$ -компоненты —  $WN_{-1/2}$  трионов, где  $W$  — некоторая константа, пропорциональная мощности импульса. В простейшей модели, когда спиновая релаксация дырки в трионе происходит быстрее, чем рекомбинация триона, все электроны, вернувшиеся из трионов будут деполаризованы. Это означает, что  $z$ -компонента электронного спина изменится на величину

$$\Delta S_z = -(WN_{+1/2} - WN_{-1/2})/2 = -WS_z^{(b)}, \quad (32)$$

где  $S_z^{(b)}$  обозначает  $z$ -компоненту спина до прихода управляющего импульса. Уравнение (32) описывает подавление полного спина в системе.



Количественное описание этого эффекта можно выполнить в рамках системы уравнений (20), (21). Расчет показывает, что спин после прихода управляющего импульса  $\mathbf{S}^{(a)}$  и спин до прихода импульса  $\mathbf{S}^{(b)}$  связаны

простым соотношением [17]

$$\mathbf{S}^{(a)} = Q_I^2 \mathbf{S}^{(b)}.$$

Здесь  $Q_I$  — константа, определенная согласно (24) для циркулярных компонент управляющего импульса. Важно отметить, что подавление спина не зависит от момента прихода управляющего импульса в согласии с экспериментальными данными, представленными на рис. 10, *a*.

Экспериментальная и теоретическая зависимости амплитуды спинового сигнала Керра от мощности управляющего импульса показаны на рис. 10, *b*. Подробности подгонки экспериментальных данных приведены в работе [17]. При умеренных мощностях управляющего импульса имеется хорошее согласие теории и эксперимента. Осциллирующий характер теоретической зависимости эффективности подавления спиновой когерентности от мощности управляющего импульса связан с эффектом Раби, кратко обсуждавшимся выше при анализе возбуждения спиновой когерентности. Отсутствие осцилляций в эксперименте связано с тем, что двухуровневая модель при больших мощностях импульсов может некорректно описывать процессы возбуждения триона в структурах с квантовыми ямами [17].

### 3.3. Микроскопическое описание процессов зондирования

Двухуровневая модель, изложенная выше для описания возбуждения и управления электронной спиновой поляризацией, легко обобщается на случай процессов зондирования спинов электронов и трионов.

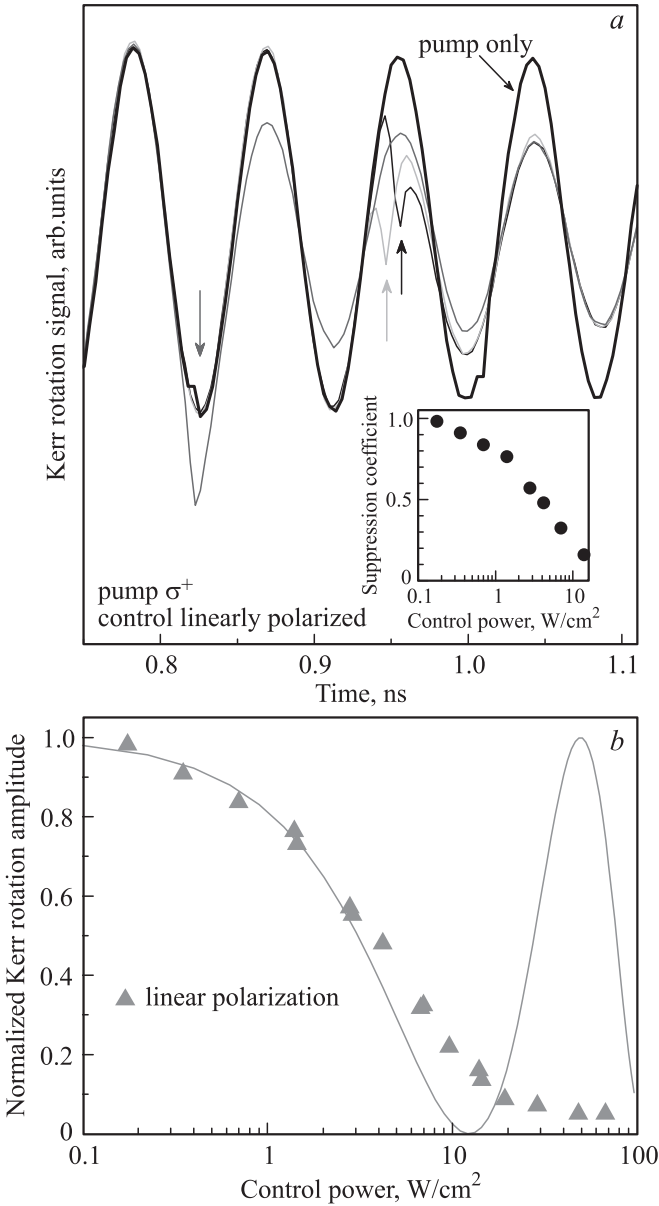
Представим зондирующий импульс, электрическое поле которого осциллирует вдоль оси  $x$ , как суперпозицию двух циркулярно поляризованных. В первом порядке по амплитуде зондирующего импульса поправки к волновой функции квантовой точки можно записать в виде

$$\delta\psi_{\pm 3/2} = \psi_{\pm 1/2} \int_{-\infty}^t \frac{V(t')}{i\hbar} e^{-i\omega_0^\mp(t-t')} dt',$$

$$\delta\psi_{\pm 1/2} = \psi_{\pm 3/2} \int_{-\infty}^t \frac{V^*(t')}{i\hbar} e^{i\omega_0^\mp(t-t')} dt', \quad (34)$$

$$V(t) = -\frac{1}{\sqrt{2}} \int d(\mathbf{r}) E_x^{\text{pr}}(\mathbf{r}, t) d^3 r. \quad (35)$$

Считается, что электрическое поле в зондирующем импульсе  $E_x^{\text{pr}}(\mathbf{r}, t) \propto e^{-i\omega_{\text{pr}}t}$ , где  $\omega_{\text{pr}}$  — несущая частота зондирующего импульса. До прихода импульса состояние квантовой точки описывается волновой функцией (18). При этом, вообще говоря, имеются ненулевые заселенности электронного  $n_e = |\psi_{1/2}|^2 + |\psi_{-1/2}|^2$  и трионного  $n_{\text{tr}} = |\psi_{3/2}|^2 + |\psi_{-3/2}|^2$  состояний, а также спиновая поляризация электрона и триона:  $S_z = (|\psi_{1/2}|^2 - |\psi_{-1/2}|^2)/2 \neq 0$  и  $J_z = (|\psi_{3/2}|^2 - |\psi_{-3/2}|^2)/2 \neq 0$ .



**Рис. 10.** *a*) Временные зависимости сигнала керровского вращения, измеренные в трехимпульсной методике накачки–управления–зондирования. Стрелки показывают момент прихода управляющего импульса. Жирная кривая — сигнал без управляющего импульса. Мощность импульсов накачки и управления составляет  $2.2 \text{ W/cm}^2$ . На вставке показана зависимость амплитуды керровского сигнала от мощности управляющего импульса. *b*) Амплитуда сигнала керровского вращения в зависимости от мощности управляющего импульса. Сплошная линия — теория, точки — эксперимент. Мощность импульса накачки  $2 \text{ W/cm}^2$ . Измерения выполнялись на структуре с пятью квантовыми ямами  $\text{CdTe/Cd}_{0.78}\text{Mg}_{0.22}\text{Te}$ , шириной  $20 \text{ nm}$ . Концентрация электронов в каждой яме  $N = 2 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-2}$ . Данные работы [17].

Можно показать, что наведенные зондирующим импульсом компоненты диэлектрической поляризации в квантовой точке имеют вид [50]

$$\begin{aligned} \delta P_x^{\text{QD}}(\mathbf{r}, t) &= -\frac{n_e - n_{\text{tr}}}{2i\hbar} d^*(\mathbf{r}) \\ &\times \int d^3r' \int_{-\infty}^t dt' e^{i\omega_0^{\text{T}}(t'-t)} d(\mathbf{r}') E_x^{\text{pr}}(\mathbf{r}', t') + \text{c. c.}, \\ \delta P_y^{\text{QD}}(\mathbf{r}, t) &= -\frac{S_z - J_z}{\hbar} d^*(\mathbf{r}) \\ &\times \int d^3r' \int_{-\infty}^t dt' e^{i\omega_0^{\text{T}}(t'-t)} d(\mathbf{r}') E_x^{\text{pr}}(\mathbf{r}', t') + \text{c. c.} \quad (36) \end{aligned}$$

Из уравнений (36) следует, что наведенная поляризация в квантовой точке имеет две компоненты. Одна из них,  $\delta P_x^{\text{QD}}$ , параллельна плоскости поляризации зондирующего импульса, а ее величина пропорциональна разности заселенностей электронного и трионного состояний  $n_e - n_{\text{tr}}$ . Другая компонента,  $\delta P_y^{\text{QD}}$ , ортогональна плоскости поляризации зондирующего импульса, а ее величина определяется разностью проекций спина электрона и триона на ось  $z$ :  $S_z - J_z$ . Именно эта компонента отвечает за вращение плоскости поляризации зондирующего луча, а также за возникновение его эллиптичности.

Решение уравнений Максвелла для массива квантовых точек, диэлектрическая поляризация которых описывается уравнениями (36), позволяет определить величины сигналов фарадеевского вращения и эллиптичности. В случае планарного массива, типичные расстояния между точками в котором малы по сравнению с длиной волны, имеем [50]

$$\begin{aligned} \mathcal{E} + i\mathcal{F} &= \frac{3\pi}{q^2\tau_r^{\text{T}}} N_{\text{QD}}^{\text{2D}} (J_z - S_z) \\ &\times \int_{-\infty}^{\infty} dt \int_{-\infty}^t dt' e^{i\omega_0^{\text{T}}(t'-t)} E_{0,x}^{\text{pr}*}(t) E_{0,x}^{\text{pr}}(t'), \quad (37) \end{aligned}$$

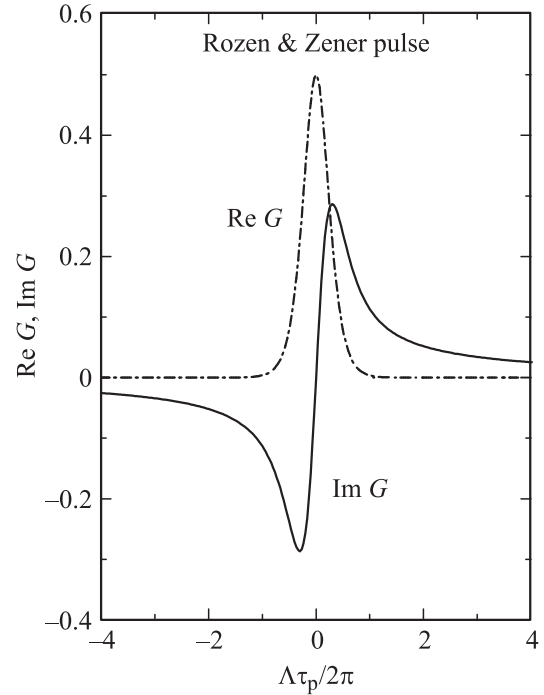
где  $N_{\text{QD}}^{\text{2D}}$  — двумерная концентрация точек в массиве,  $q = \omega_{\text{pr}} \sqrt{\varepsilon_b}/c$  — волновой вектор света в системе ( $\varepsilon_b$  — фоновая диэлектрическая постоянная, которая считается одинаковой для точек и для матрицы),  $\tau_r^{\text{T}}$  — радиационное время жизни триона,

$$\frac{1}{\tau_r^{\text{T}}} = \frac{4}{3} \frac{q^3}{\varepsilon_b \hbar} \left| \int d\mathbf{r} d(\mathbf{r}) \right|^2. \quad (38)$$

Сигнал керровского вращения определяется интерференцией зондирующего импульса, отраженного от покрывающего слоя структуры и от массива точек, он описывается стандартным выражением (ср. с (9))

$$\mathcal{K} = r_{01} t_{01} t_{10} [\cos(2qL)\mathcal{F} + \sin(2qL)\mathcal{E}], \quad (39)$$

где  $r_{01}$  — коэффициент отражения на границе воздух–покрывающий слой,  $t_{01}$  и  $t_{10}$  — коэффициенты



**Рис. 11.** Зависимость функции  $G$  от расстройки,  $\Lambda = \omega_{\text{pr}} - \omega_0^{\text{T}}$ . Данные работы [50].

