

Подавление магнитотуннелирования электронов между параллельными двумерными электронными системами GaAs/InAs корреляционным взаимодействием

© Ю.Н. Ханин, Е.Е. Вдовин[¶], О. Макаровский⁺, М. Хенини^{*}

Институт проблем технологии микроэлектроники и особочистых материалов Российской академии наук, 142432 Черноголовка, Россия

⁺ Школа физики и астрономии, Университет Ноттингема, Ноттингем NG7 2RD, Великобритания

^{*} Школа физики и астрономии, Центр нанотехнологий Университета Ноттингема, Ноттингем NG7 2RD, Великобритания

(Получена 10 января 2013 г. Принята к печати 21 января 2013 г.)

Исследовано магнитотуннелирование между двумерными электронными системами GaAs/InAs в вертикальных резонансно-туннельных гетероструктурах GaAs/InAs/AlAs. Обнаружен новый тип особенности в туннельной плотности состояний (провал на уровне Ферми), радикально отличающийся от наблюдавшихся ранее при туннелировании между двумерными туннельными GaAs-системами как видом функциональной зависимости, так и энергетическими и температурными параметрами. Данный эффект, как и прежде, проявлялся в подавлении резонансного туннелирования в узком интервале вблизи нулевого смещающего напряжения в сильном магнитном поле, параллельном направлению тока. Получены магнитополевые и температурные зависимости параметров эффекта, и произведено сравнение с результатами существующих теоретических и экспериментальных работ. В качестве возможной причины эффекта предполагается наличие высокой степени беспорядка в коррелированных двумерных электронных системах в результате введения в них структурно несовершенных, напряженных слоев InAs.

Несмотря на большой фундаментальный и практический потенциал, а также относительно немалую историю изучения проявлений корреляционной кулоновской щели в туннельной плотности состояний вблизи уровня Ферми (провал в плотности состояний часто также называют щелью, независимо от конкретного вида его энергетической зависимости) при туннелировании между двумерными электронными системами (ДЭС), до настоящего времени существует всего лишь несколько работ, посвященных экспериментальному обнаружению и исследованию этого явления [1–7]. Вероятно, это обусловлено большим числом экспериментальных и структурных параметров, одновременное удовлетворение которым необходимо для наблюдения кулоновской щели. При этом роль некоторых из этих параметров еще только предстоит выяснить.

В данной работе представлены результаты магнитотуннельных измерений в резонансно-туннельных гетероструктурах GaAs/InAs/AlAs. В нашей экспериментальной системе, в отличие от исследовавшихся ранее, слои двумерного электронного газа (ДЭГ), между которыми происходит туннелирование, располагаются в комбинированных квантовых ямах (КЯ) GaAs/InAs с близлежащими δ -слоями, что может позволить получить дополнительную информацию о влиянии на формирование кулоновской щели таких факторов, как случайный потенциал, эффективная масса и межслоевое взаимодействие. Нами экспериментально обнаружена аномальная по форме и энергетическим параметрам щель в туннельной плотности состояний. В результате произведенного

сравнения с существующими экспериментами и теорией предполагается, что возможной причиной аномальности обнаруженной щели может являться высокая степень беспорядка в коррелированных двумерных электронных системах в результате введения в них структурно несовершенных, напряженных слоев InAs.

Нами исследовались вертикальные гетеродиоды, изготовленные на основе симметричных трехбарьерных гетероструктур, энергетическая диаграмма которых представлена на рис. 1, а. Образцы представляли собой трехбарьерные гетеродиоды, выращенные методом молекулярно-лучевой эпитаксии на высоколегированных подложках n^+ -GaAs с ориентацией (100) при температуре 550°C. В качестве легирующей примеси использовался кремний, концентрация которого в подложках составляла $2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$. Симметричные гетероструктуры состояли из следующей последовательности слоев: буферный слой n^+ -GaAs, концентрация электронов $n = 2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, толщиной 0.5 мкм; контактный слой n^+ -GaAs толщиной 60 нм, $n = 2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$; нелегированный GaAs-спейсер толщиной 10 нм; барьер $\text{Al}_{0.1}\text{Ga}_{0.9}\text{As}$ толщиной 5.0 нм, в центре которого выращен δ -слой Si с концентрацией $4 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$; нелегированная квантовая яма GaAs толщиной 8.4 нм; 2 монослоя InAs на расстоянии 5.6 нм от края квантовой ямы; барьер AlAs толщиной 5.0 нм; нелегированная квантовая яма GaAs толщиной 8.4 нм; 2 монослоя InAs; барьер $\text{Al}_{0.1}\text{Ga}_{0.9}\text{As}$ толщиной 5.0 нм, в центре которого выращен δ -слой Si с концентрацией $4 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$; нелегированный GaAs-спейсер толщиной 10 нм; контактный слой n^+ -GaAs, $n = 2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$, толщиной 60 нм. Омические контакты изготавливались путем последовательного напыления

