

ОДНОЭЛЕКТРОННАЯ ЗАРЯДКА ТРЕУГОЛЬНЫХ КВАНТОВЫХ ТОЧЕК КОЛЬЦЕВОГО ИНТЕРФЕРОМЕТРА

*В. А. Ткаченко**, *А. А. Быков*, *Д. Г. Бахшеев*, *О. А. Ткаченко*, *Л. В. Литвин*,
А. В. Латышев, *Т. А. Гаврилова*, *А. Л. Асеев*

*Институт физики полупроводников Сибирского отделения Российской академии наук
630090, Новосибирск, Россия*

*О. Эстибаль***, *Ж.-К. Портал***

*Grenoble High Magnetic Fields Laboratory, MPI-FKF and CNRS
B.P.166, F-38042 Grenoble, France*

Поступила в редакцию 10 января 2003 г.

Экспериментально и теоретически изучаются малые полупроводниковые кольцевые интерферометры, действующие в режиме кулоновской блокады. Обнаружены узкие квазипериодические пики кондактанса по затворному напряжению и эффект расщепления этих пиков в дублеты. На основе структурных данных выполнено численное моделирование трехмерного электростатического потенциала, энергетического спектра и одноэлектронного транспорта в устройстве. Показано разбиение электронной системы интерферометра на две треугольные квантовые точки, связанные одномодами микроконтактами между собой и резервуарами. Построена модель зарядки точек в такой системе, позволяющая объяснить наблюдение дублетов в затворных характеристиках.

PACS: 73.23.-b, 73.23.Nk, 73.40.Gk

1. ВВЕДЕНИЕ

Многие эффекты в мезоскопическом электронном транспорте [1–3] объясняются квантовой интерференцией [4–6] либо кулоновской зарядкой [7–10]. Эти явления, наблюдаемые в противоположных условиях когерентного прохождения и последовательного туннелирования, изучаются в специализированных субмикронных устройствах. Так, эффекты кулоновской зарядки детально исследованы в закрытой квантовой точке [11–14] — электронном озере, которое отделено туннельными барьерами от резервуаров с двумерным электронным газом. Напротив, режим интерференции отвечает открытым системам, когда связь наноразмерного устройства с подводящими проводниками сильная. Примером является кольцевой баллистический полупроводниковый интерферометр [15–20] — квантовое кольцо, соединенное с резервуарами короткими квантовыми прово-

локами. Недавно созданы устройства, в которых интерференция и зарядка сочетаются [21–25]. В работах [21–23] квантовые точки были встроены в плечи баллистического интерферометра. В кондактансе этих комбинированных устройств регистрировались как магнитопольные осцилляции Ааронова–Бома (АБ) [4, 6], вызванные интерференцией по двум путям, так и пики по затворному напряжению, обусловленные кулоновской блокадой [10, 11] туннелирования через точку. Тем самым было экспериментально установлено, что процессы последовательного туннелирования и релаксации, ведущие к зарядке квантовой точки, сосуществуют с когерентным кольцевым движением.

Новые эксперименты [24, 25] показали, что и без встроенных квантовых точек малые кольца мегаомных сопротивлений демонстрируют периодические кулоновские осцилляции и осцилляции АБ. Несмотря на то что размеры устройств в этих экспериментах были близки, режимы транспорта внутри колец различались. В работе [25] кольцо отделялось от ре-

*E-mail: vtkach@isp.nsc.ru

**O. Estibals, J. C. Portal

резервуаров с двумерным электронным газом потенциальными барьерами, которые управлялись пальцевыми затворами, лежащими в той же плоскости. При достаточно высоких барьерах возникала одноэлектронная зарядка кольца как целого, в то время как движение электронов по кольцу оставалось свободным. В этом случае источник кулоновских осцилляций ясен и нет проблемы сосуществования кольцевой интерференции и кулоновской блокады. В работе [24] был использован интерферометр с широким расщепленным (in-plane) затвором, влияющим одновременно на проницаемость подводящих и кольцевых каналов. При объяснении результатов считалось, что заряжается не целое кольцо, а две области высокой концентрации электронов, возникающие на входе/выходе кольца. Существование таких областей — треугольных квантовых точек — следует из электростатики [20]. Быков и др. [24] предположили, что треугольные точки отделены друг от друга и от резервуаров туннельными барьерами и заряжаются по механизму кулоновской блокады [10]. Однако четкого подтверждения этой гипотезы не было.

В настоящей работе мы продолжаем исследования, начатые в [20, 24]. Помимо регистрации периодических пиков кондактанса по затворному напряжению мы сообщаем об обнаружении дублетного расщепления этих пиков, свидетельствующего о зарядовом взаимодействии треугольных квантовых точек. Ранее теоретически [26, 27] и экспериментально [28] было показано, что кулоновская блокада в последовательности двух квантовых точек качественно отличается от случая одной точки. Так, распределение пиков становится менее регулярным, а существование межточечной емкости ведет к появлению дублетов вместо периодических пиков. Недавно подобные дублеты зарегистрированы при параллельном соединении двух квантовых точек, встроенных в плечи интерферометра [23]. На основе моделирования трехмерной электростатики, одноэлектронного и квантового транспорта мы приходим к заключению, что в малом интерферометре большого сопротивления наблюдается аналогичный эффект зарядового взаимодействия треугольных точек. Тем самым, впервые подтверждено влияние двух треугольных точек на кондактанс интерферометра.

Ранее выдвинутая гипотеза о туннельной изоляции треугольных квантовых точек [24] не согласуется с экспериментом и расчетами. Моделирование показывает, что присутствие туннельных барьеров в рукавах кольца подавляет эффект АБ. Этой гипотезе также противоречит сильная зависимость критической температуры наблюдения кулоновских ос-

цилляций от мезоскопического состояния образца. Более реальна картина соединения точек между собой и с резервуарами одноэлектронными квантовыми проволоками. Моделирование двумерного квантового транспорта позволяет понять, как такая система может захватывать электроны и иметь большое сопротивление. Вслед за работами [29–35] мы выясняем причины одноэлектронной зарядки квантовых точек за пределами туннельного режима. На основе модификации ортодоксальной теории кулоновской блокады мы объясняем мезоскопический характер перенормировки зарядовой энергии.

Исходной информацией для моделирования служат структурные данные, в том числе изображения поверхности контрольных образцов в сканирующем электронном и атомно-силовом микроскопах. При этом атомно-силовая микроскопия существенным образом дополняет электронную в том, что касается объяснения узости каналов, соединяющих резервуары и треугольные квантовые точки. Надежность моделирования и выводов проверяется сравнением вычисленных и измеренных величин, таких как плотность исходного двумерного газа, характерное сопротивление интерферометра, период кулоновских осцилляций, величина расщепления пиков и критическая температура наблюдения эффектов кулоновской блокады.

2. ЭКСПЕРИМЕНТ

2.1. Структурные данные, эффект Ааронова–Бома

Исследуемые образцы создавались на основе гетероперехода GaAs/AlGaAs с использованием молекулярно-лучевой эпитаксии. Основной особенностью гетероструктур была малая толщина спейсера (3 нм) между двумерным электронным газом и слоем объемного легирования в AlGaAs. По данной причине двумерный электронный газ имел большую концентрацию $n_s = 1.45 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ (после подсветки) и сравнительно низкую подвижность $\mu = 3.4 \cdot 10^4 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ (при температуре $T = 4.2 \text{ К}$).

Геометрия интерферометра задавалась реактивно-ионным травлением, латеральный профиль которого определялся электронной литографией с разрешением 100 нм. Полученная форма поверхности структур изучается только на контрольных образцах, и видны ее существенные вариации. В качестве примера на рис. 1а темным цветом показаны вытравленные области в одном из образцов по данным сканирующей электронной микроскопии. Под светлыми

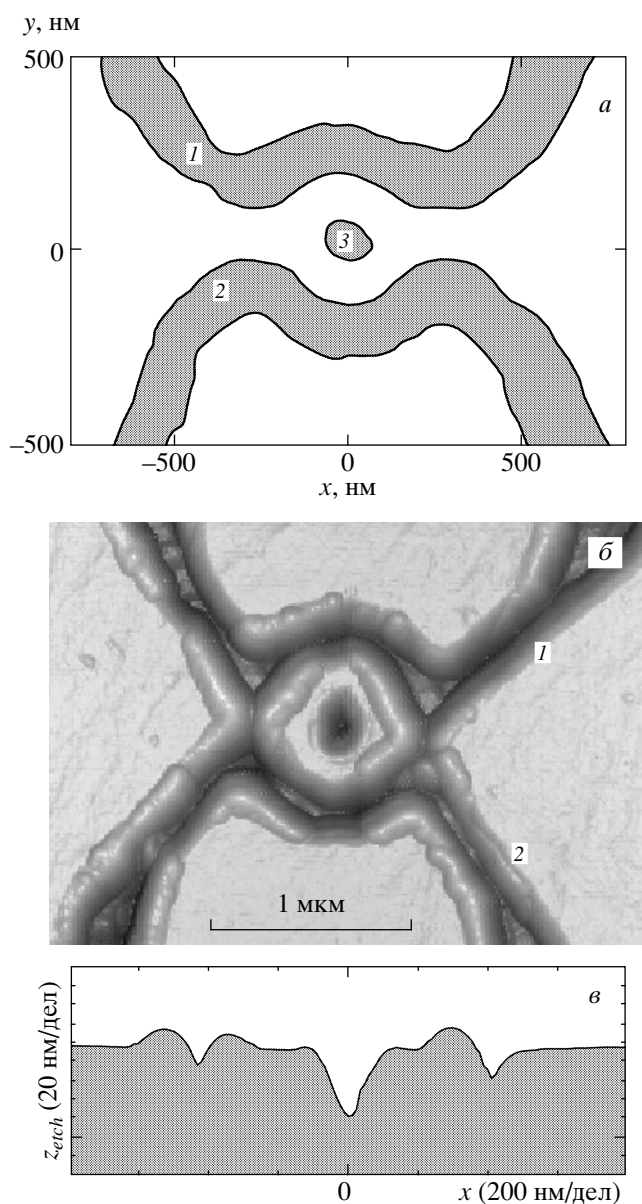


Рис. 1. а) Изображение областей травления 1–3, определяющих кольцевой интерферометр (по данным сканирующей электронной микроскопии). б) Рельеф поверхности контрольного образца, полученный атомно-силовым микроскопом. в) Сечение рельефа по оси x , проходящей через центр структуры, приведенной на рис. 1б, z_{etch} — глубина травления. Глубокий минимум отвечает антиточке, а боковые — дополнительным полосам травления на входе и выходе интерферометра

участками справа и слева находятся резервуары, области двумерного электронного газа сверху и снизу служат расщепленным затвором, а кольцо возникает вокруг вытравленного углубления («антиточки»).

