

Спиновая динамика носителей в квантовых ямах GaAs/AlGaAs при наличии латерально локализирующего электрического потенциала

© Р.В. Чербунин, М.С. Кузнецова, И.Я. Герловин, И.В. Игнатъев, Ю.К. Долгих, Ю.П. Ефимов, С.А. Елисеев, В.В. Петров, С.В. Полтавцев, А.В. Ларионов*, А.И. Ильин**

Санкт-Петербургский государственный университет,
Санкт-Петербург, Петергоф, Россия

* Институт физики твердого тела Российской академии наук,
Черноголовка, Московская обл., Россия

** Институт проблем технологии микроэлектроники Российской академии наук,
Черноголовка, Московская обл., Россия

E-mail: ivan_ignatiev@mail.ru

(Поступила в Редакцию 4 сентября 2008 г.)

Методом фотоиндуцированного магнитооптического эффекта Керра изучена динамика спиновой ориентации в квантовой яме GaAs, находящейся в латерально неоднородном электрическом потенциале, создаваемом мозаичным электродом, нанесенным на поверхность образца. Установлено, что приложение к электроду отрицательного потенциала, большего 1 V, сопровождается более чем стократным увеличением времени жизни спиновой поляризации в исследуемом образце. Сделан вывод, что причиной столь резкого замедления релаксации является совместное действие двух эффектов: пространственного разнесения электрона и дырки, приводящего к уменьшению скорости излучательной рекомбинации электрон-дырочной пары, и локализации электрона, сопровождающейся подавлением процессов спиновой релаксации, связанных с его движением.

Работа поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (грант № 07-02-00979а).

PACS: 73.21.Fg, 78.67.De

1. Введение

Наблюдающийся в последнее время большой интерес к спиновой динамике носителей в полупроводниковых квантовых точках (КТ) в значительной мере связан с возможной перспективой использования этих структур для реализации долговременной спиновой памяти. Благодаря пространственной локализации носителей, подавляющей основные механизмы спиновой релаксации, время жизни спина электрона в КТ может достигать сотен микросекунд, а возможно, и единиц миллисекунд [1]. Недостатками квантовых точек, создаваемых методом самоорганизации, являются разброс параметров точек в ансамбле и большая дефектность гетерограниц, обусловленная значительным рассогласованием постоянных решетки материала КТ и барьерного слоя. Разброс свойств КТ не позволяет, в частности, добиться одинакового зарядового состояния всех точек, необходимого для реализации спиновой памяти. Наличие дефектов, в том числе парамагнитных, приводит к сокращению времени жизни электронного спина, что ограничивает возможность длительного хранения информации.

В настоящей работе исследована спиновая динамика носителей, помещенных в массив специфических потенциальных КТ, создаваемых путем приложения электрического смещения к нанесенному на поверхность структуры электроду, содержащему регулярную систему нанотверстий. Регулярный характер размера и расположения тверстий исключает возможность разброса параметров создаваемого таким образом ансамбля КТ. Важным преимуществом индуцированных полем КТ

является и практически полное отсутствие дефектов на гетерогранице, что позволяет подавить один из важных каналов спиновой релаксации. Дополнительным достоинством таких КТ с точки зрения их потенциального практического использования является принципиальная возможность адресации каждой точки в отдельности с помощью специальных электродов, что невозможно для самоорганизованных КТ вследствие их случайного расположения.

2. Условия эксперимента

Объектом исследования был образец, содержащий легированный слой GaAs:Si и квантовую яму GaAs толщиной приблизительно 9 nm, заключенную между барьерами Al_{0.25}Ga_{0.75}As. На внешнюю поверхность гетероструктуры был нанесен золотой электрод с субмикронными отверстиями (мозаичный электрод). Для изготовления мозаичного электрода был использован электронный микроскоп JSEM-850, снабженный программно-аппаратным комплексом для электронной литографии Nanomaker. Электрод представлял собой композицию нескольких чипов, причем характерные размеры каждого чипа составляли 150 × 150 μm, а диаметр тверстий равнялся либо 500, либо 100 nm. Изготовленный образец помещался в оптический гелиевый криостат замкнутого цикла, обеспечивающий охлаждение до температуры 8 K. Между электродом и легирующим слоем прикладывалось электрическое смещение, варьируемое в диапазоне от +1 до -5 V. Криостат с образцом

помещался между катушками электромагнита, позволявшими создавать сравнительно небольшое (от -0.01 до $+0.01$ Т) магнитное поле.