[¶] E-mail: vdov62@yandex.ru

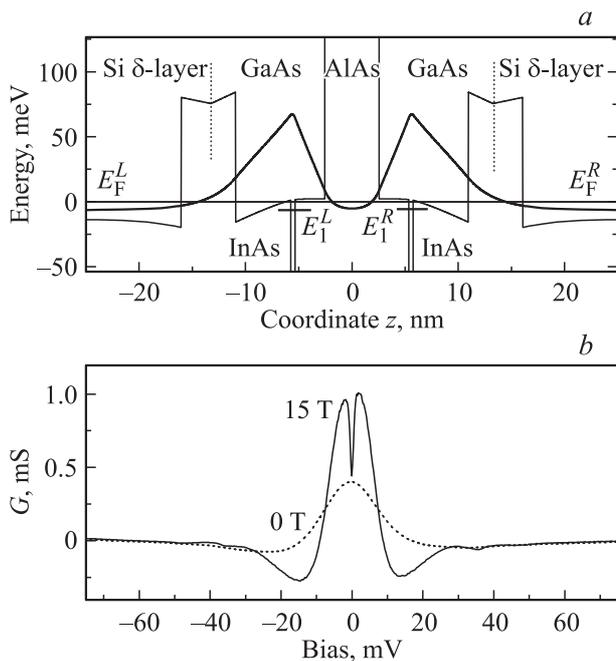


Рис. 1. *a* — профиль дна зоны проводимости экспериментальной трехбарьерной структуры: E_1^L и E_1^R — уровни основных электронных состояний в квантовых ямах, толстой сплошной кривой показано распределение волновых функций этих состояний $|\Psi|^2$. *b* — экспериментальная зависимость дифференциальной проводимости от напряжения при $B = 15$ Тл (сплошная линия, магнитное поле перпендикулярно гетерослоям) и в отсутствие магнитного поля (штриховая линия).

слоев AuGe/Ni/Au и отжига при 400°C . Для создания мезоструктуры диаметром 100 мкм была использована стандартная технология химического травления. Зависимости дифференциальной проводимости от напряжения, $G = dI/dV = f(V)$, и магнитного поля, $G = dI/dV = f(B)$, измерялись с использованием стандартной модуляционной методики. Измерения проводились при температурах $T = 0.4\text{--}4.2$ К в магнитном поле B до 15 Тл.

Выращивание тонких слоев InAs внутри квантовых ям GaAs является преднамеренной попыткой введения дополнительного контролируемого беспорядка в центральные области квантовых ям, где расположены максимумы плотности вероятности волновых функций основных уровней размерного квантования. Дело в том, что тонкие (1–2 монослоя) слои InAs, из-за отличия параметров кристаллической решетки от параметров решетки GaAs, содержат большое количество несовершенных и напряженных локальных областей, в которых происходит образование самоорганизующихся квантовых точек при последующем росте. Кроме того, в наших структурах вследствие δ -легирования крайних барьеров и наличия монослоев InAs нижний уровень размерного квантования в квантовых ямах GaAs/InAs толщиной 8.4 нм оказывался ниже уровня Ферми в контактах, т.е. слои ДЭГ в ямах формировались даже в отсутствие смеще-

ния. Резонансное туннелирование между этими слоями приводило к появлению резкого пика проводимости в некотором интервале напряжений смещения вблизи нуля (см. рис. 1, *b*). Концентрация ДЭГ, полученная из анализа осцилляций Шубникова–де-Газа, составляла $3.3 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ и приблизительно соответствовала номинальному легированию крайних барьеров $4 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ с учетом возможной коррекции величины концентрации вследствие наличия слоев InAs в области ДЭГ. Ширина резонансного пика проводимости определяется параметрами процесса туннелирования, преимущественно уширением уровней в квантовых ямах и степенью сохранения импульса в туннельном процессе [2].

