

## Наблюдение соизмеримых осцилляций термоэдс в решетке антиточек

А. Г. Погосов<sup>1)</sup>, М. В. Буданцев, Р. А. Лавров, А. Е. Плотников, А. К. Бакаров, А. И. Торопов

Институт физики полупроводников Сибирского отделения РАН, 630090 Новосибирск, Россия

Поступила в редакцию 24 марта 2005 г.

Обнаружены осцилляции соизмеримости термоэдс в квадратной решетке антиточек, связанные с геометрическими резонансами классического движения электронов в магнитном поле. Наблюдаемые осцилляции существенно более выражены, чем аналогичные осцилляции магнетосопротивления. Недиagonalная компонента тензора термоэдс (эффект Нернста–Эттингсхаузена) меняет знак при резонансах. Дополнительные измерения магнетосопротивления позволяют проверить корректность использованного метода измерения термоэдс, а также получить информацию о распределении температуры в образце.

PACS: 73.23.Ad, 73.50.Jt, 73.50.Lw

Периодическая решетка круглых искусственных рассеивателей (антиточек) в двумерном электронном газе (2ДЭГ) с высокой подвижностью носителей является одним из примеров твердотельных электронных билиардов Синая. Классическое движение электронов в таких билиардах может рассматриваться как баллистическое и описываться в рамках теории динамического хаоса. Осцилляции соизмеримости магнетосопротивления, наблюдаемые экспериментально в решетках антиточек при магнитных полях, в которых циклотронный диаметр электрона соизмерим с периодом решетки или другим характерным размером решетки (геометрические резонансы) [1–3], отражают фундаментальное свойство динамического хаоса, а именно наличие областей устойчивости в фазовом пространстве [3–5]. Наличие устойчивых регулярных траекторий электронов приводит также и к некоторым другим экспериментально наблюдаемым эффектам, связанным с квазиклассическим электронным переносом, таким как нелокальные [6] и нелинейные эффекты [7]. Классический хаос также проявляется в явлениях, обусловленных квантовой интерференцией, таких как слабая локализация [8] и эффект Аронова–Бома [9, 10]. Это потребовало существенного пересмотра теорий, описывающих квантовые поправки к проводимости систем с динамическим хаосом [11].

До настоящего времени изучение транспортных свойств электронных билиардов сводилось в основном к исследованию магнетосопротивления, в то время как другой кинетический коэффициент — термоэдс — изучался гораздо менее интенсивно. Однако термоэдс, связанная с производной проводимости по

энергии, дает дополнительную информацию о явлениях переноса в таких системах и, что также важно, отражает некоторые новые аспекты динамического хаоса, которые невозможно обнаружить при исследовании магнетосопротивления. Это было успешно продемонстрировано в недавней работе, посвященной изучению мезоскопических флуктуаций термоэдс открытой (с кондактансом  $\gg e^2/h$ ) решетки антиточек [12]. В закрытых системах (с кондактансом  $\sim e^2/h$ ) изучалась термоэдс квантовых точечных контактов [13], квантовых точек [14], а также наноструктур с кулоновской блокадой [15, 16]. В недавней работе [17] было также представлено исследование термоэдс высокоподвижного двумерного электронного газа в слабых магнитных полях. В работе [18] было проведено изучение термоэдс многоконтактного баллистического проводника — электронного билиарда типа “гусеница”, что потребовало применения формализма Ландауэра–Бюттикера, обобщенного на случай термомангнитных явлений.

В данной работе представлено экспериментальное исследование диффузионной термоэдс в двумерной квадратной решетке антиточек. Решетка изготавливалась на основе 2ДЭГ в гетеропереходе GaAs/AlGaAs с электронной плотностью  $N_s = (2 - 5) \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$  и подвижностью  $\mu = (5 - 7) \cdot 10^5 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$  посредством электронной литографии и последующего плазменного травления. Решетка с периодом  $d = 0.9 \text{ мкм}$  и радиусом антиточек  $a = 0.2 - 0.3 \text{ мкм}$  покрывала холловский мостик с размерами  $L \times W = 9 \times 6 \text{ мкм}^2$ .

