

# КОГЕРЕНТНАЯ СПИНОВАЯ ДИНАМИКА НОСИТЕЛЕЙ В ФЕРРОМАГНИТНЫХ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ГЕТЕРОСТРУКТУРАХ С ДЕЛЬТА-СЛОЕМ Mn

*С. В. Зайцев*<sup>a\*</sup>, *И. А. Акимов*<sup>b,c</sup>, *Л. Лангер*<sup>c,\*\*</sup>, *Ю. А. Данилов*<sup>d</sup>,  
*М. В. Дорохин*<sup>d</sup>, *Б. Н. Звонков*<sup>d</sup>, *Д. Р. Яковлев*<sup>b,c</sup>, *М. Байер*<sup>b,c,\*\*</sup>

<sup>a</sup> *Институт физики твердого тела Российской академии наук  
142432, Черноголовка, Московская обл., Россия*

<sup>b</sup> *Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе Российской академии наук  
194021, Санкт-Петербург, Россия*

<sup>c</sup> *Experimentelle Physik 2, Technische Universität Dortmund  
D-44227, Dortmund, Germany*

<sup>d</sup> *Научно-исследовательский физико-технический институт  
Нижегородского государственного университета им. Н. И. Лобачевского  
603600, Нижний Новгород, Россия*

Поступила в редакцию 15 августа 2015 г.

Методом магнитооптического эффекта Керра с пикосекундным временным разрешением детально изучена когерентная спиновая динамика носителей в гетероструктурах, содержащих квантовую яму (КЯ) InGaAs/GaAs и дельта-слой Mn, разделенные узким спейсером GaAs толщиной 2–10 нм. Обменное взаимодействие фотовозбужденных электронов в КЯ с ферромагнитным дельта-слоем Mn проявляется в магнитопольевых и температурных зависимостях ларморовской частоты прецессии электронных спинов и оказывается чрезвычайно слабым (микроэлектронвольт). Помимо электронного вклада, в керровском сигнале вращения плоскости поляризации присутствуют также две неосциллирующие компоненты, отнесенные к дыркам. На начальном этапе в структурах с широким спейсером наблюдается быстрый релаксационный процесс, отвечающий спиновой релаксации свободных фотовозбужденных дырок. Вторая компонента обусловлена дальнейшей спиновой дефазировкой срелаксировавших по энергии дырок, локализованных на сильных флуктуациях потенциала КЯ в изучаемых структурах. Временное затухание всех вкладов в керровский сигнал существенно усиливается при уменьшении толщины спейсера, что коррелирует с усилением безызлучательной рекомбинации в КЯ.

DOI: 10.7868/S0044451016090078

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Одним из важных прикладных направлений современной физики твердого тела является интеграция магнетизма в полупроводниковую электронику. Идеальным универсальным объектом может быть ферромагнитный (ФМ) полупроводник, сочетающий в себе высокую подвижность носителей заряда в полупроводниках и проявляющий ферромагнетизм при комнатной температуре, как обычный

ферромагнетик. На сегодняшний день удалось создать лишь низкотемпературные ФМ-полупроводники (GaMnAs, InMnAs) с низкой подвижностью [1]. Как альтернатива рассматриваются гибридные структуры с взаимодействующими спиновыми системами, такие как ферромагнетик–полупроводник [2]. Каждый из компонентов системы сохраняет основные свойства: полупроводник — высокую подвижность носителей заряда, а ферромагнетик — ферромагнетизм при комнатной температуре. В работе [3] была предложена гибридная структура: ФМ-слой вблизи полупроводниковой квантовой ямы (КЯ) с двумерным дырочным газом. Обменное взаимодействие магнитных атомов с дырками вызыва-

\* E-mail: szaitsev@issp.ac.ru

\*\* L. Langer, M. Bayer

ет равновесную спиновую поляризацию дырок (эффект близости), которые, в свою очередь, могут влиять на ориентацию вектора намагниченности  $\mathbf{M}(T)$ . В экспериментальных работах [4,5] обнаружена циркулярная поляризация оптического перехода в гетероструктурах с КЯ и ферромагнитным дельта-слоем Mn, что было интерпретировано равновесной поляризацией спинов дырок КЯ в обменном поле ФМ-слоя, согласно теории [6]. В последующем были получены данные, указывающие на альтернативный механизм поляризации излучения — спин-зависимый захват электронов из КЯ в ФМ-слой, что также должно приводить к неравновесной динамической поляризации фотолюминесценции (ФЛ), наблюдавшейся в эксперименте [7,8]. Хотя микроскопические механизмы возникновения ферромагнетизма в магнитных полупроводниках до сих пор обсуждаются, важной задачей для таких ФМ-гетероструктур является получение данных о спиновой динамике и установление механизмов спиновой релаксации носителей для выяснения возможности использования ФМ-структур в спин-оптоэлектронике.

Целью настоящей работы является исследование когерентной спиновой динамики носителей методом магнитооптического эффекта Керра с пикосекундным временным разрешением в гетероструктурах, содержащих КЯ InGaAs/GaAs и расположенный в нанометровой близости ферромагнитный дельта-слой Mn ( $\delta$ -Mn) в барьере GaAs.

## 2. ОБРАЗЦЫ И МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Гетероструктуры InGaAs/GaAs с  $\delta$ -слоем Mn были выращены комбинированным методом эпитаксиального роста. На первом этапе на подложке GaAs (001) методом металл-органической гидридной эпитаксии последовательно выращивались буферный слой  $n$ -GaAs (толщиной около 0.5 мкм, легированный Si до концентрации  $n \sim 10^{17} \text{ см}^{-3}$ ), затем слой нелегированного GaAs толщиной 10 нм, квантовая яма InGaAs (толщиной 10 нм и с концентрацией индия  $x_{\text{In}} = 10\%$ ) и, наконец, разделяющий спейсерный слой GaAs толщиной  $d_S = 2\text{--}10$  нм (см. ниже вставку на рис. 2б). На следующем этапе в том же реакторе методом лазерного распыления мишеней из Mn и GaAs были последовательно выращены слой  $\delta$ -Mn, с содержанием Mn примерно 0.3 монослоя, что соответствует слоевой концентрации атомов Mn примерно  $2 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$ , и покровный слой GaAs толщиной 40 нм. Более подробно

методика изготовления и аттестации гетероструктур InGaAs/GaAs/ $\delta$ -Mn описана в работе [9]. Отметим, что выращиваемый  $\delta$ -слой Mn фактически представляет собой тонкий слой (примерно 2–3 нм) твердого раствора  $\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$  с высокой концентрацией марганца  $x \approx 2\text{--}6$  ат.%. В матрице GaAs атомы Mn, находящиеся в узлах Ga ( $\text{Mn}_{\text{Ga}}$ ), выступают не только как локальные магнитные моменты, но также и в качестве акцепторной примеси. Это приводит к появлению в структуре дырок, взаимодействие которых с электронами  $d$ -оболочки Mn является физической причиной возникновения ферромагнетизма в твердом растворе GaMnAs [1]. В силу  $\delta$ -легирования КЯ содержит двумерный дырочный газ с плотностью около  $10^{11}\text{--}10^{12} \text{ см}^{-2}$  [10]. Кроме того, для изучения свойств  $\delta$ -слоя Mn магнитооптическими методами дополнительно была отдельно выращена структура без КЯ, с одиночным  $\delta$ -слоем Mn.

