

## Мезоскопические флуктуации термоэдс в периодической решетке антиточек

М. В. Буданцев<sup>+</sup>, Р. А. Лавров<sup>+</sup>, А. Г. Погосов<sup>+\*1)</sup>, А. Е. Плотников<sup>+</sup>, А. К. Бакаров<sup>+</sup>, А. И. Торопов<sup>+</sup>,  
Д. К. Мод<sup>o2)</sup>, Ж. К. Порталь<sup>△2)</sup>

<sup>+</sup>Институт физики полупроводников Сибирского отделения РАН, 630090 Новосибирск, Россия

<sup>\*</sup>Томский государственный университет, 630045 Томск, Россия

<sup>△</sup>Grenoble High Magnetic Fields Laboratory, MPI-FKF and CNRS, B.P.166, F-38042 Grenoble, France

Поступила в редакцию 22 января 2004 г.

Экспериментально обнаружены мезоскопические флуктуации термоэдс (МФТ) в гетеропереходе AlGaAs/GaAs с периодической решеткой антиточек, обладающей малым сопротивлением  $\sim 0.02 h/e^2$ , когда мезоскопические флуктуации кондактанса (МФК) отсутствуют с точностью эксперимента. Спектр МФТ содержит периодическую компоненту, связанную с  $h/e$ -осцилляциями Ааронова–Бома на площади, занимаемой одной антиточкой, в то время как  $h/2e$ -осцилляции не наблюдаются. Показано, что существенный вклад в МФТ вносит интерференция электронных траекторий, локализованных внутри бильярдов, образованных четырьмя соседними антиточками. В отличие от МФК в одиночных бильярдах автокорреляционная функция МФТ отклоняется от лоренцевской зависимости.

PACS: 73.23.Ad, 73.50.–h

Периодические решетки антиточек [1] являются разновидностью электронных бильярдов, которые широко изучаются как экспериментально, так и теоретически. При этом основное внимание уделяется, как правило, лишь одному из кинетических коэффициентов – проводимости (сопротивлению), в то время как другой кинетический коэффициент – термоэдс – остается слабоизученным. Магнетосопротивление решеток антиточек обнаруживает так называемые соизмеримые осцилляции [2–4], возникающие вследствие образования устойчивых электронных орбит [5, 6]. При понижении температуры на фоне соизмеримых осцилляций, имеющих классическую природу, наблюдаются флуктуации, связанные с интерференцией электронных волн – мезоскопические флуктуации кондактанса (МФК) [7–12]. В отличие от обычных разупорядоченных проводников МФК в электронных бильярдах не являются универсальными, а отражают особенности самих бильярдов и динамического хаоса в них [9]. В этой связи изучение мезоскопических эффектов в электронных бильярдах представляет значительный интерес. Однако экспериментальное исследование МФК возможно лишь в достаточно высокоомных проводниках, так как амплитуда этих флуктуаций имеет порядок  $\delta G \sim e^2/h$ , а следовательно, относительная ам-

плитуда флуктуаций измеряемой величины (сопротивления)  $\delta R/R = \delta G/G \sim (e^2/h)R$  пропорциональна самому сопротивлению. Таким образом, мезоскопические эффекты в сильно открытых системах остаются слабоизученными экспериментально. Термоэдс имеет существенные преимущества в этом отношении. Действительно, классическая величина термоэдс в вырожденных системах мала вследствие симметрии квазиэлектронов (над уровнем Ферми) и квазидырок (под уровнем Ферми). В мезоскопических системах эта симметрия нарушается и амплитуда мезоскопических флуктуаций оказывается больше средней величины термоэдс [13]. Таким образом, термоэдс является существенно более чувствительным инструментом для изучения мезоскопических явлений, чем магнетосопротивление.

В настоящей работе представлены результаты экспериментального исследования мезоскопических флуктуаций термоэдс (МФТ) в двумерном электронном газе (2ДЭГ) с периодической квадратной решеткой антиточек с низким сопротивлением  $\sim 0.02 h/e^2$ .