пропускания этой же границы внутрь и наружу. Влияние покрывающего слоя на эффекты Фарадея и эллиптичности можно учесть множителем  $t_{01}t_{10}$  в правой части формулы (37).

Из выражений (37), (39) следует, что амплитуды спиновых сигналов определяются разностью  $z$ -компонент спина триона и электрона в квантовой точке. Для анализа частотной зависимости сигналов фарадеевского вращения и эллиптичности представим поле зондирующего импульса в виде  $E_0^{\text{pr}}(t) = E^{(0)}s(t)e^{-i\omega_{\text{pr}}t}$ , где  $s(t)$  — огибающая функция импульса. Можно проверить, что

$$\mathcal{F} \propto \text{Im}G(\omega_{\text{pr}} - \omega_0^{\text{T}}), \quad \mathcal{E} \propto \text{Re}G(\omega_{\text{pr}} - \omega_0^{\text{T}}), \quad (40)$$

где

$$G(\Lambda) = \int_{-\infty}^{\infty} dt \int_{-\infty}^t dt' s(t)s(t')e^{i\Lambda(t-t')}, \quad (41)$$

а  $\Lambda = \omega_{\text{pr}} - \omega_0^{\text{T}}$ . В частном случае Розена–Зенера, когда  $s(t) = 1/\text{ch}(\pi t/\tau_p)$ , имеем

$$G(\Lambda) = \frac{\tau_p^2}{\pi^2} \xi \left( 2, \frac{1}{2} - \frac{i\Lambda\tau_p}{2\pi} \right), \quad (42)$$

где  $\xi(a, b) = \sum_{k=0}^{\infty} (k+b)^{-a}$  — обобщенная  $\xi$ -функция Римана.

На рис. 11 показаны вещественная и мнимая части функции  $G$ , рассчитанные для импульса Розена–Зенера. Качественный ход зависимостей сигнала фарадеевского вращения и эллиптичности от расстройки между частотой трионного резонанса и несущей частотой импульса



зондирования аналогичен полученному в разделе 2.2 (рис. 4). Важно отметить, что максимальная чувствительность спиновых сигналов фарадеевского вращения и эллиптичности соответствует разным расстройкам: сигнал фарадеевского вращения максимален для отстроенных импульсов  $|\Lambda|\tau_p \approx 1$ , а эллиптичность — для резонансных. Ниже мы убедимся, что в неоднородных массивах квантовых точек это приведет к различной зависимости спиновых сигналов от задержки между импульсами накачки и зондирования.

#### 4. Временные зависимости спиновых сигналов Фарадея, Керра и наведенной эллиптичности

В разделах 2 и 3 мы обсуждали механизмы формирования спиновых сигналов в методе накачки–зондирования, зависимости амплитуд сигналов от мощности накачки и от спектрального положения импульсов накачки и зондирования, а также возможности управления спиновой поляризацией с помощью оптических импульсов. Далее сконцентрируемся на анализе зависимости спиновых сигналов фарадеевского вращения и эллиптичности от временной задержки между импульсами накачки и зондирования.

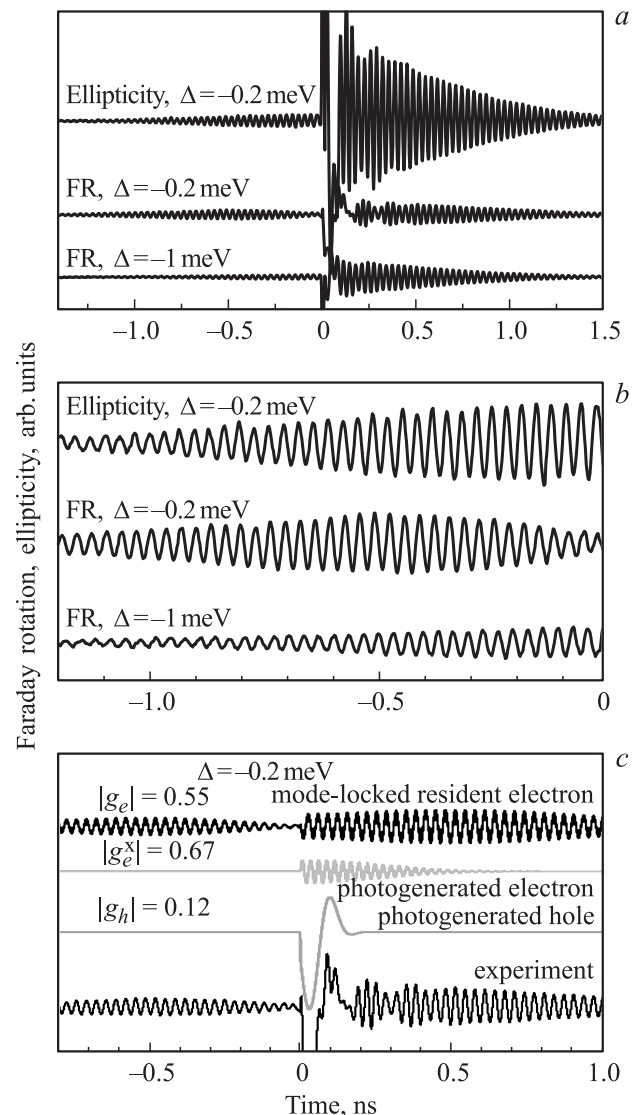
На рис. 12, *a* представлены типичные спиновые сигналы фарадеевского вращения и эллиптичности, полученные в работе [89] на массиве квантовых точек InGaAs *n*-типа. Измерения выполнялись в так называемой „двухцветной“ (невыврожденной) методике накачки–зондирования, когда импульсы накачки и зондирования генерируются разными лазерами, поэтому их несущие частоты удается перестраивать независимо. Сами импульсы синхронизированы с высокой точностью (порядка 10 fs). Накачка и зондирование осуществляются периодической последовательностью импульсов, следующих с периодом повторения  $T_R = 13.2$  ns.

Ключевые экспериментальные наблюдения состоят в следующем:

1. Сигналы на положительных задержках имеют сложный характер, соответствующий наложению осцилляций с различными частотами. Анализ их частот и времен затуханий (рис. 12, *c*) позволяет установить, что наблюдаемый сигнал есть суперпозиция спинового сигнала резидентного электрона, а также фотовозбужденных электрона и дырки (в нейтральных точках) [89,90].

2. Заметные сигналы имеют место и при отрицательных задержках, т.е. когда импульс зондирования приходит раньше, чем очередной импульс накачки. Эффекты возникновения спиновых сигналов при отрицательных задержках и накопления спина при возбуждении квантовых ям и квантовых точек периодической последовательностью импульсов будут обсуждаться ниже в подразделах 4.1 и 4.2.

3. В условиях спектрального вырождения импульсов накачки и зондирования амплитуда сигнала фарадеевско-



**Рис. 12.** *a*) Сигналы фарадеевского вращения (FR) и наведенной эллиптичности как функции времени задержки между импульсами накачки и зондирования. Две верхние кривые — сигналы эллиптичности и фарадеевского вращения при (почти) спектрально вырожденных импульсах накачки и зондирования ( $\hbar\omega_p - \hbar\omega_{pr} = \Delta = -0.2$  meV), нижняя кривая — сигнал фарадеевского вращения при отстроенном импульсе зондирования ( $\Delta = -1.0$  meV). *b*) Соответствующие сигналы при отрицательных задержках. *c*) Сигнал фарадеевского вращения (нижняя кривая) при почти вырожденных импульсах накачки и зондирования. Три верхние зависимости, приведенные наверху (сверху вниз): сигнал, связанный с долгоживущей спиновой поляризацией в заряженных квантовых точках, сигнал, обусловленный спиновой прецессией электрона в экситоне в нейтральных точках, и сигнал, связанный с прецессией дырки (как в нейтральных точках, так и в трионе). Измерения выполнялись на структуре, состоящей из 20 слоев квантовых точек InGaAs/GaAs с концентрацией точек в слое  $10^{10}$  cm $^{-2}$ , структура легирована так, что в среднем на точку приходится один электрон. Температура  $T = 6$  K, магнитное поле  $B = 4$  T. Данные работы [89].

го вращения, индуцированного резидентными электронами, как функция задержки имеет немонотонный характер: при небольших задержках сигнал разгорается, а потом затухает. Это хорошо видно из рис. 12, *b* (средняя кривая), где показана область отрицательных задержек, и из рис. 12, *c* (верхняя кривая). Сигнал эллиптичности при этом демонстрирует ожидаемое поведение — затухающие осцилляции. Разгоранию сигнала фарадеевского вращения посвящен подраздел 4.3.

