

## Интерференция баллистических электронов в открытой квантовой точке при высокой температуре

М. Ю. Мельников<sup>1)</sup>, В. Т. Долгополов, В. С. Храпай, Д. Шух<sup>2)</sup>\*

Институт физики твердого тела РАН, 142432 Черноголовка, Московская обл., Россия

\* *Institut für Experimentelle und Angewandte Physik, Universität Regensburg, 93050 Regensburg, Germany*

Поступила в редакцию 13 мая 2008 г.

После переработки 28 мая 2008 г.

Исследованы осцилляции типа Ааронова-Бома в баллистической магнитопроводимости открытой квантовой точки размером  $\sim 1$  мкм, созданной в гетероструктуре GaAs/AlGaAs с помощью локального анодного оксидирования. Измерения проведены при температурах 4.2 и 1.5 К, достаточно высоких, чтобы ожидать существенного подавления осцилляций периодом  $h/e$  (в единицах магнитного потока). При температуре 1.5 К в магнитопроводимости наблюдаются периодические по полю осцилляции периодом меньше кванта  $h/e$ . Предложено объяснение на основе интерференции электронов, движущихся по вписанным в квантовую точку обращенным по времени путям с началом и концом у одного из контактов, что отвечает периоду  $h/2e$ .

Влияние квантовой интерференции на проводимость микро- и наноструктур удобно изучать в магнитном поле, благодаря плавному изменению фазы квантовых состояний за счет эффекта Ааронова-Бома [1–4]. В кольцевых интерферометрах Ааронова-Бома проводимость осциллирует в магнитном поле с наибольшим периодом, соответствующим проникновению в интерферометр кванта магнитного потока  $\Phi_0 = h/e$  (здесь  $h, e$ , соответственно, постоянная Планка, заряд электрона). Отметим, что четные гармоники осцилляций Ааронова-Бома частично обусловлены интерференцией между парами путей, связанными симметрией по отношению к обращению времени [5] (далее, просто, обращенные по времени пути). В открытых квантовых точках (КТ) интерференция приводит к мезоскопическим флуктуациям проводимости в зависимости от магнитного поля [6, 7]. При этом наличие (квазиклассических) замкнутых траекторий, локализованных внутри КТ (то есть почти не связанных с контактами), также может обуславливать квазипериодическую составляющую флуктуаций. Последнее часто объясняется резонансным вкладом в плотность состояний КТ от соответствующих квантовых уровней (так называемый эффект “царапин” в спектре, см. обзор [7] и ссылки в нем). Период таких осцилляций равен кванту потока, деленному на площадь, охваченную траекторией. При повышении температуры наблюдение интерференции может осложняться потерей когерентности

за счет неупругих процессов сбоя фазы и усреднения фазы за счет теплового разброса импульсов электронов.

В настоящей работе исследована двухтерминальная магнитопроводимость открытой КТ при температурах выше 1 К. При таких высоких температурах ожидается подавление резонансного вклада в проводимость от замкнутых траекторий, локализованных внутри КТ [7, 8]. В малых магнитных полях обнаружены периодические по полю осцилляции интерференционного происхождения. Период осцилляций плохо воспроизводится при термоциклировании и имеет величину меньше кванта потока  $h/e$ . В качестве объяснения эффекта предлагается рассмотреть осцилляции, обусловленные интерференцией между обращенными по времени путями с началом и концом у одного из контактов к КТ, что соответствует периоду  $h/2e$ .

Для измерений мы использовали образец на основе гетероструктуры GaAs/AlGaAs с двумерным электронным газом, расположенным на глубине 80 нм от поверхности. При температуре 4.2 К и концентрации электронов в двумерном электронном газе  $n = 3.5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$  подвижность равнялась  $\mu \approx 3 \cdot 10^6 \text{ см}^2/\text{Вс}$ . Соответствующая средняя длина свободного пробега электронов была равна  $l \approx 30$  мкм. Схематическое изображение образца приведено на рис.1. Область двумерного электронного газа (ДЭГ) представляла собой полоску шириной примерно 20 мкм, созданную путем стандартной оптической литографии и химического травления. Омические контакты к ДЭГ были приготовлены при

<sup>1)</sup> e-mail: melum@rambler.ru

<sup>2)</sup> D. Schuh.

