

ОДНОЭЛЕКТРОННЫЙ СПИН-ЗАВИСИМЫЙ ТРАНСПОРТ В СТРУКТУРАХ С РАСЩЕПЛЕННЫМ ЗАТВОРОМ, СОДЕРЖАЩИХ САМООРГАНИЗОВАННЫЕ КВАНТОВЫЕ ТОЧКИ InAs

Е. Е. Вдовин^{a}, Ю. Н. Ханин^a, П. Л. Шабельникова^a, А. Левин^b,
Л. Ивс^{b**}, С. В. Дубонос^a, М. Хенини^{b**}*

^a *Институт проблем технологии микроэлектроники и особо чистых материалов Российской академии наук
142432, Черноголовка, Московская обл., Россия*

^b *Ноттингемский университет
Ноттингем NG7 2RD, Великобритания*

Представлены результаты исследования электронного транспорта в структурах с расщепленным затвором, созданных на основе гетероструктур, в которых самоорганизующиеся квантовые точки InAs расположены вблизи двумерного электронного газа. Были обнаружены кулоновские осцилляции тока через квантовые точки InAs в зависимости от напряжения на затворе. Кулоновские осцилляции тока наблюдались вплоть до температуры около 20 К. Была определена величина кулоновской энергии, равная $\Delta E_c = 12.5$ мэВ, соответствующая теоретическим оценкам для p -состояний квантовых точек в наших экспериментальных структурах.

PACS: 73.23.Hk, 73.40.Gk

Интерес к исследованию свойств квантовых точек (КТ) разных типов мотивирован, в первую очередь, возможностью получения фундаментальной информации о новых физических явлениях и процессах, таких как спиновые эффекты [1–3] и кулоновские взаимодействия между электронами (либо внутри нуль-мерных объектов, либо между электронами в квантовой точке и берегах) [4, 5]. Кроме того, большие надежды возлагаются на полупроводниковые квантовые точки как на основу принципиально новых приборов опто- и нанoeлектроники, таких как одноэлектронные транзисторы, ячейки памяти, однофотонные детекторы и источники излучения, а электронные спиновые состояния КТ являются наиболее вероятным кандидатом на роль квантового бита.

На данный момент наиболее перспективными объектами для исследования являются самоорганизующиеся КТ, образующиеся в процессе роста

эпитаксиальных слоев InAs методом Странско–Крастанова в матрице GaAs или AlAs. Это обусловлено не только технологической простотой их изготовления по сравнению с электростатически или латерально ограниченными с помощью травления КТ, но и возможностью получения значительно меньших геометрических размеров. Малые характерные размеры КТ InAs приводят к значительному увеличению разности энергий уровней размерного квантования и энергии кулоновского взаимодействия между электронами внутри такой системы и, следовательно, к усилению влияния этих эффектов на электронные и оптические свойства КТ. И, кроме того, ультрамалый размер самоорганизованных КТ предполагает возможность проявления кулоновских и спиновых эффектов [3] в низкоразмерных объектах при больших температурах вне милликельвинового диапазона.

Электронный транспорт через ансамбль самоорганизованных КТ ранее широко исследовался с помощью емкостной [6, 7] и резонансно-туннельной спектроскопии [8–14], однако интерпретация экс-

