Письма в ЖЭТФ, том 92, вып. 5, с. 357 – 363 © 2010 г. 10 сентября

Формирование наноэлектростатических квантовых точек и двумерных подзон флуктуационным потенциалом доноров Mn в *p-i-n* резонансно-туннельных гетеросистемах

В. А. Ковальский, Е. Е. Вдовин[1]*, Ю. Н. Ханин*

Институт проблем технологии микроэлектроники и особо чистых материалов РАН
142432 Черноголовка, Московская область, Россия

Поступила в редакцию 15 июля 2010 г.

Изучено влияние флуктуационного потенциала примесей Mn в *p-i-n* резонансно-туннельных структурах на электронный транспорт. Продемонстрирована возможность формирования минимумами такого потенциала как нульмерных состояний наноэлектростатических квантовых точек, так и двумерных подзон в области GaAs квантовой ямы.

Квантовые точки представляют собой искусственно созданные нульмерные наносистемы с дискретным спектром энергетических уровней, подобным атомному спектру [1]. Развитие методов синтеза материалов и контроля их физических свойств в последние годы открыло широкие возможности для применения новых подходов при получении квантовых точек и их использования в практических приложениях. Эти методики включают в себя диффузию и имплантацию атомов [2, 3], структурирование с использованием нанолитографии [4], создание квантовых точек с помощью электростатического потенциала ограничения, сформированного микроскопическими электродами затворов [5, 6], формирование самоорганизующихся квантовых точек в процессе роста эпитаксиальных слоев методом Странского-Крастанова [7] и коллоидный синтез [8]. Недавно предложена методика создания нового типа нульмерных объектов – наноэлектростатических квантовых точек [9, 10], сочетающих свойства самоорганизующихся нанокристаллических и электростатических квантовых точек. В основе методики лежит использование термически управляемой диффузии межузельных ионизированных атомов Mn^{2+} из слоя ферромагнитного полупроводника $Ga_{1-x}Mn_xAs$ *p*-типа [11, 12] в нелегированный слой GaAs, отделяющий ферромагнитный слой от внутренней структуры (квантовой ямы и барьеров) *p-i-n* диода. Такие межузельные доноры Mn^{2+} образуются в $Ga_{1-x}Mn_xAs$ при содержании Mn больше 2%, в то время как Mn, расположенный в узлах кристаллической решетки, является акцептором. Для $x = 3\%$ приблизительно 10% атомов Mn занимают межузельные позиции, то есть концентрация ионов Mn^{2+} в таком $Ga_{1-x}Mn_xAs$ слое $\sim 5 \cdot 10^{19}$ см$^{-3}$. В результате диффузии в процессе роста $Ga_{1-x}Mn_xAs$ слоя или при послеростовом отжиге структуры в прибарьерном слое GaAs формируются заряженные кластеры доноров Mn^{2+} на расстояниях $\sim 8-18$ нм от центра GaAs квантовой ямы. В узком диапазоне условий отжига структуры случайная кластеризация Mn^{2+} сильно изменяет электростатический потенциал в яме, вызывая малое число глубоких минимумов потенциальной энергии, которые могут ограничивать электроны в локализованные состояния с характерными размерами $\sim 10-100$ нм [9]. Иными словами, нанокластеры Mn^{2+} доноров выполняют работу нанозатворов и формируют электростатические квантовые точки в области квантовой ямы *p-i-n* двухбарьерной резонансно-туннельной структуры. Отличительной особенностью данных точек является то, что в большинстве своем они образованы ограничивающими потенциалами, близкими по форме к эллипсоидальному или параболоидному [9, 10], и их энергетический спектр в магнитном поле подобен спектру состояний модели Фока-Дарвина для гармонического потенциала. Другим важным свойством, позволяющим рассчитывать на использование данного типа квантовых точек в перспективных приборах оптоэлектроники и спинтроники, является относительно простая возможность модификации их энергетического спектра за счет выбора режимов отжига и варьирования толщины буферного слоя между GaAs квантовой ямой и ферромагнитным (GaMn)As слоем. Предполагается, что подобным образом удастся управлять параметрами потенциального рельефа в квантовой яме и, как следствие, энергиями состояний наноэлектростатических квантовых точек. При этом путем уменьшения толщины буферного слоя и увеличения температуры и времени отжига, мож-