#### 4.1. Резонансное спиновое усиление и синхронизация мод спиновой прецессии

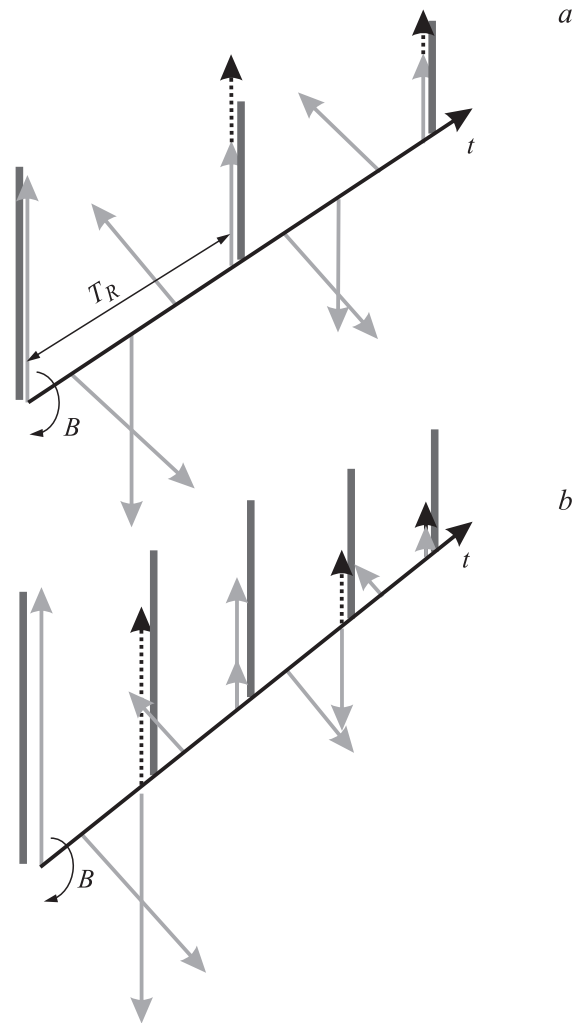
Как уже отмечалось выше, сигналы при отрицательных задержках возникают вследствие того, что спин электрона не релаксирует полностью за время повторения импульсов. В зависимости от соотношения между периодами электронной спиновой прецессии и следования импульсов накачки спиновая поляризация в системе может накапливаться или подавляться.

Действительно, как показано на рис. 13, если период повторения импульсов  $T_R$  кратен периоду спиновой прецессии электрона во внешнем магнитном поле  $T_L = 2\pi/\Omega$ ,

$$T_R = NT_L = \frac{2\pi N}{\Omega}, \quad N = 1, 2, \dots, \quad (43)$$

то очередной импульс накачки добавляет спин в фазе к прецессирующему. При этом спиновая поляризация в системе возрастает по сравнению с той, которая формировалась одиночным импульсом. Этот эффект называют резонансным спиновым усилением. Если условие (43) не выполнено, то синхронизация фаз оказывается нарушенной и спиновая поляризация подавляется.

В экспериментах, как правило, исследуется спиновая динамика ансамбля электронов. При оптическом возбуждении массивов квантовых точек и квантовых ям по спину поляризуются носители заряда с различными энергиями, разбросанными в пределах спектральной ширины импульса накачки  $\sim \hbar/\tau_p$ . Величины  $g$ -факторов электронов оказываются различными, поэтому различаются и их частоты спиновой прецессии. Дополнительный вклад в разброс частот спиновой прецессии обусловлен сверхтонким взаимодействием электронных спинов со спинами ядер решетки. Затухание спиновых биений характеризуется следующими параметрами:  $T_2 \equiv \tau_s$  — временем релаксации компонент электронного спина, поперечных к внешнему магнитному полю,  $T_2^* = T_2 T_{\text{inh}} / (T_2 + T_{\text{inh}})$  — временем дефазировки электронного спина в ансамбле, обусловленной как процессами релаксации, так и разбросом частот ларморовской прецессии; последний характеризуется временем  $T_{\text{inh}} \sim (\Delta\Omega)^{-1}$ , где  $\Delta\Omega$  — разброс частот спиновой прецессии. Особенности спиновой динамики при возбуждении периодической последовательностью импульсов определяются соотношениями между периодом



**Рис. 13.** Схема резонансного спинового усиления. Отмечены моменты прихода импульсов накачки. Сплошные стрелки показывают ориентацию электронного спина в различные моменты времени. Пунктирные стрелки — спиновая поляризация, возникающая за счет импульсов накачки. *a* — случай равных периодов прецессии спина и повторения импульсов  $T_R = T_L$ , *b* — импульсы накачки приходят в 2 раза чаще  $T_R = T_L/2$ .

следования импульсов  $T_R$  и временами затухания спиновых биений. Очевидно, что если  $T_2 \ll T_R$ , то эффекты накопления спиновой поляризации несущественны, так как спин успевает срелаксировать до прихода следующего импульса. Далее будем считать, что  $T_2 \gtrsim T_R$ , и проанализируем два важных случая: режим слабой дефазировки, связанной с разбросом частот спиновой прецессии  $T_{\text{inh}} \gg T_R$ , когда реализуется резонансное спиновое усиление, и режим сильной дефазировки ( $T_{\text{inh}} < T_R$ ), когда возможна синхронизация мод спиновой прецессии.

**4.1.1. Резонансное спиновое усиление.** Начнем с ситуации, в которой разброс частот спиновой прецессии не важен, а затухание спиновых биений обусловлено процессами спиновой релаксации. Для простоты будем считать, что средний спин электронов мал

(как генерируемый одиночным импульсом накачки, так и накопленный при накачке последовательностью импульсов). Поэтому для периодической последовательности, состоящей из достаточно большого числа импульсов накачки, из уравнений (1) получаем

$$S_z^{\text{tot}}(\Delta t) = \sum_{n=1}^{\infty} S_z(0) e^{-(\Delta t + nT_R)/T_2} \cos[\omega(\Delta t + nT_R)]. \quad (44)$$

Здесь  $S_z(0)$  — спин электронов, созданный одиночным импульсом накачки,  $\Delta t$  — задержка между импульсом зондирования и ближайшим последующим импульсом накачки, она может принимать любые отрицательные значения в интервале  $\Delta t \in (-T_R, 0]$ . При выводе выражения (44) предполагается, что  $\tau_r^T \gg \tau_s^T$ .

Расчет показывает [5,91], что

$$S_z^{\text{tot}}(\Delta t) = \frac{S_z(0)}{2} e^{-(T_R + \Delta t)/T_2} \times \frac{\cos(\Omega \Delta t) - e^{T_R/T_2} \cos[\Omega(T_R + \Delta t)]}{\cos(\Omega T_R) - \text{ch}(T_R/T_2)}. \quad (45)$$

Из формулы (45) видно, что зависимость спина электронов от ларморовской частоты  $\Omega$  (и соответственно, от магнитного поля) при фиксированной задержке  $\Delta t$  состоит из последовательности максимумов, соответствующих условию  $\Omega T_R \approx 2\pi N$ , где  $N$  — целое число. Вблизи максимума, когда  $|\Omega T_R - 2\pi N| \ll 1$  и  $|\Delta t/T_R| \ll 1$ , выражение (45) можно переписать в виде функции Лоренца

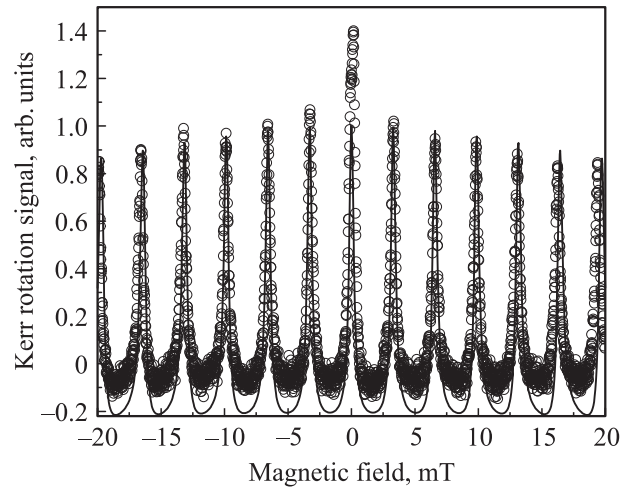
$$S_z^{\text{tot}}(0, \Omega T_R) = S_z(0) \frac{1 - e^{-\frac{T_R}{T_2}}}{(\Omega T_R - 2\pi N)^2 + 2[\text{ch}(T_R/T_2) - 1]}. \quad (46)$$

В этом приближении ширина пика определяется величиной

$$\Delta_0 = \sqrt{2[\text{ch}(T_R/T_2) - 1]}, \quad (47)$$

которая в пределе больших времен спиновой релаксации ( $T_R/T_2 \ll 1$ ) сводится к  $\Delta_0 \approx T_R/T_2$ ; она тем меньше, чем больше время спиновой релаксации  $T_2$ .

На рис. 14 представлен спектр резонансного спинового усиления — зависимость сигнала керровского вращения  $S_z^{\text{tot}}$  от магнитного поля, полученная на структуре с квантовыми ямами CdTe/Cd<sub>0.78</sub>Mg<sub>0.22</sub>Te при небольшой отрицательной задержке [37]. Пики соответствуют выполнению условий соизмеримости периодов спиновой прецессии и повторения импульсов (43). Отметим, что пик в нулевом магнитном поле заметно выше соседних; по-видимому, это связано с влиянием ядерных эффектов на спин электрона. Высота пиков монотонно убывает с увеличением их номера, а сами пики слегка уширяются. Это обусловлено разбросом  $g$ -факторов в ансамбле локализованных электронов, который приводит к дополнительной дефазировке электронных спинов. Подгонка экспериментальных данных с учетом разброса  $g$ -факторов, выполненная по теоретическим формулам, полученным в работе [92] (см. также [37]) и представленная сплошной линией на рис. 14, неплохо описывает эксперимент. Сопоставление теоретического расче-



**Рис. 14.** Зависимость спинового сигнала Керра от внешнего магнитного поля. Точки — экспериментальные данные, полученные на структуре с квантовыми ямами CdTe/Cd<sub>0.78</sub>Mg<sub>0.22</sub>Te (пять ям шириной 20 nm, концентрация электронов в яме  $N \approx 10^{10} \text{ cm}^{-2}$ ) при небольшой отрицательной задержке  $\Delta t = -80 \text{ ps}$ , период повторения импульсов накачки  $T_R = 12.5 \text{ ns}$  (данные работы [37]). Сплошная кривая — подгонка экспериментальных данных, поперечное время спиновой релаксации  $T_2 = 30 \text{ ns}$ , средний  $g$ -фактор равен 1.64, разброс величин  $g$ -факторов  $\Delta g/g = 0.4\%$ .

та и экспериментальных данных позволяет установить основные параметры спиновой кинетики резидентных электронов [37]: среднее значение  $g$ -фактора составляет 1.64, его разброс  $\Delta g/g = 0.4\%$  (в теории разброс моделировался гауссовым распределением), поперечное время спиновой релаксации  $T_2 = 30 \text{ ns}$ . Эти параметры, полученные на основе метода резонансного спинового усиления, хорошо согласуются с параметрами, извлеченными из эффекта Ханле и из временных зависимостей спиновых сигналов керровского вращения на той же структуре.