Для измерения термоэдс использовался метод греющего тока: изготавливался нагреватель в виде проводящего канала длиной 12 мкм и шириной 2 мкм, примыкающий к холловскому мостику (см. встав-

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

ку на рис.1), и через него пропускался греющий ток частотой  $f$ . Джоулево тепло, выделяющееся

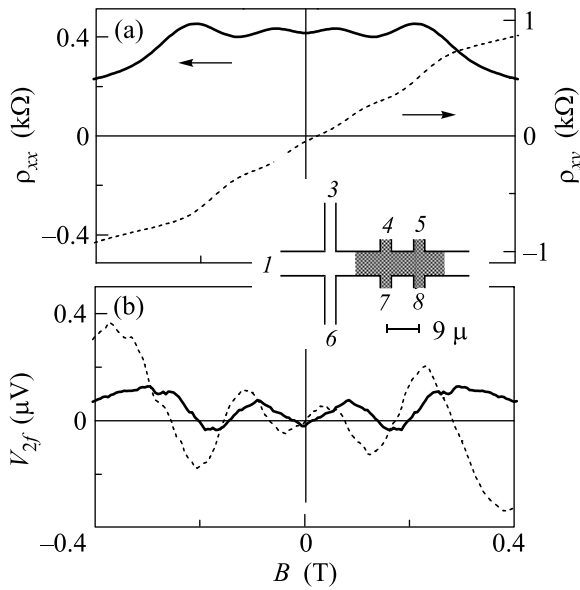


Рис.1. (а) Магнетополевая зависимость диагональной (сплошная линия) и недиагональной (пунктир) компонент тензора магнетосопротивления (тянущий ток  $I_{12} = 0.1$  мкА,  $f = 7$  Гц). (б) Магнетополевая зависимость продольной термоэдс, измеренной на контактах 78 (сплошная линия) и поперечной термоэдс, измеренной на контактах 47 (пунктир) на частоте  $2f$  (греющий ток  $I_{36} = 1$  мкА,  $f = 7$  Гц). На вставке показана геометрия экспериментального образца

вследствие приложенного переменного тока, локально увеличивает температуру электронного газа (время электрон-электронных столкновений существенно меньше, чем электрон-фононных), и вдоль образца возникает градиент электронной температуры, осциллирующий с частотой  $2f$ . Таким образом, падение напряжения, измеренное на этой частоте, пропорционально термоэдс решетки антиточек. Этим методом измеряется диффузионная компонента термоэдс (без вклада фононного увлечения), поскольку возрастает только температура электронов, в то время как температура фононной подсистемы остается практически неизменной [19].

В данной работе исследуются как диагональная, так и недиагональная (эффект Нернста—Эттингсхаузена) компоненты тензора термоэдс. Тот же холловский мостик использовался и для дополнительных измерений магнетосопротивления.

Экспериментальные зависимости магнетосопротивления и термоэдс для образца с плотностью электронов  $N_1 = 3.4 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ , измеренные при температуре  $T = 1.7$  К, представлены на рис.1. На кри-

вой  $\rho_{xx}$  при  $B \approx 0.21$  Тл наблюдается пик соизмеримости, сопровождающийся небольшой особенностью в  $\rho_{xy}$ . Этот пик соответствует основному соизмеримому условию  $2R_c \approx d$ , где  $R_c$  – циклотронный радиус. В более слабых магнитных полях  $B < 0.1$  Тл наблюдается еще один пик, связанный с траекториями электронов, распространяющихся в канале, разрушаемыми магнитным полем [20, 4, 6]. Обе компоненты тензора термоэдс  $\hat{S}$  также проявляют осцилляции соизмеримости, выраженные сильнее, чем аналогичные особенности в магнетосопротивлении. Наиболее резкие аномалии (с переменной знака) наблюдаются в  $S_{xy}$  при магнитных полях, соответствующих пикам в  $\rho_{xx}$ .

