

# Латерально локализирующий потенциал как инструмент для управления временем спиновой релаксации электронов в квантовых ямах GaAs

© А.В. Ларионов<sup>†</sup>, А.И. Ильин\*

<sup>†</sup> Институт физики твердого тела Российской академии наук, 142432 Черноголовка, Россия

\* Институт проблем технологии микроэлектроники и особо чистых материалов Российской академии наук, 142432 Черноголовка, Россия

(Получена 22 апреля 2013 г. Принята к печати 30 апреля 2013 г.)

Экспериментально исследована когерентная спиновая динамика электронов, локализованных в плоскости квантовых ям GaAs с помощью электрически управляемого потенциала. Локализирующий потенциал создавался с помощью металлического затвора с отверстиями субмикрометрового масштаба, нанесенного на поверхность образца. Методом фотоиндуцированного спинового эффекта Керра было изучено время жизни спина электронов как функция температуры, приложенного смещения и магнитного поля для затворов с разным набором отверстий. Показано, что с помощью электрически управляемого, латерально локализирующего потенциала можно плавно изменять время жизни спина электронов от нескольких сотен пикосекунд до нескольких десятков наносекунд. Полученная зависимость времени спиновой релаксации электронов от размера области латеральной локализации находится в хорошем качественном согласии с теоретическим предсказанием.

## 1. Введение

Контроль спиновых степеней свободы носителей и управление ими являются одним из основных направлений и задач исследований спинтроники (см., например, [1–3]). В немагнитных полупроводниковых структурах воздействие на спин носителей возможно благодаря наличию спин-орбитального взаимодействия. В полупроводниковых кристаллах с отсутствием центра инверсии (полупроводники групп  $A^{III}B^V$ ,  $A^{II}B^{VI}$ ), спин-орбитальное взаимодействие приводит к возникновению энергетической щели [4] в спектре носителей, которую можно рассматривать как эффективное магнитное поле. Как следствие, возникает новый механизм спиновой релаксации, механизм Дьяконова–Переля, за счет прецессии электронов (или дырок) в этом эффективном магнитном поле. В двумерных полупроводниковых структурах — квантовых ямах (КЯ) — возникает дополнительное спин-орбитальное расщепление вследствие эффекта Рашбы из-за наличия асимметрии полупроводниковой гетероструктуры вдоль оси роста (структурная инверсная асимметрия). Спин-орбитальное расщепление, возникающее вследствие структурной инверсной асимметрии (гамильтониан Рашбы), и расщепление, возникающее вследствие объемной структурной асимметрии (гамильтониан Дрессельхауза), могут интерферировать в направлении определенных кристаллографических осей, перпендикулярных оси роста гетероструктуры [5]. Этой интерференцией, а значит, величиной спин-орбитального расщепления можно управлять с помощью внешнего приложенного смещения [6], тем самым воздействуя на механизм спиновой релаксации, и таким образом изменять время жизни спина. Такое

воздействие на спин-орбитальное расщепление имеет весьма ограниченные масштабы, и изменение времени жизни спина электрона происходит на масштабах от нескольких сотен пикосекунд до нескольких наносекунд. Несколько лет назад был предложен другой способ, позволяющий эффективно управлять спин-орбитальным взаимодействием. Основной идеей является создание искусственного ограничения для движения электронов в плоскости квантовой ямы, вследствие чего воздействие на электроны эффективного магнитного поля, зависящего от импульса электрона, сильно уменьшается уже на масштабах  $\sim 1$  мкм. В частности, в работе [7] было теоретически предсказано, что, изменяя ширину двумерного канала, т.е. ограничивая движение носителей по одному направлению в латеральной плоскости, например, за счет вытравливания полос микрометровой ширины в двумерном канале, можно изменять время жизни электронного спина на несколько порядков величины. Качественно это предсказание было подтверждено в экспериментальной работе [8], в которой авторы исследовали спиновую динамику электронов в квантовых ямах GaAs с разной шириной двумерного канала.