[1]e-mail: vdovin@ipmt-hpm.ac.ru

но добиться существенного увеличения концентрации ионизированных атомов Mn^{2+} в этом слое, что в свою очередь приведет к росту числа потенциальных минимумов, достаточно глубоких для того, чтобы локализовать носители и образовать наноэлектростатическую квантовую точку в области квантовой ямы. В этой связи до сих пор остается неизученным вопрос о взаимодействии между соседними минимумами потенциала и влиянии соседей на энергетические спектры друг друга. Среди наиболее вероятных результатов такого взаимодействия представляется уширение энергетических уровней квантовых точек и трансформация нульмерного характера спектра в двумерный вследствие формирования подзоны связанными минимумами потенциала. Отдельно следует отметить, что представления о многих принципиальных параметрах зонной структуры $Ga_{1-x}Mn_xAs$ (положение уровня Ферми при заданной концентрации Mn и т.д.) на данный момент противоречивы и неоднозначны [13] и требуют прояснения. Например, из различных экспериментальных исследований следует, что уровень Ферми в GaMnAs при определенной концентрации Mn может находиться как в валентной зоне, так и на акцепторном уровне Mn, сформировавшем примесную подзону в глубине запрещенной зоны [14]. Причем величина неоднозначности в положении уровня Ферми составляет около 300 мэВ, так как согласно [15, 16], энергия Ферми дырок в валентной зоне составляет 200 мэВ (для 3% содержания Mn в GaMnAs), а по [13] уровень Ферми в GaMnAs лежит на акцепторном уровне Mn на ~ 120 мэВ выше потолка валентной зоны. Кроме того, прямые исследования зонной структуры GaMnAs систем с помощью сканирующей туннельной микроскопии демонстрируют возможность существования множественных локализованных состояний в глубине запрещенной зоны [17].

В данной работе изучено влияние характеристик флуктуационного потенциала примесей Mn в *p-i-n* резонансно-туннельных структурах на электронный транспорт. Исследовано магнитотуннелирование через различные типы состояний в квантовой яме, формирующиеся при модификации флуктуационного потенциала с помощью послеростового отжига и изменения дизайна гетероструктур. Продемонстрирована возможность формирования минимумами такого потенциала как нульмерных состояний наноэлектростатических квантовых точек, так и двумерных подзон в области GaAs квантовой ямы.

Исследованные нами образцы представляли собой двухбарьерные резонансно-туннельные диоды (РТД), включающие в себя GaAs квантовую яму, ограниченную AlAs барьерами, и $Ga_{1-x}Mn_xAs$ слой p-типа с 3% содержанием Mn. Последовательность слоев, выращенных методом молекулярно-лучевой эпитаксии на легированных кремнием n^+-GaAs подложках с ориентацией (100), была следующей: $2 \times 10^{18}\,см^{-3}$ n^+-GaAs слой толщиной 300 нм; $2 \times 10^{17}\,см^{-3}$ n^+-GaAs толщиной 100 нм; нелегированная внутренняя область, состоящая из GaAs буферного слоя толщиной 20 нм, GaAs КЯ шириной 6 нм, заключенной между двумя AlAs барьерами толщиной 5 нм, GaAs буферного слоя толщиной 10 нм в случае структуры A и толщиной 5 нм в случае структуры C, отделяющего внутреннюю область гетеродиода от верхнего контактного слоя p^+-(GaMn)As толщиной 50 нм. Единственное отличие структуры B от A заключалось в том, что в центре квантовой ямы был выращен смачивающий монослой узкозонного полупроводника InAs. Такой слой InAs образует добавочную квантовую яму в слое GaAs и понижает уровни размерного квантования в GaAs квантовой яме (с 85 до 22 мэВ для основного состояния электронов). Нами также проводились измерения на контрольном образце, идентичном структуре A, за исключением того, что $Ga_{1-x}Mn_xAs$ слой был заменен легированным углеродом ($2 \times 10^{18}\,см^{-3}$) GaAs слоем толщиной 1 мкм. Температуры роста составляли 250 °C для ферромагнитного (GaMn)As слоя и 600 °C для остальных слоев. С помощью стандартной технологии химического травления были изготовлены мезаструктуры диаметром 200 мкм, омические контакты изготавливались путем напыления AuGe/Ni/Au.

