

# Наблюдение аномальной температурной зависимости резонансного туннелирования через нульмерные состояния в квантовой яме в условиях динамического кулоновского взаимодействия между туннельными каналами

Е. Е. Вдовин<sup>1)</sup>, Ю. Н. Ханин, М. Хенини<sup>+2)</sup>

*Институт проблем технологии микроэлектроники и особочистых материалов РАН, 142432 Черногловка, Россия*

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

Поступила в редакцию 30 августа 2012 г.

После переработки 18 сентября 2012 г.

Исследовано магнитотуннелирование через нульмерные состояния в слаболегированной кремнием GaAs квантовой яме резонансно-туннельного диода, залегающие глубже уровней изолированных мелких доноров. Обнаружена аномальная температурная зависимость резонансов туннелирования через некоторые из таких состояний, которая не может быть объяснена с точки зрения традиционных представлений о туннелировании через не взаимодействующие каналы. Предложена модель, предполагающая наличие динамического кулоновского взаимодействия основного резонансно-туннельного канала с параллельным неупругим каналом, дающая качественное описание полученной в эксперименте аномальной зависимости. Приложение слабого магнитного поля разрушает режим динамической блокады канала туннелирования.

Интерес к исследованию свойств квантовых точек разных типов мотивирован в первую очередь возможностью получения фундаментальной информации о новых физических явлениях и процессах, таких, как спиновые эффекты [1, 2] и кулоновские взаимодействия между электронами (либо внутри нульмерных объектов, либо между электронами в квантовой точке и берегах) [3, 4]. Простейшую возможность получения нульмерных систем предоставляет использование индивидуальных примесей в гетероструктурах. Так, например, введение одного атома мелкого донора в область квантовой ямы гетероструктуры приводит к образованию локализованного состояния с характерным размером 10 нм, сформированного сферическим кулоновским потенциалом этой ионизированной примеси [5–10]. Кластеры же мелких примесей могут порождать существенно более глубокие электронные уровни в запрещенной зоне полупроводника [11, 12] и образовывать многоэлектронные квантовые точки [13]. О наблюдении туннелирования через электронные состояния в квантовой яме, залегающие по энергии глубже одиночных мелких доноров, сообщалось в работах [11, 14]. Теоретические значения энергий связи “водородоподобных молекул” в зависимости от их геометрической

конфигурации и размеров лежат в широком интервале от изолированных мелких примесей до глубоких центров (в традиционном понимании). На практике же наиболее просто образуются донорные пары с энергиями связи, в несколько раз превышающими энергию связи изолированных мелких доноров.

В данной работе исследовано магнитотуннелирование через нульмерные состояния в слаболегированной кремнием GaAs квантовой яме резонансно-туннельного диода, залегающие глубже уровней изолированных мелких доноров. Нами обнаружено подавление резонансного туннельного тока через некоторые “донорные молекулы” с понижением температуры. Аномальная температурная зависимость амплитуды части наблюдаемых резонансов может быть объяснена кулоновским взаимодействием между электронами двух параллельных связанных каналов туннелирования, когда электрон на нерезонансном состоянии одной двойной квантовой точки блокирует резонансный канал другой квантовой точки. Уменьшение температуры и, соответственно, подавление неупругого туннелирования через нерезонансное состояние приводят к резкому уменьшению резонансного тока. Приложение слабого магнитного поля снимает режим динамической блокады канала туннелирования. Нами рассматривается возможный механизм наблюдаемого явления.

<sup>1)</sup> e-mail: vdovin@ipmt-hpm.ac.ru

<sup>2)</sup> M. Henini.

Исследовавшиеся образцы представляли собой двухбарьерные вертикальные гетероструктуры, аналогичные изучавшимся нами в работе [15]. Они были выращены методом молекулярно-лучевой эпитаксии на высоколегированных  $N^+$ -GaAs подложках с ориентацией (001) при температуре  $550^\circ\text{C}$ . 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:  $2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$   $N^+$ -GaAs-буфер толщиной 0.5 мкм;  $2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$   $N^+$ -GaAs толщиной 50 нм;  $2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$   $N^-$ -GaAs толщиной 50 нм; нелегированный GaAs толщиной 50 нм; нелегированный  $\text{Ga}_{0.6}\text{Al}_{0.4}\text{As}$ -барьер толщиной 5.7 нм; нелегированная GaAs квантовая яма шириной 9.3 нм; нелегированный  $\text{Ga}_{0.6}\text{Al}_{0.4}\text{As}$ -барьер толщиной 5.7 нм; нелегированный GaAs толщиной 50 нм;  $2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$   $N^-$ -GaAs толщиной 50 нм;  $2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$   $N^+$ -GaAs контактный слой толщиной 1.5 мкм. Омические контакты изготавливались путем последовательного напыления слоев AuGe/Ni/Au и отжига при  $T = 400^\circ\text{C}$ . Для создания мезоструктур диаметром 25–200 мкм была использована стандартная технология химического травления. Вольт-амперные характеристики (ВАХ) были измерены при уровне шума менее 50 фА. Измерения проводились при температуре 0.4–4.2 К в магнитном поле до 8 Т. Активная область изучаемой структуры показана на правой вставке к рис. 1а.

