

## Управление спиновой динамикой электронов в широкой GaAs квантовой яме с помощью латерально локализирующего потенциала

А. В. Ларионов<sup>1)</sup>, А. В. Секретенко, А. И. Ильин<sup>+</sup>

*Институт физики твердого тела РАН, 142432 Черноголовка, Московская обл., Россия*

<sup>+</sup> *Институт проблем технологии микроэлектроники и особо чистых материалов РАН  
142432 Черноголовка, Московская обл., Россия*

Поступила в редакцию 27 января 2011 г.

Исследована спиновая динамика электронов, локализованных в плоскости широкой GaAs квантовой ямы с помощью специального мозаичного электрода, нанесенного на поверхность образца. Одновременно проводились сравнительные измерения на полупрозрачном электроде, чтобы различить изменения в спиновой динамике электронов не только за счет изгиба зон, но и вследствие локализации в плоскости, управляемой с помощью внешнего приложенного смещения. Обнаружен сильный рост времени жизни спина электронов в ловушках при увеличении приложенного смещения. Полученные значения  $g$ -фактора электрона в плоскости квантовой ямы и зависимость времени жизни электронного спина от магнитного поля свидетельствуют о возникновении сильного трехмерного конфайнмента в центре отверстия мозаичного электрода. Изученная анизотропия спиновой релаксации электронов обусловлена анизотропией локализирующего потенциала.

Управление спиновыми степенями свободы электронов и дырок в полупроводниковых наноструктурах является одним из приоритетных направлений спинтроники. В последнее десятилетие значительная часть этих исследований направлена на изучение спиновой динамики носителей в полупроводниковых квантовых точках (КТ). Наноструктуры, содержащие КТ, интересны в первую очередь тем, что КТ, встроенные в них, по сути являются центрами локализации носителей, и время жизни спина электрона в КТ может достигать сотен микросекунд и даже нескольких миллисекунд (см. например, [1]). Основными недостатками таких структур, как правило выращенных методом самоорганизации, являются большой разброс параметров точек в ансамбле и большая дефектность гетерограниц, обусловленная значительным рассогласованием постоянных решетки материала КТ и барьерного слоя. Это приводит к разному зарядовому состоянию точек, что очень существенно с точки зрения создания элементов спиновой памяти. В настоящее время активно развиваются другие методы создания регулярного ансамбля КТ. Так, группа Е. Карон [2] использует для создания регулярного массива GaAs КТ метод химического осаждения из газовой фазы в четырехгранные инвертированные пирамиды, специальным образом выращенные в (111)В-GaAs подложке. Это позволяет как на порядок уменьшить дисперсию размера КТ, образующихся в таких пирамидах, так и избежать

большой дефектности структур, поскольку используется тот же самый набор атомов. Интересной особенностью таких наноструктур является уникальная возможность соединить в одном образце как квантовые ямы, так и квантовые нити (разного типа) и КТ, которые между собой взаимосвязаны.

Настоящая работа продолжает исследования, начатые в работе [3] и направленные на изучение спиновой динамики электронов, помещенных в массив специфических потенциальных ям, регулярно расположенных в плоскости GaAs квантовой ямы (КЯ). Создание ансамбля таких точечных потенциалов, в пределе квантоворазмерных, может явиться новым классом индуцированных квантовых точек (ИКТ). Совершенствование технологии изготовления позволит достичь минимального разброса параметров ИКТ – их размера в плоскости и, как следствие, величины локализирующего потенциала. Вместе с использованием высококачественных GaAs КЯ это представляет хорошую перспективу для практического использования ИКТ как базового элемента для создания ячеек спиновой памяти.

Эксперименты проводились на GaAs/AlGaAs гетероструктуре с одиночной широкой 25 нм GaAs КЯ. Структура представляла собой шоттки-фотодиод, в котором роль внутреннего электрода выполняла легированная кремнием 30 нм GaAs КЯ, а внешним шоттки-затвором служил специальный электрод с регулярным ансамблем микронных отверстий (мозаичный электрод). Электрическое смещение прикладывалось между внутренним электродом и внешним