Анализ туннельных спектров наших гетероструктур начнем с идентификации хорошо изученных процессов туннелирования через двумерные состояния в GaAs квантовой яме. Двумерные резонансы в туннельном спектре являются чутким аналитическим индикатором дизайна гетеросистемы, позволяющим оценивать влияние различных ее элементов, в том числе, например, флуктуационного потенциала заряженных примесей или квантовых точек в гетерослоях [18, 19]. На рис.1 приведены вольт-амперные характеристики (ВАХ) трех исследованных структур и контрольного образца. Резкий пик E_1 (или E_1^*) на ВАХ всех структур, соответствует резонансному туннелированию электронов через нижний двумерный уровень в КЯ. Идентификация экспериментальных пиков на ВАХ проводилась на основании самосогласованных расчетов потенциальных профилей структур, позволявших определять ожидаемые напряжения резонансов. Наряду с резонансом E_1, на ВАХ контрольного образца (рис.1а) наблюдается несколько слабых пиков, HH_1, LH_1 и HH_2, которые отвечают туннели-

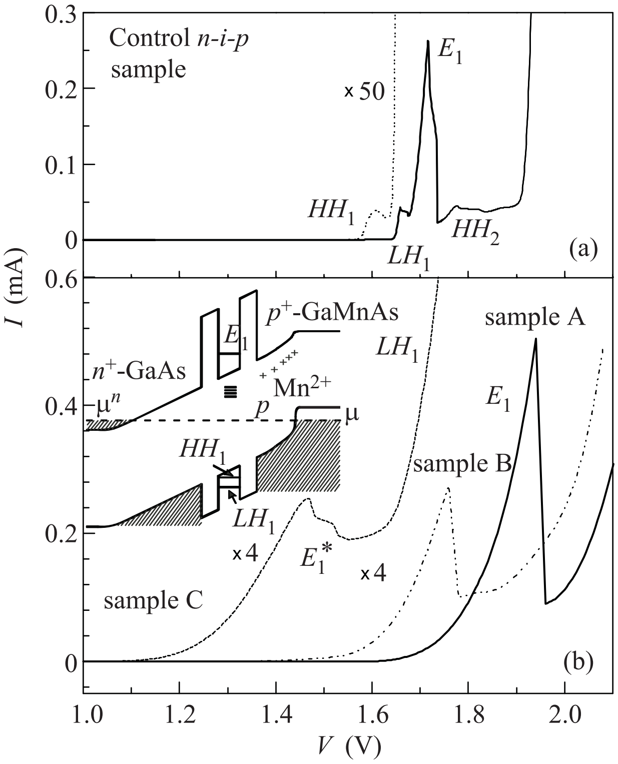

Рис.1. (a) ВАХ контрольной p-i-n структуры идентичной структуре (A), за исключением того, что $Ga_{1-x}Mn_xAs$ слой был заменен легированным углеродом (2×10^{18} см$^{-3}$); (b) двумерные резонансы на ВАХ структур A, B и C. На вставке показана зонная структура экспериментальных образцов в отсутствие напряжения смещения. Уровни в запрещенной зоне в области GaAs квантовой ямы соответствуют наноэлектростатическим квантовым точкам