Анализ туннельных спектров наших гетероструктур был проведен в работе [15]. Мы начнем с идентификации достаточно хорошо изученных процессов туннелирования через двумерное состояние в GaAs квантовой яме и связанные с ним нульмерные состояния индивидуальных мелких примесей ( $E_1$  и SDR на вставке к рис. а). На рис. 1а показана ВАХ экспериментальной структуры диаметром 25 мкм при  $T = 4.2 \text{ К}$ . Резкий пик тока при напряжении около 200 мВ соответствует резонансному туннелированию электронов через нижний уровень размерного квантования  $E_1$  в GaAs квантовой яме. При напряжении смещения около 90 мВ до порога туннелирования через состояние  $E_1$  на ВАХ наблюдается слабая и довольно широкая особенность, хорошо проявляющаяся как пик на  $dI/dV - V$ -зависимости. Как было показано в [8], такая особенность обусловлена туннелированием через индивидуальные донорные примеси в GaAs квантовой яме (AlGa)As/GaAs/(AlGa)As двухбарьерного резонансно-туннельного диода большой площади. Хотя в нашей гетероструктуре GaAs кван-

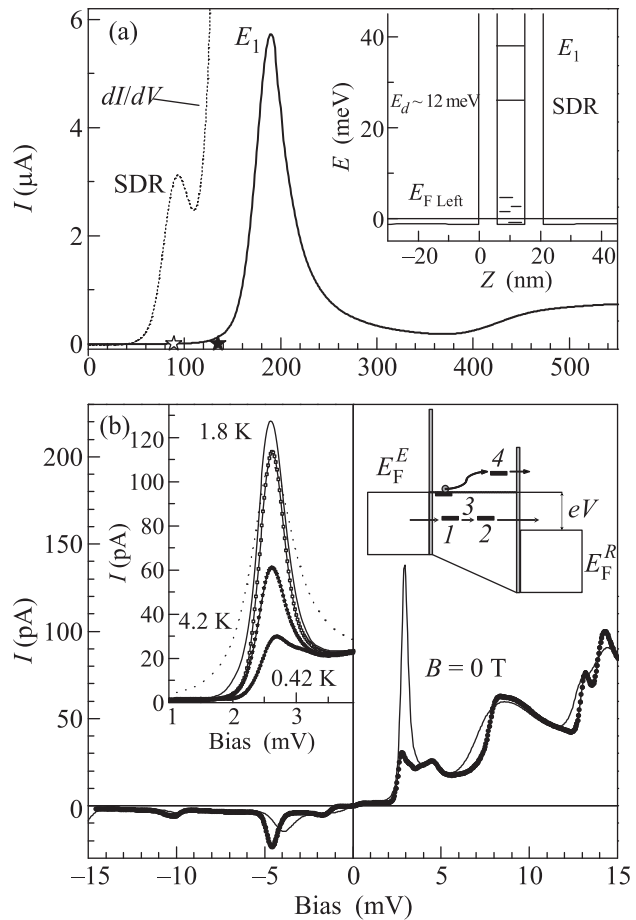


Рис. 1. (а) – ВАХ исследуемого образца диаметром 25 мкм при  $T = 4.2 \text{ К}$ . Пунктиром представлена зависимость  $dI/dV$  от напряжения смещения. Звездочками отмечены вычисленные значения пороговых напряжений, при которых энергии нижних состояний SDR и  $E_1$  совпадают с энергией Ферми в эмиттере. На вставке – расчетный потенциальный профиль активной части структуры в отсутствие смещения. Показаны положения основного уровня размерного квантования в GaAs квантовой яме  $E_1$ , уровня центральной изолированной донорной примеси SDR и глубокозалегающих уровней “донорных молекул”. (б) – ВАХ одного из экспериментальных образцов в области малых напряжений смещения при температурах 0.4 и 1.8 К в отсутствие магнитного поля. На левой вставке показана модификация резонанса при  $V = 2.6 \text{ мВ}$  с изменением температуры от 0.42 до 4.2 К. На правой вставке схематически представлены активная область изучаемой структуры и сценарий туннелирования через взаимодействующие каналы