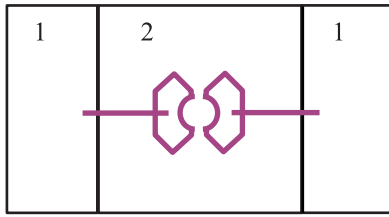


Рис.1. Схематическое изображение поверхности образца. 1 – вытравленные области, 2 – область ДЭГ. В центре показана квантовая точка с разрезами (линиями, пересекающими края КТ и границы области ДЭГ)

помощи вжигания AuGe/Ni/AuGe. На поверхности кристалла была создана субмикронная структура в форме открытой КТ с помощью локального анодного оксидирования в атомно-силовом микроскопе (модель Solver P47 фирмы НТ-МДТ) [9]. На рис.2 приведено изображение рельефа поверхнос-

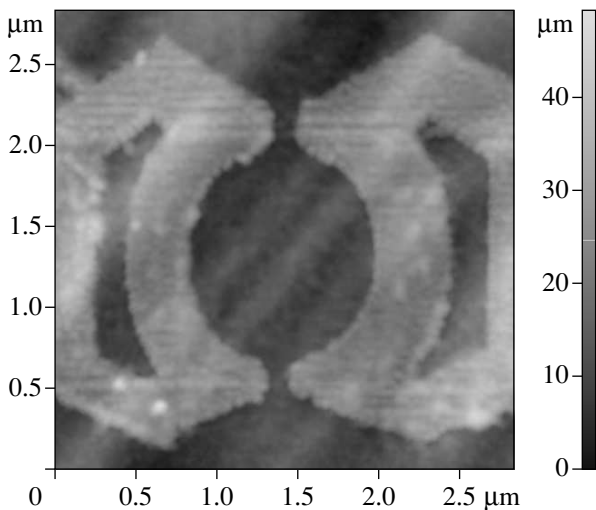


Рис.2. Топография поверхности образца в области расположения открытой квантовой точки, полученная с помощью атомно-силового микроскопа. Светлый тон соответствует оксиду, возникшему в результате локального анодного оксидирования в атомно-силовом микроскопе. КТ с двумя контактами заключена между двумя областями оксида

ти наноструктуры, полученное с использованием атомно-силового микроскопа. Белый цвет на рисунке соответствует оксиду, под которым находятся области полного обеднения ДЭГ. Для обеспечения протекания тока исключительно через КТ были сделаны дополнительные “разрезы” из двух непрерывных оксидных линий, простирающихся до края полоски ДЭГ. В результате ДЭГ оказался разделенным на два резервуара, соединенных двумя

квантовыми контактами (сужениями субмикронной ширины вверху и внизу на рис.1 и 2) и КТ эллипсоидальной формы, близкой к кругу, с характерным диаметром 1 мкм.

Для измерения проводимости на образец подавалось синусоидальное напряжение со среднеквадратичным значением 10–30 мкВ частотой 7 или 33 Гц, а протекающий ток измерялся методом синхронного детектирования при помощи конвертора ток-напряжение. Для сравнения измерялась также проводимость ДЭГ без структурирования. В обоих случаях приведенные значения проводимости включают в себя сопротивление омических контактов к ДЭГ масштаба  $0.1h/e^2$ . Все измерения были проведены при температурах 4.2 и 1.5 К в перпендикулярных гетеропереходу магнитных полях до 3 Тл в криостате с откачкой паров  $^4\text{He}$ . С целью повышения концентрации ДЭГ (и сопутствующего уменьшения сопротивления омических контактов) между измерениями образец освещался инфракрасным светодиодом. Величина электронной плотности определялась по результатам измерения периода осцилляций Шубникова-де Гааза в обратном магнитном поле. Поскольку в пределах одного охлаждения образца концентрация электронов изменяется необратимо, измерения проводились в нескольких (порядка 10) охлаждениях. Все обнаруженные особенности наблюдались при различных охлаждениях, хорошо воспроизводились при инверсии магнитного поля и не зависели от направления его развертки.