Экспериментальные образцы изготавливались на основе 2ДЭГ в гетеропереходе AlGaAs/GaAs с подвижностью электронов  $\mu = (5-7) \cdot 10^5$  см<sup>2</sup>/В·с и плотностью  $N_S = (2-5) \cdot 10^{11}$  см<sup>-2</sup> при помощи электронной литографии и последующего анизотропно-го плазма-химического травления. Период решетки составлял  $d = 0.9$  мкм, радиус антиточки с учетом слоев обеднения  $a = 0.2-0.3$  мкм. Антиточки

<sup>1)</sup>e-mail: pogosov@isp.nsc.ru

<sup>2)</sup>D. K. Maude, J. C. Portal.

располагались на холловском мостике с размерами  $L \times W = 9 \times 6$  мкм (рис.1). Для измерения термо-

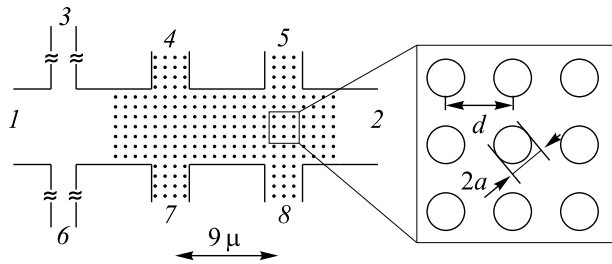


Рис.1. Геометрия экспериментального образца и расположение контактов. Период решетки  $d = 0.9$  мкм, радиус антиточек  $a = 0.2-0.3$  мкм

эдс изготавливался нагреватель в виде проводящего канала длиной 12 мкм и шириной 2 мкм, примыкающий к холловскому мостику.

Измерения термоэдс проводились стандартным методом локального разогрева, который позволяет измерять диффузионную термоэдс без вклада фонового увлечения (см. [14–16] и ссылки в них). Небольшой ток частоты  $f$  пропусклся через нагреватель (между контактами 3 и 6), а между различными парами контактов бильярда регистрировалась разность потенциалов на частоте  $2f$  как функция магнитного поля, перпендикулярного плоскости 2ДЭГ. Джоулево тепло греющего тока приводит к росту температуры электронного газа вблизи нагревателя и возникновению ее градиента вдоль бильярда. При достаточно низкой частоте  $f$  градиент температуры осциллирует с частотой  $2f$ , и, таким образом, измеряемое на этой частоте напряжение оказывается пропорционально термоэдс. В настоящей работе приводятся результаты исследования поперечного термонапряжения  $U_{47}$  (эффект Нернста–Эттингсгаузена). Ввиду несимметричности схемы измерения продольного термонапряжения  $U_{78}$  необходима его симметризация относительно смены знака магнитного поля. Эта процедура приемлема при изучении эффектов, связанных с классическим транспортом, когда термомагнитные явления описываются в терминах локального тензора термоэдс. Однако это усреднение теряет смысл при изучении мезоскопических флуктуаций термоэдс, которые нелокальны и, в общем случае, несимметричны относительно смены знака магнитного поля. По этой причине в настоящей работе мы ограничиваемся исследованием поперечного термонапряжения. На этой же структуре измерялось магнетосопротивление. Измерения проводились в рефрижераторе растворения фирмы Oxford Instruments при температуре  $T = 60$  мК. Магнитное поле было направ-

лено перпендикулярно плоскости 2ДЭГ и менялось в пределах от  $-2$  Тл до  $2$  Тл.