Сканирующая электронная микроскопия хорошо передает размеры на плоскости, но не глубину травления, которая заметно влияет на форму электростатического потенциала. На рис. 1б, в показано изображение поверхности другого образца, полученное атомно-силовым микроскопом. Видно, что над подводными квантовыми проволоками имеются полосы травления, которые возникли вследствие непреднамеренного экспонирования резиста между близкими литографическими линиями 1 и 2. Эти полосы могут давать большое сопротивление устройств или вовсе изолировать кольцо от резервуаров. Фактически они повышают электростатические барьеры, отделяющие кольцо от резервуаров, так же как пальцевые in-plane-затворы в работе [25]. Кроме того, на рис. 1б, в возле вытравленных каналов заметен подъем рельефа на 10–15 нм, говорящий о присутствии некоторого разрушенного слоя, возникшего при реактивно-ионном травлении. Этот слой дополнительно приближает заряженную поверхность полупроводника к каналам интерферометра, сужая их.

Для транспортных исследований были отобраны образцы, имевшие сопротивление $R \sim 10^5\text{--}10^6$ Ом в диапазоне изменения напряжения на расщепленном затворе на десятые доли вольта. Этим же свойством обладали контрольные квантовые проволоки длиной около 500 нм. Сопротивление измерялось по двухточечной схеме (потенциометрические контакты находились далеко от образца) с помощью фазочувствительного усилителя на переменном токе частотой от 7 до 800 Гц. Действующее значение тока бралось таким, чтобы напряжение сток–исток не превышало $k_B T/e$ (линейный режим), где e — заряд электрона.

Структурные вариации свойств полученных образцов являются большими, и только часть устройств подходит для работы. Например, если кольцо оказалось разорвано, то основной эффект интерференции — осцилляции АБ — не наблюдается. Тем не менее в двух образцах с высоким сопротивлением был найден эффект АБ (рис. 2 и рис. 2 из [24]). Эффект АБ в низких магнитных полях наблюдался гораздо реже, чем в высоких. Однако постоянство периода осцилляций АБ в широком диапазоне изменения сопротивлений ($2 \cdot 10^4\text{--}2 \cdot 10^6$ Ом), магнитных полей (0–4 Тл) и температуры (0.1–4.2 К) говорит об одинаковом происхождении осцилляций.

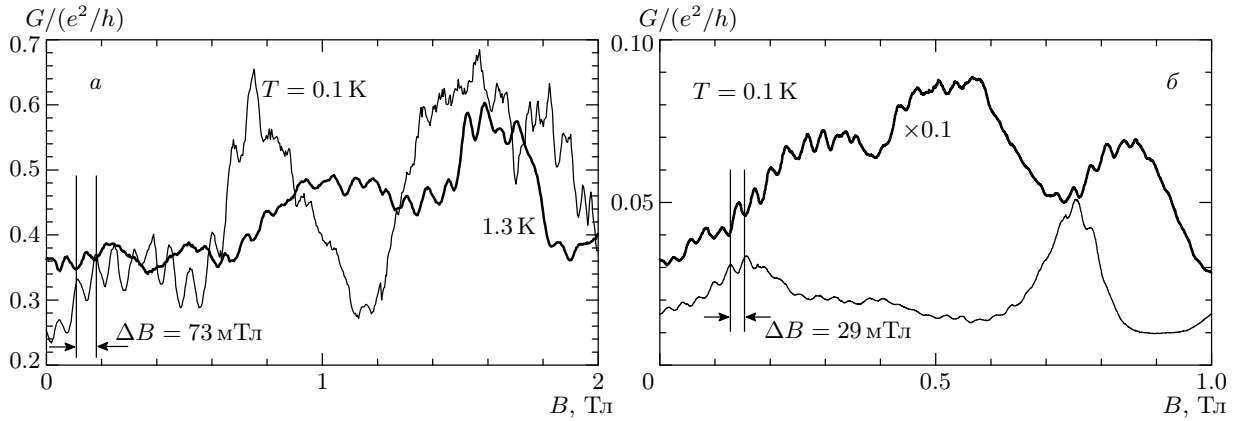


Рис. 2. Примеры магнитопольных зависимостей кондактанса $G(B)$ с осцилляциями АБ для образцов № 1 (а) и № 2 (б) при малых полях B и температурах T . Разные кривые отвечают различным мезоскопическим состояниям образцов. Осцилляции с периодом ΔB наблюдаются на фоне мезоскопических флуктуаций кондактанса

Полученные осцилляции кондактанса G по магнитному полю B идентифицированы выполнением условия $\pi r^2 \Delta B = \phi_0$, где ΔB — период осцилляций, $r = 130, 210$ нм — эффективные радиусы колец в образцах №№ 1, 2, $\phi_0 = hc/e$ — квант магнитного потока. На соответствие ΔB кванту ϕ_0 указывает регистрация переверотов фазы магнитопольных осцилляций: частым минимумам одной кривой отвечают максимумы другой кривой на рис. 2. В полях $B > 10$ Тл обнаружено уменьшение периода осцилляций АБ в два раза, что объясняется регистрацией $hc/2e$ -осцилляций [24].

2.2. Кулоновские осцилляции

При $B = 0$ в зависимостях кондактанса от напряжения V_g на расщепленном затворе обнаружены частые осцилляции на фоне крупномасштабных пиков (рис. 3, 4). Частые затворные осцилляции представляют особый интерес, поскольку они не наблюдались в контрольных квантовых проволоках. Осцилляции с периодом 6 мВ наблюдались в широком диапазоне температур и сопротивлений (рис. 3а, б, в). Периодический характер осцилляций соответствует предсказаниям теории кулоновской блокады для структур с одним кулоновским островом [10, 11]. На кулоновский характер частых осцилляций указывает рост отношения пик/долина возле порога по затворному напряжению при понижении температуры до 1.3 К (рис. 3б, в) и появление отчетливых плато кулоновской блокады между узкими кулоновскими пиками при температуре 0.1 К

(рис. 4а, б). В образце № 2 осцилляции следуют менее периодически, чем в образце № 1, но присутствует тот же самый характерный период 5–6 мВ. Совпадение периодов говорит об одинаковом характерном размере кулоновского острова в двух образцах, хотя радиусы колец различны.

Для образца № 2 основным является эффект расщепления или попарной группировки кулоновских пиков (рис. 4). В этом смысле «период» 6 мВ относится к среднему расстоянию между соседними парами. На самом деле осцилляции являются более сложными, чем повторение дублетов с одинаковым расщеплением. Величина расщепления и форма пиков меняются при изменении затворного напряжения. Когда сдвоенные пики расходятся на максимальную дистанцию, можно говорить об удвоении частоты кулоновских осцилляций (рис. 4в). Кондактанс образца № 2 был измерен только при $T = 0.1$ К, однако удвоение и расщепление пиков при $T = 1.3$ К зарегистрировано также для образца № 1 (рис. 3г и вставка к рис. 3в). Теоретические и экспериментальные исследования кулоновской блокады в двойных квантовых точках [23, 26–28] позволяют предположить, что наблюдаемый нами эффект дублетного расщепления кулоновских пиков является следствием одноэлектронной зарядки двух взаимодействующих квантовых точек, присутствующих на входе и выходе кольца.