товая яма не была легирована преднамеренно, из-за фонового легирования концентрация примесей в ней оказалась приблизительно равной  $(0.3-1) \cdot 10^{-15} \text{ см}^{-3}$  (т.е. в слое квантовой ямы шириной 9 нм образца диаметром 25 мкм содержится примерно 2500–5000 до-

норов). При этом среднее расстояние между донорами составляет 100–150 нм, что много больше эффективного боровского радиуса  $a_b$  изолированной мелкой примеси в GaAs. Изолированная донорная примесь в области квантовой ямы образует локализованное ( $a_b \sim 10$  нм) водородоподобное состояние, связанное с двумерным состоянием  $E_1$ . Энергия связи такого состояния в 9-нанометровой GaAs яме составляет  $\sim 12.8$  мэВ для примеси в середине ямы и  $\sim 7$  мэВ для примеси на ее краю [5]. Наличие множественных близких по энергии примесных уровней приводит к многочисленным перекрывающимся резонансным особенностям, образующим на ВАХ широкий “интегральный примесный резонанс” даже при низкой температуре. Индивидуальные же примесные резонансы становятся различимыми экспериментально только в случае низкой концентрации примесей или в структурах субмикронных размеров [9, 16]. Кроме широкого примесного резонанса SDR, во всем интервале малых напряжений смещения ВАХ до SDR нами также наблюдались серии резонансов тока с амплитудами  $\sim 10$ – $100$  пА (рис. 1б). Положения и амплитуды пиков были различны для разных образцов, однако полностью воспроизводимы для каждого из них в отдельности даже после многократного термоциклирования. Самым глубоким из этих резонансных состояний, если считать их примесными, соответствовала бы энергия связи 35–40 мэВ, что более чем в три раза превышает энергию связи индивидуального донора в 9-нанометровой GaAs квантовой яме. Ранее с помощью магнитотуннельного метода визуализации волновых функций [17] нами уже было показано, что резонансные особенности стационарных ВАХ при малых смещающих напряжениях обусловлены туннелированием электронов через уровни донорных молекул Si в квантовой яме, т.е. электронных состояний, локализованных на паре близлежащих связанных доноров [15]. Обнаружено, что их волновые функции обладают аксиальной симметрией и формой, подобной основному состоянию молекулы водорода, а характерные размеры волновых функций совпадают с предсказываемыми теорией размерами водородоподобных состояний донорных пар кремния в GaAs квантовой яме с соответствующими энергиями связи.

Для упрощения изложения результатов, касающихся проявления динамического кулоновского взаимодействия при туннелировании в нашей экспериментальной системе, сначала рассмотрим элементарные каналы резонансного туннелирования, определяющие ее проводимость при низких температурах в отсутствие каких-либо взаимодействий. Следует от-

метить, что уровни молекул в квантовой яме расположены в достаточно широком энергетическом интервале (более 10 мэВ) вследствие зависимости их энергии связи от эффективных размеров молекул и их положений относительно середины ямы. Поэтому в наших структурах в отсутствие смещения такие уровни находятся как выше, так и ниже уровня Ферми в эмиттере и коллекторе ( $E_F^E$  и  $E_F^C$ ). Приложение смещающего напряжения между эмиттером и коллектором приводит к понижению уровня этих локализованных в яме состояний по отношению к  $E_F^E$ , причем скорости движения уровней зависят от их положения в квантовой яме. Уровни вблизи эмиттера движутся значительно медленнее, чем уровни возле коллектора. При каждом совпадении уровня одиночного нульмерного состояния с  $E_F^E$  происходит резкое пороговое возрастание туннельного тока с дальнейшим плавным спадом, отражающим плотность состояний в эмиттере. Совпадение данного уровня с дном зоны проводимости эмиттера приводит к закрытию этого канала туннелирования. Таким образом, каждому такому каналу резонансного туннелирования при низкой температуре соответствует ступенька на ВАХ с вертикальным фронтом. Ширина ступеньки определяется величиной  $E_F^E$  и положением конкретного нульмерного состояния в квантовой яме. На рис. 1 показана ВАХ одного из экспериментальных образцов в области малых напряжений смещения при температурах 0.4 и 1.8 К в отсутствие магнитного поля. При обоих знаках напряжения смещения ВАХ демонстрируют, кроме широких ступенчатых особенностей, связанных с переходами электронов через единичные локализованные состояния (например, при  $-1.5$  мВ), также и резкие и узкие резонансные пики, обусловленные туннелированием через два локализованных состояния в яме (например, пики при  $-5$  и  $2.6$  мВ). В случае совпадения уровней двух локализованных состояний в окне проводимости открывается канал резонансного туннелирования, существующий только в очень узком диапазоне напряжений. После расхождения уровней из-за различия скоростей их движения с напряжением канал закрывается. В результате такому резонансу на ВАХ отвечает резкий пик лоренцевой формы. Подобные особенности на ВАХ наблюдались ранее при туннелировании через латеральные двойные квантовые точки [18], квантовую точку и примесь [19], самоорганизованные двойные InAs квантовые точки [20, 21] и через два примесных состояния в слаболегированной кремнием GaAs квантовой яме резонансно-туннельного диода [22]. Амплитуда (т.е. максимальный ток) и ширина такого резонанса пол-