Классическое выражение для спектра резонансного спинового усиления (45) легко обобщается на случай произвольной анизотропии спиновой релаксации [92], присущей полупроводниковым структурам с квантовыми ямами. По сравнению со случаем изотропной релаксации, рассмотренным здесь, пики при  $B \neq 0$  не меняются, а максимум в нулевом поле либо подавляется (если время релаксации  $z$ -компоненты спина меньше, чем время релаксации компонент спина в плоскости), либо усиливается (если  $z$ -компонента спина оказывается более долгоживущей). Анизотропия спиновой релаксации в квантовых ямах была обнаружена при измерениях эффекта Ханле в работе [93] и по спиновым биениям керровского сигнала в магнитном поле [94,95]. Исследование анизотропии спиновой релаксации в методике резонансного спинового усиления затруднено, поскольку на пик в поле  $B = 0$  существенное влияние оказывает сверхтонкое взаимодействие спинов электронов и ядер.

Дополнительную специфику в спектры резонансного спинового усиления в малых магнитных полях может вносить спиновая динамика дырки в трионе (в структурах *n*-типа) и электрона в трионе (в структурах *p*-типа). Если спиновая релаксация триона подавлена, то, как обсуждалось выше в разделе 2.1.1, заметная спиновая поляризация резидентных носителей заряда возникает лишь в магнитном поле. При этом амплитуды пиков резонансного спинового усиления возрастают с увеличением номера пика в умеренных магнитных полях, а огибающая спектра обладает плавной формой, напоминающей крылья летучей мыши (bat-like shape). Из таких спектров удастся извлечь времена релаксации неспаренного носителя в трионе [27,36,39].

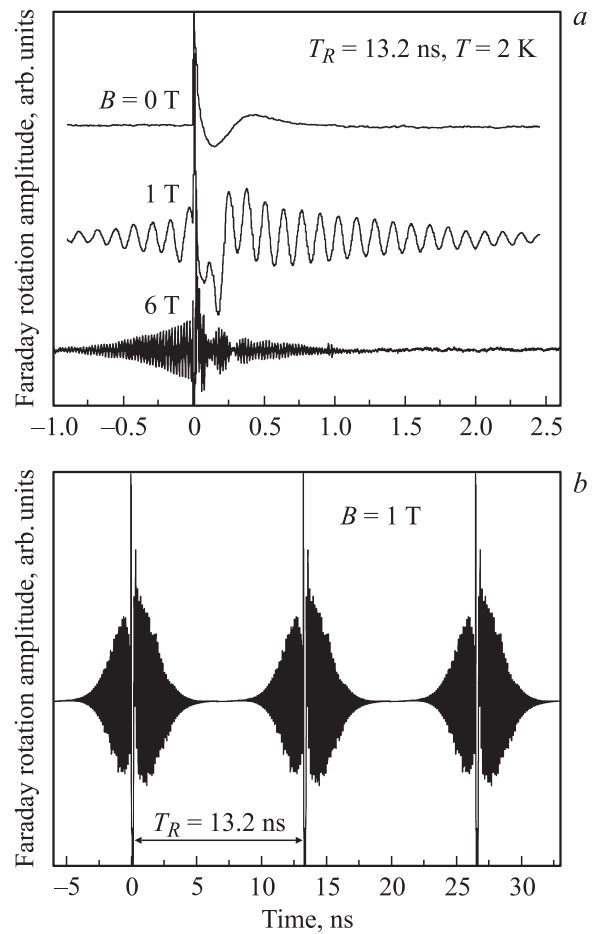
Уравнение (45) не учитывает насыщения спиновой поляризации электронов при периодической накачке. В рамках двухуровневой модели, описывающей возбуждение электронного спина короткими циркулярно поляризованными импульсами, изложенной в разделе 3.1, соответствующее обобщение было выполнено в работах [27,36,50]. С ростом мощности накачки пики уширяются и зависимость спиновой поляризации при фиксированной задержке от магнитного поля становится более плавной.

4.1.2 Синхронизация мод спиновой прецессии. Перейдем теперь к противоположному предельному случаю, когда разброс *g*-факторов электронов или случайные ядерные поля приводят к быстрой дефазировке электронных спинов, т.е.

$$T_2^* \approx T_{inh} < T_R. \quad (48)$$

На первый взгляд, в такой ситуации сложно ожидать сколько-нибудь существенные спиновые сигналы при отрицательных задержках, поскольку спин дефазировается до прихода очередного импульса.

Однако, как уже упоминалось ранее, спиновая когерентность каждого конкретного электрона сохраняется в течение длительного времени, значительно превышающего период следования импульсов. Более того, поскольку при выполнении условия (48) возбуждается широкий спектр частот спиновой прецессии, то среди всего ансамбля прецессирующих спинов есть те, для которых достигается синхронизация частот спиновой прецессии и повторения импульса накачки. Очевидно, что спины этих электронов всегда будут в фазе в моменты времени  $t = 0, T_R, 2T_R, \dots$ , т.е. в момент прихода очередного импульса накачки. Спины остальных носителей заряда в эти моменты времени имеют случайные фазы прецессии и не вносят вклада в наблюдаемый сигнал. Таким образом, при выполнении условия (48) спиновый сигнал будет затухать за время порядка  $T_2^*$ , а потом разгораться снова к приходу очередного импульса накачки примерно за то же самое время. Это явление было обнаружено в экспериментах „накачка–зондирование“ на массивах квантовых точек InGaAs [7] и получило название синхронизации мод спиновой прецессии (в англоязычной



**Рис. 15.** а) Сигнал фарадеевского вращения, полученный в методике накачки–зондирования при различных значениях магнитного поля. Измерения выполнялись на структуре, состоящей из 20 слоев квантовых точек InGaAs/GaAs с концентрацией точек в слое  $10^{10} \text{ cm}^{-2}$ , структура легирована так, что в среднем на точку приходится один электрон. Сложная форма сигнала при положительных задержках связана с интерференцией спиновых биений резидентных электронов, а также электронов и дырок в нейтральных точках (ср. с рис. 12), сигнал при отрицательных задержках обусловлен синхронизацией мод спиновой прецессии. б) Фарадеевский сигнал, измеренный на большом временном интервале, включающем в себя три периода повторения импульсов. а — данные [7], б — данные [19].

литературе — mode-locking). Характерные зависимости сигнала фарадеевского вращения от временной задержки между импульсами накачки и зондирования, измеренные на образце с квантовыми точками InGaAs/GaAs, представлены на рис. 15.

Явление синхронизации мод спиновой прецессии позволяет в определенной мере преодолеть эффекты дефазировки электронных спинов, связанные с неоднородностью ансамбля электронов. В условиях эксперимента [7] порядка  $10^6$  электронных спинов прецессируют с соизмеримыми частотами. Поскольку разброс частот спиновой прецессии уменьшается с уменьшением



магнитного поля, то в малых полях можно достичь ситуации, когда возбуждаются лишь одна или две моды спиновой прецессии, это было экспериментально показано в работе [96]. Использование синхронизации мод спиновой прецессии позволяет экспериментально определять поперечное время релаксации электронного спина  $T_2$ , а также возбуждать спиновое эхо при накачке последовательно, состоящей из пар циркулярно поляризованных импульсов [7].

Ясно, что отношение амплитуд долгоживущего (электронного) спинового сигнала при отрицательных и положительных задержках  $A_{\text{neg}}/A_{\text{pos}}$  должно определяться долей электронов, спины которых удовлетворяют условию синхронизации мод (43). Действительно, вклад в сигнал при отрицательных задержках вносят лишь электроны, прецессия спинов которых синхронна с импульсами накачки, а при положительных — все электроны в ансамбле. Анализ показывает, что при характерных параметрах эксперимента это отношение должно быть не более 0.2–0.3. Из экспериментальных данных, показанных на рис. 15, видно, что это не так:  $A_{\text{neg}}$  лишь слегка меньше, чем  $A_{\text{pos}}$ . Это означает, что почти во всех точках выполнено условие синхронизации (43). Причины этого обсуждаются в следующем разделе.

#### 4.2. Подстройка частот электронной спиновой прецессии, обусловленная взаимодействием с ядрами решетки

До сих пор мы исключали из рассмотрения подсистему ядерных спинов. Действительно, на временном масштабе порядка десяти наносекунд, соответствующем периоду повторения импульсов, ядерные спины можно считать замороженными. Благодаря сверхтонкому взаимодействию ядерные спиновые флуктуации вносят вклад в разброс частот спиновой прецессии электронов и приводят к дефазировке их спинов [97–100], поскольку частота прецессии электронного спина  $\Omega_{\text{eff}}$  определяется полным магнитным полем, включая как внешнее поле, так и поле Оверхаузера, действующее со стороны ядер. Например, в модели ящика, когда константа сверхтонкого взаимодействия электрона с ядрами  $\alpha_{\text{hf}}$  одинакова для всех ядер квантовой точки [101],

$$\Omega_{\text{eff}} = \Omega + \alpha_{\text{hf}} \mathbf{m},$$

где  $\mathbf{m} = \sum_i \mathbf{I}_i$  — суммарный спин ядер ( $\mathbf{I}_i$  — средние значения векторов спинов ядер,  $i$  — нумерует ядра, взаимодействующие с электроном). Если ядра в среднем не поляризованы, то вектор  $\mathbf{m}$  в разных квантовых точках ориентирован случайно, и частота  $\Omega_{\text{eff}}$  флуктуирует от точки к точке. Однако, в экспериментах накачка–зондирование оптическое возбуждение осуществляется длительной последовательностью циркулярно поляризованных импульсов, и за время эксперимента ядерная спиновая поляризация  $\mathbf{m}$  может измениться как за счет взаимодействия с внешним

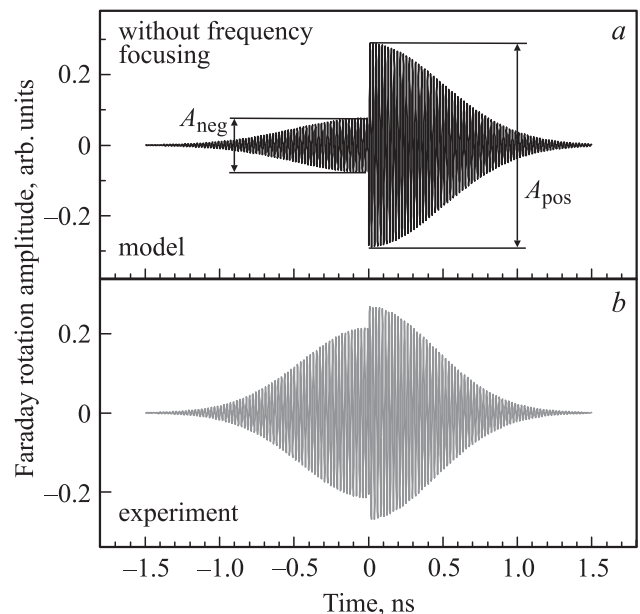
полем, так и взаимодействия со спином электрона. В режиме накачки–зондирования это приводит к необычной динамике спинов электронов и ядер [102].