Хорошо известно, что термоэдс можно связать с производной проводимости (сопротивления) по энергии при помощи формулы Мотта, которая может быть записана в виде

$$\hat{S} = \frac{\pi^2 k^2 T}{3e} \hat{\rho} \frac{d\hat{\rho}^{-1}}{dE}, \quad (1)$$

где  $k$  – постоянная Больцмана,  $e$  – заряд электрона,  $\hat{\rho}$  – тензор удельного сопротивления, а производная берется при энергии Ферми. В свою очередь, производная сопротивления по энергии может быть выражена через производную по магнитному полю, аналогично тому, как это было сделано в [18]. Действительно, в общем виде проводимость может быть получена из формулы Кубо [21]

$$\sigma_{\alpha\beta} = e^2 \nu \int_0^\infty e^{-t/\tau} \langle v_\alpha(t) v_\beta(0) \rangle dt. \quad (2)$$

Здесь  $\tau$  – время релаксации в системе без антиточек,  $\nu$  – двумерная плотность состояний. В случае решетки антиточек с радиусом  $a$  и периодом  $d$  это приводит к следующей параметрической формуле для сопротивления:

$$\rho_{\alpha\beta} = \frac{h}{e^2} \frac{1}{k_F d} F_{\alpha\beta} \left( \frac{R_c}{d}, \frac{a}{d}, \frac{l}{d} \right), \quad (3)$$

где  $F_{\alpha\beta}$  – безразмерная функция,  $l$  – длина свободного пробега по остаточным примесям, а  $k_F$  – фермиевский волновой вектор. Учитывая, что  $l$  не зависит от энергии, и принимая, что  $a$  также не зависит от энергии (модель твердых стенок), можно записать производную сопротивления по энергии как

$$\frac{d\hat{\rho}}{dE} = \frac{\partial \hat{\rho}}{\partial R_c} \frac{\partial R_c}{\partial E} + \frac{\partial \hat{\rho}}{\partial k_F} \frac{\partial k_F}{\partial E} = -\frac{1}{2E_F} \left( \frac{\partial \hat{\rho}}{\partial B} B + \hat{\rho} \right). \quad (4)$$

Подстановка (4) в (1) дает

$$\hat{S} = \frac{\pi^2 k}{6 e E_F} \frac{kT}{d \ln B} \frac{d \ln(\hat{\rho} B)}{d \ln B}. \quad (5)$$

Полученное выражение позволяет сравнивать экспериментально измеренную термоэдс с термоэдс, пересчитанной из экспериментальной магнетополовой зависимости тензора сопротивления. Это сравнение представлено на рис.2, где пунктирной линией показана зависимость, пересчитанная из измеренных

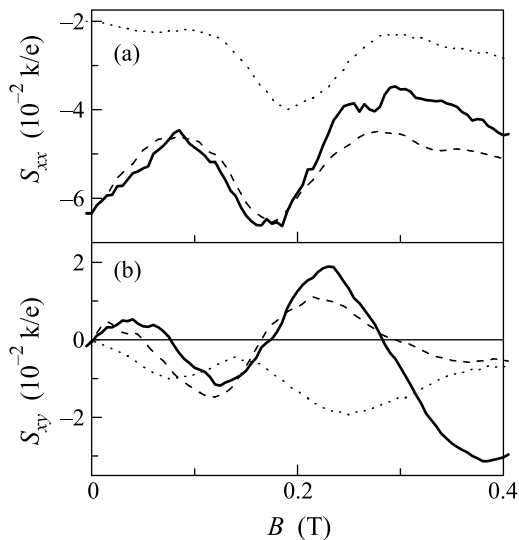


Рис.2. (а) Диагональная компонента тензора термоэдс, измеренная непосредственно (сплошная линия), а также пересчитанная с помощью соотношения (1) из полученных экспериментально тензоров магнетосопротивления  $\hat{\rho}_1, \hat{\rho}_2$ , измеренных для двух состояний образца с близкими значениями электронных плотностей (штриховая линия), и пересчитанная с помощью соотношения (5) из производной  $\hat{\rho}(B)$  по магнитному (пунктирная линия). (б) То же для недиагональной компоненты тензора термоэдс

