

## Метастабильные состояния — возможный механизм аномалий кондактанса мезоскопических структур

© В.А. Сабликов<sup>¶</sup>

Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова Российской академии наук, Фрязинский филиал, 141190 Фрязино, Россия

(Получена 22 апреля 2013 г. Принята к печати 30 апреля 2013 г.)

Изучено образование метастабильного состояния в одномерной модели квантового баллистического контакта, в которой контакт представляется в виде потенциального барьера с локализованным в нем межэлектронным взаимодействием. Показано, что когда параметр взаимодействия превышает критическую величину, возникает метастабильное состояние со спонтанной спиновой поляризацией барьера. Разность термодинамических потенциалов метастабильного и глобально устойчивого состояний стремится к нулю в критической точке и поэтому наличие метастабильного состояния проявляется в транспорте уже при низкой температуре и с ростом температуры плавно увеличивается. Основной эффект состоит в понижении проводимости при увеличении температуры, которое происходит в определенном интервале величины потенциала барьерной области, подобном наблюдаемому при образовании известной 0.7 аномалии кондактанса.

### 1. Введение

Исследования кондактанса баллистических квантовых структур (таких как квантовые контакты, квантовые перетяжки в двумерном электронном газе, квантовые провода) обнаруживают ряд особенностей, природа которых остается невыясненной в течение уже длительного времени. Наиболее известные аномалии состоят в появлении неуниверсальных плато квантования кондактанса (т.е. не кратных кванту  $e^2/h$ ), которые наблюдаются в разных условиях [1,2]. Предполагается, что они связаны с невыясненными пока свойствами низкоразмерной системы электронов, которые обусловлены межэлектронным взаимодействием и спиновыми эффектами. По этой причине интерес к ним очень велик. Самая известная особенность возникает на уровне проводимости вблизи  $0.7 \cdot 2e^2/h$  (она наблюдается при малом напряжении, но при достаточно высокой температуре), но имеются и другие плато вблизи  $0.85, 0.25, \dots 2e^2/h$ , возникающие при достаточно большом напряжении.

Ключевым для выяснения природы аномалий является вопрос о структуре состояния, образующегося в электронной системе контакта вследствие межэлектронного взаимодействия при наличии спина. В литературе доминируют две идеи. Согласно одной, в контакте образуется спин-поляризованное состояние и соответственно происходит расщепление спиновых подзон [3,4]. Расчеты методом функционала спиновой плотности с использованием функционала обменно-корреляционной энергии для двумерных систем приводят к выводу, что образование поляризованного состояния происходит подобно блоховскому переходу [5], т.е. когда параметр взаимодействия достигает критического значения, система переходит в поляризованное состояние. В рамках такого сценария возникает особенность кондактанса на уровне  $0.5 \cdot 2e^2/h$  (но не 0.7) и температурная зависимость кондактанса не согласуется с экспериментом [6]. Другая идея связана

с предположением, что в контакте образуется кондо-система [7,8]. С ее помощью качественно правильно объясняется температурная зависимость, однако имеется трудность в понимании механизма образования необходимого для этой модели локализованного состояния. Эксперименты последнего времени эту идею не подтверждают [9].

В данной работе обсуждается новый подход к объяснению транспортных аномалий, основанный на исследовании не только низшего по энергии состояния системы взаимодействующих электронов, но и возможных метастабильных состояний. Интерес к таким состояниям обусловлен тем, что, как показывает анализ экспериментов, во всех случаях, когда обнаруживаются аномалии, система не находится в нижнем по энергии состоянии. Аномалии возникают при увеличении температуры или при достаточно большом приложенном напряжении.

Другое важное обстоятельство состоит в том, что электронная система в рассматриваемых структурах сильно неоднородна не только по пространственному распределению плотности электронов, но и силе их взаимодействия. Межэлектронное взаимодействие в квантовом контакте достигает наибольшей силы в области максимального сужения перетяжки, формирующей контакт, а в электронных резервуарах взаимодействие мало. Как было недавно показано [10], система с сильно локализованным межэлектронным взаимодействием обнаруживает необычное поведение при переходе к состоянию с нарушенной спиновой симметрией. Оно состоит в том, что в отличие от фазового перехода к поляризованному состоянию в рассматриваемой неоднородной системе при критическом значении параметра взаимодействия образуется еще одно локально устойчивое состояние. Иными словами, выше критической точки наряду с глобально устойчивым состоянием существует еще и метастабильное, причем спиновая симметрия нарушается только в одном из них. В работе [10] было исследовано метастабильное состояние в случае, когда размер области взаимодействия предельно мал.

<sup>¶</sup> E-mail: sablikov@gmail.com

В квантовых контактах ситуация иная. Двумерный потенциальный рельеф описывается гладкой функцией с седловой точкой, и эффективный потенциал парного взаимодействия локализован в области, размер которой того же порядка, что и профиль потенциала, формирующего квантовую перетяжку.

В данной работе изучается фазовый переход с образованием спин-поляризованного состояния в электронной системе с потенциальным рельефом, который неплохо моделирует реальный квантовый точечный контакт. Однако расчет удастся провести только для таких условий, когда длина контакта мала по сравнению с локальной длиной волны электронов, что соответствует режиму, когда контакт открывается и формируется первое плато кондактанса. Именно при таких условиях наблюдаются аномалии.