Дополнительные измерения подтверждают кулоновскую природу частых затворных осцилляций. Так, в отличие от осцилляций прыжковой проводимости в закрытых системах [36] и интерференционных осцилляций по затворному напряжению

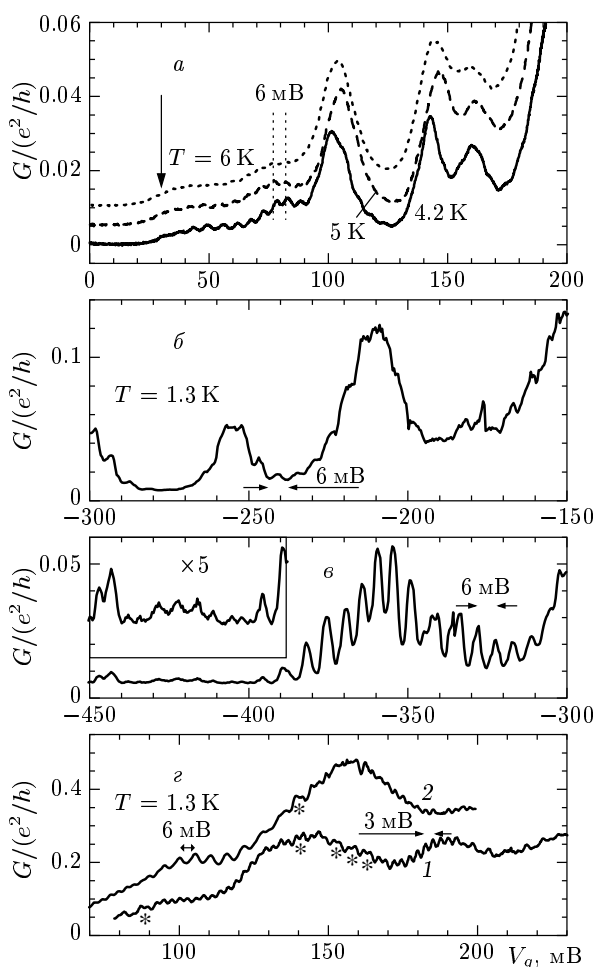


Рис. 3. Зависимости кондуктанса G от напряжения V_g на затворе для образца №1. *a, б, в* — Кулоновские осцилляции с периодом 6 мВ на фоне крупных пиков; на рис. 3*a* прослеживается влияние температуры на кондуктанс и уменьшение критической температуры T_c при $V_g > 90$ мВ (кривые смещены по вертикали, порог по затворному напряжению указан стрелкой). *б, в, з* — Примеры осцилляций в разных мезоскопических состояниях образца при $T = 1.3$ К; на рис. 3*б, в* кривые являются продолжением друг друга, а на рис. 3*в* вставка показывает осцилляции возле порога, на рис. 3*з* найдено удвоение частоты осцилляций и заметны дублеты (отмечены звездочкой)

в открытом интерферометре [19], положение пиков кондуктанса в нашем случае почти не зависит от магнитного поля (рис. 5). В умеренных магнитных полях $B \approx 1$ Тл наблюдаются слабые сдвиги кулоновских пиков и по сравнению с нулевым полем становится более заметным расщепление пиков (рис. 5*б*). Регистрируются также случайные пере-

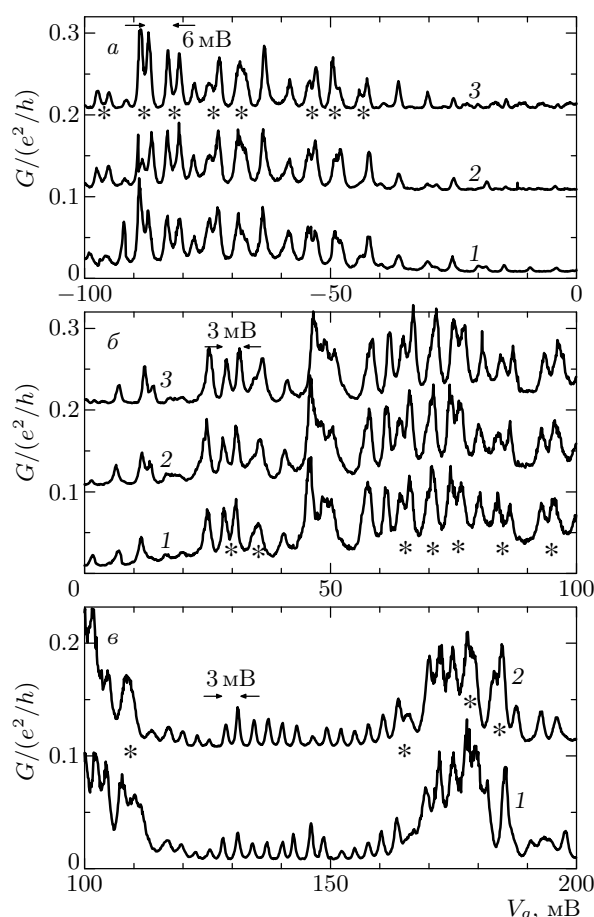


Рис. 4. Зависимости кондуктанса G от напряжения V_g на затворе при низкой температуре ($T = 0.1$ К) для образца №2. Эффекты расщепления кулоновских пиков (*a, б*) и удвоения частоты осцилляций (*в*) воспроизводятся в последовательных измерениях (кривые 1–3 на рис. 4*a, б* относятся к одному мезоскопическому состоянию, кривые 1, 2 на рис. 4*в* — к другому, дублеты указаны звездочкой)

ключения фазы осцилляций, обусловленные резким изменением постоянного поляризационного заряда q_0 кулоновского острова на десятые доли элементарного заряда [24]. Такое поведение характерно для одноэлектронных транзисторов.

В завершение экспериментальной части работы необходимо подчеркнуть, что измерения выполнялись в линейном режиме, который не дает исчерпывающей проверки кулоновской природы эффекта в виде нелинейных вольт-амперных характеристик, снятых с разверткой по затворному напряжению в пределе низкой температуры. В этом смысле у нас нет прямого измерения кулоновской щели, зарядовой энергии E_C и полной емкости C_Σ кулоновско-

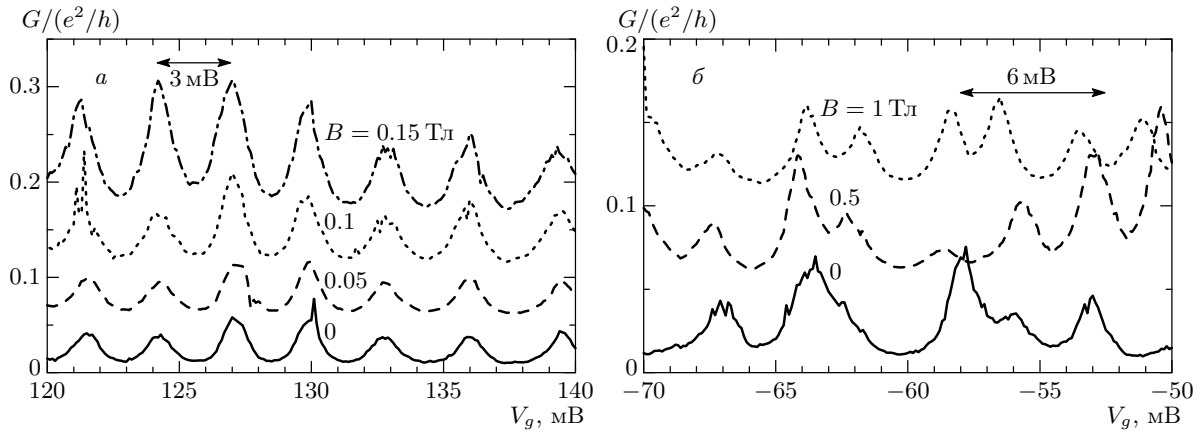


Рис. 5. Влияние на затворные характеристики образца № 2 слабых (а) и умеренных (б) магнитных полей при $T = 0.1$ К (кривые смещены по вертикали)

го острова. Такие измерения недавно сделаны для интерферометра, который демонстрирует периодические кулоновские пики без дублетов и имеет размеры близкие к размерам нашего устройства. Энергия одноэлектронной зарядки кольцевого кулоновского острова была равной 0.2 мэВ [25]. В другом эксперименте для каждой из двух закрытых квантовых точек, встроенных в плечи интерферометра, энергия E_C была равной 1.7 мэВ [23].

Оставаясь в линейном режиме, мы измерили критическую температуру T_c , при которой исчезают частые периодические осцилляции, $T_c \approx 8$ К, что дает оценку $E_C \approx k_B T_c \approx 0.7$ мэВ. В действительности, частые осцилляции не всегда регистрируются даже при температуре 4.2 К и наблюдаются в более узком диапазоне затворных напряжений, чем при низких температурах. Например, в левой части рис. 3а видны сглаживание и сохранение осцилляций с ростом температуры от 4.2 до 6 К ($T_c \approx 8$ К). Напротив, в правой части рисунка почти нет осцилляций уже при 4.2 К, т. е. $T_c \approx 4$ К. Аналогичное различие T_c в другом мезоскопическом состоянии образца ведет к сильному уменьшению амплитуды кулоновских осцилляций при $V_g > -310$ мВ для $T = 1.3$ К (рис. 3б, в). Этот факт говорит о том, что критическая температура зависит от мезоскопического состояния образца и электронной концентрации, которые меняются с ростом затворного напряжения, а также при термоциклировании и подсветке. В то же время по теории кулоновской блокады в туннельном режиме критическая температура определяется только электрической емкостью острова $C_\Sigma \approx \text{const}$, т. е. $k_B T_c \approx E_C = e^2/2C_\Sigma$ [10]. Поэтому обнаруженное непостоянство критической температуры проти-

воречит предположению о туннельной изоляции кулоновского острова. Кроме того, фоновый кондактанс имеет слабую чувствительность к температуре (рис. 3а). Таким образом, фоновый ток не требует термической активации, что говорит об отсутствии на его пути низких широких туннельных барьеров. Соответствие этих оценок и выводов электростатике устройства мы проверим ниже.