<sup>1)</sup> e-mail: laronov@issp.ac.ru

шоттки-затвором. Мозаичный электрод размером  $100 \times 100$  мкм с рамкой шириной 100 мкм для предотвращения попадания гауссовых “крыльев” лазерного пятна за пределы электрода, контактная площадка размером  $500 \times 500$  мкм и межсоединения, которыми замкнуты элементы структуры, были сделаны из золотой пленки толщиной 900 нм. Изготовление структуры осуществлялось методами электронной литографии с использованием технологии “lift of” и электронного микроскопа (SEM EVO-50), оборудованного программно-аппаратным комплексом Nanomaker. Размер отверстий мозаичного электрода составлял примерно 1.7 мкм, а расстояние между центрами отверстий и границами отверстий – 2.1–2.2 мкм и 0.35–0.45 мкм, соответственно (см. рис.1). Для прове-

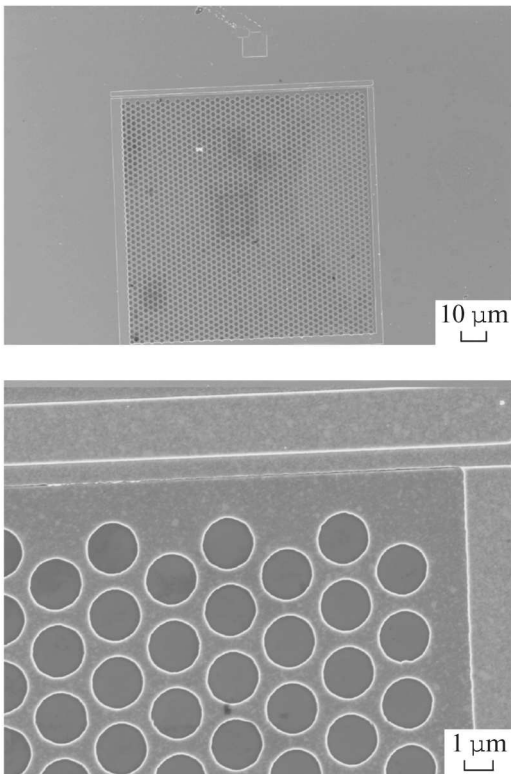


Рис.1. Снимки мозаичного электрода, полученные с помощью сканирующего электронного микроскопа при разном увеличении

дения сравнительных измерений к общей структуре также был присоединен полупрозрачный электрод из золота толщиной примерно 20 нм.

Исследуемый образец помещался в магнитный оптический криостат с соленоидом до 6 Тл, в поперечной геометрии магнитного поля (геометрия Фойгта) при 2 К. Конструкция держателя образца позволяла менять направление между напряженностью магнитного поля и кристаллографическими осями кристал-

ла с точностью  $2^\circ$ . Изучение спиновой динамики электронов в гетероструктуре с мозаичным электродом на поверхности проводилось с помощью метода время-разрешенного магнитооптического эффекта вращения Керра в геометрии эксперимента накачки-зондирования. Для фотовозбуждения использовался импульсный 80 МГц титан-сапфировый лазер с длительностью импульсов 10 пс и спектральной шириной импульса на половине высоты 0.1 нм. Циркулярно поляризованный импульс накачки создавал в образце спиновую ориентацию, регистрировавшуюся по углу поворота плоскости поляризации отраженного от образца линейно поляризованного пробного пучка. Измерения проводились в спектрально вырожденном режиме, при котором длина волны накачивающего и пробного лазерных пучков совпадала. При регистрации сигнала использовалось двойное синхронное детектирование, позволявшее эффективно подавлять паразитный сигнал, создаваемый рассеянным от мозаичного электрода светом накачки. Имевшаяся в распоряжении механическая линия задержки позволяла производить измерения в интервале времени между накачивающим и зондирующим пучками до 6 нс, с шагом 10 пс.

На рис.2 представлены интегральные по времени спектры фотолюминесценции ФЛ для мозаичного (рис.2а) и полупрозрачного (рис.2б) электродов, записанные при квазирезонансном фотовозбуждении, с энергией кванта лазерного света на  $\sim 10$  мэВ выше по энергии  $1sLH$  экситонного состояния. Спектры ФЛ записаны как функция приложенного электрического смещения от 0 до 1.8 В с шагом 0.1 В (снизу вверх) в положительной полярности, когда прикладываемое электрическое смещение компенсирует возникающее в структурах с шоттки-диодом встроенное электрическое поле. Видно, что для случая мозаичного электрода в спектрах ФЛ наблюдается только одна особенность, связанная с исследуемой 25 нм GaAs КЯ и отвечающая рекомбинации пространственно разделенных электронов и дырок (indirect). Ранее в работе [4] 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 [4], в спектрах ФЛ на рис.2а отсутствует линия, соответствующая излучательной рекомбинации  $1sHH$  экситона (X), а также линия, обусловленная излучательной рекомбинации экситона, связанная с локализованным носителем (трион, T). Эти особенности наблюдаются только в спектрах ФЛ для полупрозрачного электрода (рис.2б). Это означает, что электрическое смещение, приложенное к мозаичному электроду, создает