ностью определяются параметрами туннельного канала, т.е. вероятностями  $\Gamma_{i,j}$  ухода электрона с каждого из двух состояний в ближайший контакт, интегралом перекрытия волновых функций состояний  $H_{ij}$  и относительным изменением энергий этих состояний с изменением напряжения смещения [23]. Регулярно наблюдались также комбинированные резонансные особенности, вероятно состоящие из вкладов нескольких каналов. Однако детальный анализ всех особенностей ВАХ не является предметом данной работы. Аналогичные представленным на рис. 1b набору резонансов наблюдались на всех измеренных образцах, а также в наших предыдущих экспериментах на подобных гетероструктурах [15]. Вольт-амперные характеристики каждого из образцов при малых смещениях были уникальны, но не менялись в течение множества термических циклов.

Температурное поведение всех “одиночных” и большинства “двойных” резонансов соответствует традиционному представлению об их уширении и подавлении с увеличением температуры в согласии с [19, 23]. Отметим, что важной характеристикой этих механизмов уширения является сохранение интегрального тока, т.е. площади под резонансной особенностью на ВАХ, с изменением температуры. Однако совершенно неожиданной оказалась аномальная температурная зависимость резонанса через два локализованных состояния при  $V \sim 2.6$  мВ. Уменьшение температуры от 1.8 до 0.4 К приводило к падению его амплитуды приблизительно в пять раз. Подобные температурные зависимости были зарегистрированы нами лишь на трех резонансах из более чем ста изучавшихся в двадцати образцах. Величина эффекта при этом значительно различалась. Такое аномальное температурное поведение, насколько нам известно, ранее экспериментально не наблюдалось и не может быть объяснено в рамках обычных представлений о резонансном туннелировании через два локализованных состояния. Наличие температурно-зависимого пика на пороге ступенчатого резонанса часто связывают с результатом взаимодействия туннелирующего электрона с контактами (так называемой сингулярностью Ферми [24–28]). Однако однозначным признаком проявления такой сингулярности является уменьшение амплитуды соответствующей особенности и интегрального тока под ней с увеличением температуры [27], чего, очевидно, не наблюдается в нашем эксперименте (см. левую вставку к рис. 1). Более детально зависимости интегрального тока от температуры будут рассмотрены ниже. Вместе с тем даже на основе температурной зависимости амплитуды можно утверждать, что обсуж-

даемый пик при 2.6 мВ на рис. 1 не имеет никакого отношения к ферми-сингулярности.

Подавления туннельного резонанса через нулевые состояния с понижением температуры никогда ранее не наблюдалось. Однако, по нашему мнению, следует учесть, что в реальной мезоскопической структуре туннелирование происходит параллельно через ансамбль взаимодействующих локализованных состояний [29]. Для объяснения аномального температурного поведения исследуемого резонанса мы воспользовались моделью туннелирования через два параллельных канала, находящихся в условиях динамического кулоновского взаимодействия друг с другом [30–32]. Схематически один из наиболее простых вариантов такой модели представлен на правой вставке к рис. 1b. Принципиальным ее элементом является наличие второго неупругого канала 3–4 вблизи верхней границы окна проводимости ( $E_F^E$ ) в момент наступления резонанса через основной канал 1–2. Канал 3–4 должен обладать сильной кулоновской связью с основным и малой туннельной прозрачностью при низкой температуре, чтобы не давать заметного вклада в ток через систему. Таким условиям может удовлетворять, например, пара локализованных состояний с несколько отличающимися энергиями при наступлении основного резонанса. Одно из них (3) должно располагаться настолько близко к эмиттерному барьеру, чтобы ток через 3–4 был мал, а также к состоянию 1, чтобы помещение одного электрона на состояние 3 приводило к сдвигу уровня 1, достаточному для разрыва резонансного канала 1–2. При низкой температуре состояние 3 большую часть времени будет занято одним электроном, а основной резонансный канал 1–2 вследствие этого окажется несогласованным. В результате туннельный ток через 1–2 будет подавлен. С ростом температуры повышается вероятность неупругих переходов между 3 и 4, электрон все меньшее время проводит в 3, оказывая разрушающее влияние на условия резонанса 1–2, и ток через канал 1–2 растет. Таким образом, у нас есть основания полагать, что прохождение электронов через каналы 1–2 и 3–4 коррелировано во времени и через канал 1–2 электроны проходят группами (bunched). Исследования кулоновских взаимодействий, приводящих к временной корреляции электронов, сегодня преимущественно основываются на измерениях дробового шума. Последние позволяют получать информацию как о наличии в системе “невидимых” для транспорта каналов и сценариях туннелирования электронов через связанные каналы, так и о параметрах взаимодействий и туннельных связей в системе. На основании сравнения нашей мо-