Динамика спиновой ориентации в исследуемом образце регистрировалась в режиме pump-probe по сигналу фотоиндуцированного (керровского) вращения плоскости поляризации света [2]. В качестве источника излучения использовался титан-сапфировый лазер, генерирующий световые импульсы 150 fs, следующие с частотой 80 МГц. Циркулярно поляризованный импульс накачки создавал в образце спиновую ориентацию, регистрировавшуюся по углу поворота плоскости поляризации отраженного от образца линейно поляризованного пробного пучка. Измерения производились в спектрально невырожденном режиме, в котором длина волны накачивающего и пробного световых пучков могла варьироваться независимым образом. Для изменения длины волны и спектральной ширины накачивающего пучка применялся монохроматор, а спектральный состав пробного светового пучка задавался интерференционным фильтром, ширина полосы пропускания которого составляла 2 nm. При регистрации сигнала использовалось двойное синхронное детектирование, позволявшее эффективно подавлять паразитный сигнал, создаваемый светом накачки, отраженным от мозаичного электрода.

3. Результаты экспериментов и обсуждение

На рис. 1 продемонстрирована динамика спиновой поляризации при различных напряжениях смещения, прикладываемых к мозаичному электроду. Измерения производились на участке электрода с отверстиями диаметром 1000 nm. Измерялась зависимость амплитуды сигнала керровского вращения от временной задержки между пробным импульсом и импульсом накачки. Эксперименты показали, что при положительном электрическом смещении, большем $+0.7$ V, сигнал на мозаичном электроде воспроизводит по форме сигнал от свободной поверхности образца и примерно вдвое уступает ему по амплитуде. Движение в сторону отрицательных смещений сопровождается увеличением времени спада сигнала, и при этом возникает заметный сигнал в области отрицательных временных задержек. Рост амплитуды сигнала при отрицательных задержках отчетливо продемонстрирован на вставке к рис. 1. Наличие сигнала при отрицательных смещениях означает, что время жизни спиновой поляризации в этих условиях сопоставимо с периодом следования лазерных импульсов ($T_p \approx 12.5$ ns). При экспоненциальном законе распада время затухания τ_s может быть оценено по экспериментальным данным с помощью простого соотношения $\tau_s = T_p / \ln(A_0/A_-)$, где A_- и A_0 — амплитуды сигнала при отрицательной и нулевой задержках соответственно. Определенное по экспериментальным данным отношение $A_0/A_- \approx 2.4$ соответствует времени релаксации порядка 15 ns.

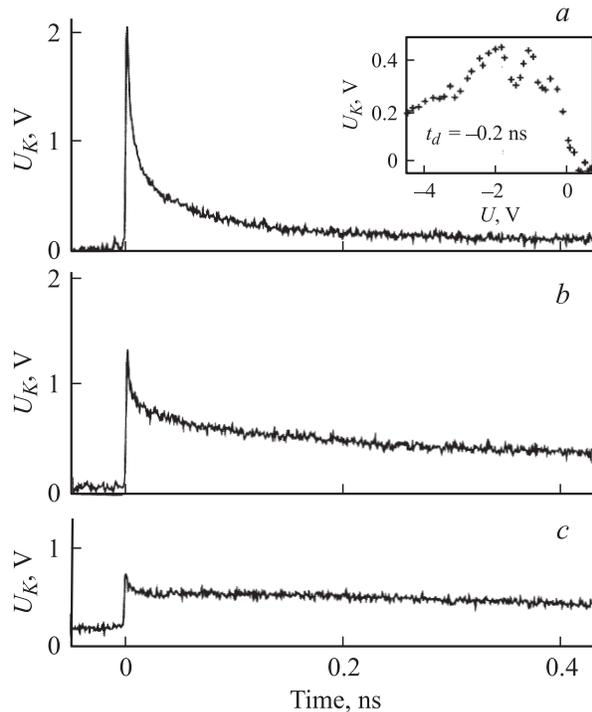


Рис. 1. Зависимость формы регистрируемого сигнала керровского вращения U_K от напряжения смещения на мозаичном электроде. $U = 0.7$ (a), 0.1 (b) и -2 V (c). На вставке — зависимость сигнала при отрицательных задержках от напряжения на электроде при тех же условиях. Спад сигнала в области отрицательных смещений, больших 2 V, связан, скорее всего, с протеканием тока через образец.

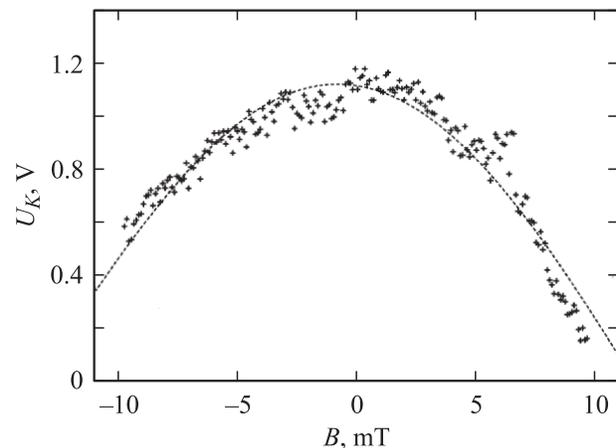


Рис. 2. Зависимость долгоживущего сигнала Керра от поперечного магнитного поля. Точки — результат эксперимента, кривая — подгонка функцией (1) при значении параметра $g_e = 0.12$.