На рисунке рис. 16 представлены рассчитанный (а) и измеренный (б) спиновые сигналы Фарадея для массива квантовых точек InGaAs [102]. Из рисунка видно драматическое отличие амплитуд сигналов при отрицательных задержках в эксперименте и в расчете, не учитывающем ядерные эффекты. В работе [102] был сделан вывод о том, что именно взаимодействие электронов с ядерными спинами ответственно за наблюдаемый эффект: в процессе возбуждения спиновой когерентности электронов периодической последовательностью импульсов спины ядер кристаллической решетки ориентируются таким образом, что период спиновой прецессии электрона оказывается делителем периода повторения импульсов накачки.

Имеются два теоретических подхода к описанию процесса подстройки ядерных спинов. В модели, предложенной в работе [102] (см. также [76]), рассматриваются случайные перевороты ядерных спинов, обусловленные сверхтонким взаимодействием. Скорость таких процессов можно оценить как [102,103]

$$\gamma \sim \frac{\alpha_{\text{hf}}^2}{\Omega^2 \tau_c}, \quad (49)$$

где  $\tau_c$  — время корреляции электронного спина в квантовой точке. Ключевым предположением данного



**Рис. 16.** а) Сигнал фарадеевского вращения от массива квантовых точек, рассчитанный в условиях эксперимента [102] в пренебрежении ядерными эффектами. б) Экспериментальный сигнал Фарадея. Измерения выполнялись на структуре, состоящей из 20-слоев квантовых точек InGaAs/GaAs с концентрацией точек в слое  $10^{10} \text{ cm}^{-2}$ , структура легирована так, что в среднем на точку приходится один электрон. Данные работы [102].

подхода является то, что время корреляции электронного спина определяется процессами взаимодействия импульса накачки с квантовой точкой, поэтому для него справедлива оценка [102]

$$\tau_c \sim \frac{T_R}{W_{tr}}. \quad (50)$$

Здесь  $W_{tr}$  — вероятность формирования триона одиночным импульсом. В тех квантовых точках, где выполнено условие синхронизации фаз с учетом действия ядерного поля

$$\Omega_{\text{eff}} T_R = 2\pi N, \quad (51)$$

к моменту прихода очередного импульса накачки  $|S_z| = 1/2$ , и трион не формируется. Поэтому  $W_{tr} = 0$ , время корреляции  $\tau_c \rightarrow \infty$ , и перевороты ядерных спинов прекращаются. В точках, где условие синхронизации фаз спиновой прецессии не выполнено, идут перевороты ядерных спинов, пока случайным образом  $\Omega_{\text{eff}}$  не изменится так, что будет достигнуто условие (51). Подобные явления обсуждались также в [104].

Альтернативный подход к подстройке частот электронной спиновой прецессии за счет сверхтонкого взаимодействия с ядрами предложен в работе [105]. Описание совместной динамики спинов электронов и ядер выполняется в рамках классической модели, в которой спин электрона  $\mathbf{S}$  и спин ядерной флуктуации в квантовой точке  $\mathbf{m}$  рассматриваются как классические векторы, прецессирующие во внешнем магнитном поле и вокруг друг друга. Анализ уравнений спиновой динамики показывает, что прецессия ядерного спина во внешнем магнитном поле с частотой  $\omega$  приводит за счет сверхтонкого взаимодействия к дополнительным малым осцилляциям электронного спина с этой же частотой. Эти осцилляции электронного спина, в свою очередь, влияют на динамику ядерного спина, по сути они вызывают ядерный магнитный резонанс. В результате этого проекция ядерного спина на внешнее магнитное поле  $m_x$  начинает медленно изменяться, до тех пор, пока частота прецессии электронного спина  $\Omega_{\text{eff}} \approx \Omega + \alpha_{\text{hf}} m_x$  не станет удовлетворять условию синхронизации мод (51). Такой процесс уже не является случайным, его скорость можно оценить как [105]

$$\frac{1}{\tau_{\text{hf}}} \sim \frac{\alpha_{\text{hf}}^3 m}{\omega \Omega^2 T_R}. \quad (52)$$

Скорость такого процесса в  $\alpha_{\text{hf}} m / \omega \sim 10$  раз больше, чем скорость переворота ядерных спинов в модели случайных переворотов (см. уравнение (49)). Оценки по формуле (52) показывают, что в условиях эксперимента [102] время подстройки ядерных спинов составляет от единиц до десятков секунд, что находится в удовлетворительном согласии с экспериментальными данными. Для детального описания совместной динамики спинов электронов и ядер в условиях накачки—зондирования,

требуются дальнейшие экспериментальные исследования, в частности, анализ зависимости времени подстройки ядерных спинов от магнитного поля и мощности импульсов накачки.

### 4.3. Разгорание сигнала фарадеевского вращения

Итак, мы установили причины возникновения сигналов при отрицательных задержках между импульсом накачки и импульсом зондирования, показанных на рис. 12. Перейдем теперь к обсуждению последнего яркого экспериментального факта: амплитуда сигнала фарадеевского вращения, связанного с резидентным электроном (верхняя кривая на рис. 12, *c*) увеличивается со временем прежде, чем затухнуть. Особенно заметно это при отрицательных задержках: с увеличением  $|\Delta t|$  амплитуда спиновых биений сначала возрастает, а потом — уменьшается. Очевидно, что ядерные эффекты не могут объяснить такое поведение: во-первых, разгорание фарадеевского сигнала происходит быстро (примерно за 0.5 ns), а во-вторых, поведение сигнала эллиптичности абсолютно стандартное: амплитуда осцилляций затухает со временем. Таким образом, немонотонное поведение амплитуды сигнала Фарадея может быть связано только с особенностями спектральной чувствительности этого сигнала.

Для качественного и количественного описания этого эффекта отметим, что  $g$ -фактор электрона зависит от энергии локализации носителя. Действительно, перенормировка  $g$ -фактора в прямозонных полупроводниках определяется, в основном, подмешиванием состояний валентной зоны к зоне проводимости [106–108]. Поскольку энергия возбуждения триона связана с энергией локализации электрона, то  $g$ -фактор резидентного носителя в квантовой точке связан с частотой оптического перехода  $\omega_0^T$ . Эту зависимость можно с высокой точностью описать линейной функцией [7, 109]

$$|g_e(\omega_0^T)| = a\hbar\omega_0^T + c, \quad (53)$$

где  $a$  и  $c$  — некоторые параметры, зависящие от материала ансамбля квантовых точек.

Из широкого распределения квантовых точек по энергии импульс накачки возбуждает ансамбль, спектральная ширина которого составляет  $\hbar/\tau_p \sim 1$  meV для импульсов длительностью  $\tau_p \sim 1$  ps. Введем функцию  $S_z^+(\omega_0^T, \Omega, \omega_p)$ , описывающую величину  $z$ -компоненты спина электрона в квантовой точке с резонансной частотой  $\omega_0^T$  и частотой прецессии спина  $\Omega$  сразу после прихода импульса накачки с несущей частотой  $\omega_p$ . Отметим, что ларморовская частота в квантовой точке определяется в общем случае не только значением  $g$ -фактора (53), но и флуктуациями ядерной спиновой поляризации. Сигналы спиновой эллиптичности  $\mathcal{E}(t)$  и фарадеевского вращения  $\mathcal{F}(t)$ , детектируемые зондирующим импульсом

с несущей частотой  $\omega_{\text{пр}}$ , согласно уравнению (40) даются (с точностью до общего множителя) выражением [50,89]

$$\mathcal{E}(t) + i\mathcal{F}(t) = \int p(\omega_0^{\text{T}}, \Omega) G(\omega_{\text{пр}} - \omega_0^{\text{T}}) S_z^+(\omega_0^{\text{T}}, \Omega, \omega_{\text{пр}}) \times \cos[\Omega t + \varphi] \exp(-t/\tau_s) d\omega_0^{\text{T}} d\Omega. \quad (54)$$

Здесь задержка между импульсом накачки и зондирования  $t > 0$ , функция  $p(\omega_0^{\text{T}}, \Omega)$  — совместное распределение оптических и ларморовских частот в квантовых точках (в отсутствие ядерных флуктуаций  $p(\omega_0^{\text{T}}, \Omega) = \delta[\Omega - g(\omega_0^{\text{T}})\mu_B/\hbar]$ ),  $G(\Lambda)$  описывает спектральную чувствительность спиновых сигналов (см. формулу (41)). Два последних множителя в (54) описывают динамику одиночного спина в квантовой точке,  $\tau_s$  — время спиновой релаксации,  $\varphi = \varphi(\omega_0^{\text{T}}, \Omega, \omega_{\text{пр}})$  — начальная фаза спиновой прецессии. Функции  $S_z^+(\omega_0^{\text{T}}, \Omega, \omega_{\text{пр}})$  и  $\varphi(\omega_0^{\text{T}}, \Omega, \omega_{\text{пр}})$  можно определить из общего решения уравнений спиновой динамики, приведенного в работе [50].

Детальный анализ и моделирование спиновой динамики электронов в квантовых точках, описываемой уравнением (54), выполнены в работе [89]. Здесь мы рассмотрим простейшую модель, позволяющую получить качественное описание ситуации. Примем, что функция  $G(\Lambda)$  имеет вид

$$G(\Lambda) = (1 + 2i\Lambda\tau_p) \exp[-(\Lambda\tau_p)^2]. \quad (55)$$

При умеренных значениях расстройк  $\Lambda = \omega_{\text{пр}} - \omega_0^{\text{T}}$  между несущей частотой импульса зондирования и резонансной частотой квантовой точки, ( $\Lambda\tau_p \lesssim 1$ ) функция  $G(\Lambda)$ , определяемая уравнением (55), имеет вид, схожий с точной спектральной функцией для импульса Розена–Зенера (см. уравнение (42)). При  $\Lambda\tau_p \gg 1$  мнимая часть  $G$  (т.е. чувствительность сигнала фарадеевского вращения) спадает быстрее, чем точная функция, которая ведет себя как  $\text{Im}G(\Lambda) \sim 1/(\Lambda\tau_p)$ . Это приведет лишь к количественным различиям в поведении фарадеевского сигнала, рассчитанного в нашей модели и полученного в точном расчете [89]. Далее, предположим, что ядерные эффекты отсутствуют, и частота прецессии спина жестко связана с резонансной частотой квантовой точки  $\Omega(\omega_0^{\text{T}}) = g(\omega_0^{\text{T}})\mu_B/\hbar$ . Кроме того, выберем функцию  $S_z^+$  в виде

$$S_z^+(\omega_0^{\text{T}}, \omega_{\text{пр}}) = S_0 \exp[-(\omega_0^{\text{T}} - \omega_{\text{пр}})^2 \tau_p^2], \quad (56)$$

где  $S_0$  — некоторая константа, зависящая от площади импульса накачки, и положим  $\varphi \equiv 0$ ,  $\tau_s \rightarrow \infty$ . Далее кратко обсудим эффекты, связанные с синхронизацией мод спиновой прецессии.