На наш взгляд, более перспективным является использование трехмерного ограничения движения электронов с помощью создания электрически управляемых латеральных потенциальных ям, предложенное в работе [9]. В данной работе для управления орбитальным движением электронов в плоскости КЯ было предложено использовать квантово-размерные латеральные потенциальные ловушки для электронов, которые возникают за счет приложения электрического смещения к электроду специальной формы — мозаичному электроду, созданному на поверхности наноструктуры. По сути такие ловушки представляют собой электрически индуциро-

<sup>†</sup> E-mail: larionov@issp.ac.ru

ванные квантовые точки, время жизни электронного спина в которых, по оценке авторов, может достигать нескольких сотен наносекунд. Однако, как было предсказано в теоретической работе [10], необходимый для эффективного подавления механизма Дьяконова–Переля масштаб латеральной локализации электронов может на порядок превышать квантово-размерный и составлять несколько сотен нанометров. Ранее нами уже было показано (см. [11–13]), что использование латеральных электрически управляемых потенциальных ловушек приводит к существенному росту времени спиновой релаксации электронов. Ансамбль таких наноразмерных потенциальных ловушек может явиться новым классом индуцированных квантовых точек (ИКТ). В сочетании с использованием высококачественных КЯ GaAs появляется хорошая перспектива для практического использования ИКТ как базового элемента для создания ячеек спиновой памяти. Настоящая работа представляет экспериментальное исследование времени жизни электронного спина в зависимости от размера латеральных потенциальных ловушек, приложенного электрического смещения, магнитного поля и температуры.

## 2. Исследуемые образцы и экспериментальная техника

Эксперименты проводились на GaAs-наноструктурах, представлявших собой фотодиод Шоттки, в котором роль внутреннего электрода выполняла легированная кремнием КЯ GaAs шириной 30 нм, а внешним затвором Шоттки служил специальный электрод с регулярным ансамблем субмикрометровых отверстий — мозаичный затвор. Электрическое смещение прикладывалось между внутренним электродом и внешним затвором Шоттки на поверхности GaAs-наноструктуры. Симметрично между двумя затворами располагалась одиночная КЯ GaAs шириной 25 или 40 нм, отделенная от затворов изолирующими слоями AlGaAs толщиной  $\sim 200$  нм. Мозаичный затвор представлял собой золотую пленку толщиной 80 нм размером  $100 \times 100$  мкм с регулярным массивом отверстий диаметром 1.7, 1.2, 0.8, 0.6, 0.4 мкм, расположенных в виде плотной треугольной решетки, расстояние между центрами отверстий в которой было 2.2, 1.6, 1.2, 0.9, 0.6 мкм соответственно (см. рис. 1). Для формирования мозаичного электрода из пленки золота на подложке GaAs применялась оригинальная методика, использующая как электронную литографию, так и метод взрывной фотолитографии (lift off). Электронная литография выполнялась с помощью сканирующего электронного микроскопа EVO-50, оборудованного программно-аппаратным комплексом NanoMaker. Для проведения сравнительных измерений к общей структуре также был присоединен полупрозрачный электрод из золота толщиной  $\sim 20$  нм.

Исследуемый образец помещался в оптический криостат с соленоидом, позволяющим прикладывать магнит-

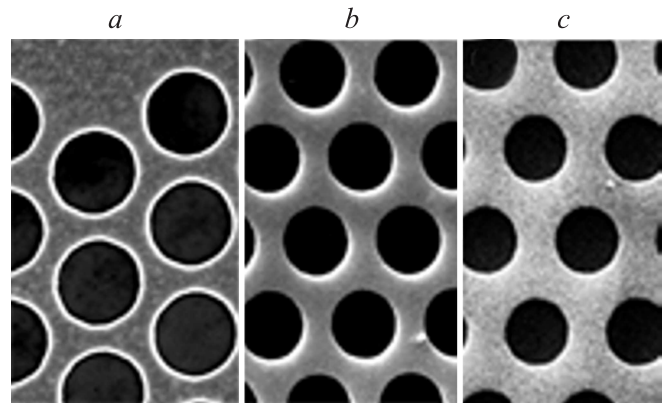
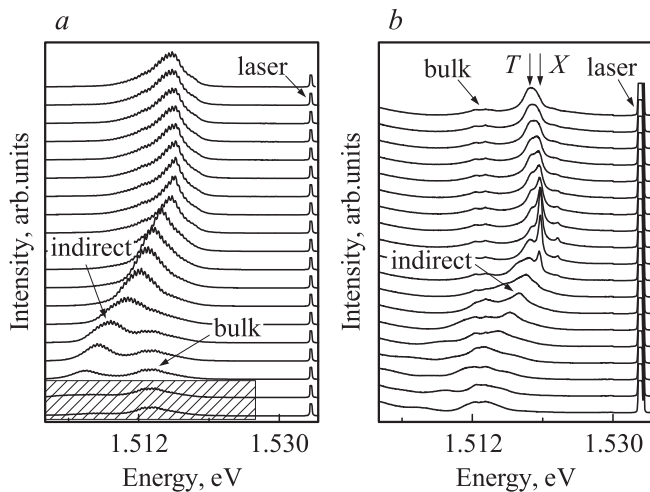