*E-mail: vdovin@ipmt-hpm.ac.ru

**L. Eaves, M. Henini, The School of Physics and Astronomy, University of Nottingham Nottingham NG7 2RD, UK

периментов в системах, содержащих значительное (около 10^2 – 10^6 штук) число КТ, часто существенно затруднена и не позволяет исследовать свойства отдельных КТ. С этой точки зрения, наибольший интерес представляет изучение транспорта через единичную (или счетное количество) КТ, которое может позволить получить детальную информацию как об электронных и спиновых свойствах КТ, так и о кулоновском взаимодействии электронов, локализованных в индивидуальных КТ и двумерном эмиттере и коллекторе. Наиболее технологически удобными для проведения таких экспериментов являются структуры с квантовой точкой, локализованной в области зазора расщепленного затвора, являющиеся прототипом одноэлектронного транзистора. Однако несмотря на принципиальную простоту такого подхода, на данный момент существует лишь несколько сообщений об относительно успешной его реализации [15–17]. Основной проблемой исследования латерального транспорта через КТ InAs является значительная удаленность ее основного состояния в глубь запрещенной зоны GaAs и, как следствие, необходимость тщательного подбора параметров гетероструктуры и дизайна системы затворов. В работе [15] исследовался транспорт в структуре с КТ и одномерным каналом, сформированным с помощью микроскопа атомных сил, и на фоне сильного тока через этот канал были зарегистрированы различные наборы (от 2 до 5 штук) особенностей в проводимости, связываемые авторами с состояниями различных КТ. Кулоновские осцилляции проводимости при туннелировании через локализованные состояния (электронные лужи, содержащие около 20 электронов), индуцированные наличием КТ InAs в зазоре расщепленного затвора, наблюдались в работе [16], и при этом была определена энергия кулоновского взаимодействия $E_c = 2$ – 3 мэВ, соответствующая размерам, существенно превышающим характерные размеры самоорганизованных КТ InAs. В работе [17] сообщается о наблюдении двух s -состояний КТ в канале вследствие снятия спинового вырождения основного состояния из-за кулоновского взаимодействия.

Исследования электронного транспорта проводились нами в структурах с расщепленным затвором, созданных на основе гетероструктур с одиночной квантовой ямой GaAs шириной 20 нм и модулированным легированием, в которых самоорганизующиеся КТ InAs расположены вблизи двумерного электронного газа (ДЭГ). Расстояние между слоем самоорганизованных КТ InAs и квантовой ямой GaAs составляло 10 нм. При выращивании гетерострук-

туры с помощью молекулярно-лучевой эпитаксии использовалась подложка с ориентацией поверхности (100). Самоорганизованные КТ InAs образовывались в процессе роста напряженных эпитаксиальных слоев InAs методом Странского–Крастанова. Характерный диаметр квантовых точек, их высота и поверхностная концентрация были определены с помощью сканирующей туннельной спектроскопии на образцах, выращенных в тех же условиях, что и исследуемые образцы и составили соответственно около 20 нм, 3 нм и $1 \cdot 10^{11}$ см $^{-2}$. Подвижность и концентрация ДЭГ в исследуемой структуре были определены с помощью холловских измерений при температуре 4.2 К и составили, соответственно, $1.2 \cdot 10^{11}$ см $^{-2}$ и $2 \cdot 10^4$ см 2 /В·с.

При отсутствии напряжения на затворе электроны находятся как в самоорганизованных КТ InAs, так и квантовой яме GaAs. Прикладывая отрицательное напряжение, можно создать условия, когда ниже энергии Ферми в структуре находится только КТ InAs, а в квантовой яме GaAs электронов нет (см. рис. 1б). Таким образом, из-за электростатического обеднения в области расщепленного затвора создается туннельный барьер между двумерными контактами и ток через структуру будет определяться преимущественно туннелированием через КТ InAs, локализованные в области этого барьера (см. рис. 1в). Туннельная прозрачность такой структуры и энергетическое положение состояний КТ относительно энергии Ферми в контактах может варьироваться как изменением напряжения на затворе, V_g , так и приложением напряжения сток–исток, V_{SD} . При этом в случае, когда разность энергий размерного квантования ΔE_N (вследствие подобия КТ атому ΔE_N часто еще называют расстоянием между s -, p -, d -состояниями КТ) существенно превышает энергию кулоновского взаимодействия ΔE_c , пик в токе будет возникать каждый раз, когда энергия Ферми эмиттера совпадает с невырожденным по спину уровнем энергии КТ, т. е. в такой ситуации кулоновское взаимодействие эффективно снимает спиновое вырождение состояний КТ и экспериментально может быть проведена спектроскопия всех состояний E_N с противоположными спинами. В случае же если $\Delta E_c \gg \Delta E_N$, экспериментально будут наблюдаться преимущественно эквидистантные пики, определяемые ΔE_c , а информация об уровнях размерного квантования теряется. На рис. 1 показаны схематическое изображение активной части экспериментальной структуры и схема туннельного транспорта через КТ InAs в канале транзистора. Для создания расщепленного затвора AuNi ис-