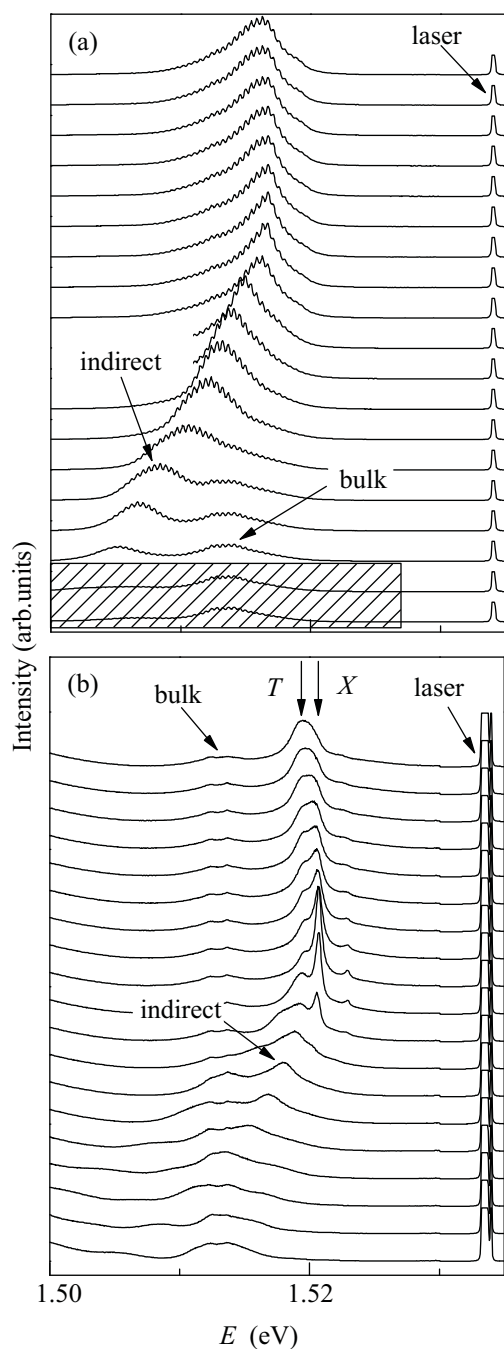


Рис.2. Спектры ФЛ для мозаичного (а) и полупрозрачного (б) электродов при приложенном электрическом смещении от 0 до 1.8 В с шагом 0.1 В (снизу вверх). На рис. (а) заштрихованный прямоугольник показывает спектральную область, которую пропускает использованный для записи спектров ФЛ с мозаичного электрода интерференционный фильтр

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 [4] – 5 мкм. В данной работе не проводились детальные исследования особенностей ФЛ из одиночно-

го отверстия размером порядка 1.7 мкм, что является отдельным предметом для изучения и будет сделано позднее.

На рис.3 продемонстрирована динамика спиновой поляризации электронов при различных напря-