Магнитные свойства одиночного  $\delta$ -слоя Mn в такой структуре были изучены посредством однолучевого магнитооптического эффекта Керра. Падающий по нормали к поверхности образца лазерный луч от титан-сапфирового лазера (см. ниже) при энергии лазерного фотона  $E_L = 1.4\text{--}1.8$  эВ модулировался вращающимся механическим прерывателем (частота модуляции 433 Гц). Лазерный луч фокусировался на образце в пятно диаметром около 100 мкм. Сигнал вращения плоскости поляризации  $\theta_K$  синхронно детектировался балансным фотодетектором. Исследование проводилось во внешнем магнитном поле  $\mathbf{B}$ , направленном по нормали к поверхности образца и параллельно лазерному лучу (геометрия Фарадея). Образец крепился на холодном пальце в парах гелия в криостате с регулируемой температурой ( $T \geq 6$  К и  $B = 0\text{--}0.7$  Тл).

Изучение когерентной спиновой динамики носителей в ФМ-структурах с КЯ проводилось с помощью магнитооптического эффекта Керра вращения плоскости поляризации методом «накачка-тест» с пикосекундным временным разрешением. В качестве источника фотовозбуждения использовался импульсный фемтосекундный титан-сапфировый лазер (Tsunami, Spectra Physics) с длительностью импульсов 150 фс и работающий на частоте 82 МГц. Лазерное излучение предварительно проходило через перестраиваемый акустооптический фильтр, что приводило к ограничению спектральной ширины импульсов и к их временному удлинению до 2 пс. Спектральная ширина линии излучения на половине высоты равнялась 0.5 нм. Экспериментальная установка содержала высокоточную механическую

линию задержки (OWIS, LIMES 170), позволявшую проводить измерения в интервале времен  $t$  между накачивающим и зондирующим пучками до 6 нс с шагом около 0.04 пс, и фотоэластичного модулятора (PEM I/FS50, рабочая частота 50 кГц) для модуляции циркулярной поляризации импульса накачки. Циркулярно-поляризованный импульс накачки создавал в образце спин-поляризованные носители, что регистрировалось по углу вращения плоскости поляризации отраженного от образца линейно-поляризованного зондирующего пучка. Детектирование сигнала вращения плоскости поляризации на частоте модуляции осуществлялось балансным  $p-i-n$  Si-фотодетектором (Nirvana-2007), комбинированным с синхронным детектором (SRS, SR830). Измерения проводились в спектрально вырожденном режиме, при котором длина волны накачивающего и пробного пучков совпадали. Магнитооптический эффект Керра вращения плоскости поляризации с временным разрешением исследовался в геометрии Фойхта (магнитное поле  $B = 0-3$  Тл направлено параллельно поверхности образцов) в сверхтекучем гелии в криостате со сверхпроводящим магнитом (температура  $T \approx 2$  К), или в криостате с регулируемой температурой ( $T \geq 6$  К), при этом поле  $B = 0-0.7$  Тл прикладывалось при помощи внешнего электромагнита.

Фотолюминесценция возбуждалась He-Ne-лазером (632.8 нм) и регистрировалась с помощью CCD-камеры на монохроматоре со спектральным разрешением около 0.05 мэВ. Время жизни носителей в КЯ было измерено аналогично эффекту Керра методом «накачка-тест» по изменению интенсивности отраженного луча при резонансном возбуждении носителей в КЯ, т. е. при  $E_L$ , равной энергии оптического перехода в КЯ. При таком способе измерения фотоэластичный модулятор модулировал не циркулярную поляризацию импульса накачки, а его полную интенсивность, далее синхронным детектором детектировалась синфазная составляющая сигнала интенсивности отраженного зондирующего импульса в зависимости от времени задержки.

### 3. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

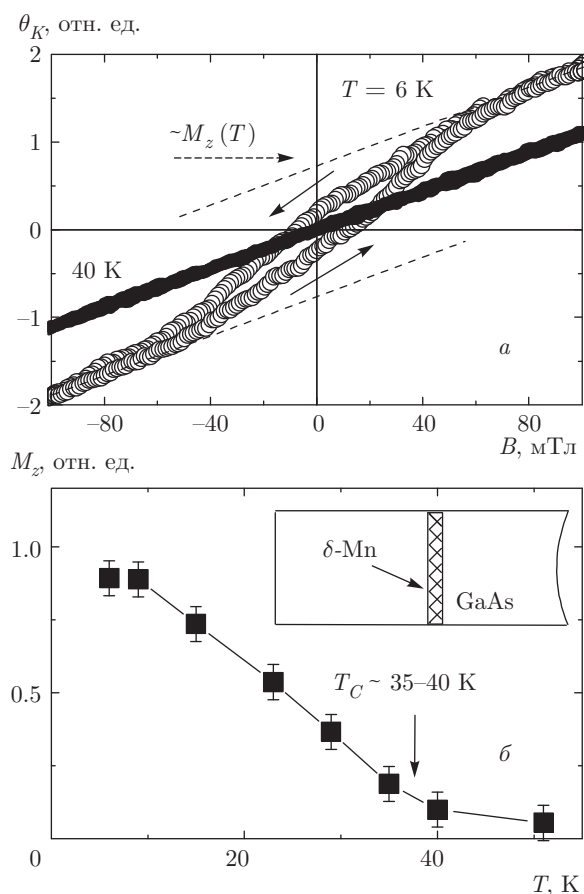
#### 3.1. Ферромагнетизм дельта-слоя Mn в GaAs

Магнитные свойства одиночного  $\delta$ -слоя Mn были изучены посредством однолучевого магнитооптического эффекта Керра, в отличие от методики с временным разрешением. Исследовалась структура с одиночным  $\delta$ -слоем Mn, выращенная без КЯ,

измерения проводились во внешнем магнитном поле, направленном по нормали к поверхности образца и параллельно лучу света (геометрия Фарадея). В этом случае угол вращения плоскости поляризации  $\theta_K(B, T)$  отраженного луча пропорционален нормальной компоненте намагниченности  $M_z(B, T)$  вдоль оси роста [001] (так называемый полярный эффект Керра). Типичные зависимости намагниченности  $M_z(B, T) \sim \theta_K(B, T)$  при  $T = 6, 40$  К показаны на рис. 1а. Видно, что при низкой температуре кривая  $M_z(B, T)$  нелинейна и демонстрирует гистерезис с коэрцитивной силой  $B_C \approx 10$  мТл. Если линейно аппроксимировать  $\theta_K(B)$  при больших  $B$ , как показано на рисунке штриховой линией, то ее отсечка при  $B = 0$  даст величину, пропорциональную намагниченности насыщения  $M_z(T)$ . Температурная зависимость полученной таким образом  $M_z(T)$  приведена на рис. 1б. На рис. 1а,б видно, что нелинейность сигнала  $\theta_K(B, T)$  пропадает к  $T = 40$  К, как и сам гистерезис, что позволяет оценить температуру Кюри  $\delta$ -слоя Mn как  $T_C \sim 35-40$  К. Важно отметить, что форма сигнала Керра и величина  $B_C$  в этой и других структурах не зависят от энергии лазерного фотона  $E_L$  в широком диапазоне  $E_L = 1.4-1.8$  эВ, меньше или больше ширины запрещенной зоны в GaAs. Этот экспериментальный факт прямо свидетельствует о том, что тестируется намагниченность именно  $\delta$ -слоя Mn, а не спиновой подсистемы фото возбужденных носителей. Таким образом, изучение магнитных свойств одиночного  $\delta$ -слоя Mn магнитооптическим методом однолучевого эффекта Керра свидетельствует о ФМ-состоянии этого фактически чрезвычайно тонкого (около 2-3 нм) слоя твердого раствора  $\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$  с высокой концентрацией марганца [10].