Вычисление интегралов в уравнении (54) дает

$$\mathcal{E}(t) = \sqrt{\frac{\pi}{2\tau_p^2}} \exp\left[\frac{-\Delta^2\tau_p^2/(2\hbar^2) - (\Omega't^2)}{8\tau_p^2}\right] \cos(\tilde{\Omega}_0 t), \quad (57a)$$

$$\mathcal{F}(t) = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\pi}{2\tau_p^2}} \exp\left[\frac{-\Delta^2\tau_p^2/(2\hbar^2) - (\Omega't^2)}{8\tau_p^2}\right] \times \left[\frac{2\Delta\tau_p}{\hbar} \cos(\tilde{\Omega}_0 t) + \frac{\Omega't}{\tau_p} \sin(\tilde{\Omega}_0 t)\right]. \quad (57b)$$

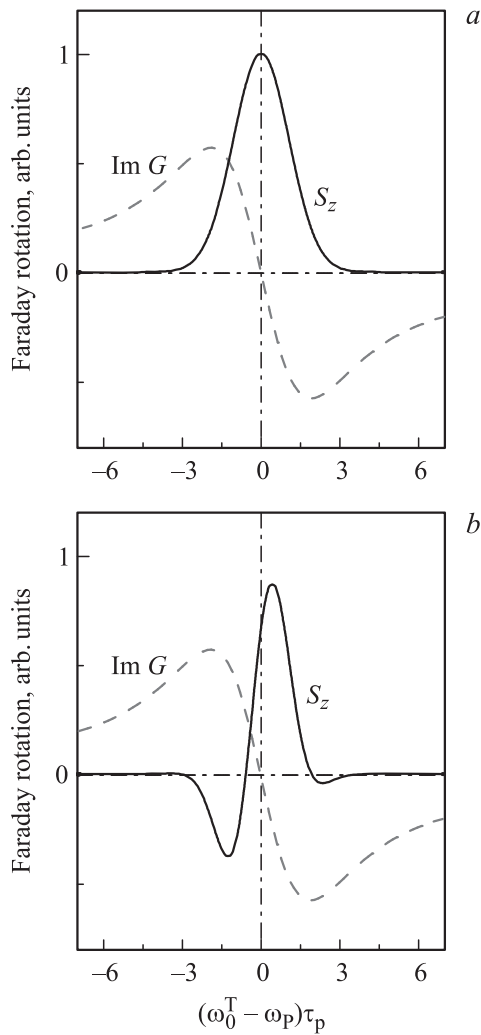
Здесь введены следующие обозначения:  $\Omega' = d\Omega/d\omega_0^{\text{T}}$ ,  $\Delta/\hbar = \omega_{\text{пр}} - \omega_{\text{пр}}$  — расстройка между импульсами накачки и зондирования,  $\tilde{\Omega}_0 = \Omega_0 + \Omega'\Delta/(2\hbar)$  — наблюдаемая частота прецессии спина,  $\hbar\Omega_0 = g_e(\omega_{\text{пр}})\mu_B B$ .

Из уравнений (57) видно, что временные зависимости сигналов фарадеевского вращения и эллиптичности могут качественно различаться. Амплитуда сигнала эллиптичности просто затухает со временем, темп затухания определяется разбросом ларморовских частот „возбужденных“ электронов. Фарадеевский сигнал имеет два вклада (см. (57b)): первый подобен эллиптичности, но его амплитуда резко зависит от расстройки:  $\sim \Delta\tau_p$ , а амплитуда второго вклада ( $\propto \sin \tilde{\Omega}_0 t$ ) содержит множитель, линейный по времени. Для вырожденных импульсов накачки и зондирования ( $\Delta = 0$ ) сигнал Фарадея, описываемый вторым слагаемым в квадратных скобках формулы (57b), сначала разрастается, а потом затухает в согласии с экспериментальными данными, представленными на рис. 12.

Такое временное поведение спиновых сигналов непосредственно связано с различной спектральной чувствительностью фарадеевского вращения и эллиптичности и является прямым следствием корреляции ларморовской частоты с энергией оптического перехода в квантовой точке (53). На рис. 17 проиллюстрировано формирование спинового сигнала Фарадея в условиях вырожденных импульсов накачки и зондирования. При  $t = 0$  распределение спинов является симметричной функцией  $\omega_0^{\text{T}} - \omega_{\text{пр}}$  и не вносит вклада в фарадеевский сигнал, поскольку он определяется сверткой  $S_z^+$  и нечетной функции  $\text{Im}G(\Lambda)$ , как это показано на рис. 17, а. Со временем распределение спинов становится асимметричным, поскольку (при  $a > 0$ ,  $c > 0$  в формуле (53)) спины в квантовых точках с большими энергиями оптического перехода  $\omega_0^{\text{T}}$  прецессируют быстрее, чем в точках с меньшими энергиями перехода. Таким образом, с увеличением задержки между импульсом накачки и зондирования функция распределения спинов становится асимметричной по отношению к несущей частоте оптического импульса, как это показано на рис. 17, б. Поэтому фарадеевский сигнал становится ненулевым при  $t > 0$ . При достаточно больших задержках спин электронов расфазирован и фарадеевский сигнал затухает.

Отметим, что расстройка между импульсами накачки и зондирования уже вносит асимметрию в распределение спинов по отношению к несущей частоте зондирующего импульса  $\omega_{\text{пр}}$  и приводит к возникновению сигнала Фарадея даже при  $t = 0$ . Поэтому при  $\Delta \neq 0$  возникает затухающая со временем компонента спинового сигнала фарадеевского вращения, описываемая первым слагаемым в квадратных скобках в уравнении (57b).





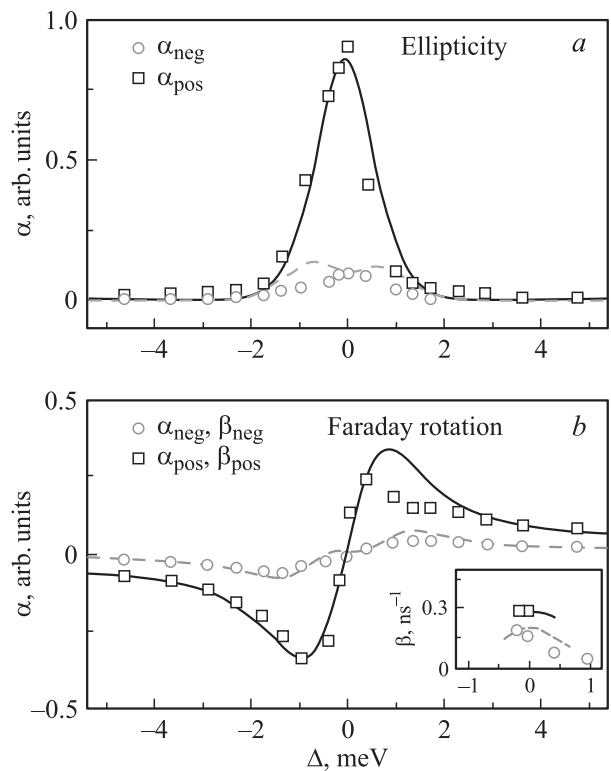
**Рис. 17.** Схема формирования сигнала фарадеевского вращения при спектрально вырожденных импульсах накачки и зондирования ( $\omega_{pr} = \omega_p$ ). *a* — нулевая задержка между импульсами накачки и зондирования, *b* — положительная ( $t > 0$ ). Сплошная кривая показывает распределение  $z$ -компоненты спина, штриховая — спектральную чувствительность фарадеевского сигнала  $\text{Im}G(\omega_0^T - \omega_{pr})$ . Данные работы [89].

Спектральная чувствительность эллиптичности  $\text{Re}G(\Delta)$  является четной, поэтому сигнал наведенной эллиптичности отражает усредненную по ансамблю  $z$ -компоненту спина. Как функция времени наведенная эллиптичность спадает за счет разброса ларморовских частот. Это находится в согласии с экспериментальными данными, представленными на рис. 12.

Предложенная модель качественно описывает различия между фарадеевским вращением и эллиптичностью и при отрицательных задержках. В режиме синхронизации мод спиновой прецессии, рассмотренном в разделе 4.1.2, функция распределения  $z$  компоненты прецессирующих спинов  $S_z^+(\omega_0^T, \Omega, \omega_p)$  имеет резкие максимумы для тех точек, где  $\Omega(\omega_0^T)T_R = 2\pi N$ . Если учесть только синхронизированные моды спиновой прецессии,

то спиновые сигналы оказываются четными функциями задержки между импульсами накачки и зондирования  $t$ . Это означает, что сигнал Фарадея при нулевой расстройке и  $\Delta t < 0$  будет сначала разгораться, а потом затухать с ростом  $|\Delta t|$  (рис. 12, *b*). Наличие других частот спиновой прецессии приводит к дополнительному вкладу в сигнал, который затухает при  $t > 0$  и отсутствует при отрицательных задержках. Отметим, что подстройка частот прецессии электрона, обусловленная взаимодействием с ядрами решетки, разрывает корреляцию между частотами оптического перехода и прецессии спина, это приводит к ослаблению разгорания фарадеевского сигнала.

Изложенная здесь упрощенная модель не лишена недостатков: в силу упрощенной формы функции (55) она не описывает амплитуды спинового сигнала Фарадея при больших расстройках. По тем же причинам, спектральное поведение  $g$ -фактора, извлеченного



**Рис. 18.** Амплитуды сигнала эллиптичности (*a*) и фарадеевского вращения (*b*) в зависимости от расстройки между импульсами накачки и зондирования. Кружки — амплитуды затухающих вкладов в сигналы на отрицательных задержках, ( $\alpha_{\text{neg}}$ ), квадраты — при положительных ( $\alpha_{\text{pos}}$ ). На вставке представлены амплитуды разрастающейся со временем части спинового сигнала фарадеевского вращения:  $\beta_{\text{neg}}$  (кружки) при отрицательных задержках и  $\beta_{\text{pos}}$  (квадраты) при положительных. Линии представляют результаты моделирования. Измерения выполнялись на структуре, состоящей из 20 слоев квантовых точек InGaAs/GaAs с концентрацией точек в слое  $10^{10} \text{ cm}^{-2}$ , структура легирована так, что в среднем на точку приходится один электрон. Данные работы [89].

из эксперимента по измерению фарадеевского вращения, отличается от предсказываемого формулой (57b). Полное описание экспериментальных данных, представленных на рис. 12, было выполнено в работе (89). Микроскопический расчет с точной функцией  $G(\Lambda)$  и функциями  $S_z^+(\omega_0^T, \Omega, \omega_p)$ ,  $\varphi(\omega_0^T, \Omega, \omega_p)$ , полученными с учетом синхронизации мод спиновой прецессии, находится в хорошем согласии с экспериментом. Сопоставление теории и эксперимента представлено на рис. 18. Здесь показаны спектральные зависимости амплитуд наведенной эллиптичности (рис. 18, a) и фарадеевского вращения (рис. 18, b). Кружки и квадраты — экспериментальные данные, полученные при отрицательных и положительных задержках путем подгонки экспериментальных данных по формуле:

$$S \propto [\alpha \cos \Omega t + \beta t \sin \Omega t] \exp \left[ -\frac{t^2}{(T_2^*)^2} \right].$$

Кривые на рис. 18 — результаты расчета. На рисунке показаны амплитуды  $\alpha$  затухающих со временем вкладов в сигналы фарадеевского вращения и эллиптичности. На вставке к рис. 18, b представлены амплитуды возрастающего со временем вклада в спиновый сигнал Фарадея  $\beta$ . Видно хорошее согласие спектральных зависимостей амплитуд спиновых сигналов фарадеевского вращения.