Подавление туннелирования при приложении перпендикулярного гетерослоям магнитного поля традиционно объясняется следующей качественной моделью, подробно описанной в работе [1]. В этом случае каждая ДЭС представляет собой сильнокоррелированную электронную жидкость (в ближнем порядке подобную вигнеровскому кристаллу), и щель в туннельной плотности состояний при туннелировании между ними отражает дополнительную энергию, необходимую для быстрого вырывания электрона, который затем будет участвовать в туннельном переходе, из сильнокоррелированной электронной жидкости. Такая же добавочная энергия требуется и для быстрого встраивания туннелирующего электрона в коррелированную электронную жидкость. В результате ширина щели в туннельной плотности состояний определяется, по порядку величины, энергией кулоновского взаимодействия электронов в ДЭС $E_c = e^2/\epsilon\langle a \rangle$, где $\langle a \rangle$ — среднее расстояние между электронами.

Наши экспериментальные зависимости дифференциальной туннельной проводимости от напряжения смещения свидетельствуют о подобном подавлении туннелирования вблизи нулевого напряжения в интервале значений магнитного поля от 5 до 15 Тл (см. рис. 2). Величина туннельной щели при этом составляла от 0.68 до 3.9 мэВ соответственно и оказалась как минимум в 5 раз меньше наблюдавшейся ранее во всех экспериментах по резонансному туннелированию между ДЭС [1,2,4–7] в актуальном интервале значений магнитного поля.

Как видно из рис. 1, *b*, ширина на полувывоте резонансного пика при нулевом смещении, соответствующего резонансному туннелированию между ДЭГ, при $B = 0$ равняется приблизительно 10 мВ и определяется энергией Ферми в слоях ДЭГ, составляющей ~ 12 мэВ, что указывает на практически полное отсутствие сохранения квазиимпульса при туннельных переходах между ДЭС. Рост амплитуды и уменьшение ширины резонанса в $B = 15$ Тл обусловлены увеличением плотности состояний ДЭГ на уровне Ферми при движении к нему последнего уровня Ландау. Кроме того, нам кажется полезным кратко обсудить результаты наблюдения нами туннельной щели в симметричных однобарьерных структурах GaAs/AlGaAs, в которых параллельные ДЭС по обе стороны барьера были сформированы с помощью

δ -легирования кремнием [7], что позволит нам провести сравнительный качественный анализ влияния случайного потенциала на степень сохранения импульса при туннелировании и формирование туннельной щели в разных гетеросистемах. Ширина резонансного пика в [7] практически совпадает с наблюдаемой в данной работе, что при приблизительном равенстве концентраций в ДЭГ данных структур, очевидно, свидетельствует об одинаковой степени сохранения импульса в туннельных переходах между газами и, следовательно, о близости характерных параметров случайного потенциала в активных областях гетероструктур. При этом величина щели в данной работе неожиданно оказывается многократно меньшей, что может указывать на совершенно иной механизм формирования щели, несмотря на формальную схожесть данных экспериментальных систем.

На рис. 2 представлена эволюция обнаруженной нами особенности туннельной дифференциальной проводимости с ростом магнитного поля B от 7 до 15 Тл и зависимость расстояния между максимумами проводимости, обычно принимаемого за ширину щели, от B . В отличие от большинства уже цитировавшихся нами выше ранних экспериментов [1,2,5–7] эта зависимость носит явно нелинейный характер. Многие теоретические работы (см., например, работу [8] и цитированную в ней литературу) предсказывают именно линейную зависимость ширины щели от магнитного поля и с различной степенью успеха количественно описывают результаты экспериментов [1,2,5–7], в которых подобная зависимость была зарегистрирована. Нелинейная же зависимость щели от магнитного поля, проявляющаяся в нашем эксперименте и в работе [4], насколько нам известно, до настоящего момента сколь-либо внятного теоретического объяснения не нашла.

Исследование температурных зависимостей транспортных характеристик наших образцов (см. рис. 3)

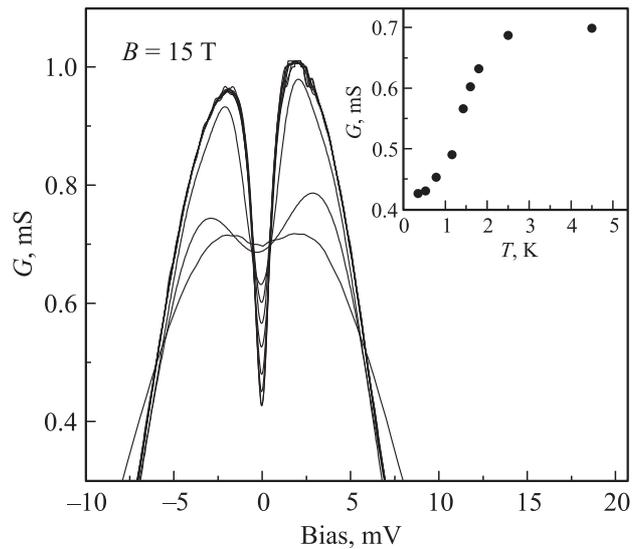


Рис. 3. Изменение проводимости в области щели с температурой при $B = 15$ Тл. На вставке — температурная зависимость проводимости при нулевом смещении. Направление магнитного поля совпадает с направлением тока.