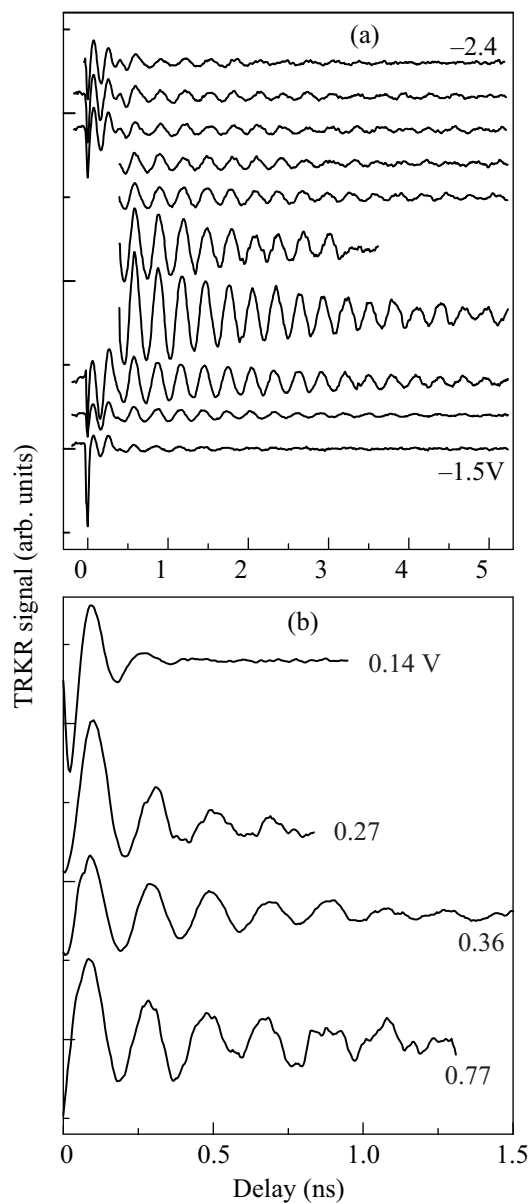


Рис.3. Керровский сигнал от мозаичного (а) и полупрозрачного (б) электродов, записанный при  $B = 0.75$  и 1 Тл, соответственно, как функция приложенного смещения. Кривые на рис. (а) соответствуют приложенным смещениям в интервале от  $-1.5$  до  $-2.4$  В с шагом 0.1 В, смещения на рис. (б) указаны около кривых

жениях смещения, прикладываемых к мозаичному (рис.3а) и полупрозрачному (рис.3б) электродам, полученная в магнитном поле 0.75 Тл и 1 Тл, соответственно. Измерения на мозаичном электроде производились при фиксированной энергии лазерного воз-

буждения, спектрально совпадающей с положением  $1sHH$  экситона ( $E \sim 1520 \pm 0.1$  мэВ). Керровский сигнал с полупрозрачного электрода был получен при энергии лазерного возбуждения, соответствующей высокоэнергетическому краю линии ФЛ непрямого экситона. Измерялась зависимость амплитуды сигнала керровского вращения от временной задержки между пробным импульсом и импульсом накачки. Эксперименты показали, что керровский сигнал с полупрозрачного электрода существует лишь в небольшой области приложенного смещения положительной полярности, в которой максимальное время жизни электронного спина составляет около 0.5 нс. В то же время керровский сигнал с мозаичного электрода возникает при больших ( $-1.5$  В) отрицательных смещениях, существует в более широкой области приложенных смещений ( $\sim 1$  В) и соответствует времени жизни спина электрона, большому на порядок величины (около 4 нс).

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 квантовой ямы. По литературным данным хорошо известно, что  $g_e^{xy}$  в данных структурах почти на порядок величины превосходит  $g_h^{xy}$  и время спиновой релаксации дырок существенно короче, чем для электронов. Поэтому, как и в работе [5], мы полагаем, что наблюдаемые в эксперименте квантовые биения происходят между спиновыми состояниями электронов.

Экспериментальные результаты на рис.3 были аппроксимированы монотонно затухающей осциллирующей зависимостью с частотой  $\Omega_L$  и временем затухания  $T_S^e$ :

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

Результаты такой аппроксимации, из которой извлекаются время жизни электронного спина  $T_S^e$  и  $g$ -фактор электрона в плоскости квантовой ямы  $g_e^{xy}$ , показаны на рис.4 для мозаичного (кружки) и полупрозрачного (квадраты) электродов, соответственно. Видно, что, как было замечено выше, области существования керровского сигнала для мозаичного и полупрозрачного электродов сильно различны. Керровский сигнал с полупрозрачного электрода отсутствует при отрицательных смещениях, предположительно вследствие слабого поглощения лазерного света в условиях резонансного фотовозбуждения при сильно