3. МОДЕЛИРОВАНИЕ УСТРОЙСТВА И ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

3.1. Электростатика

На рис. 6 представлен результат моделирования электростатического потенциала и зарядовой плотности интерферометров. Отметим, что точный профиль травления для рабочих образцов неизвестен и расчет электростатического потенциала сделан по данным для контрольных структур. За основу принят профиль травления, приведенный на рис. 1а. С учетом особенностей наноструктуры решалась полная задача электростатики, как в работах [20, 35, 37, 38]. Численное решение трехмерного уравнения Пуассона учитывало 1) строение гетероструктуры (толщины, уровень легирования и диэлектрические постоянные слоев); 2) случайное распределение примесей в легированном слое; 3) двухуровневую глубину травления и влияние разрушенного слоя, покрывающего область травления; 4) определение электронной концентрации в рамках модели Томаса-Ферми с двумерной плотностью состояний. Граничные условия в равновесии и при подсветке предполагали существование общего уровня

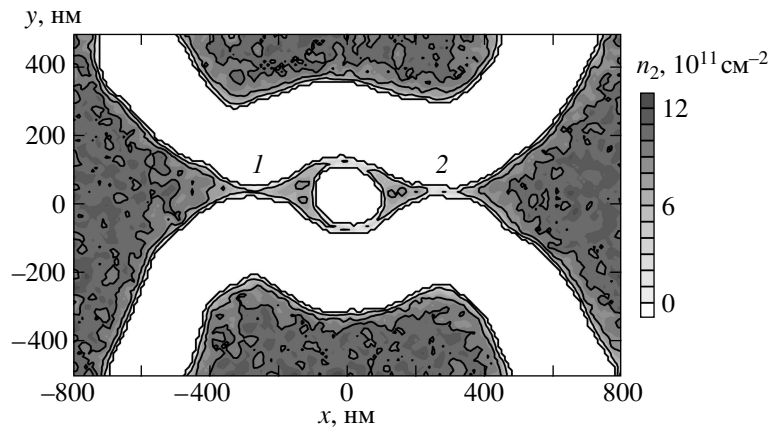


Рис. 6. Вычисленная зависимость электронной плотности n_{2D} от координат x, y в плоскости двумерного электронного газа ($n_{2Dmax} = 12 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$). Треугольные квантовые точки 1 и 2, связанные узкими каналами, образуют кольцевой интерферометр. Области электронного газа, лежащие на рисунке сверху и снизу от кольца, служат расщепленным затвором

Ферми E_F с закреплением на поверхности, глубоких центрах и в подложке. В неравновесной ситуации использовалось условие вмороженности заряда, т. е. независимость заряда на поверхности и в слое легирования от электрических напряжений в электронной системе. Последнее условие позволило найти емкость интерферометра по отношению к затвору.

Из рис. 6 видно, что благодаря форме вытравленных полос почти всю площадь электронной системы интерферометра, за исключением центральной антиточки, занимают треугольные озера. Эти озера соединяются с резервуарами и между собой через узкие каналы, имеющие гораздо меньшую площадь. Расстояние между рукавами кольца близко к эффективному диаметру 260 нм, найденному из периода осцилляций АБ для образца № 1. Размеры треугольных точек близки к радиусу кольца, что отличает геометрию нашего устройства от больших баллистических интерферометров из работ [19, 20].

Чувствительность площади электронных озер к деталям внутреннего устройства интерферометра является слабой. Поэтому емкостные характеристики контрольных образцов, несмотря на технологические допуски, должны быть близки к реальным. Из решения трехмерной задачи электростатики мы нашли полную затворную емкость

$$C_{g1} + C_{g2} = (4.4 \pm 0.2) \cdot 10^{-17} \text{ Ф.}$$

Таким образом, изменение на один электрон заряда всего интерферометра требует приращения затворного напряжения V_g на 3.65 мВ, а для половины интерферометра — на 7.3 мВ. Найденные значения

совпадают с малым и большим периодами наблюдаемых частых осцилляций кондактанса с точностью до 20% — масштаба флуктуаций периода осцилляций в эксперименте. Обнаруженное совпадение сохраняется при варьировании формы сужений и электронной концентрации в широких пределах. Эти результаты подтверждают одноэлектронный характер частых осцилляций и указывают, что возможной причиной осцилляций с периодом 5–7 мВ, которые наблюдаются вплоть до температуры 8 К, является зарядка одной треугольной квантовой точки, а не целого кольца. Согласие теории и эксперимента в определении затворной емкости является замечательным, если учесть, что расчет электростатики делался только по структурным данным.

Для определения полной емкости интерферометра и точек мы вычислили емкость электронной системы устройства по отношению к резервуарам, вводя малую разницу между уровнями Ферми устройства и резервуаров. Аналогичный подход был использован для определения межточечной емкости. Заметим, что эта процедура менее точна, чем определение затворных емкостей, поскольку точки хуже изолированы от резервуаров и друг от друга. Однако в случае узких каналов вносимая ошибка мала, поскольку силовые линии электрического поля между широкими частями электронной системы идут в основном вне канала и плоскости двумерного электронного газа. Мы проверили, что изменение ширины канала мало влияет на емкость. С позиций электростатики нет даже особой разницы между случаями открытых или закрытых каналов. Найденная

емкость интерферометра по отношению к резервуарам получилась практически такой же, как по отношению к затворам. Емкости треугольной точки по отношению к другой точке, C_{dd} , соседнему резервуару, C_{dr1} , и каждой половине расщепленного затвора, C_{dg1} и C_{dg2} , также получились близкими:

$$C_{d\Sigma} = C_{dr1} + C_{dr2} + C_{dd} + C_{dg1} + C_{dg2} = (6.3 \pm 1.0) \cdot 10^{-17} \text{ Ф.}$$

Интересно, что емкость и размер 100 нм нашей треугольной точки практически совпали с соответствующими величинами, найденными по данным транспортной спектроскопии для малых закрытых точек, встроенных в плечи кольца [23]. По расчетам число электронов в наших треугольных точках составляет 80–100, а в точках из работы [23] — всего 14–16. Это различие полностью соответствует отношению плотностей исходного двумерного газа.

3.2. Зарядовая энергия, спектр подзон

В закрытом режиме треугольная точка интерферометра имела бы зарядовую энергию $E_C \approx 1.3$ мэВ. Однако, судя по измеренной максимальной температуре наблюдения одноэлектронных осцилляций с периодом 6 мэВ, имеем $k_B T_c \approx 0.7$ мэВ. Критическая температура T_c уменьшается еще в два раза за пределами некоторого интервала по затворному напряжению возле порога (рис. 3а, б). Различие между вычисленной величиной E_C и $k_B T_c$ нельзя списать на технологические допуски и неточность расчетов. Согласие теории и эксперимента в отношении емкостей получалось для разных полупроводниковых наноструктур [35, 38]. Например, в случае квантовой точки, которая контролируемым образом переводилась из закрытого режима в открытый [33], показано, что в закрытом режиме вычисленная емкость точки соответствует измеренной зарядовой энергии, а в открытом режиме критическая температура гораздо ниже, чем оцененная из электростатики [35]. У этого отклонения есть фундаментальная причина: отсутствие туннельной изоляции точки ведет к сильному уменьшению (перенормировке) энергии E_C^* одноэлектронной зарядки по сравнению с $e^2/2C_\Sigma$ [29–32, 34, 35]. При этом эффект зарядки может сохраняться. Примером является «полуоткрытая» квантовая точка, у которой один вход является туннельным переходом, а другой — одномоновым микроконтактом с проницаемостью близкой к единице [30–32]. До теоретической работы [30] нелокальность сопротивления, когда речь шла о кулоновской

блокаде, не принималась во внимание и потому считалось, что сопротивление микроконтакта $h/2e^2$ исключает зарядку квантовой точки [10–13, 29]. Тем не менее предсказанные в [30] эффекты зарядки полуоткрытой точки и уменьшения зарядовой энергии подтверждены экспериментально [31, 32].

Выше мы отмечали, что когда электронная концентрация в нашем интерферометре увеличивалась, кулоновские осцилляции исчезали при меньших температурах. В то же время фоновый кондактанс и полная электростатическая емкость существенно не менялись. Наиболее вероятное объяснение этого факта заключается в том, что интерферометр не является закрытым устройством. Такое предположение возникает из аналогии с работами [30–32] и не противоречит результатам моделирования потенциала и энергетического спектра нашего устройства.

Рисунок 6 дает качественное представление о непрерывности электронной системы интерферометра, поскольку ширина каналов чувствительна к технологическим допускам. Основной причиной узости каналов являются области обеднения шириной около 40 нм, однако при плотности двумерного электронного газа 10^{12} см^{-2} этих областей недостаточно, чтобы вывести модельный интерферометр из баллистического режима. Поэтому для вычисления потенциала мы воспользовались информацией, которую дает атомно-силовая микроскопия (рис. 1б, в). Во-первых, учет полос травления между резервуарами и кольцом на глубину 25 нм приблизил входные каналы по ширине к кольцевым. Во-вторых, присутствие разрушенных слоев, созданных реактивно-ионным травлением, учтено смещением вертикальных границ диэлектрик–полупроводник на 20 нм от поверхности травления, показанной на рис. 1а. Мы проверили, что дальнейшее сужение на 10 нм промежутков между областями травления разрывает соответствующие квантовые проволоки непроницаемым барьером.

Из рис. 6 видно, что смещение антиточки из центра и отклонение ее формы от круга в моделируемом образце ведет к некоторой асимметрии кольца. Кроме того, отчетливо виден результат случайного распределения заряженных примесей в легированном слое над тонким (3 нм) спейсером AlGaAs — флуктуационный потенциал, роль которого возрастает в узких каналах из-за уменьшения экранировки [37]. Электронная концентрация в узких местах кольца много меньше, чем в треугольных квантовых точках, и зависит от зарядового состояния примесей, что отличает наше устройство от малого интерферометра из работы [25].