рованию через состояния легких (L) и тяжелых (H) дырок в квантовой яме. Отсутствие дырочных резонансов на ВАХ образцов с Mn обусловленно перестройкой зонной структуры коллектора, в результате которой уровень Ферми расположен в запрещенной зоне на уровне акцепторных примесей Mn, образовавших подзону, что приводит, в свою очередь, к значительному уширению E_1 и изменению последовательности электронных и дырочных резонансов. Как следствие, на фоне сильного электронного резонанса E_1 слабые дырочные резонансы на ВАХ не наблюдаются. Относительно большие величины напряжений туннельных резонансов в p-i-n РТД структурах по сравнению с n-i-n РТД связаны с тем, что для достижения условий резонансного туннелирования через уровни квантовой ямы прежде необходимо приложить к структурам выпрямляющее напряжение и реализовать состояние плоских зон в активной области (1.51 В для контрольного образца и 1.41 для образцов с Mn контактом [16]). Отметим, что наблюдение резонанса E_1^* при напряжении, начиная с ~ 1.1 В до состояния плоских зон, в образце C вызвано формированием двумерной подзоны минимумами флуктуационного потенциала в запрещенной зоне GaAs квантовой ямы, что подробно будет обсуждено ниже. Образец A аналогичен изучавшимся в работах [9, 10, 16] и демонстрирует наличие туннельных резонансов через нульмерные состояния наноэлектростатических квантовых точек, формирующихся при определенных условиях диффузии Mn (температура 150–180 °C, время отжига 3 – 6 ч, см. рис.2). Основные параметры резонанса E_1 для образца A, такие как напряжение резонанса и отношение пикового и долинного токов, совпадают с наблюдавшимися в [9, 10] и отражают незначительность изменения условий туннелирования через нижнюю подзону квантовой ямы в данном интервале параметров диффузии. Смещение порога резонанса E_1 образца B в меньшие напряжения ~ 1.5 В вызвано естественным понижением уровня E_1 в КЯ из-за добавочного слоя InAs. Эквидистантный набор туннельных резонансов на ВАХ структуры A отражает результат формирования наноэлектростатических квантовых точек в определенном интервале параметров диффузии Mn

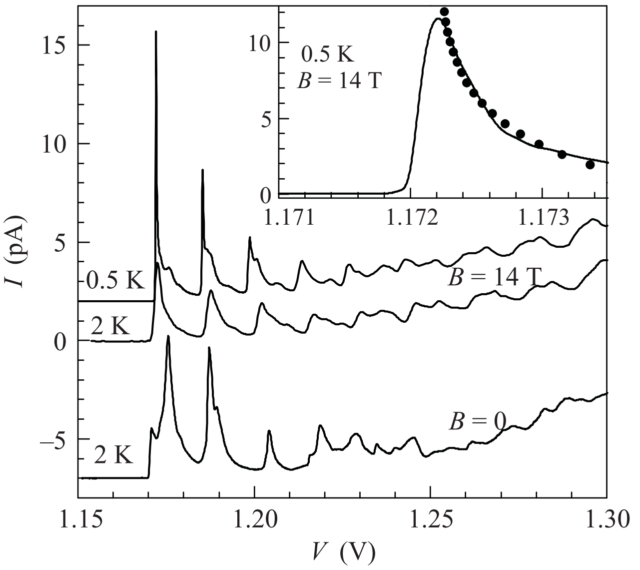

Рис.2. ВАХ образца, подвергнутого отжигу при температуре 160 °C в течение 4 ч, измеренные в нулевом магнитном поле при $T = 2$ К (нижняя кривая) и в магнитном поле 14 Тл параллельном туннельному току при $T = 0.5$ и 2 К (верхние кривые); на вставке показана зависимость тока от напряжения в области сингулярности и соответствующая теоретическая зависимость $I \sim (V - V_0)^{-\gamma}$, $\gamma = 0.65$ из работы [22]

(см. рис.2). На рис.2 представлены ВАХ образца, подвергнутого отжигу при температуре 160 °C в течение 4 ч, измеренные в нулевом магнитном поле при $T = 2$ K (нижняя кривая) и в магнитном поле 14 Тл, параллельном туннельному току, при $T = 0.5$ и 2 K (верхние кривые). При приложении положительного напряжения к образцу происходит сдвиг вниз по энергии уровней нульмерных состояний относительно E_F эмиттера. В момент совпадения энергии очередного нульмерного состояния с E_F туннельный ток возрастает пороговым образом, а при дальнейшем увеличении смещения начинает падать, отражая уменьшение числа электронов, способных к резонансному туннелированию. Когда энергия состояния сравнивается с дном зоны проводимости E_C в эмиттере, резонансная составляющая тока становится равной нулю, и туннельный ток определяется интегральной прозрачностью структуры. Наблюдаемое в эксперименте расстояние между резонансами соответствует энергетическому интервалу ~ 10 мэВ в параболическом потенциале наноэлектростатической квантовой точки с характерными размерами 50 – 55 нм. Температурное уширение порогов резонансных пиков в диапазоне от 0.5 до 10 K отражало размытие распределения Ферми для электронов в эмиттере. Подобные серии резонансов наблюдались на всех образцах типа A, подвергшихся отжигу в указанных выше диапазонах температур и времени отжига, однако положения и амплитуда резонансов были специфичны для каждого конкретного образца. Выход за пределы указанных интервалов отжига приводил к деградации резонансной структуры аналогично [9]. Отметим, что в отсутствие отжига никаких туннельных особенностей в данном интервале напряжений не наблюдалось.