дели и эксперимента с результатами работ [30–33], где похожим сценариям туннелирования всегда соответствовал сверхпуассоновый дробовый шум, можно прогнозировать, что и в нашем случае шум окажется того же типа. Естественно, это предположение требует экспериментальной проверки.

В работе [31] теоретически исследована система двух туннельных каналов, образованная парами InAs квантовых точек, в зависимости от параметров как межканальной электростатической связи, так и туннельной связи между квантовыми точками в каждом канале. При этом было показано, что варьирование соотношений связей при наличии корреляции каналов может приводить либо к уширению наблюдаемого пика тока на стационарной ВАХ при сохранении его амплитуды с увеличением температуры, либо к росту амплитуды пика и смещению его положения в сторону меньших напряжений. До настоящего времени в эксперименте при туннелировании через самоорганизованные двойные InAs квантовые точки наблюдался только первый тип поведения [21]. Кроме того, в работе [20] в аналогичной системе наблюдалось появление нового термоактивированного пика, обусловленного туннелированием через возбужденное состояние первой квантовой точки.

Влияние магнитного поля на туннельные процессы в нашей экспериментальной системе оказалось абсолютно неожиданным. Кроме того, оно предоставило дополнительные очевидные подтверждения аномальности ее низкотемпературного поведения. Приложение даже незначительного, в масштабах, обычных для резонансно-туннельных экспериментов, магнитного поля  $B \sim (0.5–1)$  Т приводило к исчезновению разрушающего резонанс 1–2 кулоновского влияния заряда в параллельном канале. При этом, все три изучавшихся нами резонанса с аномальной температурной зависимостью проявляли качественно подобное поведение в магнитном поле. На рис. 2 показаны ВАХ в параллельном току магнитном поле ( $B \parallel J$ ), равном 0.75 Т, и в его отсутствие при  $T = 0.5$  К. Как видно из рисунка, в отсутствие поля при данной температуре обсуждаемый здесь “двухпримесный” резонанс при 2.6 мВ оказывается почти подавлен. Приложение поля  $B = 0.75$  Т вызывает четырехкратный рост его амплитуды. Амплитуды остальных резонансов на ВАХ при этом либо уменьшаются, либо остаются практически неизменными.

Рис. 3а представляет зависимости амплитуды изучаемого резонанса между двумя нульмерными системами от температуры при  $B = 0$  и 0.75 Т. Они явно отражают как сам эффект аномального подавления туннелирования в интервале температур от 0 до

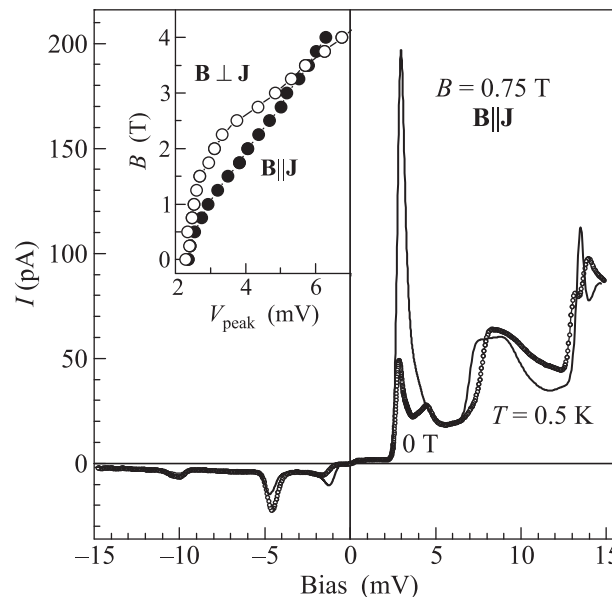


Рис. 2. ВАХ исследуемого образца в параллельном току магнитном поле  $B = 0.75$  Т (сплошная линия) и в его отсутствие (треугольники) при  $T = 0.5$  К. На вставке – зависимости положения пика проводимости  $V = 2.6$  мВ от перпендикулярного (открытые кружки) и параллельного (закрытые кружки) току магнитного поля