Рис. 1. Фрагменты изображений мозаичного затвора с размером отверстий 1.7 (a), 1.2 (b) и 0.8 мкм (c), полученные с помощью сканирующего микроскопа EVO-50.

ное поле до  $B = 6$  Тл, в поперечной геометрии магнитного поля (геометрия Фойгта) при 2 К. Изучение спиновой динамики электронов проводилось с помощью метода фотоиндуцированного магнитооптического эффекта вращения Керра. В качестве источника фотовозбуждения использовался импульсный фемтосекундный (82 МГц) титан-сапфировый лазер. Для получения спектрально узкого ( $\sim 0.5$  мэВ) импульса использовался специальный электрооптический перестраиваемый фильтр, выделяющий нужный спектральный диапазон в широком спектре фемтосекундного импульса. Далее импульс лазера разделялся на две части — импульсы накачки и зондирования. Средняя мощность импульсов накачки составляла  $\sim 1$  мВт, импульсов зондирования  $\sim 0.5$  мВт при размере лазерного пятна на образце 100 мкм. Циркулярно поляризованный импульс накачки создавал в образце спиновую ориентацию, регистрировавшуюся по углу поворота плоскости поляризации отраженного от образца линейно поляризованного зондирующего пучка с помощью специального балансного фотодетектора. Измерения проводились в спектрально вырожденном режиме, при котором длина волны накачивающего и зондирующего лазерных пучков совпадала. При регистрации сигнала использовалось двойное синхронное детектирование, позволявшее эффективно подавлять паразитный сигнал, создаваемый рассеянным от мозаичного электрода светом накачки. Для этого осуществлялась дополнительная (амплитудная) модуляция пробного пучка, и на этой частоте модуляции регистрировался сигнал керровского вращения. Используемая механическая линия задержки позволяла производить измерения в интервале времени между накачивающим и зондирующим пучками до 6.7 нс.

## 3. Экспериментальные результаты

На рис. 2 представлены интегральные по времени спектры фотолюминесценции (ФЛ) для мозаичного



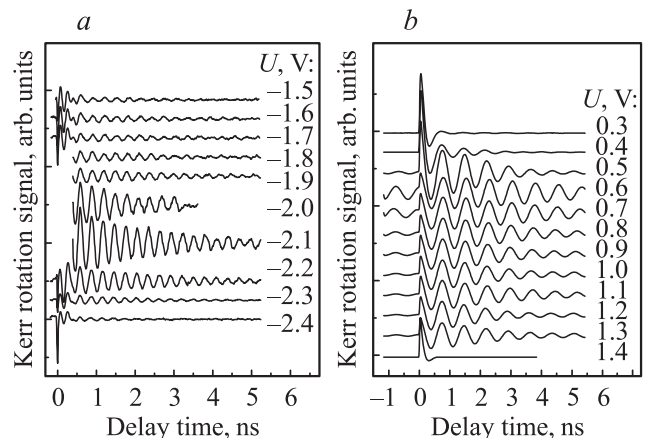
**Рис. 2.** Спектры ФЛ для мозаичного (а) и полупрозрачного (б) электродов при приложенном электрическом смещении от 0 до 1.8 В с шагом 0.1 В (снизу вверх). а — заштрихованный прямоугольник показывает спектральную область, которую пропускает использованный для записи спектров ФЛ с мозаичного электрода интерференционный фильтр. Размер отверстий в мозаичном электроде 1.7 мкм.