При подсветке проводимость КТ остается неизмеримо малой вплоть до концентраций  $n \sim 2 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ , после чего возрастает пороговым образом [9]. Подобное возрастание означает, что при концентрациях электронов выше пороговой КТ электрически соединяется с каждым из берегов выше и ниже структуры на рис.1. При дальнейшей подсветке наблюдалось в среднем плавное увеличение проводимости с выходом на насыщение. Такое поведение указывает на близкое к открытому состояние обоих квантовых контактов, а потому и КТ в целом. Все измерения проводились после пороговой подсветки, при этом проводимость КТ в нулевом магнитном поле была больше или порядка  $e^2/h$ .

На рис.3 приведены зависимости проводимости КТ (шкала слева) и неструктурированного канала ДЭГ (шкала справа) от магнитного поля при электронной плотности  $n \approx 2.80 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$  и одном и том же охлаждении образца до  $T = 1.5 \text{ К}$ . На проводимости КТ хорошо различимы два известных типа осцилляций: (i) квазипериодические осцилляции в магнитных полях ниже 0.4 Тл с характер-

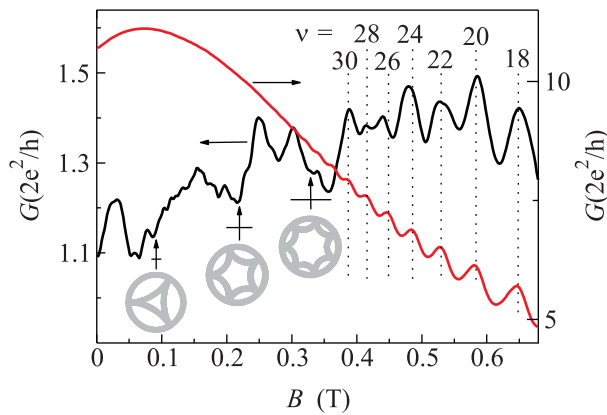


Рис.3. Проводимость (в единицах двойного кванта проводимости  $2e^2/h$ ) КТ (шкала слева) и свободного канала ДЭГ (шкала справа) в зависимости от магнитного поля, нормального к поверхности образца, при  $T = 1.5$  К и одном и том же цикле охлаждения для  $n \approx 2.80 \cdot 10^{-11}$  см $^{-2}$ . Семь вертикальных пунктирных линий справа демонстрируют соответствие максимумов проводимости КТ осцилляциям Шубникова – де Гааза в проводимости ДЭГ для указанных на рисунке факторов заполнения  $\nu$ . Три вертикальные стрелки слева обозначают рассчитанные позиции минимумов проводимости КТ (имеются в виду минимумы масштаба 100 мТл), отвечающих классическим электронным траекториям (см. вставки) для круглой КТ с радиусом  $R \approx 550$  нм. Горизонтальные отрезки соответствуют величине погрешности  $R \approx 10\%$

ным периодом 100 мТл, соответствующие классическим траекторным эффектам [10–13]; (ii) осцилляции Шубникова-де Гааза в магнитных полях выше 0.35 Тл. Классический характер квазипериодических осцилляций подтверждается их слабой зависимостью от температуры [13]. Тремя вертикальными стрелками на рисунке отмечены ожидаемые положения последовательных минимумов классических осцилляций проводимости для круглой КТ радиусом  $R \approx 550$  нм при значениях магнитного поля  $B_N = (n/2\pi)^{1/2} h/eR \operatorname{tg}(\pi/N)$  для  $N = 3, 5, 7$ . Эти минимумы отвечают показанным на вставках к рис.3 трем классическим траекториям и находятся в удовлетворительном согласии с экспериментом. В магнитных полях  $B > 0.35$  Тл фаза осцилляций проводимости наноструктуры с хорошей точностью совпадает с фазой осцилляций Шубникова-де Гааза на кривой проводимости свободного канала ДЭГ. Вертикальные пунктирные линии на рисунке отмечают положения соответствующих максимумов проводимости, представляющих четные факторы заполнения  $\nu = nh/eB$ .