На рис.2а приведены зависимости продольного,  $R_L = U_{45}/I_{12}$ , и поперечного (холловского),  $R_H = U_{47}/I_{12}$ , сопротивлений от магнитного поля, изме-

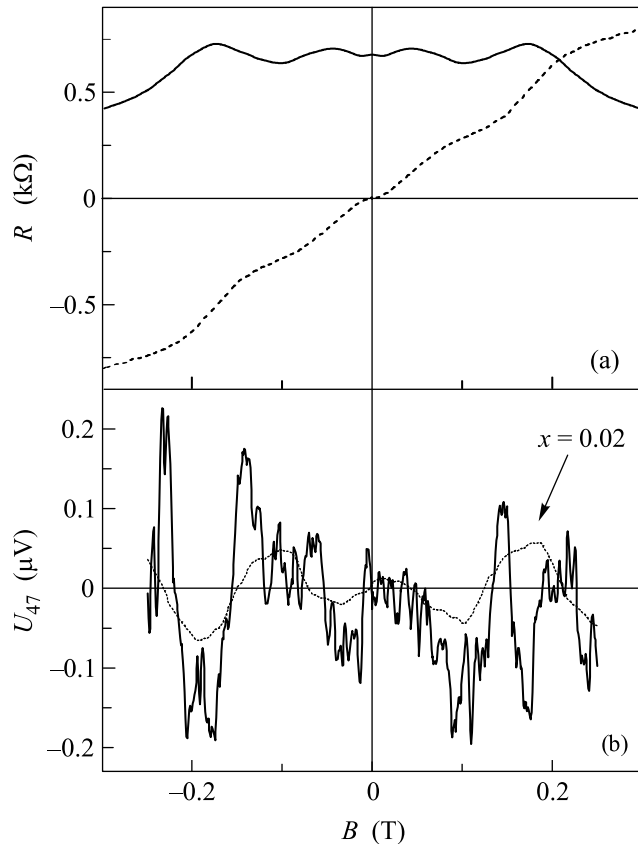


Рис.2. (а) Продольное (сплошная линия) и холловское (пунктир) магнетосопротивление. (б) Приведенные к одному масштабу термонапряжения  $U_{47}$ , измеренные при минимальном,  $I_{36} = 3.5 \cdot 10^{-7}$  А (сплошная линия) и максимальном,  $I_{36} = 4 \cdot 10^{-6}$  А (пунктир), греющих токах

ренные при тянущем токе  $I_{12} = 10^{-9}$  А. Продольное магнетосопротивление имеет хорошо выраженные осцилляции магнетосопротивления с основным пиком, расположенным в магнитном поле  $B \approx 0.18$  Тл, что соответствует соизмеримому условию  $2R_c = d$ , где  $R_c$  – ларморовский радиус электрона. Холловское сопротивление нелинейно в этой области магнитных полей. Подобное поведение магнетосопротивления решеток антиточек обусловлено классической хаотической динамикой электронов, движущихся в периодическом потенциале антиточек [5, 6]. Из рисунка видно, что мезоскопические флуктуации кондуктанса не наблюдаются. Детальный анализ этих зависимостей показывает, что МФК имеют амплитуду,

меньшую уровня шума аппаратуры ( $\Delta U < 0.05$  нВ). Для проверки отсутствия эффекта разогрева 2ДЭГ тянущим током, который мог бы привести к подавлению МФК, магнетосопротивление измерялось при  $I_{12} = 10^{-10}$  А, однако это приводило лишь к ухудшению отношения сигнал/шум. Таким образом, можно сделать вывод о том, что МФК открытой решетки антиоточек отсутствуют с точностью эксперимента.

Совершенно иное поведение обнаруживает термонапряжение  $U_{47}$  (рис.2б). При достаточно сильных греющих токах  $I_{36} = 4 \cdot 10^{-6}$  А, приводящих к значительному разогреву электронной подсистемы и отрыву электронной температуры от решеточной  $T_e \gg \gg T_L$ , термоэдс является плавной функцией магнитного поля и содержит заметные осцилляции, сопровождающиеся переменной знака. При этом особенности на кривых магнетосопротивления и термоэдс скоррелированы, что позволяет сделать вывод о том, что они также определяются классической хаотической динамикой электронов. Зависимость  $U_{47}(B)$  антисимметрична по магнитному полю, что находится в соответствии с соотношением Онзагера для недиагональной компоненты тензора термоэдс. Подробное исследование соизмеримых осцилляций термоэдс классической природы будет предметом отдельной работы. При уменьшении греющего тока поведение термоэдс кардинально изменяется: на фоне плавных классических осцилляций появляются воспроизводимые высокочастотные флуктуации, относительная амплитуда которых растет и при греющем токе  $I_{36} = 3.5 \cdot 10^{-7}$  А становится значительно больше амплитуды классических осцилляций термоэдс. Сильная зависимость флуктуаций термоэдс от электронной температуры позволяет сделать вывод о том, что они являются результатом квантовой интерференции.