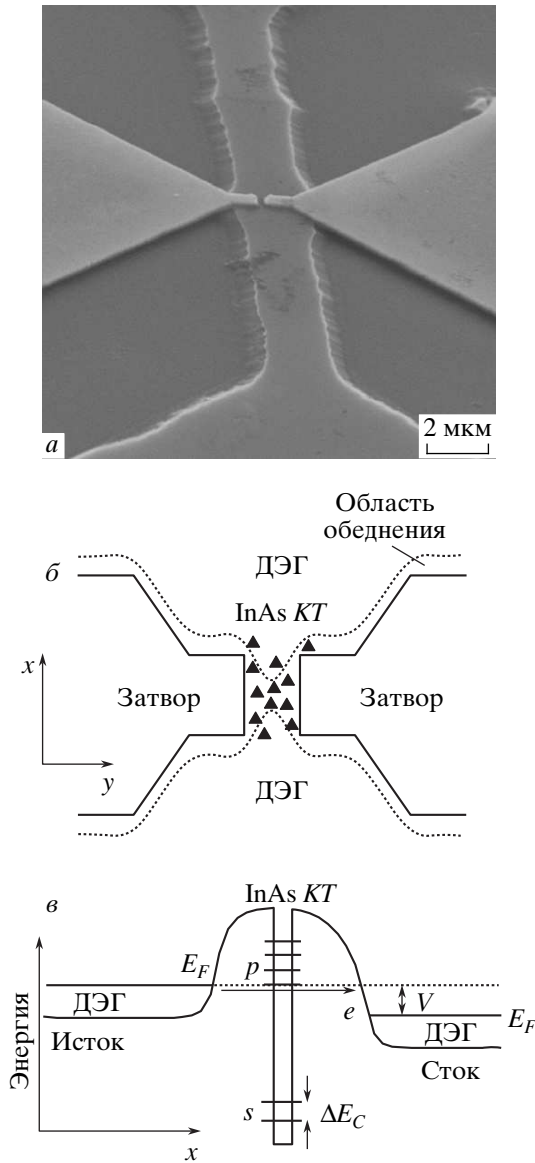


Рис. 1. Внешний вид активной части экспериментальной структуры в электронном микроскопе (а), ее схематическое изображение (б) и схема туннельного перехода через КТ InAs в канале транзистора (в)

пользовалась электронная литография, ширина затвора в самой узкой части была около 0.2 мкм, а ширина щели варьировалась для различных образцов от 0.5 до 0.3 мкм. Для создания мезоструктуры шириной 2–5 мкм была использована стандартная технология фотолитографии и химического травления. Приложение отрицательного напряжения на затвор уменьшает активную (туннельно-прозрачную) область прибора. Хотя в области зазора расщеп-

ленного затвора при плотности квантовых точек $1 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ их количество может достигать примерно 50 штук, при относительно больших затворных напряжениях, $V_g = -3 \text{ В}$, туннелирование осуществляется только через одну или несколько точек и такой прибор из-за эффекта кулоновской блокады эквивалентен одноэлектронному транзистору. Измерения $I_{SD}(V_g)$ и $I_{SD}(V_{SD})$ зависимостей проводились при постоянном токе и $T = 4.2\text{--}20 \text{ К}$.

В данной работе сообщается о наблюдении хорошо различимых кулоновских осцилляций тока через счетное количество (1–3 штуки) КТ InAs в канале транзистора с расщепленным затвором в зависимости от затворного напряжения, соответствующих возбужденным состояниям КТ InAs. При этом первые четыре из экспериментально зарегистрированных осцилляций тока были обусловлены туннелированием электронов через p -состояния КТ InAs с противоположными спинами. Кулоновские осцилляции тока наблюдались нами вплоть до температуры около 20 К. Была определена величина кулоновской энергии, равная $\Delta E_c = 12.5 \text{ мэВ}$, соответствующая теоретическим оценкам для КТ с диаметром около 22 нм, который совпадает с характерным латеральным размером КТ InAs в наших экспериментальных структурах.