Таким образом, спиновые сигналы Фарадея и эллиптичности в неоднородных массивах квантовых точек формируются различными ансамблями резидентных электронов. Это приводит к тому, что их поведение, как функция задержки между импульсами накачки и зондирования, может быть качественно различным. Наиболее ярким проявлением этого служит разгорание фарадеевского сигнала со временем, обусловленное связью  $g$ -фактора электрона и энергией оптического перехода в квантовой точке.

## 5. Заключение

В обзоре рассмотрена спиновая динамика электронов, экситонов и трионов в полупроводниковых наноструктурах, наблюдаемая в методике накачки—зондирования. Установлены основные физические механизмы ориентации резидентных электронов по спину при резонансном возбуждении экситонов и трионов циркулярно поляризованными импульсами света, рассмотрены принципы детектирования спиновой когерентности носителей заряда с помощью линейно поляризованных оптических импульсов. Проанализированы возможности управления спинами с помощью импульсов света различной поляризации.

Предложены два подхода к описанию взаимодействия электронных спинов с оптическими импульсами. Один из них макроскопический, он основан на рассмотрении ансамбля электронов и электрон-дырочных комплексов. В другом подходе — микроскопическом — взаимодей-

ствие одиночного электрона с оптическим импульсом рассматривается в рамках двухуровневой модели.

Мы продемонстрировали специфические особенности спиновой динамики электронов в структурах с квантовыми ямами и квантовыми точками при возбуждении спинов периодической последовательностью импульсов. Рассмотрены синхронизация мод спиновой прецессии в неоднородных массивах квантовых точек и подстройка частот электронной спиновой прецессии за счет взаимодействия носителей заряда с ядрами кристаллической решетки. Показано, что различные спиновые сигналы в методике накачки—зондирования: фарадеевское и керровское вращение, а также наведенная эллиптичность чувствительны к динамике спинов в различных ансамблях электронов. Это может приводить к различиям во временном поведении спиновых сигналов Фарадея и эллиптичности, что необходимо учитывать при извлечении из экспериментальных данных параметров кинетики спинов электронов и дырок.

В качестве перспективных направлений дальнейшего развития метода накачки—зондирования можно указать применение спиновых сигналов Фарадея и Керра для исследования динамики спинов ядер в полупроводниках и полупроводниковых наноструктурах, а также для изучения спин-зависимых оптических процессов в полупроводниковых микрорезонаторах.

Автор признателен М. Байеру, М.Р. Владимировой, Е.Л. Ивченко, Т. Корну, Ал.Л. Эфросу, И.А. Юговой, Д.Р. Яковлеву за помощь и полезные обсуждения.

## Список литературы

- [1] G. Lampel. Phys. Rev. Lett. **20**, 491 (1968).
- [2] Оптическая ориентация / Под ред. Б.П. Захарчени, Ф. Майера. Наука, Л. (1989).
- [3] D.D. Awschalom, J.M. Halbout, S. von Molnar, T. Siegrist, F. Holtzberg. Phys. Rev. Lett. **55**, 1128 (1985).
- [4] N.I. Zheludev, M.A. Brummell, R.T. Harley, A. Malinowski, S.V. Popov, D.E. Ashenford, B. Lunn. Solid State Commun. **89**, 823 (1994).
- [5] J.M. Kikkawa, D.D. Awschalom. Phys. Rev. Lett. **80**, 4313 (1998).
- [6] J.M. Kikkawa, I.P. Smorchkova, N. Samarth, D.D. Awschalom. Science **277**, 1284 (1997).
- [7] A. Greilich, D.R. Yakovlev, A. Shabaev, A.L. Efros, I.A. Yugova, R. Oulton, V. Stavaracher, D. Reuter, A. Wieck, M. Bayer. Science **313**, 341 (2006).
- [8] M.A. Brand, A. Malinowski, O.Z. Karimov, P.A. Marsden, R.T. Harley, A.J. Shields, D. Sanvito, D.A. Ritchie, M.Y. Simmons. Phys. Rev. Lett. **89**, 236601 (2002).
- [9] W.J.H. Leyland, G.H. John, R.T. Harley, M.M. Glazov, E.L. Ivchenko, D.A. Ritchie, I. Farrer, A.J. Shields, M. Henini. Phys. Rev. B **75**, 165309 (2007).
- [10] M. Griesbeck, M.M. Glazov, T. Korn, E.Y. Sherman, D. Waller, C. Reichl, D. Schuh, W. Wegscheider, C. Schüller. Phys. Rev. B **80**, 241314 (2009).
- [11] J.M. Kikkawa, D.D. Awschalom. Nature **397**, 139 (1999).

- [12] Y.K. Kato, R.C. Myers, A.C. Gossard, D.D. Awschalom. *Science* **306**, 1910 (2004).
- [13] S.A. Crooker, D.L. Smith. *Phys. Rev. Lett.* **94**, 236 601 (2005).
- [14] *Semiconductor spintronics and quantum computation* / Eds D. Awschalom, D. Loss, N. Samarth. Springer, Berlin–N.Y. (2002).
- [15] *Spin physics in semiconductors* / Ed. M.I. Dyakonov. Springer-Verlag, Berlin–Heidelberg (2008).
- [16] *Semiconductor Science and Technology. Special issue: Optical orientation* / Eds Y. Kusraev, G. Landwehr. IOP Publ. (2008). V. 23.
- [17] E.A. Zhukov, D.R. Yakovlev, M.M. Glazov, L. Fokina, G. Karczewski, T. Wojtowicz, J. Kossut, M. Bayer. *Phys. Rev. B* **81**, 235 320 (2010).
- [18] А.Г. Аронов, Е.Л. Ивченко. *ФТТ* **15**, 231 (1973).
- [19] D. Yakovlev, M. Bayer. *Spin physics in semiconductors. Ch. Coherent spin dynamics of carriers*. Springer (2008). P. 135.
- [20] S. O’Leary, H. Wang. *Phys. Rev. B* **77**, 165309 (2008).
- [21] C. Phelps, T. Sweeney, R.T. Cox, H. Wang. *Phys. Rev. Lett.* **102**, 237402 (2009).
- [22] A. Greulich, S.E. Economou, S. Spatzek, D.R. Yakovlev, D. Reuter, A.D. Wieck, T.L. Reinecke, M. Bayer. *Nature Phys.* **5**, 262 (2009).
- [23] Z. Chen, S.G. Carter, R. Bratschitsch, S.T. Cundiff. *Physica E* **42**, 1803 (2010).
- [24] M.H. Mikkelsen, J. Berezovsky, N.G. Stoltz, L.A. Coldren, D.D. Awschalom. *Nature Physics* **3**, 770 (2007).
- [25] M. Atature, J. Dreiser, A. Badolato, A. Imamoglu. *Nature Physics* **3**, 101 (2007).
- [26] Р.И. Джиоев, Б.П. Захарченя, В.Л. Коренев, М.Н. Степанова. *ФТТ* **39**, 1975 (1997).
- [27] L.V. Fokina, I.A. Yugova, D.R. Yakovlev, M.M. Glazov, I.A. Akimov, A. Greulich, D. Reuter, A.D. Wieck, M. Bayer. *Phys. Rev. B* **81**, 195304 (2010).
- [28] A. Shabaev, A.L. Efros, D. Gammon, I.A. Merkulov. *Phys. Rev. B* **68**, 201305 (2003).
- [29] J. Tribollet, F. Bernardot, M. Menant, G. Karczewski, C. Testelin, M. Chamarro. *Phys. Rev. B* **68**, 235 316 (2003).
- [30] М.И. Дьяконов, В.И. Перель. В сб.: *Оптическая ориентация* / Под ред. Б.П. Захарченя, Ф. Майера. Наука, Л. (1989). С. 17.
- [31] X. Marie, T. Amand, P. Le Jeune, M. Paillard, P. Renucci, L.E. Golub, V.D. Dymnikov, E.L. Ivchenko. *Phys. Rev. B* **60**, 5811 (1999).
- [32] T.A. Kennedy, A. Shabaev, M. Scheibner, A.L. Efros, A.S. Bracker, D. Gammon. *Phys. Rev. B* **73**, 045 307 (2006).
- [33] M.V.G. Dutt, J. Cheng, B. Li, X. Xu, X. Li, P.R. Berman, D.G. Steel, A.S. Bracker, D. Gammon, S.E. Economou, R.-B. Liu, L.J. Sham. *Phys. Rev. Lett.* **94**, 227 403 (2005).
- [34] E.A. Zhukov, D.R. Yakovlev, M. Bayer, M.M. Glazov, E.L. Ivchenko, G. Karczewski, T. Wojtowicz, J. Kossut. *Phys. Rev. B* **76**, 205 310 (2007).
- [35] Z. Chen, R. Bratschitsch, S.G. Carter, S.T. Cundiff, D.R. Yakovlev, G. Karczewski, T. Wojtowicz, J. Kossut. *Phys. Rev. B* **75**, 115 320 (2007).
- [36] I.A. Yugova, A.A. Sokolova, D.R. Yakovlev, A. Greulich, D. Reuter, A.D. Wieck, M. Bayer. *Phys. Rev. Lett.* **102**, 167 402 (2009).
- [37] G.V. Astakhov, M.M. Glazov, D.R. Yakovlev, E.A. Zhukov, W. Ossau, L.W. Molenkamp, M. Bayer. *Semicond. Sci. Technol.* **23**, 114 001 (2008).
- [38] T. Korn. *Phys. Rep.* **494**, 415 (2010).
- [39] T. Korn, M. Kugler, M. Griesbeck, R. Schulz, A. Wagner, M. Hirmer, C. Gerl, D. Schuh, W. Wegscheider, C. Schueller. *Phys.* **12**, 043 003 (2010).
- [40] P. Machnikowski, T. Kuhn. *Phys. Rev. B* **81**, 115 306 (2010).
- [41] B. Eble, P. Desfonds, F. Fras, F. Bernardot, C. Testelin, M. Chamarro, A. Miard, A. Lemaître. *Phys. Rev. B* **81**, 045 322 (2010).
- [42] Р.И. Джиоев, Б.П. Захарченя, В.Л. Коренев, П.Е. Пак, Д.А. Винокуров, О.В. Коваленков, И.С. Тарасов. *ФТТ* **40**, 1745 (1998).
- [43] S. Cortez, O. Krebs, S. Laurent, M. Senes, X. Marie, P. Voisin, R. Ferreira, G. Bastard, J.-M. Gerrard, T. Amand. *Phys. Rev. Lett.* **89**, 207 401 (2002).
- [44] M. Ikezawa, B. Pal, Y. Masumoto, I.V. Ignatiev, S.Y. Verbin, I.Y. Gerlovin. *Phys. Rev. B* **72**, 153 302 (2005).
- [45] S. Laurent, M. Senes, O. Krebs, V.K. Kalevich, B. Urbaszek, X. Marie, T. Amand, P. Voisin. *Phys. Rev. B* **73**, 23 5302 (2006).
- [46] И.В. Игнатъев, С.Ю. Вербин, И.Я. Герловин, Р.В. Чербунин, Y. Masumoto. *Опт. и спектр.* **106**, 427 (2009).
- [47] L.E. Golub, E.L. Ivchenko, S.A. Tarasenko. *Solid State Commun.* **108**, 799 (1998).
- [48] Ф.Ф. Сизов, Ю.И. Уханов. *Магнетооптические эффекты Фарадея и Фогга в применении к полупроводникам* (Наук. думка, Киев (1979)).
- [49] H. Kosaka, T. Inagaki, Y. Rikitake, H. Imamura, Y. Mitsumori, K. Edamatsu. *Nature* **457**, 702 (2009).
- [50] I.A. Yugova, M.M. Glazov, E.L. Ivchenko, A.L. Efros. *Phys. Rev. B* **80**, 104 436 (2009).
- [51] Е.Л. Ивченко, В.П. Кочерешко, А.В. Платонов, Д.Р. Яковлев, А. Ваг, В. Оссау, Г. Ландвер. *ФТТ* **39**, 2072 (1997).
- [52] H. Hoffmann, G.V. Astakhov, T. Kiessling, W. Ossau, G. Karczewski, T. Wojtowicz, J. Kossut, L.W. Molenkamp. *Phys. Rev. B* **74**, 073 407 (2006).
- [53] C. Gourdon, V. Jeudy, M. Menant, D. Roditchev, L.A. Tu, E.L. Ivchenko, G. Karczewski. *Appl. Phys. Lett.* **82**, 230 (2003).
- [54] G.V. Astakhov, V.P. Kochereshko, D.R. Yakovlev, W. Ossau, J. Nurnberger, W. Faschinger, G. Landwehr. *Phys. Rev. B* **62**, 10 345 (2000).
- [55] G.V. Astakhov, V.P. Kochereshko, D.R. Yakovlev, W. Ossau, J. Nurnberger, W. Faschinger, G. Landwehr, T. Wojtowicz, G. Karczewski, J. Kossut. *Phys. Rev. B* **65**, 115 310 (2002).
- [56] T. Óstreich, K. Schönhammer, L.J. Sham. *Phys. Rev. Lett.* **75**, 2554 (1995).
- [57] P. Palinginis, H. Wang. *Phys. Rev. Lett.* **92**, 037 402 (2004).
- [58] Y. Shen, A.M. Goebel, G. Khitrova, H.M. Gibbs, H. Wang. *Phys. Rev. B* **72**, 233 307 (2005).
- [59] P. Nemeec, Y. Kerachian, H.M. van Driel, A.L. Smirl. *Phys. Rev. B* **72**, 245 202 (2005).
- [60] M. Combescot, O. Betbeder-Matibet. *Phys. Rev. B* **74**, 125 316 (2006).
- [61] N.H. Kwong, S. Schumacher, R. Binder. *Phys. Rev. Lett.* **103**, 056 405 (2009).
- [62] N.S. Averkiev, M.M. Glazov. *Phys. Rev. B* **76**, 045 320 (2007).
- [63] G.-H. Chen, M.E. Raikh. *Phys. Rev. B* **60**, 4826 (1999).
- [64] P. Barate, S. Cronenberger, M. Vladimirova, D. Scalbert, F. Perez, J. Gómez, B. Jussera, H. Boukari, D. Ferrand, H. Mariette, J. Cibert, M. Nawrocki. *Phys. Rev. B* **82**, 075 306 (2010).