МФТ можно выделить на фоне плавного изменения термоэдс, имеющего классическую природу, вычтя из кривой  $U_1(B)$ , соответствующей малой мощности, кривую  $U_2(B)$ , соответствующую большой мощности, где МФТ подавлены. При этом, однако, необходимо учесть, что, согласно формуле Мотта,  $S = eL_0(d \ln \sigma / dE)T_e$  ( $L_0 = \pi^2 k_B^2 / 3e^2$  – число Лоренца,  $k_B$  – постоянная Больцмана,  $e$  – заряд электрона), а термонапряжение  $U = S \nabla T_e = eL_0(d \ln \sigma / dE)T_e \nabla T_e$ , то есть пропорционально средней температуре электронного газа и ее градиенту внутри образца. Обе эти величины изменяются при изменении мощности разогрева, поэтому для выделения МФТ необходимо брать разность  $U_{MFT}(B) = U_1(B) - \alpha U_2(B)$ , где  $\alpha = T_{e1} \nabla T_{e1} / (T_{e2} \nabla T_{e2})$ , а индексы 1 и 2 относятся к слабому и сильному ра-

зогреву, соответственно. В нашем случае коэффициент  $\alpha \approx 0.02$  находился из предположения, что МФТ и осцилляции классической природы не скоррелированы, то есть из условия, что коррелятор  $C(U_{MFT}, U_2) = 0$ . Выделенные таким образом мезоскопические флуктуации термонапряжения  $U_{MFT}$  приведены на рис.3а.

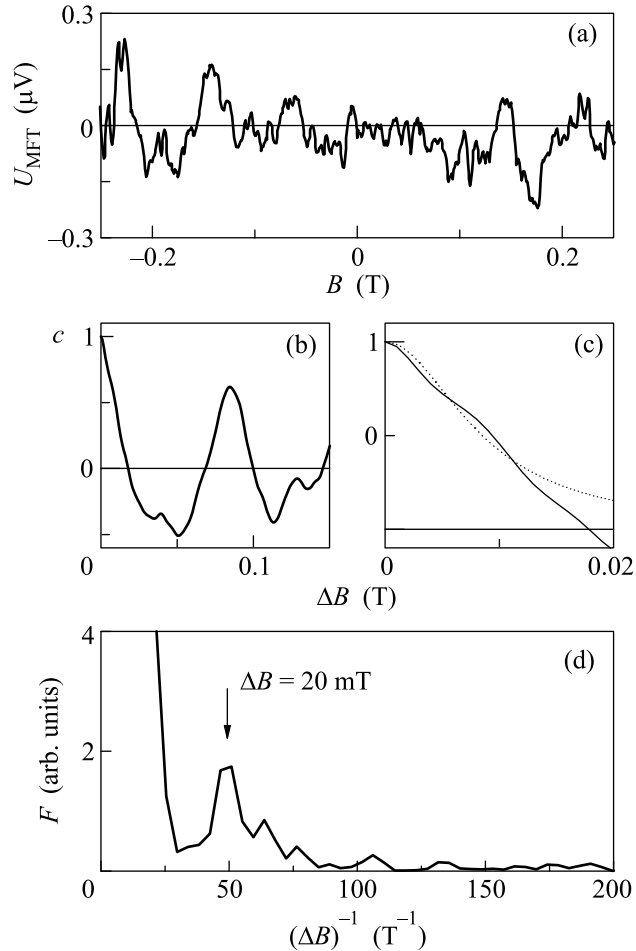


Рис. 3. (а) Мезоскопические флуктуации термонапряжения  $U_{MFT}$ , выделенные на фоне классических соизмеримых осцилляций термонапряжения; автокорреляционная функция  $C(U_{MFT})$  (b,c) и спектр Фурье (d) мезоскопических флуктуаций; пунктирной линией на (c) показано наилучшее приближение автокорреляционной функции лоренцевской кривой в области малых  $\Delta B$