На рис. 2 показана зависимость $I_{SD}(V_g)$ экспериментального образца с шириной щели расщепленного затвора равной 0.3 мкм при $T = 4.2 \text{ К}$, полученная в результате охлаждения и кратковременного импульсного освещения его инфракрасным диодом. Как видно на рисунке, зависимость $I_{SD}(V_g)$ демонстрирует наличие резких пиков тока начиная с $V_g = -3.2 \text{ В}$, первые четыре из которых обусловлены кулоновскими резонансами тока при туннелировании через возбужденные p -состояния КТ InAs в канале с противоположными спинами. Отметим, что резонансы, обусловленные s -состояниями КТ InAs, не зарегистрированы, что связано с большой глубиной залегания ($\sim 0.5 \text{ эВ}$) этих состояний под дном зоны проводимости GaAs и невозможностью их обнаружения в наших условиях. Дополнительным подтверждением интерпретации нашего эксперимента и невозможности наблюдения s -состояний являются самосогласованные расчеты потенциального профиля гетероструктуры (см. рис. 1). Экспериментальные кривые $I_{SD}(V_g)$ не зависят от времени и воспроизводимы вплоть до мельчайших подробностей при повторных измерениях, однако модифицируются в результате термоциклирования. При последовательных измерениях после отогрева до комнатной температуры зависимости $I_{SD}(V_g)$ демонстри-

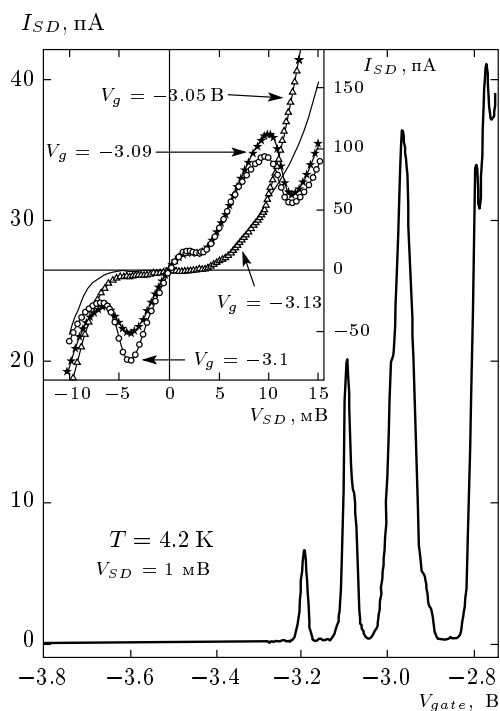


Рис. 2. Зависимость $I_{SD}(V_g)$ экспериментально-го образца, полученная при напряжении смещения $V_{SD} = 1$ мВ при $T = 4.2$ К, на вставке зависимости $I_{SD}(V_{SD})$ при различных напряжениях на затворе V_g

руют однотипные наборы резонансных особенностей и различаются лишь смещением порога туннелирования по напряжению V_g и детальной структурой осцилляций. Изменение зависимостей в последовательных циклах охлаждения — засветки связано, вероятно, со случайными процессами зарядки — разрядки счетного количества КТ в канале, созданном расщепленным затвором. Рост тока при $V_g > -2.8$ В обусловлен тем, что с уменьшением величины отрицательного напряжения V_g уменьшается область обеднения в зазоре и все большее число КТ начинают принимать участие в транспорте. Это приводит к аperiодическим осцилляциям тока (эта часть зависимости $I_{SD}(V_g)$ в данной работе не рассматривается), обусловленным вкладами все большего количества возбужденных состояний КТ, обладающих различными энергиями из-за их различного положения в потенциальном профиле канала.