(рис. 2, а) и полупрозрачного (рис. 2, б) электродов, записанные при квазирезонансном фотовозбуждении с энергией кванта лазерного излучения на  $\sim 10$  мэВ выше по энергии экситонного состояния  $1sLH$  для КЯ GaAs (25 нм). Спектры ФЛ записаны как функция приложенного электрического смещения от 0 до 1.8 В с шагом 0.1 В в положительной полярности, когда прикладываемое электрическое смещение компенсирует возникающее в структурах с диодом Шоттки встроенное электрическое поле (запирающее смещение). Видно, что для случая мозаичного электрода в спектрах ФЛ наблюдается только одна особенность, связанная с исследуемой КЯ GaAs (25 нм) и отвечающая рекомбинации пространственно разделенных электронов и дырок (indirect). Ранее в работе [14] было показано, что внешнее электрическое смещение создает потенциальную яму по периметру отверстия, а в центре — потенциал существенно слабее, хотя и не нулевой. В отличие от работы [14], в спектрах ФЛ на рис. 2, а отсутствует линия, соответствующая излучательной рекомбинации экситона  $1sHH$  (X), а также линия, обусловленная излучательной рекомбинацией экситона, связанного с локализованным носителем (трион, T). Эти особенности наблюдаются только в спектрах ФЛ для полупрозрачного электрода (рис. 2, б). Это означает, что, по-видимому, электрическое смещение, приложенное к мозаичному электроду, создает потенциальную яму в центре отверстия. Такое различие может быть связано только с размером отверстий, которые в нашем случае равны 1.7 мкм, а в работе [14] — 5 мкм. Показанное на рис. 2 поведение спектров ФЛ характерно для всех исследованных наноструктур с КЯ GaAs (25 нм), независимо

от размера отверстий в мозаичном электроде. Сильное неоднородное уширение линии ФЛ обусловлено неоднородностью электрического поля внутри отверстия мозаичного электрода. Из анализа спектров возбуждения ФЛ было установлено, что данная особенность всегда возникает при резонансном возбуждении экситона  $1sHH$  независимо от внешнего приложенного смещения.

На рис. 3 показана динамика спиновой поляризации электронов при различных значениях электрического смещения, прикладываемого к мозаичному электроду с размерами отверстий 1.7 (КЯ 25 нм, рис. 3, а) и 0.6 мкм (КЯ 25 нм, рис. 3, б). Измерения проводились при фиксированной энергии лазерного возбуждения, спектрально совпадающей с положением экситона  $1sHH$ . Изучалась зависимость амплитуды сигнала керровского вращения от временной задержки между пробным импульсом и импульсом накачки. Было обнаружено, что существуют два различных режима спиновой динамики электронов в зависимости от размера отверстий в мозаичном затворе. Для GaAs-наноструктур с размерами отверстий 0.8–1.7 мкм в мозаичном затворе время спиновой релаксации электронов максимально при обратном смещении (отрицательная полярность, рис. 3, а). Для GaAs-наноструктур с размерами отверстий 0.4–0.8 мкм в мозаичном затворе время спиновой релаксации электронов максимально при прямом смещении (положительная, запирающая полярность, рис. 3, б).

Наблюдаемые в керровском сигнале периодические осцилляции возникают благодаря прецессии когерентно выстроенных электронных спинов относительно внешнего магнитного поля. Частота прецессии,  $\Omega_L$  — ларморовская частота, определяется как  $\hbar\Omega_L = \Delta E = \mu_B g_e^{xy} B$ . Здесь  $\Delta E$  — электронное спиновое расщепление в зоне проводимости,  $g_e^{xy}$  —  $g$ -фактор электрона в плоскости КЯ. По литературным данным хорошо известно, что  $g_e^{xy}$



**Рис. 3.** Керровский сигнал для наноструктур с КЯ GaAs (25 нм) с мозаичными электродами на поверхности, имеющими размер отверстий 1.7 (а) и 0.6 мкм (б), при  $B = 0.75$  и  $0.25$  Тл соответственно, как функция приложенного смещения. Значения приложенного смещения  $U$  соответствующей полярности указаны. Размер отверстий в мозаичном электроде 1.7 мкм.