Относительная амплитуда  $\Delta G/G$  осцилляций Шубникова - де Гааза в проводимости КТ сравнима

с амплитудой осцилляций в неструктурированном ДЭГ (причем соответствие лучше в более сильных магнитных полях) и слабо зависит от концентрации электронов. Эти наблюдения свидетельствуют в пользу того, что период осцилляций Шубникова – де Гааза определяется концентрацией электронов внутри КТ. Совпадение фаз осцилляций Шубникова – де Гааза в КТ и неструктурированном ДЭГ, а также наблюдение классических осцилляций в КТ, делает маловероятной возможность сильной неоднородности концентрации внутри КТ (например, формирование области обеднения в центре). Таким образом, мы действительно имеем дело с КТ геометрии, близкой к ожидаемой (рис.1 и 2).

При температуре 1.5 К на кривых зависимости проводимости КТ от магнитного поля наблюдаются периодические по полю осцилляции периодом почти на два порядка меньшим, чем у классических осцилляций. На рис.4а приведены магнитопольные зависимости проводимости КТ в слабых полях при  $T = 1.5$  К, полученные при двух разных охлаждениях для несколько отличающихся значений электронной плотности (см. подпись к рис.4). В обоих случаях в окрестности  $B = 0$  Тл хорошо видны короткопериодные осцилляции проводимости. Относительная амплитуда этих осцилляций от пика до пика зависит от температуры: при  $T = 1.5$  К она составляет примерно 3%, а при повышении температуры до 4.2 К короткопериодные осцилляции исчезают практически полностью (не показано на рисунке).

На рис.4б проведен анализ периода осцилляций, соответствующих нижней кривой на рис.4а (мы избегаем здесь общепринятого фурье-анализа спектра мезоскопических осцилляций, поскольку основной период виден невооруженным взглядом). По оси ординат отложены последовательные номера минимумов осцилляций  $N$ , считая слева направо, а по оси абсцисс – их положение в магнитном поле. Каждая точка определялась по нескольким кривым, воспроизводящим друг друга с экспериментальной точностью. Приближение прямой линией дает период осцилляций  $\Delta B$  (из наклона прямой), равный  $\Delta B = 3.5 \pm 0.2$  мТл. Аналогично определенный период осцилляций на верхней кривой рис.4а равен  $\Delta B = 2.9 \pm 0.2$  мТл. Относительная амплитуда короткопериодных осцилляций заметно изменялась от охлаждения к охлаждению (рис.4а). Результаты исследования магнитопроводимости в пяти охлаждениях до 1.5 К (после пяти отогреваний образца до комнатной температуры) не позволили обнаружить какой-либо регулярной связи между амплитудой и периодом квантовых осцилляций и величиной проводимости КТ. Отметим,