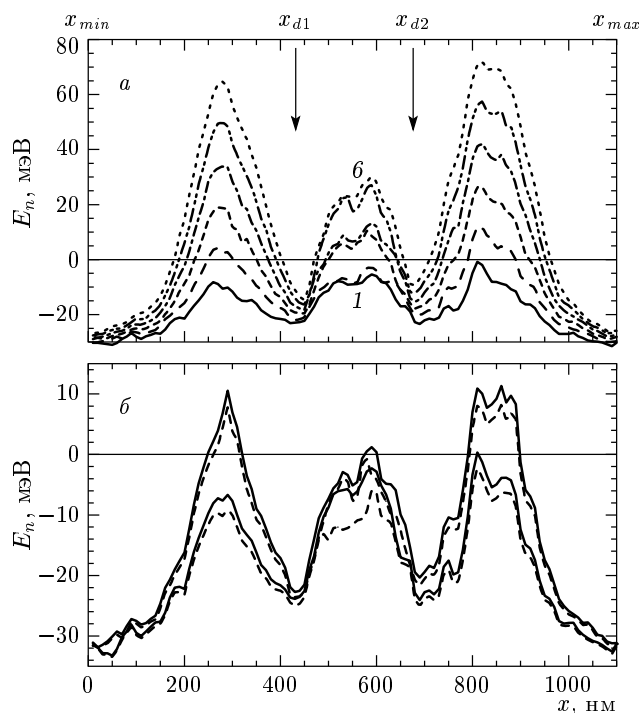


Рис. 7. а) Спектр одномерных подзон интерферометра — уровни $E_n(x)$ квантования движения электрона по оси y (снизу вверх $n = 1-6$, ось y указана на рис. 6). Локальные минимумы E_n при x_{d1} , x_{d2} отвечают треугольным квантовым точкам, локальные максимумы E_n — соединяющим каналам. б) Влияние затворного напряжения на положение подзон. Сплошные кривые $E_{1,2}(x)$ отвечают $V_g = 0$, штриховые — напряжению $+0.2$ В, приложенному к одной из половин расщепленного затвора

На рис. 7 изображены уровни поперечного квантования E_n (по y) при изменении координаты x . Положение уровней определялось из решения одномерных уравнений Шредингера с потенциалом

$$V_i(y) = U(x_i, y, z_0) + E_{z_0}(x_i, y),$$

где U — найденный электростатический потенциал для системы, показанной на рис. 6, z_0 — координата гетерограницы спейсера GaAlAs/GaAs, E_{z_0} — нижний уровень в одномерной яме по z . Переменная y была ограничена интервалом, не включающим области расщепленного затвора. Поскольку в поперечном сечении кольца имеются две потенциальные ямы, найденные уровни E_n в кольце попарно группируются, но расходятся на большие расстояния порядка 10 мэВ во входных каналах. Видно, что в самых узких местах входных квантовых проволок электроны заполняют только нижнюю подзо-

ну, остальные подзоны лежат выше уровня Ферми $E_F = 0$. В кольце заполняются только две нижние подзоны, которые отвечают локализации соответствующих волновых функций $\psi_{1,2}(y)$ в разных рукавах. В то же время в местах слияния каналов — в треугольных квантовых точках — под уровень Ферми опускается около десяти подзон. Эти высокие подзоны образуют почти непроницаемые барьеры в каналах. Таким образом, в квантовых точках вблизи E_F должно быть много уровней, принадлежащих «закрытым» подзонам и имеющих большое время жизни [34, 35, 39].

Заметим, что изменение затворного напряжения в характерном для эксперимента диапазоне 0.2 В приводит к малому сдвигу подзон по сравнению с расстоянием между подзонами в квантовых проволоках (рис. 7б). Такого же порядка смещение подзон может быть вызвано изменением случайного положения заряженных примесей. Из-за технологических допусков разброс высот барьеров в несколько миллизэлектронвольт представляется неизбежным. Однако расстояние между подзонами в барьерах достаточно велико (10 мэВ) и стабильно, чтобы квантовые проволоки оставались одномодовыми. Таким образом, картина подзон показывает, что электронная система интерферометра распадается на две квантовые точки, связанные между собой и резервуарами одномодовыми каналами. Этим моделируемое устройство отличается от более однородных многомодовых колец закрытого [25] и баллистического [20] интерферометров.

3.3. Электронная проницаемость

В этом разделе мы покажем, что даже если одномодовые микроконтакты интерферометра открыты, то полный кондактанс устройства остается низким из-за многократных переотражений электрона в четырехбарьерном потенциале сложной геометрии. По этой же причине удержание электрона на уровнях закрытых подзон может быть весьма длительным, что существенно для зарядки точек. В расчетах проницаемости интерферометра мы используем модель когерентного многомодового прохождения, которую в данном случае нельзя применять буквально для описания осцилляций кондактанса, поскольку в ней не учитываются эффекты зарядки. Однако эта модель позволяет по картине резонансов коэффициента прохождения определить среднее расстояние между квазиуровнями в точках и в кольце и, кроме того, оценить влияние геометрии устройства на кондактанс и роль нелокальности сопротивления.

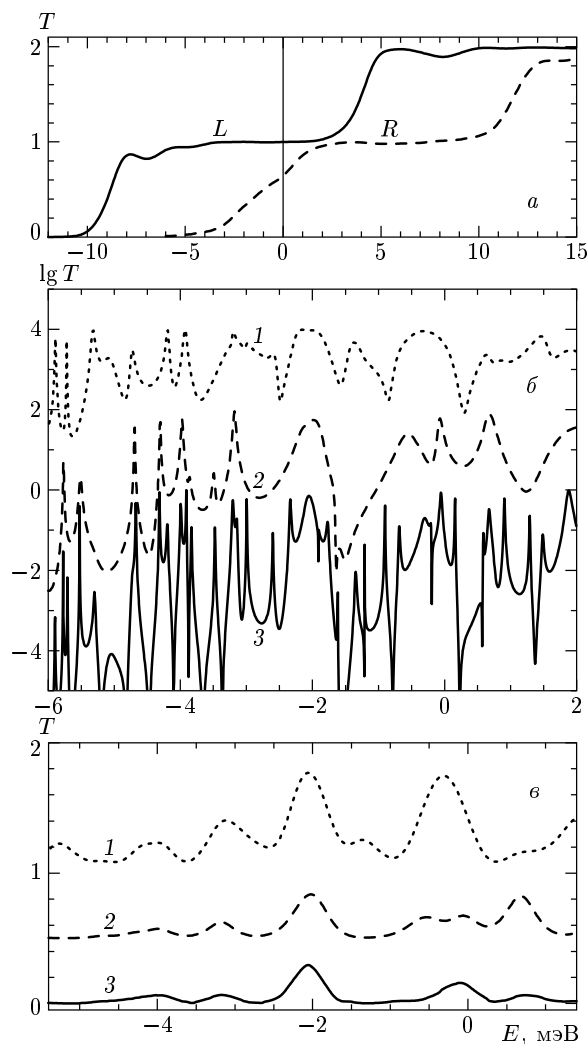


Рис. 8. Моделирование электронной прозрачности интерферометра и его частей — левого (L) и правого (R) входных каналов (a), треугольных квантовых точек ($1, 2$) и целого устройства (3) ($b, в$). Зависимость коэффициента прохождения T от энергии E падающих частиц ($a, б$) и результат ее усреднения ($в$) при тепловом размытии распределения Ферми для $T = 1.3$ К. Кривые, кроме L и R на рис. 8а, смещены по вертикали

Коэффициент многомодового прохождения T определялся из решения двумерного уравнения Шредингера [20, 38] по эффективному потенциалу

$$V_{eff}(x, y) = U(x, y, z_0) + E_{z0}(x, y),$$

соответствующему распределению электронной плотности на рис. 6 и спектру одномерных подзон на рис. 7а. На рис. 8 показана зависимость электронной прозрачности от энергии для целого

устройства и его частей, рассмотренных по отдельности: каналов, соединяющих кольцо с резервуарами, и треугольных точек. Обозначим положение минимумов подзон, отвечающих левой и правой квантовым точкам, через x_{d1} и x_{d2} (рис. 7а). Значения x_{min} , x_{max} отвечают левой и правой границам интервала по x , на котором проводился расчет электростатического потенциала и поперечных подзон. Тогда интервал $x_{min} < x < x_{d1}$ отвечает левому микроконтакту, $x_{min} < x < x_{d2}$ — левой квантовой точке (1), а интервал $x_{d2} < x < x_{max}$ — правому микроконтакту и $x_{d1} < x < x_{max}$ — правой квантовой точке (2). При расчете прозрачности частей интерферометра потенциал за пределами интервала по x доопределялся таким же, как на его границах.

В расчетах учитывалось 20 подзон. Добавление более высоких подзон не влияет на результат. Графики прозрачности входных каналов приведены на рис. 8а. Видно, что эта прозрачность квантована и пороги открытия разных микроконтактов относятся к разным энергиям. При энергиях $E \approx E_F = 0$ прозрачность левого микроконтакта (L) близка к единице, а правого (R) — к $1/2$. Различие прозрачностей точек определяется микроконтактами на входе/выходе интерферометра. Поэтому правая точка в среднем по энергии менее прозрачна, чем левая (рис. 8б, в). Ситуация качественно не меняется, когда на одну из половин расщепленного затвора подается напряжение $+0.2$ В, однако пороги открытия микроконтактов сдвигаются на величины около 2 мэВ в сторону меньшей энергии, что соответствует уменьшению высот потенциальных барьеров на рис. 7б.