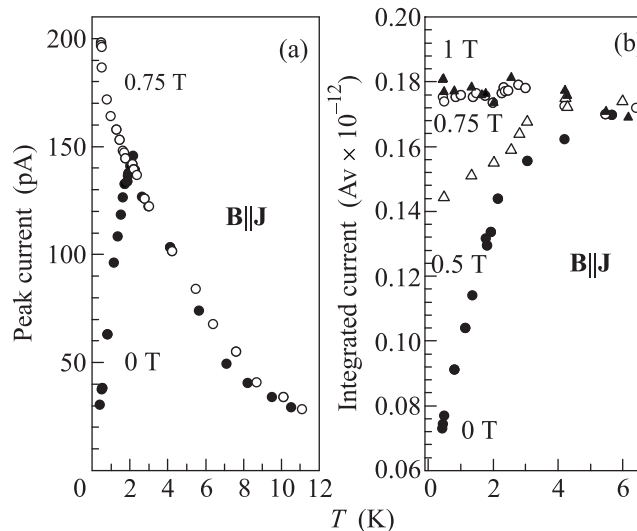


Рис. 3. (а) – Зависимости амплитуды изучаемого ДМ-резонанса при 2.6 мВ от температуры при  $B = 0$  и 0.75 Т. (б) – Зависимости интегрального тока (площади под экспериментальной кривой в интервале существования резонанса: от 0 до 5 мВ) от температуры при  $B = 0$  и 0.5 Т

2 К, где при  $B = 0$  наблюдается отклонение от монотонной зависимости, так и его полное отсутствие в магнитном поле. Монотонная же зависимость амплитуды резонанса от температуры при  $B = 0.75$  Т,

т.е. в отсутствие аномального механизма, обусловлена уже упомянутыми выше традиционными процессами уширения. Температура  $T \sim 2$  К, начиная с которой наблюдается отклонение бесполовой зависимости от монотонного поведения, указывает момент перехода к коррелированному протеканию электронов через взаимодействующие каналы. Еще более очевидным свидетельством ослабления, а затем и полного устранения аномального температурного поведения резонанса между двумя нульмерными системами магнитным полем являются представленные на рис. 3b зависимости интегрального тока от температуры. При  $B = 0$  и  $0.5$  Т наблюдается рост интегрального тока с температурой с последующим насыщением, а уже при  $B = 0.75$  Т интегральный ток от температуры не зависит, что свидетельствует о переходе от аномального к обычному механизму уширения и подавления резонанса. Важно отметить, что все магнитопольные зависимости, представленные на рис. 2 и 3, практически совпадают с таковыми в магнитном поле, перпендикулярном току ( $\mathbf{B} \perp \mathbf{J}$ ) (здесь для краткости они не приводятся).

На рис. 4 показаны зависимости амплитуды исследуемого резонанса от магнитного поля обеих ориен-

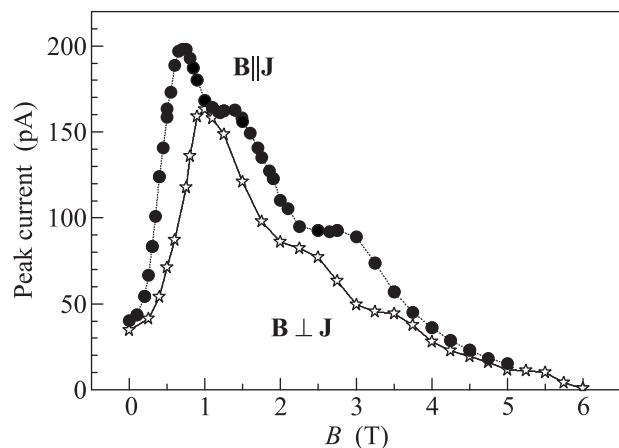


Рис. 4. Зависимости амплитуды ДМ-резонанса от магнитного поля, параллельного (кружки) и перпендикулярного (звезды) току при  $T = 0.5$  К

таций при  $T = 0.5$  К. Интервал поля от 0 до  $\sim 1$  Т соответствует, как отмечалось выше, ослаблению кулоновского подавления резонанса, а падение амплитуды после 1 Т — уменьшению интеграла перекрытия  $H_{12}$  состояний 1 и 2 с увеличением  $\mathbf{B}$ , которое уже наблюдалось ранее [14, 23]. Ступенчатая структура экспериментальной зависимости в этом интервале полей, вероятно, связана с проявлением квантования Ландау в эмиттере.