в данных структурах почти на порядок величины превосходит соответствующую величину для дырок  $g_h^{xy}$  и время спиновой релаксации дырок существенно меньше, чем для электронов. Поэтому, как и в работе [6], мы полагаем, что наблюдаемые в эксперименте квантовые биения происходят между спиновыми состояниями электронов. Экспериментальные результаты на рис. 3, *a* были аппроксимированы моноэкспоненциально затухающей во времени  $t$  осциллирующей зависимостью с частотой  $\Omega_L$  и временем затухания  $T_S^e$ :

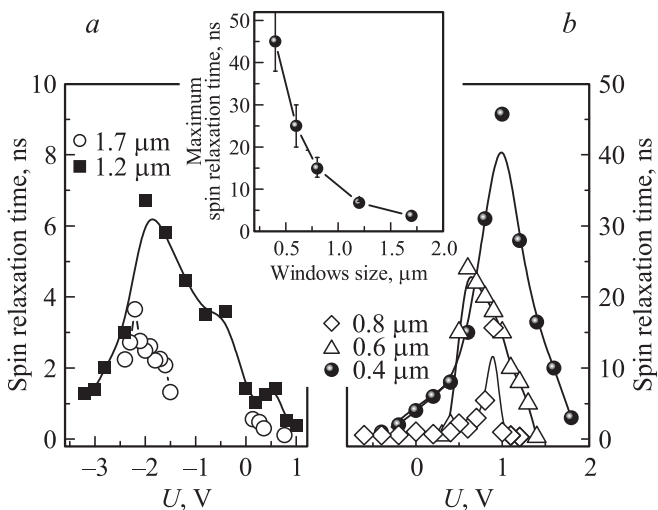
$$I = I_0 \exp(-t/T_S^e) \cos(\Omega_L t). \quad (1)$$

Спиновая динамика электронов в GaAs-наноструктурах с отверстиями 0.4–0.8 мкм в мозаичном электроде имеет более сложный характер и может быть описана экспоненциальным затуханием с двумя разными временами,  $T_{S1}^e$  и  $T_{S2}^e$ :

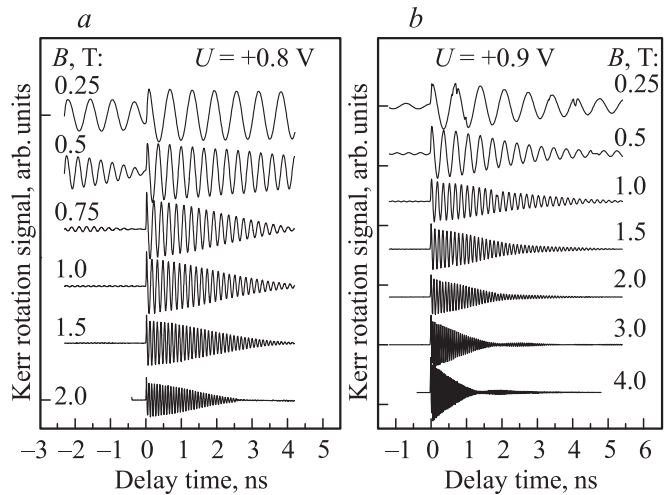
$$I = I_{01} \exp(-t/T_{S1}^e) \cos(\Omega_L t) / [1 - \exp(-12.2/T_{S1}^e)] + I_{02} \exp(-t/T_{S2}^e) \cos(\Omega_L t) / [1 - \exp(-12.2/T_{S2}^e)]. \quad (2)$$

Здесь знаменатель — сумма бесконечной геометрической прогрессии, суммирование осуществляется по всем импульсам лазера, излучающего со скважностью 12.2 нс. Из всей совокупности полученных результатов было установлено, что время  $T_{S2}^e$  наиболее чувствительно к приложенному электрическому смещению.

На рис. 4, *a* представлены сводные зависимости времени спиновой релаксации от приложенного смещения для GaAs-наноструктур с разным набором отверстий в мозаичном электроде, полученные согласно выражениям (1) и (2). Видно, что с уменьшением размера отверстий в



**Рис. 4.** Сводная зависимость времени спиновой релаксации электронов от приложенного электрического смещения  $U$  в GaAs-наноструктурах с отверстиями в мозаичном электроде 1.7 и 1.2 мкм (*a*) и 0.8, 0.6 и 0.4 мкм (*b*). На вставке — зависимость максимального времени спиновой релаксации электронов от размера отверстий в мозаичном электроде.