Вывод о том, что сигнал при отрицательных задержках действительно связан с большим временем жизни электронного спина, подтверждается результатами исследования поведения этого сигнала в поперечном магнитном поле (рис. 2). Прецессия электронного спина

в поперечном поле приводит к уменьшению степени поляризации при отрицательных временных задержках, и в простейшем случае полевая зависимость сигнала должна описываться выражением [3]

$$\rho = \rho_0 \exp[-(\Delta t + T)/\tau_s] \cos[g_e \mu_B B(\Delta t + T)/\hbar], \quad (1)$$

где Δt — величина задержки, T — период следования лазерных импульсов, τ_s — время релаксации электронного спина, g_e — электронный g -фактор, μ_B — магнетон Бора, B — напряженность магнитного поля.

Как видно из рис. 2, полевая зависимость амплитуды долгоживущей компоненты сигнала хорошо аппроксимируется такой функцией со значением параметра g_e , близким к определенному в работе [4] для квантовых ям аналогичной толщины. Полученные данные однозначно указывают на то, что создаваемое мозаичным электродом неоднородное электрическое поле существенным образом изменяет спиновую динамику носителей в плоской квантовой яме.

Согласно результатам теоретических расчетов, приведенным в работе [5], приложение отрицательного электрического смещения к мозаичному электроду должно приводить к созданию неоднородного латерального распределения потенциала в квантовой яме, локализуя электроны под отверстиями, т.е. фактически к образованию квантовых точек для электронов. Глубина потенциальной ямы для электронов может, согласно этим расчетам, составлять 100 мВ при реально достижимой величине поля между электродами 100 кВ/см. При температуре 8 К такого потенциала вполне достаточно для надежной локализации электронов.

Для положительно заряженной дырки электрический потенциал имеет обратный знак, и при приложении отрицательного смещения дырка должна выталкиваться из области, расположенной под отверстием в электроде. В результате этого существенно уменьшается перекрытие волновых функций электрона и дырки, т.е. возбужденный светом экситон оказывается в итоге пространственно непрямым.

Источниками сигнала керровского вращения могут в принципе быть как фоторожденная электрон-дырочная пара (экситон), так и ориентированные светом свободные электроны, попавшие в квантовую яму из легированного слоя. Однако при больших отрицательных смещениях все свободные электроны выносятся из квантовой ямы и не могут внести вклад в регистрируемый на экситонном переходе сигнал. В этих условиях поляризационная анизотропия определяется исключительно ориентацией спинов фотовозбужденных носителей. При этом индуцированное неоднородным электрическим полем пространственное разнесение электрона и дырки должно существенно изменить спиновую динамику экситона.

Действительно, резкое уменьшение перекрытия волновых функций приведет к практически полному разрыву обменной связи между электроном и дыркой, в результате чего спин дырки быстро релаксирует, а

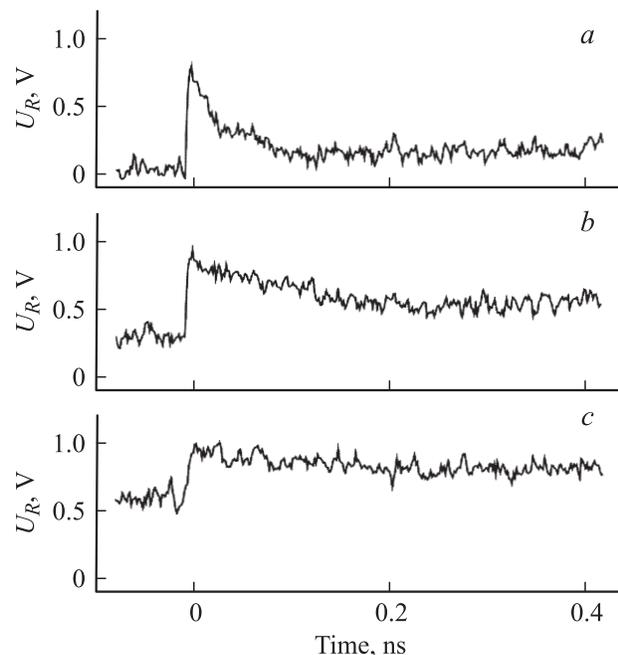


Рис. 3. Временные зависимости амплитуды сигнала pump-probe U_R при напряжениях смещения $U = 0.7$ (a), 0.1 (b) и -2 В (c).