$\rho_{xx}(B)$  и  $\rho_{xy}(B)$  на основе (5). В случае  $S_{xx}(B)$  измеренная и пересчитанная термоэдс в окрестности основного пика соизмеримости качественно совпадают. Однако в случае недиагональной компоненты тензора термоэдс  $S_{xy}$  наблюдается качественное различие между рассчитанной и непосредственно измеренной зависимостями. Это означает, что модель твердых стенок в данном случае неприменима. Возможной причиной является зависимость от энергии радиуса антиочки, возникающая вследствие зависимости от энергии толщины слоя обеднения, который формирует границу антиочки. Строго говоря, можно было бы предположить и другую причину, связанную с использованным методом измерений или применимостью формулы Мотта в нашем случае. Чтобы исключить эту возможность, были проведены дополнительные независимые измерения производной проводимости по энергии для сравнения с зависимостями термоэдс. Были измерены тензоры сопро-

тивления ( $\hat{\rho}_1, \hat{\rho}_2$ ) для двух состояний образца со слабо отличающимися концентрациями электронов  $N_1, N_2$  ( $N_2 = 1.1N_1$ ), полученных освещением образца при помощи светодиода. Затем термоэдс рассчитывалась по формуле (1), где производная  $\hat{\rho}$  по энергии была выражена через производную по электронной плотности  $d\hat{\rho}(B)/dE \approx \nu[\hat{\rho}_2(B) - \hat{\rho}_1(B)]/[N_2 - N_1]$ . Магнетополовые зависимости диагональной  $S_{xx}^N(B)$  и недиагональной  $S_{xy}^N(B)$  компонент тензора термоэдс, пересчитанные описанным способом, приведены на рис.2 (пунктирные линии). Видно хорошее соответствие между ними и термоэдс, измеренной непосредственно, для обеих компонент тензора термоэдс. Это подтверждает корректность использованного экспериментального метода измерения термоэдс и справедливость формулы Мотта для нашего случая.

Полученные зависимости  $S_{xx}^N(B)$  и  $S_{xy}^N(B)$  содержат также важную информацию о температурном распределении в образце, необходимую для перевода измеренных термонапряжений в единицы термоэдс. Важными параметрами этого распределения являются разница температур между контактами 7 и 8 (см. вставку на рис.1)  $\Delta T_{78}$ , задающая масштаб для  $S_{xx}$ , и средний температурный градиент на линии, соединяющей контакты 4 и 7  $\nabla_x T|_{47}$ , задающий масштаб для  $S_{xy}$ :  $V_{47}(B) = S_{xy}(B)W\nabla_x T|_{47}$ . Полученные значения этих параметров  $\Delta T_{78} = 30$  мК и  $\nabla_x T|_{47} = 20$  мК/мкм, соответствующие зависимостям  $S_{xx}(B)$  и  $S_{xy}(B)$  на рис.2, были выбраны для наилучшего совпадения с кривыми  $S_{xx}^N(B)$  и  $S_{xy}^N(B)$ . В то же время, температурное распределение в образце  $T(x, y)$  может быть получено из решения уравнения теплопроводности  $\Delta T(x, y) = (T(x, y) - T_L)/L_T^2$ , где  $L_T$  – длина релаксации температуры, описывающая переход энергии к фононной системе. Для определения этой длины экспериментально была измерена термоэдс между контактами 5 и 8, находящимися дальше от нагревателя, чем контакты 4 и 7. Измерения показали, что  $V_{58}(B) \approx 0.2V_{47}(B)$ . Это означает, что  $\nabla_x T|_{58} \approx 0.2\nabla_x T|_{47}$ . Это соотношение было использовано как дополнительное условие для численного решения уравнения теплопроводности. Результаты расчета показаны на рис.3 вместе с граничными условиями, использованными при вычислениях. Полученное значение  $L_T$  равно 11 мкм, а интересующие нас параметры  $\nabla_x T|_{47} = 27$  мК/мкм и  $\Delta T_{78} = 26$  мК. Эти значения близки к вышеприведенным масштабировующим коэффициентам, приводящим кривые  $S_{xx}(B)$  и  $S_{xy}(B)$  в наилучшее соответствие с кривыми  $S_{xx}^N(B)$  и  $S_{xy}^N(B)$  (рис.2). Следует также отметить, что длина  $L_T$  может быть получена независимо теоретически из уравнения  $N_s dP/dT_e = \kappa/L_T^2$ ,