Независимым подтверждением нульмерной природы резонансных пиков на ВАХ структуры A является аномальное увеличение туннельного тока на пороге резонансов (первого, второго и третьего) в магнитном поле при понижении температуры до ~ 0.5 K, обусловленное проявлением ферми-краевой сингулярности (ФКС) при туннелировании [20 – 22]. Зависимость тока от напряжения в области сингулярности соответствует теоретическим предсказаниям [23] (см. вставку рис.2). Важно отметить, что в нашем эксперименте ФКС наблюдается при туннелировании через возбужденные, а не только через основное состояние квантовой точки, как ранее. Это обусловлено, вероятно, относительно большими размерами и плавностью формирующего потенциала наноэлектростатической квантовой точки, порождающими близко лежащие энергетические уровни. В результате, в отличие от самоорганизованных КТ и примесей, появляется возможность исследования ФКС при туннелировании через основное и возбужденные состояния в рамках одной, относительно просто описываемой, квантовой системы. Это позволит получить информацию о зависимости ФКС от таких свойств квантовой точки как вид и характеристики ограничивающего потенциала, тип волновой функции резонансного состояния, параметры межэлектронного взаимодействия и т.д. Подобные исследования выходят за рамки данной статьи, и мы предполагаем провести их в будущем.

Отдельного детального рассмотрения требует образец B, не подвергавшийся послеростовому термическому воздействию, на ВАХ которого при напряжении ~ 1 В наблюдается дополнительный резонанс E_1^* (см. рис.3а), соответствующий, как будет видно из

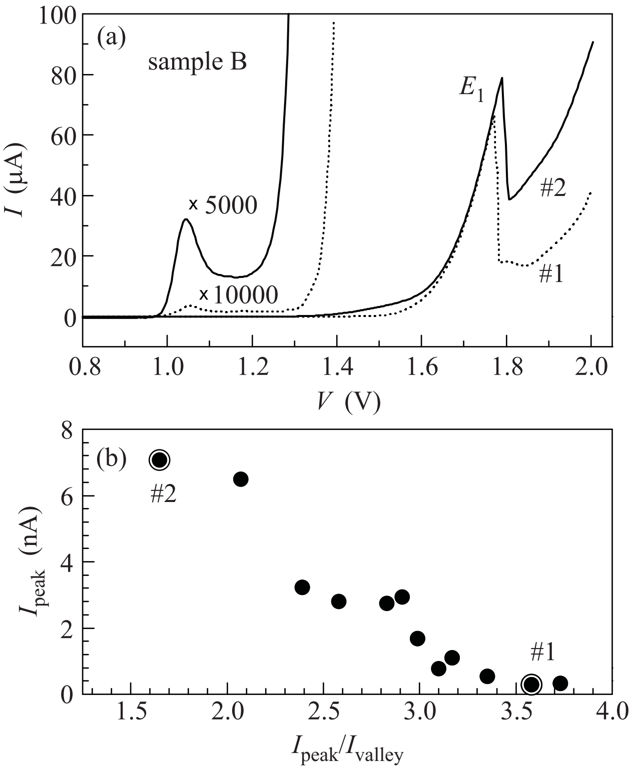

Рис.3. (a) – ВАХ двух различных меза-структур диаметром 200 мкм образца B; (b) – зависимость амплитуды резонанса E^* от отношения максимального резонансного тока E_1 к току при выходе из резонанса для всего набора измеренных меза-структур диаметром 200 мкм образца B