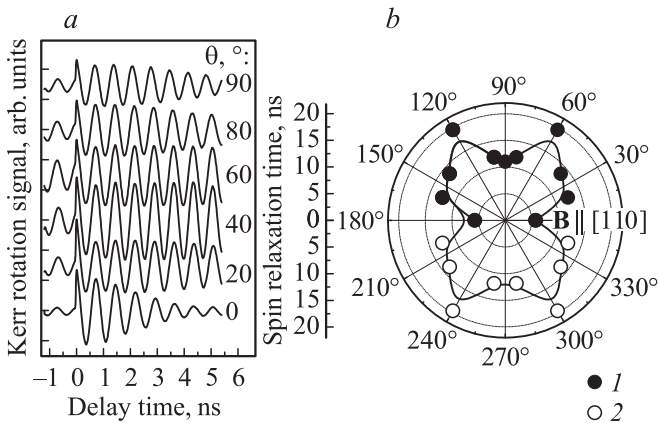
**Рис. 5.** Зависимость керровского сигнала от величины внешнего магнитного поля для GaAs-наноструктур с отверстиями в мозаичном электроде 0.4 мкм (КЯ 40 нм) (*a*) и 0.6 мкм (КЯ 25 нм) (*b*) в мозаичном электроде при фиксированном электрическом смещении.

мозаичном электроде время спиновой релаксации существенно (в разы) возрастает. На рис. 4, *b* представлено максимальное время спиновой релаксации как функция размера отверстий в мозаичном электроде.

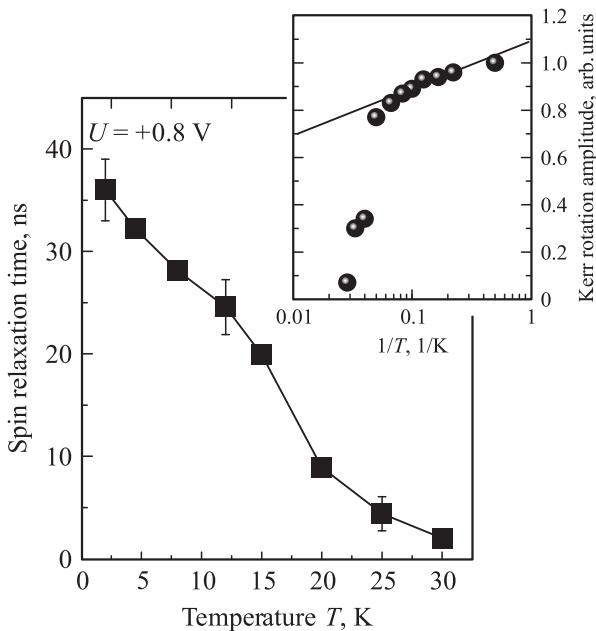
На рис. 5 приведены керровские кривые для GaAs-наноструктур с разным набором отверстий в мозаичном электроде и при фиксированном приложенном смещении в зависимости от величины внешнего магнитного поля. Увеличение магнитного поля приводит к быстрому спаду времени спиновой релаксации, что связано с большой дисперсией электронного  $g$ -фактора. Экспериментально наблюдаемая зависимость является довольно характерной для самоорганизующихся квантовых точек (см., например, [15]) и для квантовых ям с большой амплитудой случайного потенциала, латерально локализуящие электроны (см. [16]).

Нами также были выполнены исследования анизотропии спиновой релаксации электронов в мозаичном электроде (рис. 6). Измерения проводились при фиксированном внешнем электрическом смещении и магнитном поле. Плавно изменялся угол между направлением магнитного поля и кристаллографическим направлением [110]. Из рис. 6, *b* видно, что время спиновой релаксации сильно анизотропно. Характер анизотропии существенно отличен от ранее измеренного для наноструктуры с КЯ GaAs (25 нм) с отверстиями 1.7 мкм в мозаичном электроде [12]. Полученная зависимость уже не описывается уравнением для анизотропной спиновой динамики в КЯ (см. [6]) и характерна для квантовых точек (см., например, [17]).