Место для тонового рисунка

Рис.3. Эквивалентная тепловая цепь и температурное распределение (в логарифмической шкале) в области образца, занятой антиточками при  $B = 0$  и приложенном греющем токе. Разность  $T(x, y) - T_L$  падает от 500 мК в окрестности нагревателя (контакты 3–6, см. вставку на рис.1) до 6 мК (контакт 2).  $P_H = 2 \cdot 10^{-10}$  Вт, термические проводимости проводников немодулированного 2ДЭГ  $\kappa_1$  и  $\kappa_2$  эквивалентны кондактансам 60 Ом и 200 Ом

где  $P = \dot{Q}(T_e) - \dot{Q}(T_L)$  – суммарная мощность, передающаяся от электронов к фононам. Как было показано теоретически, при  $T_e \lesssim 2$  К  $\dot{Q}$  определяется экранированным пьезоэлектрическим взаимодействием, которое дает  $\dot{Q} \propto T^5$  [22]. Наличие анизотропии закона дисперсии фононов [23] приводит к формуле  $\dot{Q} \approx 270T^5 N_S^{-3/2}$  (где  $T$  измеряется в единицах К, а  $N_S$  – в  $10^{11} \text{ см}^{-2}$ ). Аналогичная зависимость  $\dot{Q}(T_e)$  была получена экспериментально для 2ДЭГ в гетеропереходе GaAs/AlGaAs, и было показано, что поведение  $T^5$  сохраняется до температур 3 К и выше [24]. Соответствующие расчеты для нашего случая приводят к оценке длины релаксации температуры  $L_T \approx 10$  мкм, что хорошо согласуется с экспериментальными оценками  $L_T$ .

Основная задача, возникающая при интерпретации магнетотранспортных аномалий в системах с динамическим хаосом, состоит в выявлении устойчивых электронных траекторий, ответственных за наблюдаемые особенности. Для решения этой задачи обычно применяют численное моделирование. Однако прямой расчет кинетических коэффициентов, основанный на усреднении вкладов траекторий всех типов, не решает поставленную задачу. В связи с этим последовательная интерпретация требует отдельного теоретического рассмотрения, которое для случая магнетосопротивления представлено, например, в работе [4]. Мы ограничимся рассмотрением вклада устойчивых убегающих электронных траекторий, ответственных за аномалии магнетосопротивления [3], в наблюдаемые особенности термоэдс.

Как известно, в разупорядоченном проводнике при низких температурах термоэдс мала, поскольку

квазиэлектроны (над уровнем Ферми) и квазидырки (под уровнем Ферми) при наличии градиента температуры движутся в одном направлении, и переносимый ими заряд практически компенсируется. В системах с динамическим хаосом кроме хаотического движения носителей существуют также устойчивые траектории, обладающие аномальными коэффициентами диффузии. В модели твердых стенок электроны рассматриваются как частицы, движущиеся по дугам с циклотронным радиусом  $R_c$  в промежутках между упругими столкновениями с границами антиточек. Результаты численного моделирования, основанного на этой модели и формулах (2), (1) и (4), показывающие долю устойчивых убегающих траекторий и их вклад в термоэлектрические коэффициенты, приведены на рис.4. Следует отметить, что о вкладе траекторий в термоэдс говорить не совсем корректно,