Моделирование прозрачности всего интерферометра и точек, рассмотренных по отдельности (рис. 8б), дает картину резонансного рассеяния на квазиуровнях, т. е. информацию об энергетическом спектре. Для интерферометра число резонансов (30) в характерном интервале энергий (от -6 мэВ до 0) с хорошей точностью отвечает числу квазиклассических состояний в этом интервале (34.5), найденному из электростатики. Разницу можно списать на нестрогость квазиклассики, неравномерность распределения уровней и условность границы между электронными системами интерферометра и резервуаров. Плотность одночастичных состояний в интерферометре и точках можно оценить как 10 и 5 на 1 мэВ, т. е. среднее расстояние между уровнями меньше зарядовой энергии. Поскольку критическая температура наблюдения частых затворных осцилляций в наших измерениях превышает это среднее

расстояние, сами осцилляции нельзя объяснить эффектом резонансного прохождения через уровни. С другой стороны, малость расстояния между одночастичными уровнями является одним из условий рассмотрения квантовых точек как бесструктурных кулоновских островов.

Интерференция в точках дает как узкие (0.01–0.1 мэВ), так и широкие (0.5 мэВ) резонансы. Картина резонансов малой ширины на рис. 8б говорит о большом времени жизни (10^{-11} – 10^{-10} с) для квазиуровней, т. е. о слабом смешивании многих локализованных состояний закрытых подзон с распадными состояниями. Усреднение коэффициента прохождения по энергии падающих частиц с учетом теплового размывания распределения Ферми ведет к полному сглаживанию узких резонансов уже при $T = 1.3$ К. Характерное расстояние между широкими резонансами порядка 1–3 мэВ. Такие резонансы при усреднении сохраняются (рис. 8в) и вносят вклад в наблюдаемые крупномасштабные мезоскопические осцилляции кондактанса (см. рис. 2, 3).

Из рис. 8в видно, что менее проницаемая правая точка определяет низкий кондактанс устройства, включая соответствие основных особенностей усредненной проницаемости. Усредненная проницаемость устройства меньше, чем проницаемость отдельных квантовых точек: $\langle T(E) \rangle \ll 1$. В данной ситуации из формулы Ландауэра для баллистического кондактанса,

$$G = \frac{2e^2}{h} \langle T(E_F) \rangle,$$

следует, что $G \ll e^2/h$ и никаких следов квантования проницаемости микроконтактов (рис. 8а) в кондактансе интерферометра (рис. 8б, кривая R) не видно. Поэтому низкий кондактанс устройства сам по себе не означает туннельного режима.

Заметим, что характер квантового рассеяния на квазиуровнях точек (рис. 8б) меняется слабо, когда микроконтакт открывается, т. е. его проницаемость становится выше 1/2 (рис. 8а). Следовательно, скорость обмена электронами между локализованными состояниями точки и ее окружением определяется не проницаемостью микроконтактов, рассмотренных по отдельности, а интерференцией во всей системе. Это и есть, в нашем понимании, причина локализации электронов в точке, вызванная эффектом нелокальности сопротивлений и ведущая к режиму кулоновской блокады. Дополнительную изоляцию точек могут дать любые факторы, вызывающие нарушение квантования проницаемости микроконтактов. В нашем эксперименте эти неучтенные факто-

ры присутствовали, поскольку кондактанс контрольных квантовых проволок оставался низким в широком диапазоне затворного напряжения, а в расчетах проницаемость микроконтактов квантована (рис. 8а).

Анализ проницаемости указывает на эффект, который сильно зависит от состояния проволок, соединяющих квантовые точки. Из сравнения рис. 7а и 8б видно, что пока движение в одном из рукавов интерферометра является классически запрещенным ($E < E_2(x = 580 \text{ нм}) = -2.6$ мэВ), каждому резонансу интерферометра отвечает пик проницаемости одной из квантовых точек и наоборот. Однако, когда движение в двух рукавах классически разрешено, резонансы проницаемости интерферометра следуют чаще, чем для точек. Разница в числе резонансов относится к состояниям кольцевого движения, которые не проявляются в проницаемости одной точки. Возникающее кольцевое движение есть результат интерференции в системе четырех одно-модовых микроконтактов. Аналогичные узкие резонансы с уровнями кольцевого движения известны для большого открытого интерферометра, где они следуют гораздо чаще, чем широкие резонансы с уровнями малых треугольных точек [20]. Смещение уровней кольца в магнитном поле является причиной эффекта АБ. В нашем случае кольцо является малым ($r \approx 130$ нм) и характерное расстояние между резонансами кольцевого движения равно 0.6 мэВ. Это расстояние позволяет наблюдать осцилляции АБ при температуре 4.2 К.

Можно ожидать, что при переходе от классически разрешенного кольцевого движения к туннелированию эффект АБ будет подавлен. Простая модель интерферометра как точечного соединения одномерных проволок [6, 40] позволяет проверить это предположение, если принять за одномерный потенциал положение вычисленных подзон ($E_1(x)$ в подводящих проволоках и $E_{1,2}(x)$ в кольце). Тогда волновая функция движения вдоль проволок численно находится из решения одномерных уравнений Шредингера и известных условий сшивки в точках соединения [40]. При $V = 0$ эта модель дает такое же среднее расстояние между резонансами кольцевого движения, как многомодовый расчет. Чувствительность проницаемости интерферометра к магнитному полю практически исчезает, когда энергия частицы опускается на 1–2 мэВ ниже максимума потенциала E_2 в кольце. При этом туннельный барьер узкий (его ширина меньше 100 нм) и рукав с потенциалом E_1 остается открытым, как на рис. 7. Этот вывод сохраняет силу при варьировании длин проволок и

формы одномерного потенциала в реалистических пределах. По данной причине мы не поддерживаем идею широких туннельных барьеров в образцах, демонстрирующих осцилляции АБ.

Суммируя результаты моделирования и эксперимента, можно сказать, что наблюдение эффекта АБ при сопротивлении 10^5 – 10^6 Ом предполагает заполнение электронами всех соединяющих каналов без больших (больше или порядка 100 нм) разрывов. Кроме того, слабая чувствительность фонового контактанса к температуре указывает на отсутствие в интерферометре низких широких туннельных барьеров. Наконец, непостоянство критической температуры и несоответствие между электростатикой и энергией зарядки исключают туннельную изоляцию треугольной квантовой точки. В то же время наблюдение кулоновской блокады исключает многомодовость соединяющих квантовых проволок. Скорее всего, интерферометр находится в полукрытом режиме: один из микроконтактов на входе/выходе определяет большое сопротивление устройства, а другие, являясь одномоновыми, удерживают электрон по крайней мере в одной из треугольных квантовых точек (правой на рис. 7). Когда микроконтакты открываются, происходит дополнительная перенормировка зарядовой энергии, но при низкой температуре кулоновские осцилляции сохраняются.

3.4. Одноэлектронный транспорт

Строго говоря, для описания зарядки полукрытых систем нужны новые подходы [30]. Однако пока они разработаны для устройств простейшей геометрии. Поэтому мы выполнили численное моделирование одноэлектронного транспорта в интерферометре с помощью ортодоксальной теории кулоновской блокады [10]. Вопрос о применимости ортодоксальной теории к системе с открытыми микроконтактами остается спорным, поскольку эта теория игнорирует интерференцию и заменяет реальные барьеры туннельными переходами, имеющими электростатические емкости и локально определенные большие сопротивления. Считается, что заряд внутри туннельных переходов заморожен и определяет постоянный поляризационный заряд q_0 кулоновских островов. В нашем случае эти условия нарушаются, но остается главное — кулоновская зарядка систем локализованных состояний квантовых точек. Ниже мы распространяем на интерферометр идею зарядки таких систем, выдвинутую в [34, 35] для квазиодномерной точки. В случае интерферометра нет столь же очевидной причины сохранения локализации в за-

крытых подзонах, как отсутствие межмодового смешивания в квазиодномерной квантовой точке. Однако необходимая локализация обеспечивается многократным отражением электрона в системе четырех одномоновых микроконтактов и неизвестными нам факторами, вызывающими большое сопротивление контрольных квантовых проволок.

Локализованные состояния треугольных точек образуют два острова, заряжаемых по механизму кулоновской блокады. Изоляцию этих кулоновских островов можно описать введением эффективных туннельных переходов, имеющих сопротивление $R > h/e^2$ и учитывающих слабую связь локализованных состояний с распространяющимся. Характерное время зарядки, RC , в этом случае определяется эффективной емкостью, которую мы оценим ниже. Центральное место в данной оценке играет простая модификация теории кулоновской блокады для учета заполнения нижней подзоны микроконтактов. Заряд баллистических электронов, сосредоточенный в одномоновых каналах, формирует переменный поляризационный заряд точек q_{01}, q_{02} . Эти заряды определяются самосогласованным потенциалом проволок и зависят от затворного напряжения, а также от тянущего напряжения V_w на проволоке [34, 35]. Результат линейного разложения зависимости $q_0(V_w, V_g)$ возле характерных значений $V_w = 0, V_g = V_{g0}$ дает простую формулу:

$$q_0 = \text{const} - C_w V_w + C_{wg} \Delta V_g.$$

Это феноменологическое выражение замыкает систему уравнений ортодоксальной теории кулоновской блокады, в которой q_0 рассматривается как свободный параметр. Поскольку соотношения между зарядами и напряжениями в электростатике проводников линейны, подстановка переменного значения q_0 возвращает нас к обычному случаю $q_0 = \text{const}$, но с модифицированными емкостями. Например, при нулевом напряжении на острове число электронов n на нем выражается через полную и затворную емкости:

$$\begin{aligned} ne &= C_\Sigma V_w - C_g V_g - q_0 = \\ &= (C_\Sigma + C_w) V_w - (C_g + C_{wg}) V_g - \text{const}. \end{aligned}$$

Из формул ортодоксальной теории сразу получаем перенормированную зарядовую энергию

$$E_C^* = e^2/2(C_\Sigma + C_w).$$

Добавка C_w к полной емкости в этой теории суммирует соответствующие поправки ко всем емкостям эффективных туннельных переходов.