показало, что провал проводимости в магнитном поле $B = 15$ Тл практически полностью исчезает при температуре $T = 5$ К, когда ширина щели сравнивается со значением тепловой энергии 3 кТ, что совпадает с наблюдавшимся нами ранее подавлением щели [5] температурой с учетом разницы ширин щели. Это свидетельствует о проявлении традиционного активационного механизма подавления щелевой особенности в плотности состояний и размытия функции распределения Ферми–Дирака с ростом температуры в слоях с ДЭГ, как в данном случае, так и в [5]. Этот же механизм отвечал за температурное поведение щели и во всех остальных обсуждаемых здесь работах.

Проведенное нами сравнение формы щели (т.е. функциональной зависимости туннельной плотности состояний от энергии вблизи уровня Ферми) в данном эксперименте с результатами всех прежних работ по туннелированию между слоями с ДЭГ [1,2,4–7], очевидно, показывает их радикальное различие. Форма щели в [1,2,4–7] поддавалась количественному описанию с помощью модели, представляющей туннельную плотность состояний в виде суммы двух функций Гаусса, разнесенных по шкале энергии на ширину щели [2]. Параметры гауссианов при этом преимущественно определялись соотношением ширины щели и температуры. Никакие попытки применения этой модели в нашем случае успехом не увенчались. Более того, оказалось, что форма щели качественно совпадает с наблюдавшейся при туннелировании из объемного легированного полупроводника вблизи перехода металл–диэлектрик [9]. Однако, поскольку использование трехмерной модели кулоновской щели из [9] для нашей комбинированной системы из двух слоев ДЭГ неправомерно, а ее модификация требует дополнительных теоретических усилий

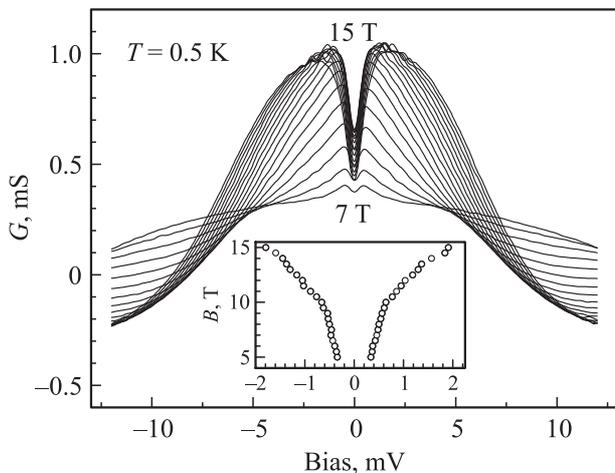


Рис. 2. Эволюция зависимостей дифференциальной проводимости в области резонанса от напряжения в интервале магнитного поля от 7 до 15 Тл с шагом 0.5 Тл при $T = 0.5$ К. На вставке — зависимость ширины щели от магнитного поля. Направление магнитного поля совпадает с направлением тока.

в будущем, количественного сравнения с [9] на данный момент произвести невозможно. Поэтому сейчас у нас есть все основания утверждать лишь то, что механизм образования щели в нашей ситуации радикально отличен от характерного для всех прежних экспериментов в ДЭС, а опираясь на сопоставление формы щели с [9], предполагать, что основной причиной этого отличия является существенная, или даже доминирующая роль беспорядка в коррелированной ДЭС. Последнее предположение обусловлено тем, что в [1,2,4–7] туннельные переходы происходят между ДЭС с высокой степенью совершенства, подобными кристаллу Вигнера, а в [9] изучалась трехмерная коррелированная электронная система вблизи перехода металл–диэлектрик, обладающая высокой степенью беспорядка. Вероятным источником дополнительного (по сравнению с предыдущими экспериментами) беспорядка в данной ситуации являются напряженные слои InAs, о которых уже упоминалось выше, при описании гетероструктуры. Их наличие в ДЭС является единственным принципиальным отличием от прежних экспериментальных систем. Вопрос о точном механизме обнаруженного нами эффекта, конечно же, остается открытым вплоть до решения перечисленных выше проблем.