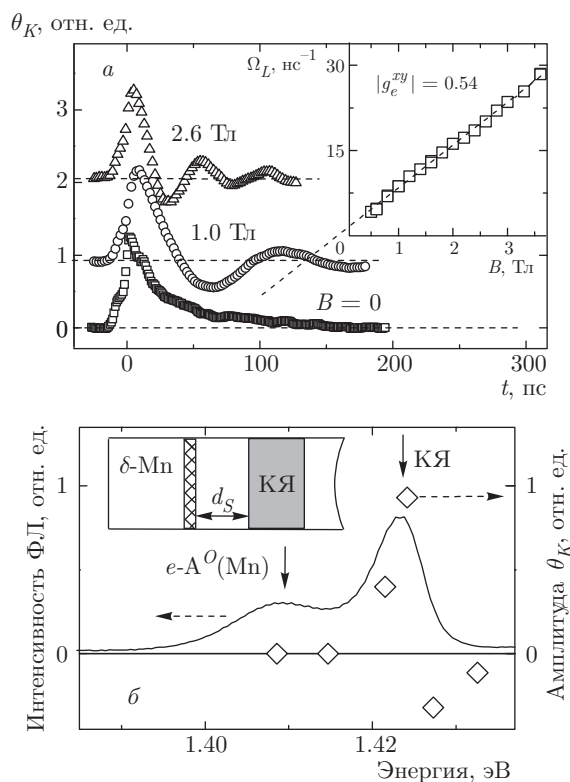
#### 3.2. Эффект Керра с временным разрешением в гетероструктурах InGaAs/GaAs/ $\delta$ -Mn

На рис. 2а для структуры со спейсером  $d_S = 5$  нм представлены несколько типичных кривых керровского сигнала  $\theta_K(t)$  вращения плоскости поляризации в методике «накачка-тест» с пикосекундным временным разрешением в магнитном поле  $B = 0, 1.0, 2.6$  Тл и низкой  $T = 2$  К. Измерения проводились при энергии лазерного возбуждения  $E_L = 1.424$  эВ, что соответствует величине энергии оптического перехода в КЯ. Спектр ФЛ представлен на рис. 2б, на котором кроме линии перехода в КЯ присутствует также линия оптического перехода  $e-A^O(\text{Mn})$  с энергией около 1.407 эВ [7],



**Рис. 1.** а) Сигнал керровского вращения плоскости поляризации в структуре с одиночным  $\delta$ -слоем Mn без КЯ при температурах  $T = 6$  К и  $T = 40$  К, при энергии лазерного фотона  $E_L = 1.53$  эВ. Стрелки указывают направления намагничивания и размагничивания. Штриховой линией показана линейная аппроксимация  $\theta_K(B)$  при больших  $B$ , отсечка которой при  $B = 0$  дает величину около  $M_z(B, T)$ . б) Температурная зависимость намагниченности насыщения  $M_z(T)$ . На вставке приведена схема структуры

отвечающего рекомбинации в барьере GaAs свободного электрона и дырки, связанной на нейтральном акцепторе Mn вблизи  $\delta$ -слоя Mn. Была проведена проверка влияния энергии возбуждения  $E_L$  на максимальную амплитуду  $\theta_K$  керровского сигнала (рис. 2б, левая шкала). Видно, что  $\theta_K$  имеет острый максимум при  $E_L$ , отвечающей оптическому переходу в КЯ, и даже меняет знак выше по энергии. Такой резонансный характер зависимости  $\theta_K(E_L)$ , в отличие от однолучевого эффекта Керра из предыдущего раздела, свидетельствует о том, что в эксперименте детектируется спиновая динамика носителей, возбужденных именно в КЯ [11].



**Рис. 2.** а) Сигналы керровского вращения плоскости поляризации при  $E_L = 1.424$  эВ в структуре с  $d_S = 5$  нм ( $T = 2$  К). Кривые для  $B = 1$  Тл и  $B = 2.6$  Тл сдвинуты по вертикали для наглядности, нулевой уровень отмечен штриховыми линиями. На вставке показана магнитопольная зависимость ларморовской частоты прецессии  $\Omega_L$ . б) Амплитуда керровского сигнала при разных энергиях лазера (правая шкала, открытые символы) и спектр ФЛ при надбарьерном возбуждении в этой же структуре (левая шкала);  $B = 0.43$  Тл и  $T = 8$  К. Стрелками указаны оптические переходы в КЯ и в барьере GaAs на нейтральных акцепторах Mn  $e-A^O(Mn)$

Полученные экспериментальные кривые (рис. 2а) хорошо аппроксимируются суммой двух экспоненциально затухающих вкладов, один из которых модулируется осциллирующей зависимостью с частотой  $\Omega_L$ :

$$\theta_K(t) = \theta_e \exp(-t/\tau_e) \cos(\Omega_L t + \varphi) + \theta_h \exp(-t/\tau_h), \quad (1)$$

где  $\Omega_L$  — ларморовская частота прецессии, которая обычно линейно зависит от  $B$  как  $\hbar\Omega_L = \Delta E = |g|\mu_B B$ , а коэффициент  $g$  — множитель Ланде в формуле для расщепления уровня энергии носителя  $\Delta E$  в магнитном поле. Смысл остальных параметров и причины введения двух вкладов (соответственно электронного и дырочного) будут раскры-

ты по ходу статьи. Величина  $g$ -фактора определяет масштаб расщепления в относительных единицах, при этом  $\mu_B \approx 0.058$  мэВ/Тл — магнетон Бора. Наблюдаемая в эксперименте ларморовская частота  $\Omega_L$  биений  $\theta_K(t)$  линейно зависит от магнитного поля (вставка к рис. 2а), что позволяет определить абсолютное значение  $g$ -фактора  $|g| = 0.54$ . Из литературных данных известно, что в геометрии Фойхта, когда магнитное поле направлено параллельно поверхности образца, электронное спиновое расщепление,  $\Delta E$ , в зоне проводимости существенно больше дырочного, а  $g$ -фактор электрона в плоскости КЯ,  $g_e$ , на порядок величины и более превышает дырочный  $g_h$  [12]. Это позволяет отнести найденное значение  $g$ -фактора к электрону:  $|g_e| = 0.54 \pm 0.01$ , что типично для КЯ InGaAs/GaAs [12]. При этом время спиновой дефазировки дырок  $\tau_h$  обычно существенно меньше, чем у электронов ( $\tau_e$ ) [11]. Поэтому наблюдаемые в эксперименте квантовые биения происходят между спиновыми состояниями электронов, что и описывает первый член в формуле (1). Второй член в этой формуле, описывающий дырочный вклад в  $\theta_K(t)$ , будет отдельно детально разбираться ниже (разд. 3.4).