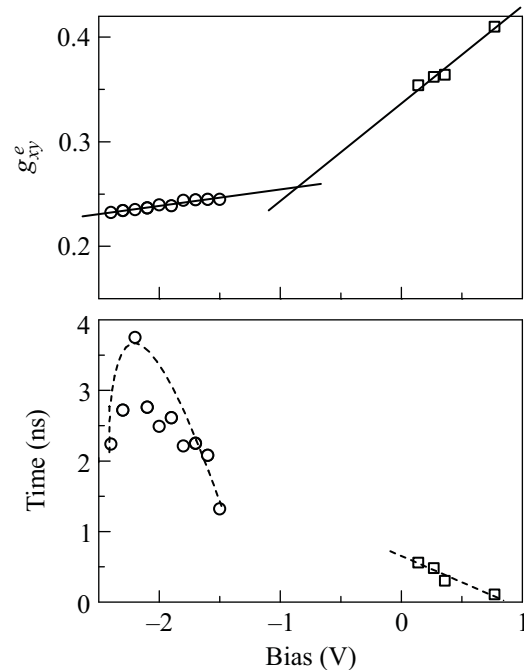


Рис.4. Время жизни электронного спина  $T_S^e$  и  $g$ -фактор электрона в плоскости квантовой ямы  $g_e^{xy}$  как функция приложенного смещения для мозаичного (кружки) и полупрозрачного (квадраты) электродов. Сплошные линии – линейная экстраполяция экспериментальных точек. Пунктирные кривые приведены для удобства

наклоненных зонах. Время жизни электронного спина при этом достаточно мало и растет с уменьшением приложенного смещения, так как в данной полярности меньшее смещение соответствует большему значению встроенного поля. Это свидетельствует о росте времени излучательной рекомбинации и подробнее обсуждается ниже. Ранее теоретически было предсказано (см., например, [7]) и позднее подтверждено экспериментально [8], что величины как продольных, так и поперечных компонент  $g$ -фактора электрона определяются шириной квантовой ямы и высотой барьера. По полученным значениям электронного  $g$ -фактора  $g_e^{xy}$  для полупрозрачного электрода можно установить, что ширина КЯ изменяется от 25 до приблизительно 20 нм.

Спиновая динамика электронов, локализованных внутри отверстий мозаичного электрода, качественно отлична описанной выше ситуации для полупрозрачного электрода. Керровский сигнал возникает при большом ( $\geq 1.5$  В) отрицательном смещении, соответствующем ситуации сильного изгиба зон. Вероятной причиной этого может быть, как указывалось в работе [3], сильное увеличение времени излучательной рекомбинации непрямого экситона вследствие разрыва обменного взаимодействия электрона с дыркой. Таким образом, при небольших отрицатель-

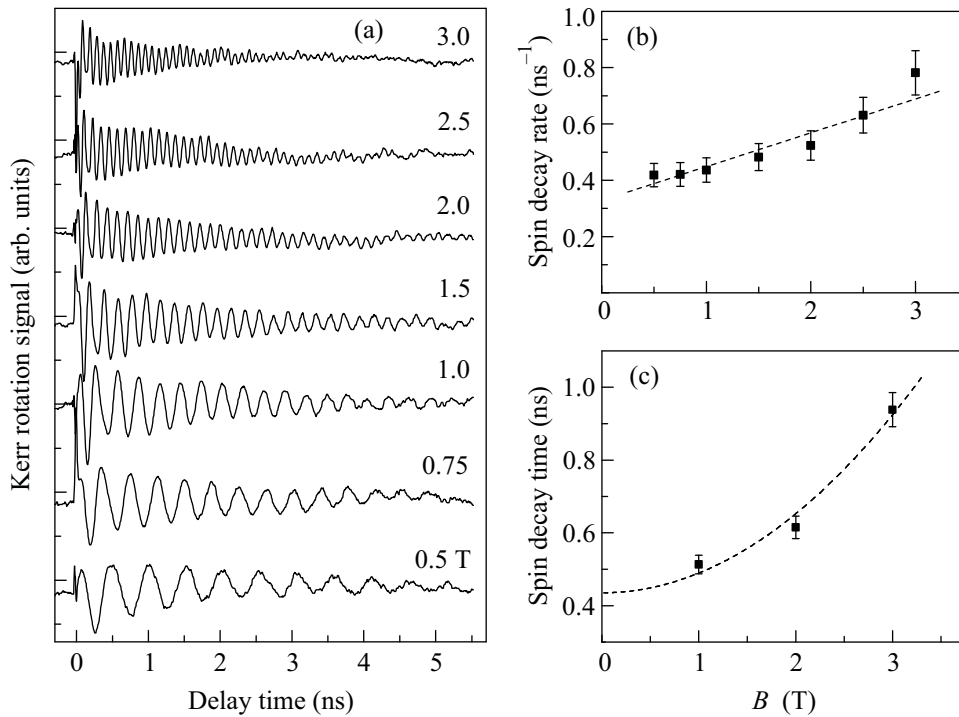


Рис.5. (а) Керровский сигнал от мозаичного электрода, записанный при фиксированном приложенном смещении  $U = -1.7$  В как функция внешнего магнитного поля (цифры рядом с кривыми). (б) Извлеченная с помощью выражения (1) из рис.(а) магнитополевая зависимость обратного времени жизни электронного спина. Пунктирная прямая – результат линейной аппроксимации. (с) Магнитополевая зависимость времени жизни электронного спина для полупрозрачного электрода. Пунктирная кривая приведена для удобства