Прежде чем переходить к обсуждению роли  $\mathbf{B}$  в нашей модели туннелирования, следует обратить внимание на полученные нами экспериментальные зависимости положения резонанса  $V_{\text{peak}}(B)$  (см. вставку к рис. 2), позволившие непосредственно выявить механизм и масштаб энергетического влияния  $\mathbf{B}$  в системе. Эти графики показывают заметное смещение резонанса в сторону больших напряжений с ростом  $\mathbf{B}$  от 0 до 4 Т как при  $\mathbf{B} \perp \mathbf{J}$ , так и при  $\mathbf{B} \parallel \mathbf{J}$ . При этом экспериментальный график при  $\mathbf{B} \perp \mathbf{J}$  хорошо аппроксимируется квадратичной зависимостью. Такое поведение резонанса в поле  $\mathbf{B}$  обычно связывают с разницей диамагнитных сдвигов энергетических уровней локализованных состояний, составляющих резонансную пару, обусловленной различием эффективных размеров волновых функций состояний в плоскости, перпендикулярной полю [14, 22, 34]. Отметим, что в случае туннелирования через изолированные примеси в квантовой яме величины диамагнитных сдвигов в  $\mathbf{B} \perp \mathbf{J}$  и  $\mathbf{B} \parallel \mathbf{J}$  обычно значительно отличаются. В поле  $\mathbf{B} \perp \mathbf{J}$  эта величина уменьшается из-за избирательного влияния квантовой ямы на сферически-симметричную волновую функцию примеси в направлении роста гетерослоев [35]. Вместе с тем влияние квантовой ямы на волновые функции донорных молекул (пар) с аксиальной симметрией может быть лишено избранных направлений и оказаться одинаковым в параллельной и перпендикулярных гетерослоям плоскостях вследствие того, что наиболее вероятное направление оси молекулы отклонено от этих плоскостей на равные углы. Поскольку же размеры волновой функции именно в этих плоскостях и определяют величины диамагнитных сдвигов в  $\mathbf{B} \perp \mathbf{J}$  и  $\mathbf{B} \parallel \mathbf{J}$ , в такой ситуации естественно ожидать одинаковых их значений, что и наблюдается нами в эксперименте. Некоторое несовпадение двух зависимостей  $V_{\text{peak}}(B)$  на рис. 2 может быть обусловлено, например, отклонением оси молекулы, дающей основной вклад в суммарный диамагнитный сдвиг, от диагонального положения. Таким образом, у нас есть основания полагать, что влияние поля  $\mathbf{B}$  независимо от его ориентации заключается преимущественно в диамагнитном сдвиге уровней молекул, величина которого составляет около  $0.1 \text{ мэВ}$  в  $B = 1$  Т. Наличие же сравнимого с размытием энергии Ферми в эмиттере диамагнитного сдвига в слабом поле дает нам возможность простого объяснения исчезновения кулоновского подавления резонанса при низкой температуре. Если при  $B = 0$  в условиях резонанса 1–2 состояние 3 находится под уровнем Ферми, то уже в слабом поле  $\mathbf{B}$  из-за различия диамагнитных сдвигов

резонанс 1–2 может наступить, когда состояние 3 окажется выше уровня Ферми. Поэтому при низкой температуре на нем не будет электронов и оно не будет оказывать никакого влияния на резонанс 1–2. В результате естественно заключить, что не только температурные, но и магнитопольные экспериментальные зависимости согласуются с предложенной моделью туннелирования.

Итак, в данной работе исследовано резонансное туннелирование электронов через два нульмерных состояния в условиях кулоновского взаимодействия такого резонансного канала с параллельным каналом неупругого туннелирования. Обнаруженные аномальные температурные и магнитопольные зависимости тока через резонансный канал качественно объяснены в рамках представлений о динамическом нарушении условий резонанса туннелирования через него в результате кулоновского взаимодействия с электронами в параллельном канале. В такой системе из двух связанных каналов прохождение электронов через оба канала может оказаться скоррелированным во времени. Обнаружена возможность управления режимом протекания электронов через систему магнитным полем путем выведения модулирующего канала из состояния взаимодействия диамагнитным сдвигом.

Авторы выражают благодарность Л. Ивсу (L. Eaves, University of Nottingham, UK) за плодотворные обсуждения дизайна 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”.