На вставке к рис. 2 показаны зависимости $I_{SD}(V_{SD})$ для образца с шириной щели расщепленного затвора равной 0.3 мкм при $T = 4.2$ К при различных V_g . Зависимость демонстрирует при $V_g = -3.09$ В и -3.1 В наличие явной резонанс-

ной особенности с областью отрицательной дифференциальной проводимости, являющейся отражением в данных координатах резонансного процесса, соответствующего второму пику на рис. 2 в координатах I_{SD}, V_g . Ширина экспериментального резонанса на зависимости $I_{SD}(V_{SD})$ определяется энергией Ферми эмиттера, т. е. начало резонанса соответствует совпадению энергии КТ с энергией Ферми эмиттера, а выход — совпадению с дном зоны проводимости двумерной подзоны эмиттера. Полагая коэффициент перевода напряжения смещения V_{SD} в энергию равным 2 (т. е., предполагая, что КТ находится в середине туннельного барьера), мы получаем величину энергии Ферми эмиттера равную приблизительно 5 мэВ, что с хорошей точностью соответствует величине, полученной из анализа осцилляций Шубникова — де Гааза в данной гетероструктуре в холловской геометрии.

Таким образом, в работе представлены результаты исследования электронного транспорта в структурах с расщепленным затвором, созданных на основе гетероструктур с одиночной квантовой ямой и модулированным легированием, в которых самоорганизующиеся квантовые точки InAs расположены вблизи ДЭГ. Вплоть до температуры примерно 20 К нами наблюдались хорошо различимые кулоновские осцилляции тока через счетное количество КТ InAs в канале транзистора в зависимости от напряжения на затворе, соответствующие возбужденным p -состояниям КТ InAs, вследствие снятия вырождения из-за кулоновского взаимодействия. Была определена величина кулоновской энергии равная $\Delta E_c = 12.5$ мэВ, соответствующая теоретическим оценкам для p -состояний КТ с диаметром около 22 нм, который совпадает с характерным латеральным размером КТ InAs в экспериментальных структурах.

Авторы благодарны Л. Г. Майстренко и Р. Н. Выдумкиной за техническое содействие. Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 06-02-16556), а также в рамках программы «Организация вычислений с использованием новых физических принципов» (ОИТВС РАН), программы фундаментальных исследований Президиума РАН «Квантовые наноструктуры», программы Президиума РАН «Квантовая макрофизика», EPSRC (Великобритания) и SANDiE (контракт NMP4-CT-2004-500101).

ЛИТЕРАТУРА

1. K. Ono and S. Tarucha, Rev. Lett. **92**, 256803 (2004).
2. R. Hanson et al., Phys. Rev. Lett. **91**, 196802 (2003).
3. L. P. Kouwenhoven, D. G. Austing, and S. Tarucha, Rep. Prog. Phys. **64**, 701 (2001).
4. D. Goldhaber-Gordon et al., Nature **391**, 156 (1998).
5. C. Balocco, A. M. Song, and M. Missous, Appl. Phys. Lett. **85**, 5911 (2004).
6. B. T. Miller, W. Hansen, S. Manus et al., Phys. Rev. B **56**, 6764 (1997).
7. K. H. Schmidt, G. Medeiros-Ribeiro, M. Oestreich et al., Phys. Rev. B **54**, 11346 (1996).
8. E. Itskevich, T. Ihn, A. Thornton et al., Phys. Rev. B **54**, 16401 (1996).
9. M. Narihiro, G. Yusa, Y. Nakamura et al., Appl. Phys. Lett. **70**, 105 (1997).
10. A. S. G. Thornton T. Ihn, P. C. Main et al., Appl. Phys. Lett. **73**, 354 (1998).
11. E. E. Vdovin, A. Levin, A. Patane et al., Science **290**, 122 (2000).
12. A. Patané, R. J. A. Hill, L. Eaves et al., Phys. Rev. B **65**, 165308 (2002).
13. I. Närke-Wurst, U. Zeitler, H. Frahm et al., Phys. Rev. B **62**, 12621 (2000).
14. Ю. Н. Ханин, Е. Е. Вдовин, Письма в ЖЭТФ **81**, 330 (2005).
15. K. H. Schmidt et al., Phys. Rev. B **62**, 15879 (2000).
16. G. H. Kim et al., Phys. Rev. B **61**, 10910 (2000).
17. N. Horiguchi et al., Appl. Phys. Lett. **70**, 2294 (1997).