дальнейшего, туннелированию через состояния двумерной подзоны, сформированной связанными минимумами флуктуационного потенциала в квантовой яме. Данный пик зарегистрирован на всех исследовавшихся нами меза-структурах типа B при одном и том же напряжении. Сразу же следует отметить, что этот пик наблюдается в том же интервале напряжений, что и нульмерные резонансы через наноэлектростатические квантовые точки в образце A, представленные на рис.2, и естественно было бы ожидать, что он также обусловлен туннелированием через нульмерные состояния квантовой точки. Однако поведение данного резонанса в перпендикулярном току магнитном поле (см. рис.4а) однозначно указывает

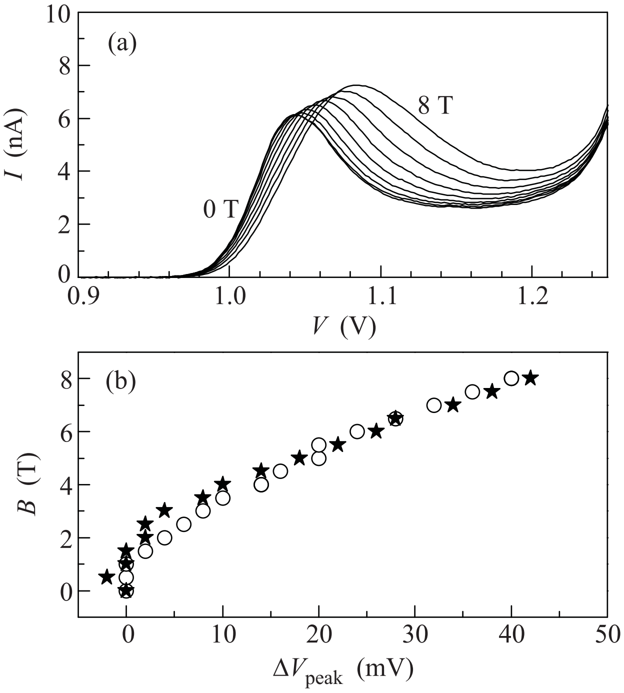

Рис.4. (а) – ВАХ образца B в перпендикулярном току магнитном поле от 0 до 8 Тл, (b) – зависимость сдвига по напряжению положения пика E^* (звездочки) и E_1 (кружки) от величины магнитного поля

на его двумерную природу [24 – 26], что проявляется в квадратичной зависимости положения резонанса от величины магнитного поля. Положения же нульмерных резонансов не должны испытывать подобного влияния перпендикулярного магнитного поля [27, 28]. На рис.4b показаны смещения двумерного резонанса E_1 и исследуемого E_1^* с изменением магнитного поля, которые практически совпадают. В соответствие с [24] это свидетельствует не только о двумерном характере резонансных состояний E_1^*, но и о совпадении величин эффективных масс электронов состояний E_1 и E_1^*.