Для оценки величины локализирующего потенциала проводились температурные измерения времени спиновой релаксации (см. рис. 7). Представленная на вставке активационная зависимость амплитуды керровского



**Рис. 6.** *a* — зависимость керровского сигнала от угла  $\theta$  между направлением магнитного поля и кристаллографическим направлением  $[110]$  в магнитном поле 0.25 Тл и при смещении  $U = +0.6$  В для КЯ GaAs (25 нм) с отверстиями 0.6 мкм в мозаичном электроде. *b* — время спиновой релаксации электронов как функция угла  $\theta$  (1) и экстраполяция из симметричных соотношений (2), непрерывная кривая приведена для удобства.



**Рис. 7.** Зависимость времени спиновой релаксации электронов от температуры  $T$  для GaAs-наноструктуры с отверстиями 0.4 мкм (КЯ 40 нм) в мозаичном электроде при фиксированном электрическом смещении. На вставке — зависимость амплитуды керровского сигнала от обратной температуры  $1/T$ ; прямая линия соответствует активационной энергии  $\sim 2$  мэВ.

сигнала от обратного значения температуры позволяет оценить энергию активации в 2 мэВ (см. аналогичную оценку в работе [18]). Это, по нашему мнению, дает оценку средней глубины латеральных потенциальных ям, так как энергия связи локализованных электронов в наших структурах составляет  $< 1$  мэВ. Подобные за-

висимости были получены и при других приложенных смещениях для данной наноструктуры, и качественно они ведут себя аналогичным образом.

#### 4. Обсуждение экспериментальных результатов

Анализ совокупности полученных экспериментальных результатов позволяет заключить, что приложение электрического смещения к GaAs-наноструктуре с мозаичным металлическим электродом на поверхности создает одиночную потенциальную яму в центре отверстия мозаичного электрода, которая захватывает электроны. Глубина такой потенциальной латеральной ловушки определяется абсолютным значением приложенного обратного или прямого смещения, а латеральный размер зависит от диаметра отверстия. При уменьшении размера потенциальной ловушки время спиновой релаксации сильно сверхлинейно возрастает, что обусловлено подавлением механизма спиновой релаксации Дьяконова–Переля, что теоретически было предсказано в работе [10]. Для этого не требуется квантово-размерного масштаба латеральной ловушки, эффективное подавление спиновой релаксации происходит уже на субмикрометровых размерах. Полученная нами экспериментальная зависимость времени спиновой релаксации от размера области латеральной локализации электронов (см. вставку к рис. 4) хорошо согласуется с полученной теоретически квадратичной зависимостью (формула (19) в [10]).

Также из полученных нами экспериментальных данных следует, что в зависимости от размера латеральной ловушки долговременной спиновой памятью могут обладать как фотовозбужденные электроны (при размерах отверстий  $> 1$  мкм в мозаичном электроде, см. рис. 4, *a*), так и резидентные электроны (при размерах отверстий  $< 1$  мкм в мозаичном электроде, см. рис. 4, *b*). Резидентные электроны при низких температурах, по видимому, локализованы на  $D^0X$ -комплексах.

Температурная зависимость амплитуды керровского сигнала и времени спиновой релаксации позволяет оценить глубину потенциальной ловушки в 2 мэВ, тогда как энергия связи электрона на  $D^0X$ -комплексах, как следует из спектров ФЛ, не превышает 1 мэВ для исследованных КЯ. Глубина потенциальной ямы определяется архитектурой наноструктуры и может изменяться в зависимости от расположения квантовой ямы GaAs относительно поверхности.

Уменьшение времени спиновой релаксации с ростом магнитного поля обусловлено разбросом  $g$ -фактора электронов, который тем больше, чем меньше размер отверстий в мозаичном электроде. Это является следствием роста неоднородности электрического поля внутри отверстия, что приводит к большей дисперсии глубины потенциальной ямы, в которой локализованы электроны. Сильная анизотропия спиновой релаксации и ее симметрия указывают на существенную роль

формы латеральной ловушки, в которой локализованы электроны.

Предложенный нами способ электрически управляемой латеральной локализации электронов может служить новым эффективным инструментом для управления спин-орбитальным взаимодействием в наноструктурах с КЯ GaAs.