ных смещениях ( $U < -1.5$  В) время жизни электронного спина определяется обменным взаимодействием электрона с дыркой, с ростом приложенного смещения обмен ослабевает и более коротким становится время спиновой релаксации. Исчезновение керровского сигнала при больших отрицательных смещениях ( $U > -2.5$  В), по-видимому, связано с уходом электронов под электрод. Имеющихся экспериментальных данных пока недостаточно для точной оценки размера области локализации в плоскости внутри отверстий, но по значению  $g_e^{xy}$  можно оценить энергетический размер потенциальной ямы, в которой локализованы электроны, и этот размер соответствует квантовой яме шириной 10–11 нм. Другими словами, при приложении отрицательного смещения  $U \geq -1.5$  В локально в плоскости (в центре отверстий) ширина квантовой ямы становится 10–11 нм.

Свидетельством возникновения сильной трехмерной локализации для электронов в отверстиях мозаичного электрода является магнитополевая зависимость времени жизни электронного спина, показанная на рис.5. На рис.5а приведены керровские кривые для фиксированного приложенного смещения к мозаичному электроду как функция внешнего магнитного поля (показано на рис.5а цифрами). Экспе-

риментальные результаты хорошо ложатся на прямую (см. рис.5б), которая аппроксимирует значение обратного времени жизни электронного спина как функцию магнитного поля и определяется выражением

$$T_S^{-1} = T_0^{-1} + 80\Delta g B, \quad (2)$$

где  $T_0^{-1} = (0.33 \pm 0.03)$  нс<sup>-1</sup> – обратное время жизни электронного спина, не зависящее от магнитного поля и определяемое временем электронной спиновой релаксации и временем ухода электронов (например, за счет излучательной рекомбинации);  $\Delta g = (1.5 \pm 0.3) \cdot 10^{-3}$  – разброс  $g$ -фактора электрона; 80 – константа с размерностью Тл/нс. Такая зависимость для обратного времени жизни электронного спина является довольно характерной для самоорганизующихся квантовых точек (см., например, [8]) и для квантовых ям с большой амплитудой случайного потенциала, локализирующего электроны (см. [10]). В нашем случае изменение (уменьшение) времени жизни электронного спина составляет около двух раз, что вполне может определяться небольшим (порядка 5%) разбросом отверстий мозаичного электрода. На рис.5с представлена сводная магнитополевая зависимость времени жизни электронного спина для