Принципиальной особенностью образцов типа B является наличие дополнительного слоя InAs в середине GaAs квантовой ямы, приводящее к смещению всех разрешенных состояний в квантовой яме вниз по энергии. В результате чего, например, энергия дна основной двумерной подзоны E_1 значительно уменьшается (на ~ 65 мэВ), что приводит к существенному уменьшению уширения ΔE_1 из-за роста времени жизни электронов на этих состояниях. Аналогично, любое возможное нульмерное состояние наноэлектростатической квантовой точки в квантовой яме при неизменных параметрах флуктуационного потенциала окажется существенно сильнее локализованным (чем в образцах A без InAs слоя), то есть будет обладать большей энергией связи и меньшим уширением. Таким образом, введение слоя InAs повышает "чувствительность" нашей гетеросистемы к флуктуационному потенциалу и позволяет реализовывать квантовые точки кластерами с малым числом атомов Mn. В образцах же A с аналогичными ростовыми параметрами, но без слоя InAs, только большие кластеры из 6 – 7 атомов, вызывающие сильные флуктуации потенциала [10], могли создавать наноэлектростатические квантовые точки. В результате наличия в образце B большого числа "малых" наноэлектростатических квантовых точек (1 – 3 атома Mn) появляется возможность перекрытия волновых функций соседних квантовых точек с образованием двумерной подзоны в локальных областях меза-структуры. Как следствие, на ВАХ образцов B возможно наблюдение двумерных состояний E_1 и E_1^* в GaAs квантовой яме. Из-за случайного характера образования двумерных областей E_1^* и случайного же изменения их эффективных размеров соответствующие резонансы на ВАХ могут отличаться по амплитуде для разных образцов типа B одинаковой площади (см. рис.3а). При этом наблюдается естественная зависимость – чем больше амплитуда E_1^*, тем больше нерезонансная компонента тока в области резонанса E_1, – обусловленная вкладом каналов туннелирования через E_1^* и, следовательно, соотношением площадей областей E_1^* и всей меза-структуры. Это наглядно иллюстрируется рис.3b, где показана зависимость резонансного тока E_1^* от соотношения значений резонансного и пострезонансного токов через E_1^*. Отметим, что в предпороговой области резонанса E_1^* могут наблюдаться резонансные пики с существенно меньшей амплитудой $\sim 1-2$ пА (здесь не показаны), отвечающие туннелированию через квантовые точки, организованные кластерами с большим числом атомов Mn, аналогичные наблюдавшимся в образце A. Это свидетельствует об одновременном сосуществовании нульмерных состояний квантовых точек и двумерной подзоны, образованной одним и тем же флуктуационным потенциалом. Таким образом, можно утверждать, что E_1^* является двумерной электронной подзоной в области GaAs квантовой ямы, сформированной в результате взаимодействия электронов (перекрытия волновых функций) в минимумах флуктационного потенциала.

В завершение рассмотрим транспорт электронов в образцах типа C, отличительной особенностью которых являлось в два раза меньшее удаление GaMnAs слоя от квантовой ямы по сравнению с образцами A и B. Как следствие, в образцах C флуктуационный потенциал оказывал ожидаемо значительно большее влияние на туннельный транспорт, чем в образцах A и B, и приводил к радикальной модификации энергетических состояний в области квантовой ямы. В результате туннелирование происходило только через состояния различных минимумов флуктуационного потенциала, объединенных в двумерную подзону. Как видно из рис.1, порог резонанса на образце C находится в области напряжений, соответствующей туннелированию через нульмерные состояния наноэлектростатических квантовых точек в образцах A, что уже может являться указанием на природу этого резонанса. При этом, как и для образца B, магнитополевое поведение указывает на его двумерный характер. Максимальный резонансный ток через E_1^* приблизительно совпадает с таковым для резонанса E_1 в образцах B, а резонансов при больших напряжениях смещения не наблюдается вовсе. Это вероятно означает полное отсутствие на всей площади меза-структуры образцов C областей, не модифицированных флуктуационным потенциалом, и то, что туннельный транспорт в них целиком определяется "флуктуационной" двумерной подзоной, дно которой находится в запрещенной зоне GaAs КЯ. При этом, в отличие от [13], где подзона в запрещенной зоне GaAs была организована ионами Mn, непосредственно находящимися в квантовой яме, в нашем случае подзона организована флуктуационным потенциалом примесей, находящихся на расстоянии ~ 5 нм от квантовой ямы. Значительное увеличение ширины резонанса E_1^* на образце C по сравнению с E_1 контрольного образца (см. рис.1) является отражением разброса энергий разрешенных состояний в минимумах флуктационного потенциала в области квантовой ямы. Заметное уменьшение отношения максимального резонансного и пострезонансного токов по сравнению с образцами A и B связано с большим уширением ΔE_1^* и соответствующим относительным увеличением прозрачности структуры на выходе из резонанса.

Таким образом, в данной работе нами исследовано магнитотуннелирование через нульмерные и двумерные электронные состояния двухбарьерных p-i-n резонансно-туннельных диодов с ферромагнитными (GaMn)As слоями, индуцированные электростатическим потенциалом доноров Mn^{2+}. Проведено сравнение и анализ ВАХ ряда структур, отличающихся как параметрами роста (толщиной буферного GaAs слоя, наличием смачивающего InAs слоя в центре квантовой ямы), так и условиями послеростового термического воздействия (температура и время отжига). Изучен переход от нульмерных наноэлектростатических состояний в структурах с широким буферным слоем к двумерным состояниям в образцах с тонким GaAs спейсером или со смачивающим InAs слоем. Выявлены структурные и диффузионные параметры такого перехода и продемонстрирована возможность управления не только спектром, но и размерностью активных каналов туннельного транспорта в таких структурах.