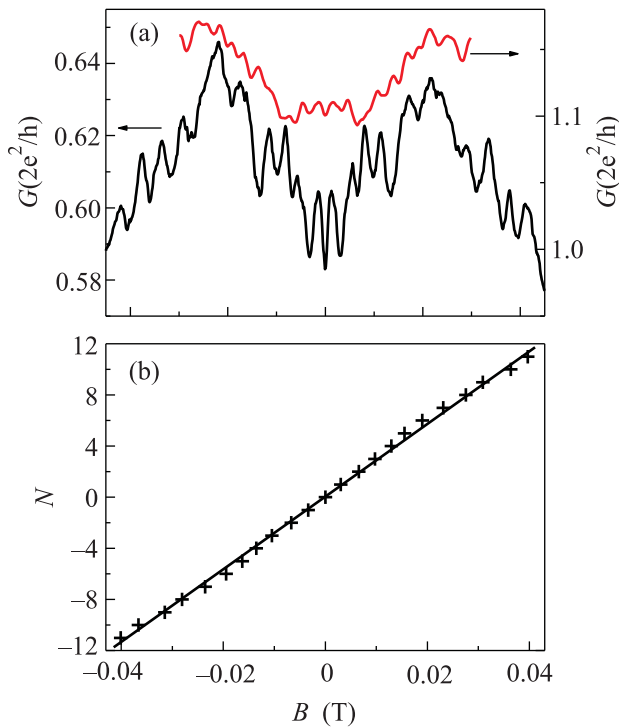


Рис.4. (а) Короткопериодные осцилляции магнитопроводимости КТ при  $T = 1.5$  К при двух разных охлаждениях образца (в единицах двойного кванта проводимости  $2e^2/h$ ). Верхняя кривая (шкала справа) получена при электронной плотности  $n \approx 2.80 \cdot 10^{-11} \text{ см}^{-2}$  (кривые на рис.3 были получены при другом охлаждении), нижняя кривая (шкала слева) – при электронной плотности  $n \approx 2.65 \cdot 10^{-11} \text{ см}^{-2}$ . (б) Положения в магнитном поле минимумов осцилляций, соответствующих нижней кривой на рис.(а). Каждая точка определялась по нескольким кривым, воспроизводящим друг друга.  $N$  – последовательные номера осцилляций, считая слева направо. Сплошная прямая соответствует линейному приближению данных

что проводимость в более широком диапазоне магнитных полей всегда демонстрировала наличие классических осцилляций, удовлетворительно описываемых вышеизложенной моделью с  $R \approx 550 \text{ нм}$ .

Сильная температурная зависимость амплитуды короткопериодных осцилляций указывает на их интерференционное происхождение – эффект типа Ааронова-Бома. Высокая периодичность этих осцилляций говорит о существовании в КТ выделенных интерферирующих траекторий электронов. Здесь наибольший интерес представляет величина магнитного потока  $\Phi = S_{\text{trajec}} \Delta B$  через площадь  $S_{\text{trajec}}$ , охватываемую выделенными траекториями, в расчете на один период осцилляций  $\Delta B$ . Согласно эффекту Ааронова-Бома, должно выполняться равенст-

во  $\Phi = \Phi_0/M$ , где  $M$  – целое число, равное числу обходов электрона вокруг площади  $S_{\text{trajec}}$ , то есть

$$1/M = S_{\text{trajec}} \Delta B / \Phi_0.$$

Хотя точное значение  $S_{\text{trajec}}$  не известно, верхнюю оценку величины  $1/M$  можно получить подставив вместо него в эту формулу рабочую площадь квантовой точки  $S_{\text{КТ}} > S_{\text{trajec}}$  (см. ниже). Рабочая площадь КТ  $S_{\text{КТ}}$  была вычислена двумя независимыми способами. Во-первых, из классических осцилляций найден радиус идеально круглой квантовой точки  $R$  с точностью приблизительно 10% [9], соответствующий площади  $S_{\text{classic}} = 0.95 \pm 0.19 \text{ мкм}^2$ . Во-вторых, геометрические размеры наноструктуры на микроизображении, полученном в атомно-силовом микроскопе, позволяют определить номинальную (геометрическую) площадь КТ  $S_{\text{geom}}$ . Для этой цели использовалось микроизображение, аналогичное рис.2 с лучшим разрешением. Предварительно была проведена высокоточная калибровка атомно-силового микроскопа с использованием дифракционной решетки периодом  $278 \pm 1 \text{ нм}$ . Эта процедура дает значение площади  $S_{\text{geom}} = 1.19 \pm 0.08 \text{ мкм}^2$ . Оба найденных значения площади совпадают в пределах погрешности (учет области обеднения ДЭГ на краю КТ мог бы еще несколько улучшить это согласие). В таблице приведена оценка сверху для величины  $1/M$ , выполненная для разных охлаждений (столбцы) и различной оценке площади (строки). Видно, что  $1/M$  лежит в диапазоне (0.5; 1.1). Отметим, что наблюдение столь короткопериодных осцилляций, по-видимому, сделано не впервые, как показывает анализ рисунков ряда работ (см., например, [13–16]). Однако авторы указанных работ не акцентировали внимание на природе этих осцилляций.