Таким образом, в данной работе было изучено магнитотуннелирование между ДЭС GaAs/InAs, в результате чего было обнаружено подавление туннельной проводимости вблизи нулевого смещения, аномальное по своим параметрам для систем такой размерности. Сравнение наших результатов с ранее проведенными экспериментами, обнаружившими туннельную щель в ДЭС, позволяет считать, что данный эффект также является проявлением корреляционного кулоновского взаимодействия в ДЭС. На основании же сопоставления наших данных с [9] мы предполагаем, что аномальность характера наблюдаемой нами туннельной щели обусловлена в первую очередь существенной ролью беспорядка в механизме ее формирования.

Авторы выражают благодарность Л. Ивсу (L. Eaves, University of Nottingham, UK) за плодотворные обсуждения конструкции и характеристики образцов, а также В.В. Белову и П.Л. Шабельниковой (ИПТМ РАН) за техническое содействие.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 12-02-00043-а) и программ фундаментальных исследований президиума РАН „Фундаментальные основы технологий наноструктур и наноматериалов“ и „Квантовые мезоскопические и неупорядоченные структуры“.

Список литературы

- [1] J.P. Eisershtein, L.N. Pfeiffer, K.W. West. *Phys. Rev. Lett.*, **69**, 3804 (1992).
- [2] N. Turner, J.T. Nicholls, E.H. Linfield, K.M. Brown, G.A. Jones, D.A. Ritchie. *Phys. Rev. B*, **54**, 10 614 (1996).
- [3] V.T. Dolgoplov, H. Drexler, W. Hansen, J.P. Kotthaus, M. Holland. *Phys. Rev. B*, **51**, 7958 (1995).
- [4] T. Reker, Y.C. Chung, H. Im, P.C. Klipstein, R.J. Nicholas, H. Shtrikman. *J. Phys.: Condens. Matter*, **14**, 5561 (2002).
- [5] Yu.N. Khanin, Yu.V. Dubrovskii, E.E. Vdovin, D.K. Maude, J.C. Portal, L. Eaves, P.C. Main, M. Henini, A.K. Geim, J.C. Maan, G. Hill. *Physica E*, **6**, 602 (2000).
- [6] Yu.V. Dubrovskii, E.E. Vdovin, Yu.N. Khanin, V.G. Popov, D.K. Maude, J.-C. Portal, J.K. Maan. *Pis'ma v ZhETF*, **69** (3), 236 (1999).
- [7] Ю.Н. Ханин, Ю.В. Дубровский, Е.Е. Вдовин. *ФТП*, **37** (6), 717 (2003).
- [8] Song He, P.M. Platzman, B.I. Halperin. *Phys. Rev. Lett.*, **71**, 777 (1993).
- [9] Mark Lee, J.G. Massey, V.L. Nguyer, B.I. Shklovskii. *Phys. Rev. B*, **60**, 1582 (1999).

Редактор Л.В. Шаронова

Suppression of the electron magnetotunneling between the parallel GaAs/InAs two-dimensional electron systems by the correlation interaction

*Yu.N. Khanin, E.E. Vdovin, O. Makarovskiy⁺, M. Henini**

Institute of Microelectronics Technology and High Purity Materials, Russian Academy of Sciences, 142432 Chernogolovka, Russia

⁺ The Scholl of Physics and Astronomy, University of Nottingham, Nottingham NG7 2RD, UK

* School of Physics and Astronomy, Nottingham Nanotechnology and Nanoscience Centre, University of Nottingham, Nottingham NG7 2RD, UK

Abstract In this paper we investigate magnetotunneling between GaAs/InAs two-dimensional electron systems in vertical resonant tunneling GaAs/InAs/AlAs heterostructures. We found a new type of singularity in the tunneling density of states (dip on the Fermi level), which was radically different from that observed previously in tunneling between two-dimensional GaAs tunnel systems in kind of functional dependence, and energy and temperature parameters. This effect, as in the previous experiments, manifested itself in the suppression of resonant tunneling in a narrow range near zero bias voltage in a strong magnetic field parallel to the current direction. We investigated the magnetic field and temperature dependences of the effect parameters and compared them with the results of existing theoretical and experimental work. As a possible cause of the effect observed we assume a high degree of disorder in the correlated two-dimensional electron systems by introducing into them structurally imperfect, strained layers of InAs.