### 3.3. Влияние безызлучательной рекомбинации на динамику эффекта Керра

Важно отметить, что в структурах с  $d_S \leq 3$  нм ларморовские осцилляции вращения плоскости поляризации  $\theta_K(t)$  в магнитном поле не наблюдаются (рис. 3а), в отличие от структур с более широким спейсером  $d_S = 5$  нм и  $d_S = 10$  нм (рис. 3б). Кроме того, длительность самого керровского сигнала резко сокращается, а его амплитуда уменьшается при уменьшении  $d_S$ . Такое подавление ларморовских осцилляций связано с существенным ростом темпа безызлучательной рекомбинации в КЯ при уменьшении толщины спейсера. Дело в том, что предел равновесной растворимости Mn в GaAs очень низок (около 0.1 ат. %), при высоких концентрациях «лишний» Mn занимает междоузельные позиции в матрице GaAs или выпадает в виде кластеров ФМ-фаз MnAs ( $T_C = 315$  К) и  $Mn_yGa_{1-y}$  ( $T_C \sim 600$  К) [13]. Поэтому для выращивания структур со слоями  $Ga_{1-x}Mn_xAs$  с высокой концентрацией Mn применяются такие неравновесные методики, как низкотемпературная (до 250 °С) молекулярно-лучевая эпитаксия или, как в нашем случае, комбинация методов низкотемпературного лазерного нанесения и металлорганической гидридной эпитаксии. Тем не менее интенсивность ФЛ во всех таких структурах

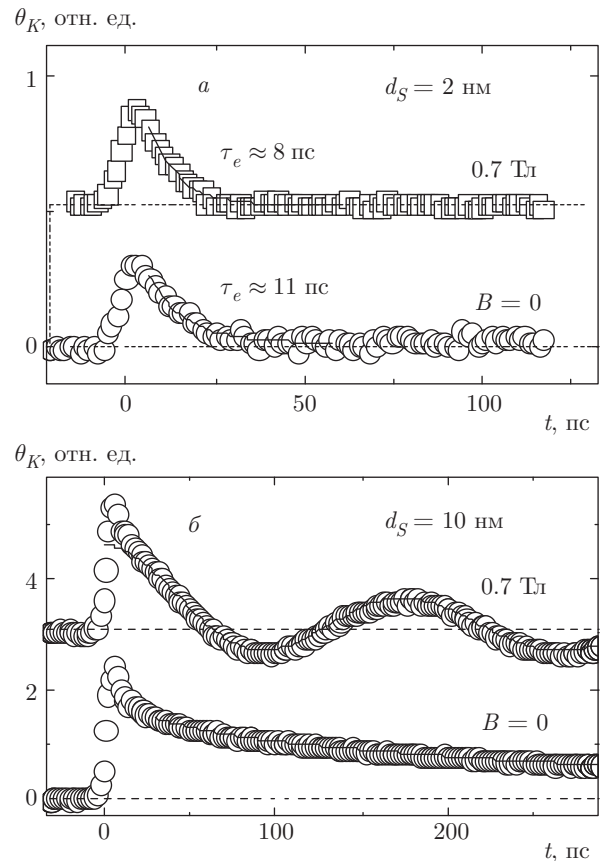
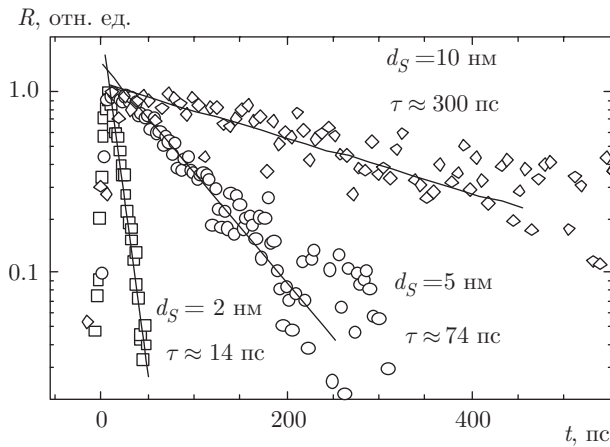


Рис. 3. Сигнал керровского вращения при  $B = 0$  и  $B = 0.7$  Тл в структурах с  $d_S = 2$  нм (а) и  $d_S = 10$  нм (б);  $T = 8$  К. Сплошные линии — результаты подгонки по формуле (1). Кривые сдвинуты по вертикали для наглядности, нулевой уровень отмечен штриховыми линиями

значительно ниже, чем в структурах с КЯ, не содержащих Mn [4, 7, 14]. При рассмотрении интенсивности ФЛ (квантового выхода структуры) необходимо принять во внимание наличие таких дефектов, как междоузельные атомы Mn ( $Mn_I$ ) в  $\delta$ -слое и/или атомы As в позициях Ga (антиструктурный дефект  $As_{Ga}$ ) в покровном слое GaAs, выращенном при пониженной температуре  $T_G = 400$  °С.  $Mn_I$  и  $As_{Ga}$  являются глубокими донорами и известны как центры сильной безызлучательной рекомбинации [13]. Как показывает эксперимент, интенсивность ФЛ даже в структуре с самым широким спейсером  $d_S = 10$  нм ниже, чем в структуре без  $\delta$ -слоя Mn. Это позволяет сделать вывод о доминирующем вкладе именно близко расположенного  $\delta$ -слоя Mn в безызлучательную рекомбинацию фотовозбужденных электронов, поскольку КЯ уже содержит резидентные дырки в силу  $\delta$ -легирования  $p$ -типа акцепторной примесью Mn [10].

**Таблица.** Основные характеристики исследованных образцов при  $B = 0$  и  $T = 2$  К

$d_S$ , нм	$\tau$ , пс	$\tau_e$ , пс	$\tau_h$ , пс	$g_e$	$\Delta g_h$
2	14	11	—	—	—
5	74	170	50	0.54	$\sim 0.42$
10	300	420	80	0.53	$\sim 0.14$



**Рис. 4.** Динамика нормированного модулированного сигнала отражения, измеренная методом «накачка–тест» при резонансном возбуждении носителей в КЯ. Времена жизни фотовозбужденных электронов  $\tau$  в КЯ найдены экспоненциальной подгонкой эксперимента методом наименьших квадратов;  $T = 8$  К

Результаты измерений времени жизни электронов в КЯ методом «накачка–тест» по изменению интенсивности отраженного луча представлены на рис. 4. Времена жизни фотовозбужденных электронов  $\tau$  в КЯ найдены экспоненциальной подгонкой методом наименьших квадратов синфазной составляющей промодулированного сигнала  $R(t)$  отраженного тестирующего луча. Эксперимент прямо демонстрирует существенное сокращение при уменьшении толщины спейсера  $d_S$  от 10 до 2 нм (см. таблицу). Как известно,  $\tau = (1/\tau_R + 1/\tau_{NR})^{-1}$ , где  $\tau_R$  и  $\tau_{NR}$  — времена соответственно излучательной и безызлучательной рекомбинации. В структуре с  $d_S = 10$  нм имеем  $\tau \approx 300$  пс, что близко к временам жизни  $\tau \approx 420$  пс в структурах с КЯ InGaAs/GaAs без Mn [15]. Как отмечалось,  $\delta$ -слой Mn представляет собой чрезвычайно тонкий слой (около 2–3 нм) твердого раствора ФМ полупроводника GaMnAs, имеющий сильный безызлучательный канал. Время  $\tau \ll 300$  пс в структурах с  $d_S = 2, 5$  нм (рис. 4), т. е. в

них доминирует безызлучательный канал рекомбинации фотовозбужденных электронов. Более того, в структуре с  $d_S = 2$  нм имеем  $\tau \approx 14$  пс, что близко ко времени экспоненциального затухания сигнала Керра  $\tau_e = 11$  пс (рис. 3а).