Верхние оценки для величины  $1/M$

	$\Delta B = 3.5 \text{ мТл}$	$\Delta B = 2.9 \text{ мТл}$
$S_{\text{classic}} \Delta B / \Phi_0$	$0.81 \pm 0.17$	$0.67 \pm 0.14$
$S_{\text{geom}} \Delta B / \Phi_0$	$1.01 \pm 0.09$	$0.84 \pm 0.08$

Мезоскопические флуктуации проводимости в баллистических открытых КТ широко исследовались (см. обзоры [6, 7]). Как правило, периодичная составляющая флуктуаций проводимости в магнитном поле связывается с замкнутыми квазиклассическими траекториями, локализованными внутри КТ. В течение характерного времени, проводимого на такой траектории, электрон успевает сделать большое число оборотов по ней (несколько десятков [7]).

Иными словами, время жизни соответствующего квантового состояния заметно больше не только среднего времени пролета электрона через КТ, но и обратного характерного расстояния между квантовыми уровнями энергии [7]. Благодаря этому, локализованные траектории могут давать заметный резонансный вклад в плотность состояний и в проводимость КТ, осциллирующий в магнитном поле за счет эффекта Ааронова-Бома [7, 11]. Период этих осцилляций в расчете на площадь, охваченную траекторией, равен кванту потока  $\Phi_0$  ( $1/M = 1$ ) [8]. Объяснить таким способом наблюдаемые нами короткопериодные осцилляции можно только, предполагая наличие длинной самопересекающейся замкнутой траектории с эффективной площадью, превышающей рабочую площадь КТ. Однако подобное предположение наталкивается на определенные трудности. Возможность большого числа оборотов по траектории исключается малостью времени сбоя фазы (около 50 пс при 1.5 К [17], что соответствует 4 оборотам вокруг точки). Кроме того, как показывает эксперимент [8], при такой температуре осцилляции с периодом  $\Phi_0$  почти полностью подавлены.

Мы предполагаем, что причиной наблюдаемых нами короткопериодных осцилляций может быть интерференция обращенных по времени путей на замкнутой квазиклассической траектории с началом и концом у одного и того же контакта к КТ. В малых полях движение по такой траектории возможно в обоих направлениях, что обуславливает появление интерференционного вклада в проводимость (аналогично явлению слабой локализации), осциллирующего в магнитном поле [3]. Период осцилляций по магнитному полю в этом случае дается отношением половины кванта магнитного потока  $\Phi_0/2$  к площади, охватываемой траекторией ( $1/M = 1/2$ ). Такое предположение позволяет объяснить заниженные значения периодов наблюдаемых осцилляций  $S_{КТ} \Delta B / \Phi_0 \lesssim 1$  (см. таблицу). Так, например, для вписанного в круглую КТ квадрата соответствующий период равен  $\approx 0.8$ . В поддержку предложенной гипотезы отметим, что для обращенных по времени путей несуществен разброс импульсов электронов, участвующих в интерференции [6]. Это обстоятельство критично в связи с большой шириной уровня энергии в КТ, соответствующего сильно связанной с одним из контактов траектории (порядка обратного времени пролета электрона через КТ, 100 мкэВ) и высокой температурой. С предложенной гипотезой согласуется и тот факт, что обнаруженные короткопериодные осцилляции всегда имеют минимум в нулевом магнитном поле, подобно эффекту слабой локализации. Конкрет-

ная форма выделенной траектории зависит от распределения случайного примесного потенциала внутри и на границе КТ, чувствительного к термоциклированию образца. Случайные изменения формы выделенных траекторий и охватываемой ими площади могли бы объяснить наблюдаемое различие периодов осцилляций проводимости в разных охлаждениях. К сожалению, наш эксперимент не позволяет понять, является ли доминирование осцилляций с периодом  $\Phi_0/2$  в открытой КТ при высоких температурах случайным наблюдением или носит более общий характер.