- [65] E.C. Артемова, И.А. Меркулов. ФТТ **27**, 1558 (1985).
- [66] J.M. Kikkawa, D.D. Awschalom. Science **287**, 473 (2000).
- [67] P. Maletinsky, A. Badolato, A. Imamoglu. Phys. Rev. Lett. **99**, 056 804 (2007).
- [68] M. Vladimirova, S. Cronenberger, P. Barate, D. Scalbert, F.J. Teran, A.P. Dmitriev. Phys. Rev. B **78**, 081 305 (2008).
- [69] J.J. Baumberg, S.A. Crooker, D.D. Awschalom, N. Samarth, H. Luo, J.K. Furdyna. Phys. Rev. B **50**, 7689 (1994).
- [70] S.A. Crooker, D.D. Awschalom, J.J. Baumberg, F. Flack, N. Samarth. Phys. Rev. B **56**, 7574 (1997).
- [71] S.A. Crooker, J.J. Baumberg, F. Flack, N. Samarth, D.D. Awschalom. Phys. Rev. Lett. **77**, 2814 (1996).
- [72] B. Li, P. Coles, J.A. Reimer, P. Dawson, C.A. Meriles. Solid State Commun. **150**, 450 (2010).
- [73] S. Spatzek, S. Varwig, M.M. Glazov, I.A. Yugova, A. Schwan, D.R. Yakovlev, D. Reuter, A.D. Wieck, M. Bayer. Phys. Rev. B **84**, 115309 (2011).
- [74] V. Loo, L. Lanco, O. Krebs, P. Senellart, P. Voisin. Phys. Rev. B **83**, 033 301 (2011).
- [75] A. Greilich, R. Oulton, E.A. Zhukov, I.A. Yugova, D.R. Yakovlev, M. Bayer, A. Shabaev, A.L. Efros, I.A. Merkulov, V. Stavarache, D. Reuter, A. Wieck. Phys. Rev. Lett. **96**, 227 401 (2006).
- [76] S.G. Carter, A. Shabaev, S.E. Economou, T.A. Kennedy, A.S. Bracker, T.L. Reinecke. Phys. Rev. Lett. **102**, 167 403 (2009).
- [77] Л. Ландау, Е. Лифшиц. Квантовая механика: нерелятивистская теория. Наука, М. (1974).
- [78] N. Rosen, C. Zener. Phys. Rev. **40**, 502 (1932).
- [79] P.S. Pershan, J.P. van der Ziel, L.D. Malmstrom. Phys. Rev. **143**, 574 (1966).
- [80] S.E. Economou, L.J. Sham, Y. Wu, D.G. Steel. Phys. Rev. B **74**, 205 415 (2006).
- [81] S.G. Carter, Z. Chen, S.T. Cundiff. Phys. Rev. B **76**, 201 308 (2007).
- [82] N.H. Bonadeo, J. Erland, D. Gammon, D. Park, D.S. Katzer, D.G. Steel. Science **282**, 1473 (1998).
- [83] J. Berezovsky, M.H. Mikkelsen, N.G. Stoltz, L.A. Coldren, D.D. Awschalom. Science **320**, 349 (2008).
- [84] D. Kim, S.G. Carter, A. Greilich, A.S. Bracker, D. Gammon. Nature Phys. **7**, 223 (2011).
- [85] T. Takagahara. J. Opt. Soc. Am. B **27**, A46 (2010).
- [86] A.J. Ramsay. Semicond. Sci. Technol. **25**, 103 001 (2010).
- [87] V.V. Pavlov, R.V. Pisarev, V.N. Gridnev, E.A. Zhukov. Phys. Rev. Lett. **98**, 047 403 (2007).
- [88] K. Vahaplar, A.M. Kalashnikova, A.V. Kimel, D. Hinzke, U. Nowak, R. Chantrell, A. Tsukamoto, A. Itoh, A. Kirilyuk, T. Rasing. Phys. Rev. Lett. **103**, 117 201 (2009).
- [89] M.M. Glazov, I.A. Yugova, S. Spatzek, A. Schwan, S. Varwig, D.R. Yakovlev, D. Reuter, A.D. Wieck, M. Bayer. Phys. Rev. B **82**, 155 325 (2010).
- [90] I.A. Yugova, A. Greilich, E.A. Zhukov, D.R. Yakovlev, M. Bayer, D. Reuter, A.D. Wieck. Phys. Rev. B **75**, 195 325 (2007).
- [91] B. Beschoten. Spin coherence in semiconductors. In: Magnetism goes Nano / Eds S. Blugel, T. Bruckel, C.M. Schneider. 36th Sping School. Schriften des Forschungszentrum Julich, Matter and Materials (2005). V. 26.
- [92] М.М. Глазов, Е.Л. Ивченко. ФТП **42**, 966 (2008).
- [93] 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).
- [94] A.V. Larionov, L.E. Golub. Phys. Rev. B **78**, 033 302 (2008).
- [95] А.В. Ларионов, А.В. Секретенко, А.И. Ильин. Письма в ЖЭТФ **93**, 299 (2011).
- [96] A. Greilich, S. Spatzek, I.A. Yugova, I.A. Akimov, D.R. Yakovlev, A.L. Efros, D. Reu, A.D. Wieck, M. Bayer. Phys. Rev. B **79**, 201 305 (2009).
- [97] A.V. Khaetskii, Y.V. Nazarov. Phys. Rev. B **64**, 125 316 (2001).
- [98] I.A. Merkulov, A.L. Efros, M. Rosen. Phys. Rev. B **65**, 205 309 (2002).
- [99] A.V. Khaetskii, D. Loss, L. Glazman. Phys. Rev. Lett. **88**, 186 802 (2002).
- [100] L.M. Woods, T.L. Reinecke, Y. Lyanda-Geller. Phys. Rev. B **66**, 161 318 (2002).
- [101] Г.Г. Козлов. ЖЭТФ **132**, 918 (2007).
- [102] A. Greilich, A. Shabaev, D.R. Yakovlev, A.L. Efros, I.A. Yugova, D. Reuter, A.D. Wi, M. Bayer. Science **317**, 1896 (2007).
- [103] М.И. Дьяконов, В.И. Перель. ЖЭТФ **65**, 362 (1973).
- [104] V.I. Korenev. Phys. Rev. B **83**, 235429 (2011).
- [105] М.М. Глазов, I.A. Yugova, A.L. Efros. Arxiv cond-mat:1103.3249 (2011).
- [106] L.M. Roth, B. Lax, S. Zwerdling. Phys. Rev. **114**, 90 (1959).
- [107] Е.Л. Ивченко, А.А. Киселев. ФТП **26**, 1471 (1992).
- [108] E.L. Ivchenko. Optical spectroscopy of semiconductor nanostructures Alpha Science, Harrow, UK (2005).
- [109] I.A. Yugova, A. Greilich, D.R. Yakovlev, A.A. Kiselev, M. Bayer, V.V. Petrov, Y.K. Dolgikh, D. Reuter, A.D. Wieck. Phys. Rev. B **75**, 245 302 (2007).