Авторы благодарны В.В. Белову, М.В. Григорьеву и П.Л. Шабельниковой за техническое содействие, а Л. Ивсу (L. Eaves) и О.Макаровскому (O.Makarovsky) за предоставленные гетероструктуры. Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант # 09-02-00476а) и программы Президиума РАН "Квантовая физика конденсированных сред".

1. D. Bimberg, M. Grundmann, and N. N. Ledentsov, *Quantum Dot Heterostructures*, Wiley, New York, 1999.
2. F.E. Prins, G. Lehr, H. Schweizer, and G.W. Smith, Appl. Phys. Lett. **63**, 1402 (1993).
3. L. Besombes Y. Léger, L. Maingault et al., Phys. Rev. Lett. **93**, 207403 (2004).
4. M.A. Reed, J.N. Randall, R.J. Aggarwal et al Phys. Rev. Lett. **60**, 535 (1988).
5. R.C. Ashoori, H.L. Stormer, J.S. Weiner et al., Phys. Rev. Lett. **71**, 613 (1993)
6. S. Tarucha, D.G. Austing, T. Honda et al., Phys. Rev. Lett. **77**, 3613 (1996).
7. L. Goldstein, F. Glas, J.Y. Marzin et al., Appl. Phys. Lett. **47**, 1099 (1985).
8. A.P. Alivisatos, Science **271**, 933 (1996).
9. O. Makarovsky, O. Thomas, A.G. Balanov et al., Phys. Rev. Lett. **101**, 226807 (2008).
10. O. Makarovsky, A.G. Balanov, L. Eaves et al., Phys. Rev. B **81**, 035323 (2010).
11. T. Dietl, H. Ohno, F. Matsukura et al., Science **287**, 1019 (2000).
12. Y. Ohno, D.K. Young, B. Beschoten et al., Nature (London) **402**, 790 (1999).
13. S. Ohya, I. Muneta, Pham Nam Hai, and M. Tanaka, Phys. Rev. Lett. **104**, 167204 (2010).
14. T. Jungwirth, J. Sinova, A.H. MacDonald et al., Phys. Rev. B **76**, 125206 (2007).

15. T. Dietl, H. Ohno, and F. Matsukura, Phys. Rev. B **63**, 195205 (2001).
16. O. Thomas, O. Makarovsky, A. Patanè et al., Appl. Phys. Lett. **90**, 082106 (2007)
17. A. Richardella, P. Roushan, S. Mack et al., Science **327**, 665 (2010).
18. F. Pulizzi, E. E. Vdovin, K. Takehana et al., Phys. Rev. B **68**, 155315 (2003).
19. A. Patanè, A. Polimeni, L. Eaves et al., J. Appl. Phys. **88**, 2005 (2000).
20. I. Hapke-Wurst, U. Zeitler, H. Frahm et al., Phys. Rev. B **62**, 12621 (2000)
21. Y. N. Khanin, and E. E. Vdovin, JETP Letters **81**, 267 (2005).
22. E. E. Vdovin, Yu. N. Khanin, O. Makarovsky et al., Phys. Rev. B **75**, 115315 (2007).
23. K. A. Matveev and A. I. Larkin, Phys. Rev. B **46**, 15337 (1992).
24. T. Reker, H. Im, L. E. Bremme et al., Phys. Rev. Lett. **88**, 056403 (2002).
25. E. E. Vdovin, Yu. N. Khanin, Yu. V. Dubrovskii et al., Phys. Rev. B **67**, 205305, (2003).
26. Е. Е. Вдовин, Ю. Н. Ханин, ФТП **39**, 445 (2005).
27. J.-W. Sakai, T. M. Fromhold, P. H. Beton et al., Phys. Rev. B **48**, 5664 (1993).
28. J. Könemann, R. J. Haug, D. K. Maude et al., Phys. Rev. Lett. **94**, 226404 (2005).