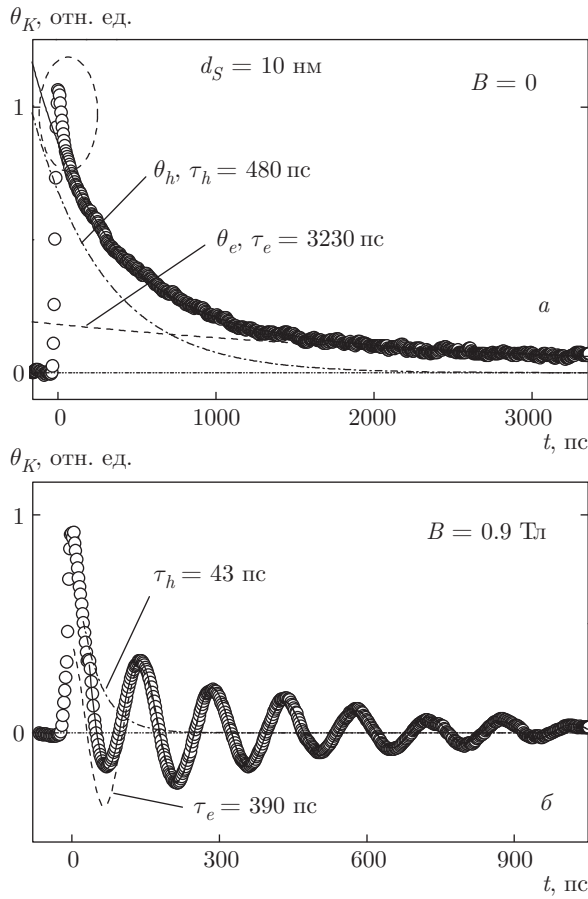
Влияние безызлучательного канала на экспоненциальное затухание вклада фотовозбужденных электронов в  $\theta_K(t)$  в формуле (1) описывается общим выражением:

$$1/\tau_e = 1/T_{2,e} + 1/T_2^{inh} + 1/\tau, \quad (2)$$

где  $T_{2,e}$  — время когерентности индивидуального спина (т. е. спиновой релаксации электрона),  $T_2^{inh} = \hbar / (\sqrt{2} \Delta g_e \mu_B B)$  — время дефазировки спиновой когерентности в силу неоднородности КЯ, где  $\Delta g_e$  — разброс значений  $g$ -фактора электрона в плоскости КЯ, и  $\tau$  — введенное выше время жизни электронов, включающее излучательный и безызлучательный каналы [11]. Когда самым малым временем оказывается  $\tau$ , оно и определяет время затухания сигнала Керра, как это реализуется в случае структуры с  $d_S = 2$  нм. Если предположить, что  $g$ -фактор электронов в этой структуре близок к значению  $g_e$  в остальных структурах, то можно примерно оценить период ларморовской прецессии  $T_L = 2\pi/\Omega_L \approx 180$  пс при  $B = 0.7$  Тл. Тогда первый узел (равенство нулю) косинусоиды для  $\theta_K(t)$  в формуле (1) случится при  $t_0 = T_L/4 \approx 45$  пс, что заведомо больше  $\tau$ . Следовательно, ларморовские осцилляции быстро затухают и будут практически отсутствовать в структурах с узким спейсером в отличие от структур с широким спейсером (ср. рис. 3а и 3б). Таким образом, безызлучательный канал рекомбинации играет важную роль в когерентной спиновой динамике фотовозбужденных носителей в изучаемых ферромагнитных наноструктурах.

### 3.4. Вклад дырок в эффект Керра в гетероструктурах InGaAs/GaAs/ $\delta$ -Mn

Детальный анализ керровского сигнала  $\theta_K(t)$  показывает наличие нескольких вкладов. Дополнительно к осциллирующей компоненте, обусловленной прецессией спинов когерентно фотовозбужденных электронов, в структуре с самым широким спейсером  $d_S = 10$  нм на начальном этапе длительностью примерно 20 пс наблюдается быстрый релаксационный процесс, что наиболее отчетливо проявляется при  $B = 0$  и  $T = 2$  К (рис. 5а, выделено штриховым овалом). Отметим, что временное разрешение измерительной системы около 2 пс. Аналогичная быстрая релаксация с характерным време-



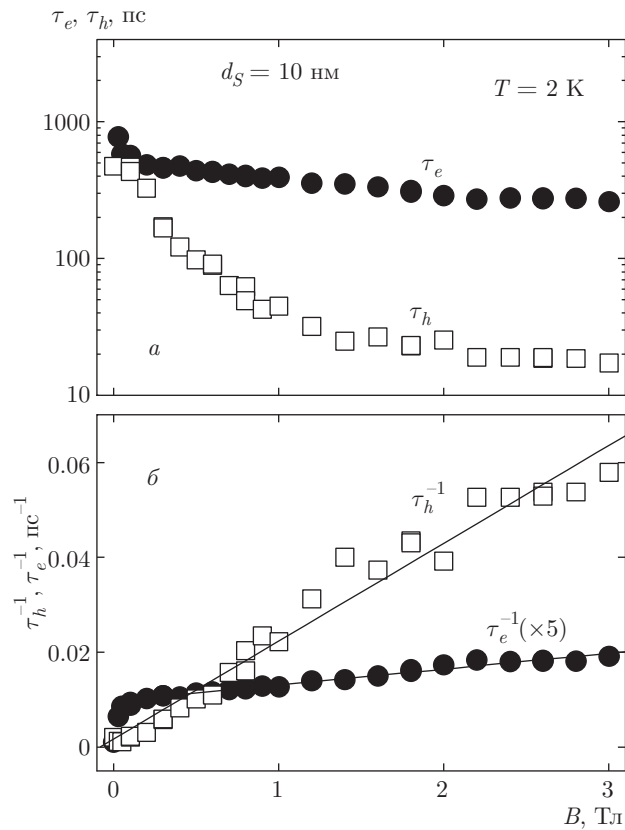
**Рис. 5.** Сигнал керровского вращения при  $B = 0$  (а) и  $B = 0.9$  Тл (б) в структуре с  $d_S = 10$  нм,  $T = 2$  К. Сплошная линия — результат подгонки по формуле (1) на участке  $t > 50$  пс, штриховая и штрихпунктирная линии — соответственно электронный  $\theta_e(t)$  и дырочный  $\theta_h(t)$  вклады в  $\theta_K(t)$ , штрихпунктирная линия с двумя точками — нулевой уровень. На рис. а овалом выделен этап быстрой релаксации

нем примерно 20 пс наблюдалась нами также в исследованиях спиновой ориентации в этой же структуре [7,8]. Мы связываем ее со спиновой релаксацией свободных фотовозбужденных дырок, характерные времена у которых в несколько раз и даже на порядки меньше, чем у электронов [16]. В структурах с меньшим спейсером  $d_S = 2$  и  $d_S = 5$  нм такой участок быстрой релаксации отсутствует как в экспериментах по спиновой ориентации носителей [8], так и в эффекте Керра (рис. 2а, 3а).