Из сравнения эксперимента и теории видно, что поправка к затворной емкости является малой, а добавки к другим емкостям — большими. В самом деле, при изменении V_g на 200 мэВ высоты барьеров U_b в проволоках меняются только на $\Delta U_b \approx 2$ мэВ. Обозначим дистанцию между делокализованными состояниями через ΔE_d . Тогда изменение заряда системы делокализованных состояний, $C_{wg}\Delta V_g$, можно оценить как $(2e/\Delta E_d)(U_b/e\Delta V_g)e\Delta V_g$, где $2e$ — максимальный заряд на одном делокализованном состоянии. Отсюда

$$C_{wg} [\text{аФ}] \approx 3.2/\Delta E_d [\text{мэВ}].$$

Из рис. 8в можно видеть, что $\Delta E_d > 1$ мэВ и, следовательно, C_{wg} на порядок меньше, чем затворная емкость точки C_g . В свою очередь, $C_w V_w$ можно оценить как $(2e/\Delta E_d)(eV_w/2)$, где $eV_w/2$ есть изменение высоты барьера в проволоках, когда к точке приложено напряжение V_w относительно окружения. Отсюда

$$C_w [\text{аФ}] \approx 160/\Delta E_d [\text{мэВ}],$$

что является большой добавкой к C_Σ . При реалистических значениях $\Delta E_d \sim 1\text{--}3$ мэВ зарядовая энергия уменьшается в 4–2 раза по сравнению со случаем туннельной изоляции треугольной квантовой точки. На самом деле плотность делокализованных состояний определяется формой электростатического потенциала, и значение параметра ΔE_d резко меняется при перепогружении, подсветке образца, а также изменении затворного напряжения. Это дает разную перенормировку зарядовой энергии и разную критическую температуру наблюдения кулоновских осцилляций.

Ниже мы учтем эффект перенормировки зарядовой энергии увеличением эффективной емкости точек между собой и резервуарами в 1.5–3 раза по сравнению с электростатикой. Это увеличение соответствует измеренной критической температуре 8 К и дает оценку времени зарядки $RC > 10^{-12}$ с, которая согласуется с временем жизни 10^{-11} с локализованных состояний. Сопротивления эффективных туннельных переходов мы считаем постоянными, хотя в реальности они имеют мезоскопические флуктуации по затворному напряжению. Здесь мы моделируем только ток зарядки емкостей, хотя есть еще баллистический ток, который увеличивает фоновый кондактанс и сглаживает одноэлектронные особенности [34, 35]. При низких температурах и кулоновской блокаде присутствует также ток неупругого сотуннелирования, не меняющий заряд точек [41]. Поэтому резкость и повторяемость формы особен-

ностей кулоновской блокады в нашем моделировании преувеличена по сравнению с наблюдениями. В рамках простой модели кулоновской блокады мы стремимся воспроизвести наиболее важные черты частых затворных осцилляций, наблюдаемых в двух образцах при разных характерных температурах. Особый интерес представляет ситуация для образца № 2, в котором при $T = 0.1$ К четко наблюдался эффект расщепления кулоновских пиков. Интересно проследить переход к сглаженным периодическим осцилляциям для образца № 1 при $T = 4.2$ К без изменения параметров эквивалентной схемы.

С этой целью мы промоделировали систему двух взаимодействующих кулоновских островов — треугольных квантовых точек (рис. 9а). Пара параллельных межточечных микроконтактов в моделировании заменена одним туннельным переходом. Результаты для $T = 0.1$ К показаны на рис. 9б, в. Расчет тока выполнялся методом Монте-Карло, что является стандартным подходом для систем с несколькими кулоновскими островами [42, 43]. Поскольку электрон из локализованного состояния в точке может пройти в дальний резервуар, не меняя заряда промежуточной квантовой точки, мы ввели дополнительные шунтирующие переходы ($C_3 R_3$, $C_4 R_4$ на рис. 9а). Три механизма транспорта дают эту возможность: неупругое и упругое сотуннелирование [41, 43], а также прохождение без потери фазовой когерентности. Без учета эффективных туннельных переходов, шунтирующих промежуточные квантовые точки, симметричная система дает расщепление пиков [26, 27], однако мы нашли, что при реальных параметрах и низких температурах ($T = 0.1$ К) результат неустойчив к нарушению равенства затворных емкостей и остаточных поляризационных зарядов двух точек, q_{01} и q_{02} . Например, при десятипроцентной разнице затворных емкостей система оказывается практически заперта: ток зарядки мал для наблюдения большинства кулоновских пиков из-за крупнопериодной амплитудной модуляции [26, 27]. Данное предсказание теории противоречит нашему эксперименту, но введение шунтирующих переходов исправляет ситуацию. Сопротивления всех переходов были выбраны в диапазоне $10^5\text{--}10^6$ Ом и могли меняться без большого влияния на эффект расщепления пиков. Емкости точек, кроме затворной и суммарной, тоже могли быть достаточно произвольными.

Допустим, затворные емкости точек различаются на 10%. Из рис. 9б видно, что основные эффекты, которые предсказывает расчет (наличие дублетов и переменность дистанции между соседними пи-

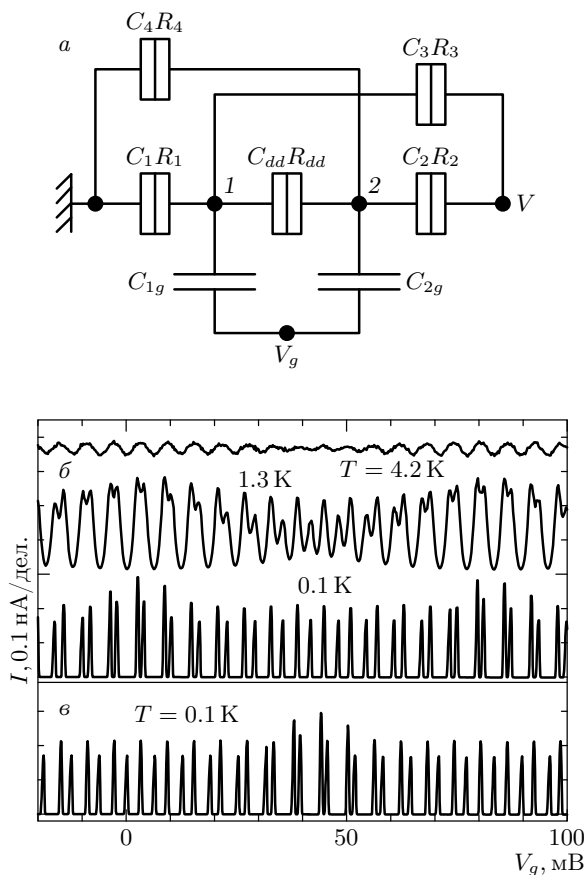


Рис. 9. Моделирование зарядки квантовых точек интерферометра. *а)* Эквивалентная схема устройства. Переходы C_3R_3 , C_4R_4 учитывают связь квантовых точек 1 и 2 с дальними резервуарами. *б, в)* Вычисленные зависимости тока $I(V_g)$ для следующих параметров: $C_{1g} = 25$ аФ, $C_{2g} = 27$ аФ, $C_{dd} = 30$ аФ, $C_1 = C_2 = 50$ аФ, $C_3 = C_4 = 10$ аФ, $R_{dd} = 2$ МОм, $R_1 = 0.1$ МОм, $R_2 = 0.4$ МОм, $R_3 = 0.2$ МОм, $R_4 = 0.8$ МОм, $V = 0.25$ мВ. *б)* Эффекты дублетного расщепления кулоновских пиков и вариации величины расщепления в случае, когда $q_{01} = q_{02} = 0$. Кривая для $T = 0.1$ К смещена вниз. *в)* Сдвиг фазы вариаций расщепления кулоновских пиков при изменении q_{01} на $e/2$

ками) качественно подобны экспериментальным (см. рис. 4). В то же время выраженность, однородность и регулярность следования пиков в расчетах выше, чем в эксперименте. Интересно, что величина расщепления в расчетах плавно меняется в диапазоне 1–3 мВ. Ранее изменение расщепления объяснялось вариациями межточечной емкости или силы межточечной связи [26–28]. В нашем случае причина иная, поскольку в расчетах емкость и сила связи не зависят от затворного напряжения. Тем не менее с рос-

том затворного напряжения малое расщепление переходит в большое, а затем снова уменьшается. Подобная, хотя и менее регулярная, картина наблюдается в эксперименте (см. рис. 4в). Объяснение эффекта, наблюдаемого на рис. 9б, состоит в том, что мы учли связь точек с дальними резервуарами. Если межточечное взаимодействие исключить, то две точки с разной затворной емкостью дадут две системы пиков с разными периодами и в некоторых местах пики совпадут. Если же точки взаимодействуют, то пики не могут полностью сблизиться. Минимальное расщепление (около 1.5 мВ) можно рассматривать как аналог антипересечения уровней. В случае одинаковых затворных емкостей величина расщепления является постоянной, но сильно зависит от поляризационных зарядов. Расщепление оказывается минимальным для случая равных остаточных поляризационных зарядов двух точек, $q_{01} = q_{02}$, и максимальным (3 мВ) в случае $q_{01} = q_{02} \pm e/2$, т. е. имеет произвол в положении двух систем эквидистантных пиков, определяемый разницей $q_{01} - q_{02}$ свободных параметров. Небольшая разница затворных емкостей точек обеспечивает сцепку систем эквидистантных пиков с точностью до фазы колебаний величины расщепления, которая зависит от $q_{01} - q_{02}$ (рис. 9б, в). В расчете остаточные поляризационные заряды точек, точнее поправки к затворной емкости C_{wg} , связанные с заполнением квантовых проволок, не зависели от затворного напряжения, что является идеализацией по сравнению с ситуацией на рис. 4.