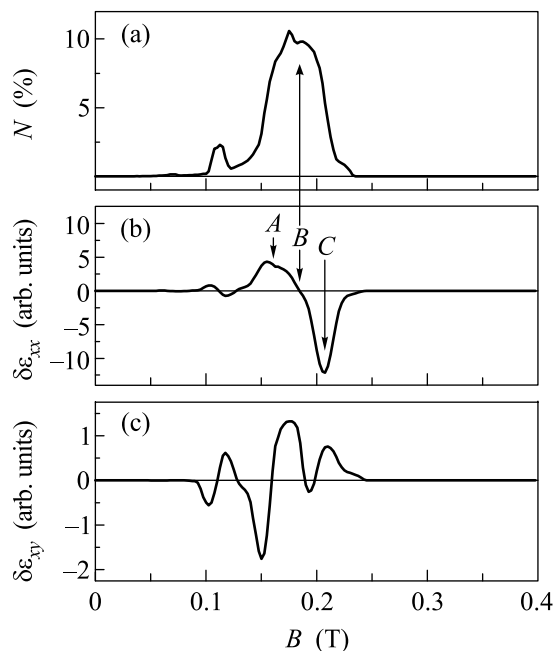


Рис.4. Рассчитанные при помощи численного моделирования магнетополевые зависимости доли (a) и вклада в диагональную (b) и недиагональную (c) компоненты термоэлектрического тензора убегающих и околоубегающих траекторий

но, поскольку, согласно (1), вклад группы траекторий в тензор термоэдс, в отличие от термоэлектрического тензора  $\hat{\epsilon} = \hat{\sigma}\hat{S}$ , неаддитивен. Из рисунка видно, что доля этих траекторий максимальна при некотором магнитном поле (точка B на рис.4a), соответствующем резонансному циклотронному радиусу  $R_c^*$ . При этом как квазиэлектроны, так и квазидырки движутся по устойчивым убегающим траекториям и имеют аномально высокие, но близкие значения подвижностей

тей. В результате, их вклад  $\delta\epsilon_{xx}$  в диагональную компоненту термоэлектрического тензора, как и в случае разупорядоченного проводника, является малым (рис.4б). Однако при некотором отклонении от резонанса (точка А на рис.4б) вдоль убегающих траекторий движутся лишь квазидырки, имеющие меньшую энергию, и, соответственно, циклотронный радиус, в то время как квазиэлектроны уходят из резонансной области и совершают хаотическое движение. Таким образом, подвижность квазидырок оказывается существенно выше, чем подвижность квазиэлектронов, а суммарный переносимый заряд – положительным, что обуславливает максимум  $\delta\epsilon_{xx}$  в точке А на рис.4б. При отклонении от резонанса в сторону больших магнитных полей (точка С) в резонансной области остаются квазиэлектроны, а квазидырки совершают хаотическое движение, что приводит к отрицательному значению  $\delta\epsilon_{xx}$ . Как видно из рис.4с,  $\delta\epsilon_{xy}$  обнаруживает более сложное поведение при изменении магнитного поля. Для детального изучения роли траекторий различных типов в магнетотранспортных аномалиях термоэдс требуется отдельное теоретическое исследование термоэдс в системах с динамическим хаосом, которое до настоящего времени не представлено. Тем не менее, приведенное рассмотрение позволяет заключить, что наблюдаемые аномалии термоэдс могут быть обусловлены нарушением симметрии квазиэлектрон–квазидырка вблизи геометрических резонансов.