Автокорреляционная функция  $C(\Delta B)$  мезоскопических флуктуаций термоэдс представлена на рис.3б. Корреляционное магнитное поле  $\Delta B_c \approx 9$  мТл соответствует площади  $\Phi_0 / \Delta B_c \approx 0.5$  мкм<sup>2</sup>, где  $\Phi_0 = h/e$  – квант магнитного потока. Как известно, в обычных разупорядоченных проводниках  $\Phi_0 / \Delta B_c = \min(L_\varphi^2, S)$ , где  $L_\varphi$  – длина фазовой когерентности,  $S$  – характерная площадь образца. В нашем слу-

чае оценка времени сбоя фазы, согласно [17], при  $T = 60$  мК дает  $\tau_\varphi \approx 2 \cdot 10^{-9}$  с, что соответствует  $L_\varphi = \sqrt{D\tau_\varphi} \approx 8$  мкм. Экспериментальный образец имеет примерно такие же размеры. Таким образом,  $\Phi_0/\Delta B_c$  оказывается существенно меньше как  $L_\varphi^2$ , так и площади образца. Предположим, что основной вклад в МФТ вносит интерференция электронных траекторий, локализованных внутри бильярдных типа перекресток, образованных четырьмя соседними антиточками. Площади этих бильярдных равны  $S_4 = d^2 - \pi a^2 \approx 0.6$  мкм<sup>2</sup>. В случае одиночного бильярда, согласно [18],  $\Phi_0/\Delta B_c$  совпадает с площадью, охватываемой классическими траекториями, проходящими через бильярд, то есть должно быть  $\Phi_0/\Delta B_c \approx S_4$ , что и наблюдается в нашем случае. Таким образом, существенный вклад в МФТ вносит интерференция электронных траекторий внутри перекрестков между четырьмя соседними антиточками.

На хвосте автокорреляционной функции (при  $\Delta B > \Delta B_c$ ) наблюдаются осцилляции значительной амплитуды. Численное моделирование, проведенное в работе [18], показывает, что подобные осцилляции имеют место также и для случая МФК и связаны с неуниверсальным поведением коротких траекторий. В этой же работе показано, что в области малых  $\Delta B$  автокорреляционная функция МФК одиночного бильярда (в том числе и бильярда типа перекресток) хорошо описывается лоренцевской кривой. Рис.3с показывает, что в нашем случае, то есть для МФТ в периодической решетке таких перекрестков, форма кривой  $C(\Delta B)$  плохо описывается лоренцианом. Нам не удалось найти однозначного объяснения этому расхождению. Оно может быть связано с отличием спектра МФТ от МФК в одиночном бильярде, а также с наличием интерферирующих электронных траекторий, выходящих за рамки перекрестка. Такая интерференция действительно может наблюдаться в нашей системе. В самом деле, сравним  $\tau_\varphi$  с временем  $\tau_t$ , которое электрон "проводит" в перекрестке между четырьмя соседними антиточками. Последнее можно оценить из значения классической величины проводимости, предположив, что электрон совершает случайные скачки на расстояние порядка  $d$  за время  $\tau_t$  (это предположение оправдано, если время пролета до соседнего перекрестка  $d/v_F$  существенно меньше  $\tau_t$ ). Для коэффициента диффузии тогда имеем  $D = d^2/\tau_t$ . Определив коэффициент диффузии из измеренного значения проводимости, находим  $\tau_t \approx 2.5 \cdot 10^{-11}$  с. Эта величина существенно больше  $d/v_F \approx 4 \cdot 10^{-12}$  с, что оправдывает сделанное предположение. Таким образом, в нашей системе  $d/v_F \ll \tau_t \ll \tau_\varphi$ . Первое

неравенство объясняет подавляющий вклад в МФТ электронных траекторий, интерферирующих внутри перекрестка между четырьмя соседними антиточками, о котором шла речь выше, в то время как второе неравенство ( $\tau_t \ll \tau_\varphi$ ) позволяет ожидать также вклада и длинных электронных траекторий, выходящих за пределы одного перекрестка, в спектр МФТ.