Моделирование показывает, что при повышении температуры до 1.3 К минимальное расщепление трудно зарегистрировать из-за слияния пиков. Однако можно наблюдать чередование участков осцилляций на основной и удвоенной частотах с переходными дублетами, что и сделано для образца № 1 (см. рис. 3з). Расчет по данной модели для $T = 4.2$ К объясняет сохранение осцилляций с периодом 6 мВ на рис. 3а и демонстрирует отсутствие осцилляций удвоенной частоты. Мы проверили, что выраженность осцилляций такая же, как в модели одного острова с суммарной емкостью одной треугольной точки. При температуре 8 К осцилляции полностью пропадают. Если емкость эффективных туннельных переходов увеличить в два раза, то осцилляции исчезнут уже при 4 К, а эффект расщепления пиков при низких температурах сохранится. Эта численная проверка подтверждает гипотезу зарядового взаимодействия квантовых точек. Таким образом, основные свойства наблюдаемых кулоновских осцилляций объясняются зарядкой одной либо двух треугольных точек интерферометра.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Изучены полупроводниковые кольцевые интерферометры, имеющие малый эффективный радиус $r \approx 0.1$ мкм и большое сопротивление $R \gg h/e^2$. В кондактансе таких устройств зарегистрированы эффекты как квантовой интерференции, так и кулоновской блокады. Обнаружено, что при наиболее низких температурах кулоновские пики расщепляются в дублеты.

С помощью структурных исследований, в том числе атомно-силовой микроскопии, определены исходные данные для численного моделирования электростатики, энергетического спектра и одноэлектронного транспорта в устройстве. Выяснено, что полученные интерферометры являются системой двух треугольных квантовых точек, связанных одномоновыми микроконтактами. Основные свойства наблюдаемых частых затворных осцилляций кондактанса объясняются зарядкой этих точек: измеренный период осцилляций (около 6 мВ) отвечает добавлению электрона к одной точке, а дублетное расщепление кулоновских пиков (около 1.5 мВ) является результатом зарядового взаимодействия двух точек.

Мы показали, что на фоне непрерывного спектра открытой нижней подзоны микроконтактов сохраняются системы локализованных состояний квантовых точек. Модификация ортодоксальной модели кулоновской блокады описывает дискретную зарядку таких систем и перенормировку зарядовой энергии с учетом непрерывного заполнения делокализованных состояний. Таким образом, впервые рассмотрен кольцевой интерферометр, в котором сосуществуют надбарьерное прохождение и одноэлектронная зарядка треугольных квантовых точек.

Авторы признательны В. П. Мигалю и Л. В. Ненашевой за возможность использования структур, а также З. Д. Квону, А. Г. Погосову, М. В. Энтину за стимулирующее обсуждение.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 01-02-16892), Федеральной целевой научно-технической программы «Физика твердотельных наноструктур» (проект 01.40.01.09.04) и программы РАН «Низкоразмерные квантовые структуры». Один из авторов (В. А. Т.) благодарит также INTAS (грант № 01-0014).

ЛИТЕРАТУРА

1. *Mesoscopic Phenomena in Solids*, ed. by B. L. Altshuler, P. A. Lee, and R. A. Webb, North-Holland, Amsterdam (1991).
2. *Quantum Coherence in Mesoscopic Systems*, ed. by B. Kramer, Plenum Press, New York (1991).
3. *Mesoscopic Electron Transport*, ed. by L. Sohn, L. P. Kouwenhoven, and G. Schön, Kluwer, Dordrecht (1997).
4. Y. Aharonov and D. Bohm, *Phys. Rev.* **115**, 485 (1959).
5. Д. Ю. Шарвин, Ю. В. Шарвин, Письма в ЖЭТФ **34**, 285 (1981).
6. M. Buttiker, Y. Imry, and R. Landauer, *Phys. Lett. A* **96**, 365 (1983); M. Buttiker, Y. Imry, and M. Ya. Azbel, *Phys. Rev. B* **30**, 1982 (1984).
7. И. О. Кулик, Р. И. Шехтер, ЖЭТФ **62**, 623 (1975).
8. Д. В. Аверин, К. К. Лихарев, ЖЭТФ **90**, 733 (1987).
9. Л. С. Кузьмин, К. К. Лихарев, Письма в ЖЭТФ **45**, 389 (1987).
10. К. К. Likharev, *IBM J. Res. Dev.* **32**, 144 (1988).
11. L. I. Glazman and R. I. Shekhter, *J. Phys.: Condens. Matter* **1**, 5811 (1989).
12. U. Meirav, M. A. Kastner, and S. J. Wind, *Phys. Rev. Lett.* **65**, 771 (1990).
13. P. L. McEuen, E. B. Foxman, U. Meirav et al., *Phys. Rev. Lett.* **66**, 1926 (1991).
14. L. P. Kouwenhoven, van der Vaart, A. T. Johnson et al., *Z. Phys. B* **85**, 367 (1991).
15. G. Timp, A. M. Chang, J. E. Cunningham et al., *Phys. Rev. Lett.* **58**, 2814 (1987).
16. C. J. B. Ford, A. B. Fowler, J. M. Hong et al., *Surf. Sci.* **229**, 307 (1990).
17. K. Ismail, S. Washburn, and K. Y. Lee, *Appl. Phys. Lett.* **59**, 1998 (1991).
18. А. А. Быков, З. Д. Квон, Е. Б. Ольшанецкий и др., Письма в ЖЭТФ **58**, 538 (1993).
19. З. Д. Квон, Л. В. Литвин, В. А. Ткаченко, А. Л. Асеев, УФН **169**, 471 (1999).
20. О. А. Ткаченко, В. А. Ткаченко, Д. Г. Бакшеев и др., Письма в ЖЭТФ **71**, 366 (2000).
21. A. Yakoby, M. Heiblum, H. Shtrikman et al., *Phys. Rev. Lett.* **74**, 4047 (1995).
22. R. Shuster, E. Buks, M. Heiblum et al., *Nature* **385**, 417 (1997).

23. A. W. Holleitner, C. R. Decker, H. Qin et al., *Phys. Rev. Lett.* **87**, 256802 (2001).
24. А. А. Быков, Д. Г. Бакшеев, Л. В. Литвин и др., *Письма в ЖЭТФ* **71**, 631 (2000).
25. A. Fuhrer, S. Lüscher, T. Ihn et al., *Nature* **413**, 822 (2001).
26. I. M. Ruzin, V. Chandrasekhar, E. I. Levin, and L. I. Glazman, *Phys. Rev. B* **45**, 13469 (1992).
27. K. A. Matveev, L. I. Glazman, and H. U. Baranger, *Phys. Rev. B* **54**, 5637 (1996).
28. F. R. Waugh, M. J. Berry, D. J. Mar et al., *Phys. Rev. Lett.* **75**, 705 (1995); F. R. Waugh, M. J. Berry, and C. H. Crouch, *Phys. Rev. B* **53**, 1413 (1996).
29. K. A. Matveev, *Phys. Rev. B* **51**, 1743 (1995).
30. I. L. Aleiner and L. I. Glazman, *Phys. Rev. B* **57**, 9608 (1998).
31. C. Möller, H. Buhmann, S. F. Godijn, and L. M. Moltenkamp, *Phys. Rev. Lett.* **81**, 5197 (1998).
32. S. M. Cronenwett, S. M. Maurer, S. R. Patel et al., *Phys. Rev. Lett.* **81**, 5904 (1998).
33. C.-T. Liang, M. Y. Simons, C. G. Smith et al., *Phys. Rev. Lett.* **81**, 3507 (1998).
34. В. А. Ткаченко, Д. Г. Бакшеев, О. А. Ткаченко, Ч.-Т. Лианг, *Письма в ЖЭТФ* **74**, 229 (2001).
35. O. A. Tkachenko, V. A. Tkachenko, D. G. Baksheyev et al., *J. Phys.: Condens. Matter* **13**, 9515 (2001).
36. A. B. Fowler, in *Physics of Nanostructures*, ed. by J. H. Davies and A. R. Long, IOP Publ., London (1991), p. 163.
37. J. A. Nixon, J. H. Davies, and H. U. Baranger, *Phys. Rev. B* **43**, 12638 (1991).
38. O. A. Tkachenko, V. A. Tkachenko, D. G. Baksheyev et al., *J. Appl. Phys.* **89**, 4993 (2001).
39. P. G. Silvestrov and Y. Imry, *Phys. Rev. Lett.* **85**, 2565 (2000); E-print archives, cond-mat/9903299.
40. Jian-Bai Xia, *Phys. Rev. B* **45**, 3593 (1992).
41. D. V. Averin and A. A. Odintsov, *Phys. Lett.* **140A**, 251 (1989).
42. K. K. Likharev, N. S. Bakhvalov, G. S. Kazacha, and S. I. Serdyukova, *IEEE Trans. Magn.* **25**, 1436 (1989).
43. L. R. C. Fonseca, A. N. Korotkov, K. K. Likharev, and A. A. Odintsov, *J. Appl. Phys.* **78**, 3238 (1995).