1. K. Ono and S. Tarucha, *Phys. Rev. Lett.* **92**, 256803 (2004).
2. K. Ono, D.G. Austing, and Y. Nakura, *Science* **297**, 1313 (2002).
3. L. P. Kouwenhoven, D. G. Austing, and S. Tarucha, *Rep. Prog. Phys.* **64**, 701 (2001).
4. S. M. Cronenwett, T. H. Oosterkamp, and L. P. Kouwenhoven, *Science* **281**, 540 (1998).
5. G. Bastard, *Phys. Rev. B* **24**, 4714 (1981).
6. H. Fukuyama, T. Waho, and M. Yamamoto, *Jpn. J. Appl. Phys.* **36**, 4267 (1997).
7. G. P. Lansbergen, R. Rahman, C. J. Wellard et al., *Nature Physics* **4**, 656 (2008).
8. J. W. Sakai, P. H. Beton, L. Eaves et al., *J. Appl. Phys.* **86**, 1452 (1999).

9. B. Jouault, M. Gryglas, M. Baj et al., *Phys. Rev. B* **79**, 041307 (2009).
10. M. R. Deshpande, J. W. Sleight, M. A. Reed et al., *Phys. Rev. Lett.* **76**, 1328 (1996).
11. A. K. Geim, T. J. Foster, A. Nogaret et al., *Phys. Rev. B* **50**, 8074 (1994).
12. K. K. Bajaj, J. R. Birch, L. Eaves et al., *J. Phys. C: Solid State Phys.* **8**, 530 (1975).
13. O. Makarovsky, O. Thomas, A. G. Balanov et al., *Phys. Rev. Lett.* **101**, 226807 (2008).
14. P. J. McDonnell, A. K. Geim, P. C. Main et al., *Physica B* **211**, 433 (1995).
15. Е. Е. Вдовин, Ю. Н. Ханин, *Письма в ЖЭТФ* **90**(6), 494 (2009).
16. I. P. Roche, G. P. Whittington, P. C. Main et al., *J. Phys. Condens. Matter.* **2**, 4439 (1990).
17. Е. Е. Вдовин, А. Levin, А. Patane et al., *Science* **290**, 122 (2000).
18. T. Fujisawa, T. H. Oosterkamp, W. G. van der Wiel et al., *Science* **282**, 932 (1998).
19. P. E. Lind, B. Gustafson, I. Pietzonka et al., *Phys. Rev. B* **68**, 033312 (2003).
20. T. Bryllert, M. Borgstrom, L.-E. Wernersson et al., *Appl. Phys. Lett.* **82**, 2655 (2003).
21. P. Barthold, F. Hohls, N. Maire et al., *Phys. Rev. Lett.* **96**, 246804 (2006).
22. A. S. Mayorov, A. K. Savchenko, M. V. Entin et al., *Phys. Stat. Sol. (c)* **4**, 505 (2007).
23. A. K. Savchenko, V. V. Kuznetsov, A. Woolfe et al., *Phys. Rev. B* **52**, 17021 (1995).
24. K. A. Matveev and A. I. Larkin, *Phys. Rev. B* **46**, 15337 (1992).
25. A. K. Geim, P. C. Main, N. La Scala Jr. et al., *Phys. Rev. Lett.* **72**, 2061 (1994).
26. I. Hapke-Wurst, U. Zeitler, H. Frahm et al., *Phys. Rev. B* **62**, 12621 (2000).
27. Ю. Н. Ханин, Е. Е. Вдовин, *Письма в ЖЭТФ* **81**, 330 (2005).
28. Е. Е. Вдовин, Yu. N. Khanin, O. Makarovsky et al., *Phys. Rev. B* **75**, 115315 (2007).
29. G. Kießlich, A. Wacker, and E. Scholl, *Physica B* **314**, 459 (2002).
30. S. S. Safonov, A. K. Savchenko, D. A. Bagrets et al., *Phys. Rev. Lett.* **91**, 136801 (2003).
31. R. Sánchez, S. Kohler, P. Hänggi et al., *Phys. Rev. B* **77**, 035409 (2008).
32. G. Kießlich, E. Schöll, F. Hohls et al., *Phys. Stat. Sol. (c)* **5**, 166 (2008).
33. G. Kießlich, E. Schöll, T. Brandes et al., *Phys. Rev. Lett.* **99**, 206602 (2007).
34. I. E. Itskevich, T. Ihn, A. Thornton et al., *Phys. Rev. B* **54**, 16401 (1996).
35. M. R. Deshpande, *Ph. D. Thesis*, Yale University, 1998.