электронный спин может сохранять ориентацию в течение длительного времени. При этом, однако, вклад в затухание поляризации будут вносить не только процессы спиновой релаксации, но и рекомбинация электрон-дырочной пары. В таких условиях скорость затухания регистрируемого сигнала определяется суммой скоростей всех релаксационных процессов, и измеряемое время должно быть меньше времени самого быстрого из этих процессов.

Как показывают литературные данные [6], время излучательной рекомбинации экситона в квантовых ямах GaAs аналогичной толщины составляет десятые доли наносекунды. Измеренное нами время затухания сигнала при отрицательном смещении на мозаичном электроде более чем на два десятичных порядка превышает эти значения. При этом, однако, следует иметь в виду, что отмеченное выше уменьшение перекрытия волновых функций электрона и дырки должно сопровождаться соответствующим уменьшением скорости излучательной рекомбинации экситона. С учетом этого естественно предположить, что главным источником долговременного сигнала вращения является ориентированный светом спин электрона в фоторожденном экситоне, время рекомбинации которого при приложении отрицательного смещения резко возросло.

Для проверки этого предположения нами была экспериментально изучена динамика населенности экситонных состояний в исследованной квантовой яме как функция напряжения смещения. Измерения проводились в стандартном режиме pump-probe, в котором регистрируется изменение амплитуды отраженного пробного

пучка как функция временной задержки между накачивающим и пробным импульсами. Результаты измерений продемонстрированы на рис. 3.

Как видно из рисунка, время спада сигнала, т.е. время экситонной рекомбинации, действительно радикально зависит от величины смещения. При положительном смещении 0.7 V, практически компенсирующем действие барьера Шоттки, образующегося при контакте с золотым электродом, квантовая яма оказывается под нулевым потенциалом. В этих условиях поглощение фотона сопровождается образованием свободного экситона, время излучательной рекомбинации которого составляет в данном случае порядка 50 ps (рис. 3, *с*). При этом экситонный спин дополнительно релаксирует под действием анизотропной компоненты электрон-дырочного обменного взаимодействия [6], так что сигнал вращения затухает еще быстрее (рис. 1).

При отрицательном смещении время затухания сигнала pump-probe радикально возрастает. Как видно из рис. 3, *а*, сигнал в области отрицательных задержек лишь незначительно уступает по амплитуде сигналу при положительных задержках. Соотношение амплитуд при отрицательной и нулевой задержках составляет примерно 0.7, что соответствует времени затухания сигнала $\tau_r \approx 35$ ns. Таким образом, приложение отрицательного смещения к мозаичному электроду действительно растягивает электрон-дырочную пару, радикально уменьшая тем самым вероятность излучательной рекомбинации.

Сопоставление данных, приведенных на рис. 1 и 3, позволяет оценить время релаксации электронного спина τ_s , поскольку, как отмечалось выше, $1/\tau_s = 1/\tau_r + 1/\tau_e$. Оценка дает для смещения -2 V значение $\tau_e \approx 25$ ns. Следует подчеркнуть, что эта оценка является приближенной, поскольку сделана в предположении об экспоненциальном характере затухания сигнала, что в эксперименте, строго говоря, не выполняется. Тем не менее полученное значение τ_e существенно превышает известные из литературы времена спиновой релаксации электрона в квантовых ямах GaAs аналогичной толщины (см., например, [6]), что указывает на перспективность использования такого типа латеральной локализации электрона для увеличения времени его спиновой памяти.

4. Заключение

Проведенные исследования продемонстрировали принципиальную возможность использования мозаичных электродов для значительного увеличения времени жизни электронного спина в квантовых ямах GaAs. Предполагаемой причиной увеличения является совместное действие двух эффектов, связанных с локализацией электрона под отверстием в электроде: разрыва обменной связи с дыркой, взаимодействие со спином которой ускоряет релаксацию электронного спина, и подавления релаксационных процессов, обусловленных движением электрона.

Список литературы

- [1] A.V. Khaetskii, Yu.V. Nazarov. Phys. Rev. B **61**, 12 639 (2000).
- [2] S.A. Crooker, D.D. Awschalom, J.J. Baumberg, F. Flack, N. Samarth. Phys. Rev. B **56**, 7574 (1997).
- [3] J.M. Kikkawa, D.D. Awschalom. Phys. Rev. Lett. **80**, 4313 (1998).
- [4] 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).
- [5] В.А. Николюк, И.В. Игнатъев. ФТП **41**, 1443 (2007).
- [6] I.Ya. Gerlovina, Yu.K. Dolgikh, S.A. Eliseev, V.V. Ovsyankin, Yu.P. Efimov, I.V. Ignatiev, V.V. Petrov, S.Yu. Verbin, Y. Masumoto. Phys. Rev. B **69**, 035 329 (2004).