Помимо быстро релаксирующих фотовозбужденных дырок и осциллирующих в магнитном поле электронов имеется также монотонно убывающий неосциллирующий вклад в  $\theta_K(t)$ . Этот вклад был аппроксимирован экспонентой  $\theta_h(t) = \theta_h \exp(-t/\tau_h)$

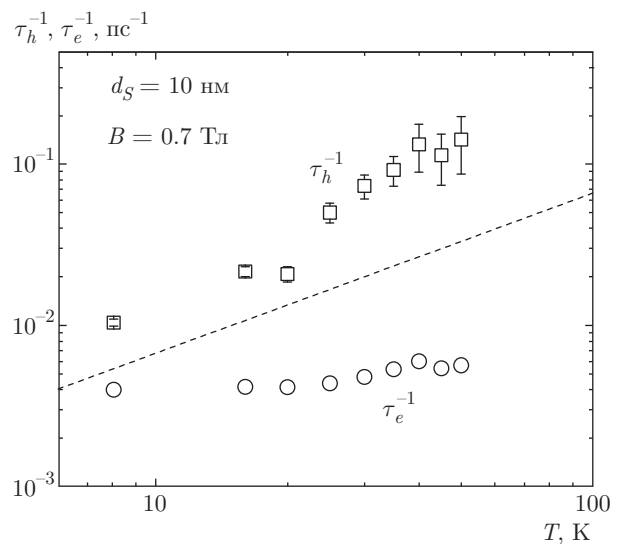
и использовался при подгонке экспериментальных кривых  $\theta_K(t)$  по формуле (1) (штрихпунктирная линия на рис. 5а,б). Отметим, что в структуре с  $d_S = 5$  нм такой экспоненциальный член также требуется для наилучшей подгонки эксперимента, хоть это и выражено не столь явно, как в структуре с  $d_S = 10$  нм. В структуре с  $d_S = 2$  нм для подгонки  $\theta_K(t)$  достаточно только одной экспоненты, описывающей передемпфированные ларморовские осцилляции электронов (разд. 3.3). Экспоненциальный член  $\theta_h(t)$  описывает вклад резидентных дырок или фотовозбужденных дырок, релаксировавших по энергии и локализованных на флуктуациях потенциала в КЯ, о чем свидетельствуют длинные времена спиновой дефазировки  $\tau_h$ , значительно более длинные, чем у «быстрых» дырок при  $t = 0$  и характерные для локализованных носителей [17]. Сравнимые значения  $\tau_h \sim 50\text{--}100$  пс наблюдались в квантовых точках InP/(Ga,In)P со слабым конфайнментом [18] и в КЯ  $p$ -типа с аналогичной плотностью дырок в яме (около  $10^{11}$  см $^{-2}$ ) [19]. Заметим, что в общем случае дырочный вклад в  $\theta_K(t)$  также должен описываться экспоненциально затухающей синусоидой, однако в силу малости  $g$ -фактора дырок  $g_h$  в плоскости КЯ их ларморовский период заметно превышает как  $\tau_h$ , так и длительность полного керровского сигнала  $t_{max}$ . Например,  $t_{max} < 2.5$  нс при  $B > 0.1$  Тл в структуре с минимальным безызлучательным каналом  $d_S = 10$  нм, при этом  $t_{max}$  уменьшается с ростом  $B$ . Таким образом, во всем исследованном диапазоне магнитных полей  $B = 0\text{--}3$  Тл дырочных осцилляций не наблюдается, в отличие от электронных.

На рис. 6а представлены магнитопольевые зависимости времен спиновой дефазировки  $\tau_e$  и  $\tau_h$  для структуры с  $d_S = 10$  нм, полученные путем подгонки экспериментальных кривых по формуле (1). Наиболее сильное изменение испытывает  $\tau_h(B)$  — происходит его сокращение почти на два порядка в исследованном диапазоне полей, тогда как  $\tau_e(B)$  сокращается всего примерно в 3 раза. Из анализа формулы (2), применимой также и для дырок, следует, что линейный по магнитному полю вклад в дефазировку спиновой когерентности вносит слабое, связанное с неоднородностью  $g$ -фактора носителей:  $(T_2^{inh}_{e,h})^{-1} = \sqrt{2} \Delta g_{(e,h)} \mu_B B / \hbar$ . Здесь мы не рассматриваем более сложные случаи, когда ионы Mn находятся в КЯ и могут вносить нелинейный вклад в  $\tau_{e,h}(B)$ . Практически линейная зависимость обратного времени  $\tau_h^{-1}$  (рис. 6б) подтверждает такое предположение, а наклон прямой позволяет оценить разброс  $g$ -фактора дырок  $\Delta g_h \sim 0.14$ . Для



**Рис. 6.** а) Магнитооптические зависимости подгоночных времен  $\tau_e(B)$  и  $\tau_h(B)$  сигнала керовского вращения по формуле (1) для структуры с  $d_S = 10$  нм при  $T = 2$  К. б) Зависимости обратных времен  $\tau_e^{-1}(B)$  и  $\tau_h^{-1}(B)$ . Прямые линии — результаты линейной подгонки

сравнения, при исследовании квантовых биений дырок в легированных КЯ  $n$ -типа GaAs/AlGaAs также наблюдается линейный рост  $\tau_h^{-1}(B)$  в высоких магнитных полях [17]. Было найдено  $\Delta g_h \sim 0.01$  и  $g_h = 0.04-0.05$  в узких КЯ толщиной 4–6 нм [17], что обратно соотношению этих величин ( $\Delta g_h$  и  $g_h$ ) в изучаемых структурах. Теоретическое рассмотрение в той же работе [17] показало определяющее влияние локализации дырки, индуцированной беспорядком потенциала, на магнитоопловый вклад в  $\tau_h^{-1}(B) \sim B$ . Величина  $\Delta g_h$ , превышающая характерные значения для КЯ GaAs/AlGaAs, свидетельствует о сильном беспорядке в изучаемых структурах специфического дизайна, что подтверждает и большая полуширина линий КЯ в ФЛ (более 10 мэВ, рис. 2). Происхождение такого беспорядка связано с наличием близкого к КЯ встроенного  $\delta$ -слоя акцепторов Mn. Характерной особенностью этого  $\delta$ -слоя, представляющего собой тонкий (около 2 нм) слой твердого раствора (Ga,Mn)As с высокой концен-



**Рис. 7.** Зависимость обратных времен  $\tau_e^{-1}$  и  $\tau_h^{-1}$  электронной и дырочной компонент от температуры для структуры с  $d_S = 10$  нм при  $P_{opt} = 120$  Вт/см<sup>2</sup> и  $B = 0.7$  Тл. Штриховая линия показывает линейную зависимость

трацией марганца 2–6 ат. %, является высокая степень автокомпенсации зарядов доноров и акцепторов, что приводит к возникновению сильного флуктуирующего кулоновского потенциала для носителей в плоскости КЯ [10]. Отметим, что для структуры с  $d_S = 5$  нм, в которой времена  $\tau_h$  в несколько раз меньше и ошибка их подгонки больше, аналогичный точный количественный анализ затруднен. При этом  $\tau_h(B)$  также сокращается с ростом  $B$  и оценка  $\Delta g_h$  дает значение примерно в 3 раза выше, чем в структуре с  $d_S = 10$  нм. Таким образом, происходит усиление беспорядка и рост эффектов локализации дырок на флуктуациях потенциала КЯ при уменьшении толщины спейсерного слоя. В то же время найденная из линейного участка  $\tau_e^{-1}(B)$  неоднородность  $g$ -фактора у электронов  $\Delta g_e \sim 0.006$  значительно меньше дырочного, что свидетельствует о более слабом влиянии локализирующего потенциала на энергетический спектр электронов. Такое положение дел связано со сложным характером энергетического спектра валентной зоны, приводящего к смешиванию состояний легких и тяжелых дырок в квантовых ямах и точках, что было детально исследовано теоретически и экспериментально в работах [20, 21].