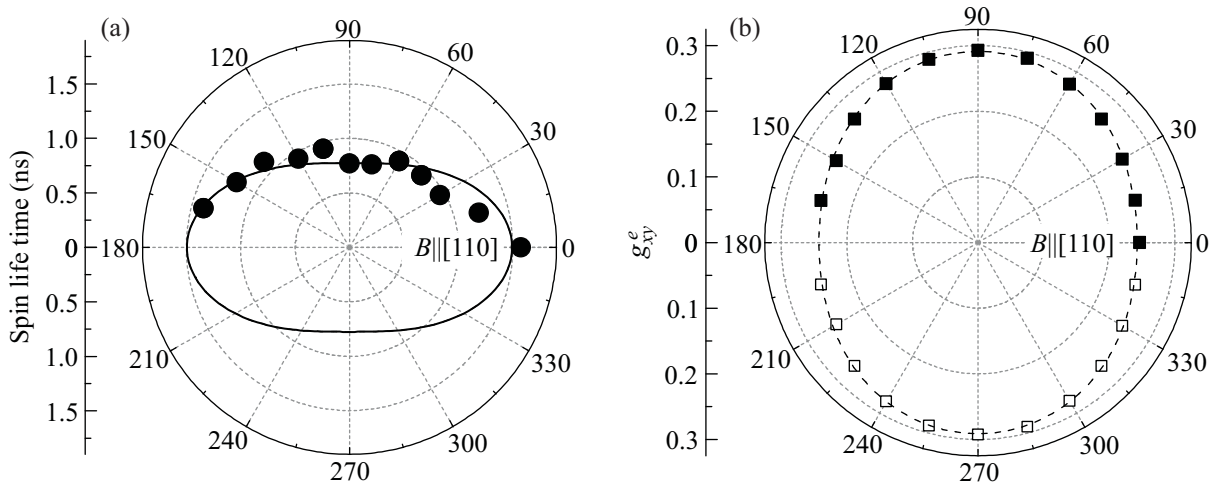


Рис.6. (а) Анизотропия времени жизни спина для мозаичного электрода. (б) Анизотропия  $g$ -фактора электрона  $g_e^{xy}$

полупрозрачного электрода. Видно, что при простом приложении электрического смещения картина кардинально другая. С увеличением внешнего магнитного поля время жизни электронного спина увеличивается. Это связано с тем, что в данном интервале приложенных смещений время жизни электронного спина определяется не временем электронной спиновой релаксации, а временем излучательной рекомбинации, которое увеличивается с ростом магнитного поля, как было показано для двойных квантовых ям в работе [11]. Данный эффект обусловлен магнитным полем, лежащим в плоскости КЯ, которое приводит к сдвигу дисперсии непрямых экситонов в  $k$ -пространстве.

Нами также были выполнены исследования анизотропии спиновой релаксации и  $g$ -фактора электронов в мозаичном электроде (рис.6). Измерения проводились при фиксированных внешнем смещении и магнитном поле. Плавно изменялся угол между магнитным полем и кристаллографическим направлением [110]. Из рис.6 видно, что время жизни электронного спина и  $g_e^{xy}$  сильно анизотропны. Это, по нашему мнению, указывает на большую анизотропию локализирующего потенциала и может определяться формой отверстий в мозаичном электроде. В дальнейшем планируется подробно исследовать анизотропию для разных приложенных смещений и разных размеров отверстий в мозаичном электроде.

Таким образом, в данной работе была исследована спиновая динамика электронов в широкой GaAs/AlGaAs квантовой яме со специально приготовленным на поверхности мозаичным электродом. Найдено, что время жизни электронного спина возрастает на порядок величины в структуре с мозаичным электродом. Полученные значения  $g$ -фактора

электрона в плоскости квантовой ямы и магнитополевая зависимость времени жизни электронного спина свидетельствуют о возникновении сильной трехмерной локализации в центре отверстия мозаичного электрода. Была обнаружена большая анизотропия  $g$ -фактора электрона  $g_e^{xy}$  и времени жизни электронного спина.

Авторы выражают благодарность М.М. Глазову, И.В. Игнатьеву и И.Я. Герловину за плодотворные обсуждения и замечания. Авторы также глубоко признательны В. Муравьеву за помощь в изготовлении контактов к исследованному образцу. Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований.

1. C. Y. Lu, Y. Zhao, A. N. Vamivakas et al., PRB **81**, 035332 (2010).
2. Q. Zhu, J. D. Ganiere, Z. B. He et al., PRB **82**, 165315 (2010).
3. Р. В. Чербунин, М. С. Кузнецова, И. Я. Герловин и др., ФТТ **51**, 791 (2009).
4. А. В. Горбунов, В. Б. Тимофеев, Письма ЖЭТФ **84**, 390 (2006).
5. A. V. Larionov and L. E. Golub, Physical Review B, **78**, 033302 (2008).
6. А. В. Горбунов и В. Б. Тимофеев, Письма в ЖЭТФ **83**, 178 (2006).
7. E. L. Ivchenko, *Optical Spectroscopy of Semiconductor Nanostructures*, Alpha Science, Harrow UK, 2005.
8. I. A. Yugova, A. Greulich, D. R. Yakovlev et al., PRB **75**, 245302 (2007).
9. A. Greulich, R. Oulton, E. A. Zhukov et al., PRL **96**, 227401 (2006).
10. A. V. Larionov, L. E. Golub, A. V. Sekretenko, and M. M. Glazov, Proc. 16th Intern. Symposium Nanostructures: Physics and Technology, 2010.
11. L. V. Butov, A. V. Mintsev, Yu. E. Lozovik et al., Phys. Rev. B **62**, 1548 (2000).