В заключение отметим, что мы исследовали осцилляции типа Ааронова-Бома в магнитопроводимости открытой КТ почти круглой формы при сравнительно высоких температурах (больше 1 К). В малых полях обнаружены периодические осцилляции проводимости с периодом меньше кванта потока  $h/e$ . Предложено объяснение этих осцилляций в терминах интерференции обращенных по времени путей с началом и концом у одного из контактов к КТ, что соответствует периоду  $h/2e$ .

Авторы искренне благодарят А. А. Жукова, Э. В. Девятова, А. А. Шашкина, А. А. Капустина, Ю. А. Нефедова, З. Д. Квона, В. Ф. Гантмахера и службу технической поддержки фирмы НТ-МДТ за помощь в работе и полезные обсуждения, Д. В. Шовкуна и М. Р. Трунина за предоставленную возможность проведения предварительных тестовых измерений в сосуде дьюара с жидким гелием, а также J. P. Kotthaus'a за возможность проведения оптической литографии в чистой комнате. Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований и Министерства образования и науки РФ.

1. C. W. J. Beenakker and H. van Houten, *Solid State Phys.* **44**, 1 (1991).
2. B. J. van Wees, L. P. Kouwenhoven, C. J. P. M. Harmans et al., *Phys. Rev. Lett.* **62**, 2523 (1989).
3. Д. Ю. Шарвин, Ю. В. Шарвин, *Письма в ЖЭТФ* **34**, 285 (1981).
4. V. Chandrasekhar, M. J. Rooks, S. Wind, and D. E. Prober, *Phys. Rev. Lett.* **55**, 1610 (1985).
5. C. J. B. Ford, T. J. Thornton, R. Newbury et al., *Appl. Phys. Lett.* **54**, 21 (1989).
6. C. W. J. Beenakker, *Rev. Mod. Phys.* **69**, 731 (1997).
7. R. Akis, J. P. Bird, D. Vasileska et al., in *Electron Transport in Quantum Dots*, Ed. J. P. Bird, Kluwer Academic Publishers, 2003; J. P. Bird, *J. Phys.: Cond. Matt.* **11**, R413 (1999).
8. A. M. Chang, H. U. Baranger, L. N. Pfeiffer, and K. W. West, *Phys. Rev. Lett.* **73**, 2111 (1994).

9. М. Ю. Мельников, В. С. Храпай, Д. Шух, статья будет опубликована в журнале ПТЭ.
10. H. Linke, L. Christensson, P. Omling, and P. E. Lindelof, Phys. Rev. B **56**, 1440 (1997).
11. P. Vøggild, A. Kristensen, H. Bruus et al., Phys. Rev. B **57**, 15408 (1998).
12. D. Ye Peide and S. Tarucha, Phys. Rev. B **59**, 9794 (1999).
13. B. Hackens, F. Delfosse, S. Faniel et al., Phys. Rev. B **66**, 241305(R) (2002).
14. C. M. Marcus, A. J. Rimberg, R. M. Westervelt et al., Phys. Rev. Lett. **69**, 506 (1992).
15. C. A. Marlow, R. P. Taylor, T. P. Martin et al., Phys. Rev. B **73**, 195318 (2006).
16. D. P. Pivin Jr., A. Andresen, J. P. Bird et al., Phys. E **6**, 404 (2000).
17. A. G. Huibers, M. Switkes, C. M. Marcus et al., Phys. Rev. Lett. **81**, 200 (1998).