В условиях сильной дырочной локализации естественно ожидать также и сильной температурной зависимости  $\tau_h(T)$ , как это наблюдалось, например, в высококачественных КЯ GaAs/AlGaAs  $p$ -ти-



па [19, 22]. Действительно, измерение температурных зависимостей обратных времен  $\tau_{e,h}^{-1}(T)$  также свидетельствуют о важной роли дырочной локализации (рис. 7). Для сравнения отметим, что для резидентных электронов зависимость  $\tau_e^{-1}(T)$  в КЯ  $n$ -типа обычно носит линейный характер при низких  $T < 50\text{--}100$  К [23], что характерно для механизма спиновой релаксации Дьяконова–Переля [11, 16]. В изучаемых гетероструктурах температурные изменения имеют более сложный характер (рис. 7). В логарифмических координатах наглядно видно, что у дырок с ростом температуры происходит сверхлинейный рост  $\tau_h^{-1}(T)$ , в то время как зависимость  $\tau_e^{-1}(T)$  у электронов существенно более слабая, сублинейная. Таким образом, в динамике эффекта Керра наблюдается сильная зависимость дырочного вклада от магнитного поля и температуры, что отражает существенное влияние эффекта локализации дырок на флуктуациях потенциала КЯ.

### 3.5. Проявление ферромагнетизма в эффекте Керра

Магнитолевая зависимость ларморовской частоты  $\Omega_L$  в области малых полей не проходит через нулевую точку в обеих структурах с  $d_S = 5, 10$  нм, в которых наблюдаются осцилляции (рис. 8). Сдвиг зависимостей  $\Omega_L(B)$  относительно  $B = 0$  обусловлен наличием внутреннего обменного поля  $B_{exch}$ , действующего со стороны ферромагнитного  $\delta$ -слоя Mn на прецессирующие электроны:  $\hbar\Omega_L = |g_e|\mu_B(B + B_{exch})$ . Стрелками на рисунке отмечены пересечения линейных аппроксимаций  $\Omega_L(B)$  с осью абсцисс, что дает оценку  $B_{exch} \approx 155 \pm 8$  мТл и  $B_{exch} \equiv 40 \pm 5$  мТл для структур соответственно с  $d_S = 5$  нм и  $D_S = 10$  нм при  $T = 2$  К. Знание обменного поля позволяет найти энергию обменного расщепления электронов:  $E_{exch} = \mu_B|g_e|B_{exch} \approx 4.5$  мкэВ и  $E_{exch} = 1.3$  мкэВ. Если предположить простейшую экспоненциальную зависимость  $B_{exch} \sim \exp(-d_S/L_{exch})$ , то можно оценить характерную длину  $L_{exch} \sim 3.6$  нм, что значительно больше характерной экспоненциальной длины для интенсивности ФЛ (около 1.3 нм). В этой связи отметим, что требуются дальнейшие исследования для установления физических механизмов как обменного взаимодействия носителей с ферромагнитным  $\delta$ -слоем Mn, так и безызлучательного ухода (захвата) носителей на этот ФМ-слой.

Также можно оценить равновесную спиновую поляризацию электронов  $P_e$ , обусловленную этим обменным полем:  $P_e \approx E_{exch}/(2k_B T) \approx 1.3\%$  и  $P_e =$

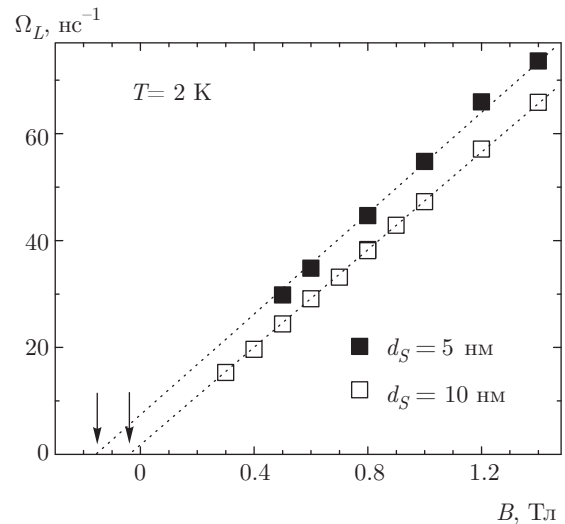


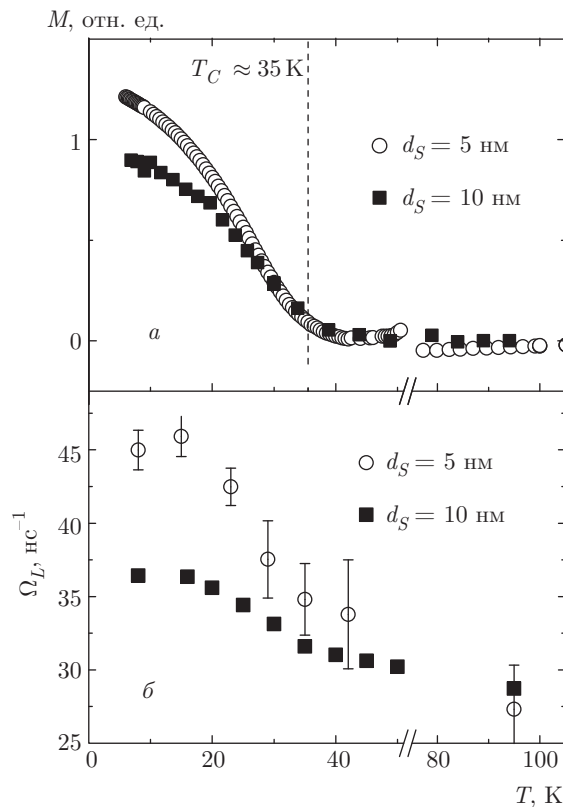
Рис. 8. Магнитолевая зависимость ларморовской частоты  $\Omega_L(B)$  при малых полях в структурах с  $d_S = 5$  нм и  $d_S = 10$  нм при  $T = 2$  К. Стрелками отмечены пересечения линейных аппроксимаций с осью абсцисс, дающие значения обменного поля  $B_{exch}$  (см. текст)

$= 0.4\%$  при  $T = 2$  К для структур соответственно с  $d_S = 5$  нм и  $d_S = 10$  нм. Такая оценка не может объяснить на порядок более высокие экспериментальные значения циркулярной поляризации ФЛ  $P_C \sim 10\text{--}30\%$ , обнаруженные в этих структурах [5, 7–9]. Другим возможным объяснением высоких значений  $P_C$  может быть спиновая поляризация дырок в КЯ. Кроме того, в работах [7, 8] были получены данные, указывающие на динамический механизм поляризации ФЛ — спин-зависимый захват электронов из КЯ в ФМ-слой. Подчеркнем, что настоящие исследования не позволяют однозначно определить механизмы, приводящие к циркулярной поляризации ФЛ.

Подчеркнем, что обменное поле  $B_{exch}$ , приводящее к увеличению ларморовской частоты, связано именно с ферромагнитным  $\delta$ -слоем Mn. Это подтверждается не только ослаблением  $B_{exch}$  с ростом  $d_S$  (рис. 8), но также и температурной зависимостью  $\Omega_L(T)$  в фиксированном поле ( $B = 0.7$  Тл, рис. 9). На рисунке видно, что  $\Omega_L(T)$  существенно изменяется (убывает) в районе температуры Кюри  $T_C \sim 35$  К, независимо определенной по магнитному моменту, измеренному на СКВИД-магнитометре (детали магнитных измерений см. в работе [24]).