В заключение отметим, что мы провели экспериментальное изучение диффузионной компоненты термоэдс в квадратной решетке антиоточек. Обнаружено, что обе компоненты тензора термоэдс испытывают осцилляции соизмеримости, причем значительно более выраженные, чем в магнетосопротивлении. Наиболее ярко эти осцилляции выражены в недиагональной компоненте тензора термоэдс  $S_{xy}$ , где они сопровождаются переменной знака термоэдс вблизи резонансов. На основе формул Кубо и Мотта в модели твердых стенок антиоточек установлена связь между тензором термоэдс и производной тензора сопротивления по магнитному полю. Полученная формула качественно описывает поведение диагональной компоненты тензора термоэдс  $S_{xx}$ , в то время как в случае  $S_{xy}$  наблюдаются расхождения с экспериментом. Возможной причиной является зависимость от энергии толщины слоя обеднения, формирующего границу антиоточки. Сравнительный анализ измерений термоэдс и магнетосопротивления позволил определить параметры, характеризующие распределение температуры в образце, а также проверить корректность используемой методики измерения тер-

моэдс и справедливости правила Мотта для данного случая.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (гранты # 04-02-16894, # 05-02-17200-а). М. В. Б. поддержан грантом ИНТАС YSF # 03-55-639 и Фондом содействия отечественной науке.

1. K. Ensslin and P. M. Petroff, Phys. Rev. **B41**, 12307 (1990).
2. D. Weiss, M. L. Roukes, A. Menschig et al., Phys. Rev. Lett. **66**, 2790 (1991).
3. Э. М. Баскин, Г. М. Гусев, З. Д. Квон и др., Письма в ЖЭТФ **55**, 649 (1992).
4. Э. М. Баскин, А. Г. Погосов, М. В. Энтин, ЖЭТФ **110**, 2061 (1996).
5. R. Fleischmann, T. Geisel, and R. Ketzmerick, Phys. Rev. Lett. **68**, 1367 (1992).
6. M. V. Budantsev, Z. D. Kvon, A. G. Pogosov et al., JETP Lett. **63**, 347 (1996).
7. G. M. Gusev, Z. D. Kvon, A. G. Pogosov, and M. M. Voronin, JETP Lett. **65**, 248 (1997).
8. Г. М. Гусев, З. Д. Квон, А. Г. Погосов, ЖЭТФ **110**, 696 (1996).
9. Г. М. Гусев, З. Д. Квон, Л. В. Литвин и др., Письма в ЖЭТФ **55**, 129 (1992).
10. R. Schuster, K. Ensslin, D. Wharam et al., Phys. Rev. **B49**, 8510 (1994).
11. L. Aleiner and I. Larkin, Phys. Rev. **B54**, 14423 (1996).
12. М. В. Буданцев, Р. А. Лавров, А. Г. Погосов и др., Письма в ЖЭТФ **79**, 201 (2004).
13. L. W. Molenkamp, H. van Houten, C. W. J. Beenakke et al., Phys. Rev. Lett. **65**, 1052 (1990).
14. S. F. Godijn, S. Moller, H. Buhmann et al., Phys. Rev. Lett. **82**, 2927 (1999).
15. A. S. Dzurak, C. G. Smith, C. H. W. Barnes et al., Phys. Rev. **B55**, 10 197 (1997).
16. S. Moller, H. Buhmann, S. F. Godijn, and L. W. Molenkamp, Phys. Rev. Lett. **81**, 5197 (1998).
17. S. Maximov, M. Gbordzoe, H. Buhmann et al., Phys. Rev. **B70**, 121308(R) (2004).
18. A. G. Pogosov, M. V. Budantsev, D. Uzur et al., Phys. Rev. **B66**, 201303 (2002).
19. P. W. Anderson, E. Abrahams, and T. V. Ramakrishnan, Phys. Rev. Lett. **43**, 718 (1979).
20. R. Fleischmann, T. Geisel, and R. Ketzmerick, Europhys. Lett. **25**, 219 (1994).
21. R. Kubo, J. Phys. Soc. Jpn. **12**, 570 (1957).
22. P. J. Price, J. Appl. Phys. **53**, 6863 (1982).
23. C. Jasiukiewicz and V. Karpus, Semicond. Sci. Technol. **11**, 1777 (1996).
24. N. J. Appleyard, J. T. Nicholls, M. Y. Simmons et al., Phys. Rev. Lett. **81**, 3491 (1998).