## 5. Заключение

Таким образом, в данной работе была исследована когерентная спиновая динамика электронов, локализованных в плоскости квантовых ям GaAs в искусственно созданных и электрически управляемых латеральных ловушках. Показано, что с помощью мозаичного затвора на поверхности GaAs-наноструктур можно изменять время спиновой релаксации электронов на 2 порядка величины (от  $\sim 500$  пс до  $\sim 50$  нс), что является одним из рекордных результатов на данный момент. Экспериментально полученная зависимость времени спиновой релаксации электронов от размера области латеральной локализации находится в хорошем качественном согласии с теоретическим предсказанием.

Авторы выражают благодарность М.М. Глазову за плодотворное обсуждение и замечания. Авторы также глубоко признательны В. Муравьеву за помощь в изготовлении контактов к исследованным образцам.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 11-02-12289).

## Список литературы

- [1] G. Lommer, F. Malcher, U. Roessler. Phys. Rev. Lett., **60**, 728 (1988).
- [2] S. Datta, B. Das. Appl. Phys. Lett., **56**, 665 (1990).
- [3] Y. Kato, R.C. Myers, A.C. Gossard, D.D. Awschalom. Nature, **42**, 50 (2004).
- [4] G. Dresselhaus. Phys. Rev., **100**, 580 (1955).
- [5] N.S. Averkiev, L.E. Golub, A.S. Gurevich, V.P. Evtikhiev, V.P. Kochereshko, A.V. Platonov, A.S. Shkolnik, Yu.P. Efimov. Phys. Rev. B, **74**, 033 305 (2006).
- [6] A.V. Larionov, L.E. Golub. Phys. Rev. B, **78**, 033 302 (2008).
- [7] A. Kiselev, K.W. Kim. Phys. Rev. B, **61**, 13 115 (2000).
- [8] A.W. Holleitner, V. Sih, R.C. Myers, A.C. Gossard, D.D. Awschalom. New J. Phys., **9**, 342 (2007).
- [9] В.А. Николюк, И.В. Игнатьев. ФТП, **41**, 1443 (2007).
- [10] И.С. Любинский. Письма ЖЭТФ, **83**, 395 (2006).
- [11] Р.В. Чербунин, М.С. Кузнецова, И.Я. Герловин, И.В. Игнатьев, Ю.К. Долгих, Ю.П. Ефимов, С.А. Елисеев, В.В. Петров, С.В. Полтавцев, А.В. Ларионов, А.И. Ильин. ФТТ, **51**, 791 (2009).
- [12] А.В. Ларионов, А.В. Секретенко, А.И. Ильин. Письма ЖЭТФ, **93**, 269 (2011).
- [13] A.V. Larionov, A.V. Sekretenko, A.I. Il'in. Sol. St. Commun., **152**, 1893 (2012).
- [14] А.В. Горбунов, В.Б. Тимофеев. Письма ЖЭТФ, **84**, 390 (2006).

- [15] I.A. Yugova, A. Greilich, D.R. Yakovlev, A.A. Kiselev, M. Bayer, V.V. Petrov, Yu.K. Dolgikh, D. Reuter, A.D. Wieck. Phys. Rev. B, **75**, 245 302 (2007).
- [16] А.В. Ларионов, А.В. Секретенко. Письма ЖЭТФ, **94**, 934 (2011).
- [17] A. Schwan, A. Greilich, D.R. Yakovlev, M. Bayer, A.D.B. Maia, A. Quivy, A.B. Henriques. Appl. Phys. Lett., **99**, 221 914 (2011).
- [18] E.A. Zhukov, D.R. Yakovlev, M. Bayer, E.L. Ivchenko, G. Karczewski, T. Wojtowicz, J. Kossut. Phys. Rev. B, **76**, 205 310 (2007).

Редактор Л.В. Шаронова

## Lateral localizing potential as an instrument for operation of spin relaxation time in GaAs quantum wells

A.V. Larionov<sup>+</sup>, A.I. Il'in<sup>\*</sup>

<sup>+</sup> Institute of Solid State Physics,  
Russian Academy of Sciences,  
142432 Chernogolovka, Russia

<sup>\*</sup> Institute of Microelectronics Technology,  
Russian Academy of Sciences,  
142432 Chernogolovka, Russia