Фурье-спектр МФТ, представленный на рис.3д, показывает, что флуктуации термоэдс квазипериодичны и содержат компоненту, осциллирующую с периодом  $\Delta B = 20$  мТл. Этот период соответствует  $h/e$ -осцилляциям Ааронова–Бома, связанным с квантованием магнитного потока через площадь  $\pi a^2$ , занимаемую одной антиточкой ( $\Delta B = (h/e)/\pi a^2$ ). Феноменологически в нашей системе можно ожидать  $h/e$ - и  $h/2e$ -осцилляции Ааронова–Бома на площадях  $d^2$ ,  $\pi a^2$  и  $d^2 - \pi a^2$ . Ранее сообщалось о наблюдении в решетках антиточек осцилляций проводимости с периодом  $\Delta B = (h/2e)/d^2$  [19] и  $\Delta B = (h/e)/(d^2 - \pi a^2)$  [9]. В нашем случае частоты всех упомянутых осцилляций отстоят друг от друга на величины, существенно превышающие ширину пика в спектре МФТ при  $\Delta B = 20$  мТл, так что этот пик можно однозначно связать с  $h/e$ -осцилляциями на площади  $\pi a^2$ . Следует отметить, что для существования осцилляций такого типа необходима интерференция на длинных электронных траекториях, охватывающих антиточку, то есть проходящих как минимум через четыре смежных перекрестка. Такая интерференция, как было показано выше, в нашей системе возможна. Важной особенностью спектра МФТ в нашей системе является отсутствие  $h/2e$ -осцилляций, которые обычно рассматриваются как периодическая модуляция эффекта слабой локализации. Этот результат находится в согласии с недавней работой, посвященной изучению термоэдс квантовых точек [15], в которой наблюдались МФТ, в то время как эффекты слабой локализации не проявлялись. Теоретически, поведение  $h/e$ - и  $h/2e$ -осцилляций в решетках должно существенно различаться. Действительно,  $h/e$ -осцилляции в каждой ячейке имеют случайные фазы, и при усреднении их амплитуда подавляется как  $1/\sqrt{N}$ , где  $N$  – число ячеек. В этих же условиях амплитуда осцилляций Альтшулера–Аронова–Спивака [20], имеющих период  $h/2e$ , не подавляется, так как эти осцилляции обусловлены интерференцией на парах траекторий, переходящих друг в друга при обращении времени и, следовательно, имеющих нулевую разность фаз в отсутствие магнитного поля. При наличии в системе большого числа пар таких траекторий, охватывающих различные площади,

$h/2e$ -осцилляции могут быть подавлены магнитным полем. При изучении кондактанса такое поведение  $h/e$ - и  $h/2e$ -осцилляций подтверждается экспериментально [21]. В недавней работе [22], однако, сообщается о наблюдении  $h/e$ - и отсутствии  $h/2e$ -осцилляций кондактанса в слабых магнитных полях. Детальное объяснение всех особенностей МФТ, обнаруженных в настоящей работе, выходит за рамки существующих моделей и требует отдельного теоретического изучения.