## 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Исследование когерентной спиновой динамики носителей методом магнитооптического эффекта Керра в гетероструктурах с квантовой ямой



**Рис. 9.** *а*) Температурные зависимости магнитного момента  $M(T)$  в структурах с  $d_S = 5$  нм и  $d_S = 10$  нм. *б*) Температурные зависимости ларморовской частоты прецессии  $\Omega_L$  при  $B = 0.7$  Тл в этих структурах. Ошибка значения  $\Omega_L$ , полученного при подгонке керровского сигнала  $\theta_K(t)$ , для  $d_S = 10$  нм составляет около 1%, для  $d_S = 5$  нм достигает примерно 15% при  $T > 30$  К, как отмечено на рисунке

InGaAs/GaAs и близким ферромагнитным  $\delta$ -слоем Mn показало, что наряду с осциллирующим в магнитном поле сигналом вращения плоскости поляризации, обусловленным фотовозбужденными электронами, имеется также неосциллирующий вклад дырок. Дырочный вклад, в свою очередь, имеет две компоненты — быструю и медленную. Быстрая компонента (примерно 20 пс) наблюдалась только в структуре с наибольшим спейсером  $d_S = 10$  нм между КЯ и ФМ-слоем и отнесена к спиновой релаксации свободных фотовозбужденных дырок. Медленная компонента имеет сильную зависимость от магнитного поля и отнесена к спиновой дефазировке локализованных в КЯ дырок. Анализ медленной компоненты свидетельствует о сильном беспорядке в гетероструктурах, приводящем к высокой неоднородности не только локализуемого потенциала КЯ, но и связанных с ним параметров,

в первую очередь,  $g$ -фактора локализованных в КЯ дырок. При уменьшении толщины спейсерного слоя между КЯ и ФМ-слоем происходят усиление беспорядка и рост вклада эффектов локализации в дефазировку дырок. Времена затухания всех вкладов существенно сокращаются при уменьшении спейсера, что прямо соотносится с усилением безызлучательной рекомбинации. Также установлено, что обменное взаимодействие электронов в КЯ с ферромагнитным  $\delta$ -слоем Mn проявляется в смещенной относительно  $B = 0$  зависимости ларморовской прецессии электронов, при этом сдвиг пропадает выше  $T_C$ . Такое взаимодействие оказывается чрезвычайно слабым и характеризуется внутренними полями величиной около 100 мТл и обменной энергией в несколько единиц микроэлектронвольт. Таким образом, высокие экспериментальные значения циркулярной поляризации ФЛ из КЯ в этих структурах не могут быть вызваны исключительно равновесной поляризацией спинов электронов и дырок в обменном поле ФМ-слоя [7,8].

Работа выполнялась в рамках реализации государственных заданий (№ 8.1054.2014/К и № 3.285.2014/К) Министерства образования и науки России, при финансовой поддержке РФФИ (грант № 13-02-00903) и Deutsche Forschungsgemeinschaft (SFB-TRR160).

## ЛИТЕРАТУРА

1. T. Dietl, Nature Mater. **9**, 965 (2010).
2. Б. П. Захарченя, В. Л. Корнев, УФН **175**, 629 (2005).
3. В. Л. Корнев, Письма в ЖЭТФ **78**, 1053 (2003).
4. R. C. Myers, A. C. Gossard, and D. D. Awschalom, Phys. Rev. B **69**, 161305(R) (2004).
5. С. В. Зайцев, М. В. Дорохин, А. С. Бричкин, О. В. Вихрова, Ю. А. Данилов, Б. Н. Звонков, В. Д. Кулаковский, Письма в ЖЭТФ **90**, 730 (2009).
6. B. Lee, T. Jungwirth, and A. H. MacDonald, Phys. Rev. B **61**, 15606 (2000).
7. V. L. Korenev, I. A. Akimov, S. V. Zaitsev, V. F. Sapega, L. Langer, D. R. Yakovlev, Yu. A. Danilov, and M. Bayer, Nature Comm. |3:959 [DOI: 10.1038/ncomms1957] www.nature.com/naturecommunications (2012).

8. I. A. Akimov, V. L. Korenev, V. F. Sapega, L. Langer, S. V. Zaitsev, Yu. A. Danilov, D. R. Yakovlev, and M. Bayer, *Phys. Stat. Sol. B* **251**, 1663 (2014).
9. M. V. Dorokhin, Yu. A. Danilov, P. B. Demina, V. D. Kulakovskii, O. V. Vikhrova, S. V. Zaitsev, and B. N. Zvonkov, *J. Phys. D* **41**, 245110 (2008).
10. М. А. Панков, Б. А. Аронзон, В. В. Рыльков, А. Б. Давыдов, Е. З. Мейлихов, Р. М. Фарзетдинова, Э. М. Пашаев, М. А. Чуев, И. А. Субботин, И. А. Лихачев, Б. Н. Звонков, А. В. Лашкул, Р. Лайхо, *ЖЭТФ* **136**, 346 (2009).
11. D. R. Yakovlev and M. Bayer, in *Spin Physics in Semiconductors*, ed. by M. I. Dyakonov, Springer, Berlin (2008), p. 135.
12. A. Malinowski, D. J. Guerrier, N. J. Traynor, and R. T. Harley, *Phys. Rev. B* **60**, 7728 (1999).
13. T. Jungwirth, J. Sinova, J. Masek, J. Kucera, and A. H. MacDonald, *Rev. Mod. Phys.* **78**, 809 (2006).
14. S. V. Zaitsev and B. N. Zvonkov, *Phys. Stat. Sol. B* **248**, 1526 (2011).
15. С. В. Зайцев, *ФНТ* **38**, 513 (2012).
16. *Optical Orientation*, ed. by F. Meier and B. P. Zakharchenya, Elsevier, Amsterdam (1984).
17. X. Marie, T. Amand, P. Le Jeune, M. Paillard, P. Renucci, L. E. Golub, V. D. Dymnikov, and E. L. Ivchenko, *Phys. Rev. B* **60**, 5811 (1999).
18. M. Syperek, D. R. Yakovlev, I. A. Yugova, J. Misiewicz, M. Jetter, M. Schulz, P. Michler, and M. Bayer, *Phys. Rev. B* **86**, 125320 (2012).
19. M. Syperek, D. R. Yakovlev, A. Greilich, J. Misiewicz, M. Bayer, D. Reuter, and A. D. Wieck, *Phys. Rev. Lett.* **99**, 187401 (2007).
20. Yu. G. Kusrayev, A. V. Koudinov, I. G. Aksyanov, B. P. Zakharchenya, T. Wojtowicz, G. Karczewski, and J. Kossut, *Phys. Rev. Lett.* **82**, 3176 (1999).
21. A. V. Koudinov, I. A. Akimov, Yu. G. Kusrayev, and F. Henneberger, *Phys. Rev. B* **70**, 241305(R) (2004).
22. M. Kugler, T. Andlauer, T. Korn, A. Wagner, S. Fehring, R. Schulz, M. Kubová, C. Gerl, D. Schuh, W. Wegscheider, P. Vogl, and C. Schüller, *Phys. Rev. B* **80**, 035325 (2009).
23. E. A. Zhukov, D. R. Yakovlev, M. Bayer, M. M. Glazov, E. L. Ivchenko, G. Karczewski, T. Wojtowicz, and J. Kossut, *Phys. Rev. B* **76**, 205310 (2007).
24. А. И. Дмитриев, А. Д. Таланцев, С. В. Зайцев, Ю. А. Данилов, М. В. Дорохин, Б. Н. Звонков, О. В. Коплак, Р. Б. Моргунов, *ЖЭТФ* **140**, 158 (2011).