В заключение отметим, что мы экспериментально исследовали диффузионную термоэдс в сильно открытой квадратной решетке антиточек с сопротивлением  $\sim 0.02 h/e^2$  при температуре 60 мК. Обнаружены хорошо выраженные мезоскопические флуктуации термоэдс, в то время как мезоскопические флуктуации кондактанса отсутствуют с точностью эксперимента. Анализ автокорреляционной функции  $C(\Delta V)$  МФТ показывает, что они обусловлены интерференцией электронных траекторий, геометрически локализованных внутри перекрестков, образованных четырьмя соседними антиточками. В отличие от МФК одиночных бильярдов,  $C(\Delta V)$  для МФТ в решетке антиточек при малых  $\Delta V$  не описывается лоренцевской зависимостью. В спектре МФТ обнаружена периодическая компонента, соответствующая  $h/e$ -осцилляциям на площади, занимаемой одной антиточкой. Таким образом, в работе продемонстрировано, что в случае сильно открытых систем, где влияние мезоскопических эффектов на традиционно изучаемое сопротивление оказывается малым или ненаблюдаемым, термоэдс предоставляет уникальную возможность для экспериментального исследования квантовых мезоскопических явлений.

Работа выполнена при поддержке гранта Президента РФ МК-253.2003.02, ИНТАС (грант 03-55-639) и Российского фонда фундаментальных исследований (грант # 04-02-16894).

---

1. K. Ensslin and P. M. Petroff, Phys. Rev. **B41**, 12307 (1990).

2. A. Lorke, J. P. Kotthaus, and K. Ploog, Superlattices and Microstructures **9**, 103 (1991).

3. D. Weiss, M. L. Roukes, A. Menschig et al., Phys. Rev. Lett. **66**, 2790 (1991).

4. Г. М. Гусев, З. Д. Квон, В. М. Кудряшов и др., Письма в ЖЭТФ **54**, 369 (1991).

5. Э. М. Баскин, Г. М. Гусев, З. Д. Квон и др., Письма в ЖЭТФ **55**, 649 (1992).

6. R. Fleischmann, T. Geisel, and R. Ketzmerick, Phys. Rev. Lett. **68**, 1367 (1992).

7. Г. М. Гусев, З. Д. Квон, Л. В. Литвин и др., Письма в ЖЭТФ **55**, 129 (1992).

8. F. Nihey and K. Nakamura, Physica **B184**, 398 (1993).

9. М. В. Буданцев, З. Д. Квон, А. Г. Погосов и др., Письма в ЖЭТФ **59**, 614 (1994).

10. R. Schuster, K. Ensslin, D. Wharam et al., Phys. Rev. **B49**, 8510 (1994).

11. M. V. Budantsev, Z. D. Kvon, A. G. Pogosov, and L. V. Litvin, Superlattices and Microstructures, **24**, 291 (1998).

12. A. Dorn, M. Sigrist, A. Fuhrer et al., Appl. Phys. Lett. **80**, 252 (2002).

13. А. В. Анисович, Б. Л. Альтшулер, А. Г. Аронов, А. Ю. Зюзин, Письма в ЖЭТФ **45**, 237 (1987).

14. N. J. Appleyard, J. T. Nicholls, M. Y. Simmons et al., Phys. Rev. Lett. **81**, 3491 (1998).

15. S. F. Godijn, S. Moller, H. Buhmann, and L. W. Molenkamp, Phys. Rev. Lett. **82**, 2927(1999).

16. A. G. Pogosov, M. V. Budantsev, D. Uzur et al., Phys. Rev. **B66**, 201303 (2002).

17. B. L. Altshuler, A. G. Aronov, and D. E. Khmel'nitsky, J. Phys. **C15**, 7367 (1982).

18. R. A. Jalabert, H. U. Baranger, and A. D. Stone, Phys. Rev. Lett. **65**, 2442 (1990).

19. F. Nihey, S. W. Hwang, and K. Nakamura, Phys. Rev. **B51**, 4649 (1995).

20. Б. Л. Альтшулер, А. Г. Аронов, Б. З. Спивак, Письма в ЖЭТФ **33**, 101 (1981).

21. C. P. Umbach, C. Van Haesendonck, R. B. Laibowitz et al., Phys. Rev. Lett. **56**, 386 (1986).

22. C. Naud, G. Faini, and D. Mailly, Phys. Rev. Lett. **86**, 5104 (2001).