## 2. Модель и метод

Для выявления метастабильных состояний требуется исследовать термодинамический потенциал системы

$$\Omega = \text{tr} [\hat{W} (\hat{H} - \mu\hat{N} - T\hat{S})], \quad (1)$$

где  $\hat{H}$  — гамильтониан,  $\hat{N}$  — число частиц,  $\hat{W}$  — статистический оператор,  $\hat{S}$  — энтропия,  $T$  — температура,  $\mu$  — химический потенциал. Метод расчета, который будет использован, основан на представлении статистического оператора в приближении самосогласованного поля. Согласно этому методу, в точном выражении

$$\hat{W} = \frac{\exp[-(\hat{H} - \mu\hat{N})/T]}{\text{tr} \{ \exp[-(\hat{H} - \mu\hat{N})/T] \}} \quad (2)$$

используется гамильтониан  $\hat{H}$ , записанный в приближении самосогласованного поля, которое далее определяется путем минимизации термодинамического потенциала,  $\delta\Omega = 0$ . Анализ второй вариации  $\delta^2\Omega$  позволяет исследовать устойчивость найденных таким образом решений. Этот метод был разработан Мерминым [11] и использован для однородных систем.

Применим этот метод к одномерной модели квантового контакта с потенциальным рельефом в виде  $U(x) = U_0/\text{csch}^2(x/L)$ . Потенциал парного взаимодействия между электронами будем считать короткодействующим  $V_{ee}(x, x') = v(x)\delta(x - x')$ , где функция  $v(x)$  описывает пространственную локализацию межэлектронного взаимодействия. При этих упрощающих предположениях самосогласованные уравнения для одночастичных волновых функций  $\psi_{rks}(x)$  имеют вид

$$\left( -\frac{\hbar^2}{2m_e} \frac{d^2}{dx^2} + [U(x) + v(x)n_{\bar{s}}(x)] \right) \psi_{rks} = \epsilon_k \Psi_{rks}, \quad (3)$$

где квантовые числа  $r, k, s$  обозначают соответственно:  $r = \pm$ -состояния, падающие на контакт слева и справа,

$k$  — волновой вектор,  $s$  — спин,  $\bar{s} = -s$ ;  $n_s(x)$  — плотность электронов со спином  $s$ :

$$n_s(x) = \sum_r \int_0^\infty \frac{dk}{2\pi} |\psi_{rks}(x)|^2 \rho_F(\epsilon_k),$$

где  $\rho_F(\epsilon_k)$  — фермиевская функция распределения,  $\epsilon_k = \hbar^2 k^2 / 2m_e$  — энергия. В уравнении (3)  $U(x)$  — одночастичный потенциал, создаваемый внешними зарядами, например затворами, формирующими контакт, или заряженными примесями;  $v(x)n_{\bar{s}}(x)$  представляет собой самосогласованный потенциал, обусловленный межэлектронным взаимодействием. Как видно, он связан с отталкиванием электронов с противоположными спинами в области контакта. Электроны с параллельными спинами в соответствии с принципом Паули не могут находиться в одной точке и поэтому при  $\delta$ -образном потенциале парного взаимодействия не взаимодействуют. Выражение в квадратных скобках в уравнении (3) является зависящим от спина эффективным потенциалом контактной области.

Уравнение (3) представляет нелинейную систему уравнений для функций  $\psi_{rk\uparrow}(x)$  и  $\psi_{rk\downarrow}(x)$  и энергии, которая может иметь несколько решений. В случае, когда  $U(x)$  и  $v(x)$  предельно сильно локализованы и аппроксимируются  $\delta$ -функциями, система такого типа исследована в работе [10]. Она имеет единственное решение, если амплитуда потенциала взаимодействия меньше критического значения, а выше критической точки имеются два решения, причем глобально устойчивым оказывается поляризованное решение. Для приложения к реальным структурам важно изучить, какие решения имеются при конечной длине контактной области  $L$  и как они ведут себя с ее изменением.

Учитывая, что  $U(x)$  и  $v(x)$  локализованы в области контакта и определяются геометрией сужения, формирующего контакт, мы зададим их конкретной функцией и весь эффективный потенциал представим в виде

$$\tilde{U}_s(x) = \frac{\tilde{U}_s}{\cosh^2(x/L_s)},$$

где амплитуда  $\tilde{U}_s$  зависит от плотности электронов в контакте, которая вместе с длиной  $L_s$  должна быть найдена самосогласованным образом. Нетрудно показать, что в случае, когда локальная длина волны электронов в контакте велика по сравнению с  $L$ , справедливо следующее приближение:  $L_s \approx L$  и

$$\tilde{U}_s = U_0 + v_0 n_s(0). \quad (4)$$

Тогда уравнение (3) принимает вид

$$\left( -\frac{\hbar^2}{2m_e} \frac{d^2}{dx^2} + \frac{\tilde{U}_s}{\cosh^2(x/L)} \right) \psi_{rks} = \epsilon_k \psi_{rks}$$

и имеет следующее решение:

$$\psi_{rks}(x) = t_{rks} \left( 2 \cosh \frac{x}{L} \right)^{ikL} \times {}_2F_1 \left( a_{ks}, b_{ks}; c_k; \frac{1 - r \text{th}(x/L)}{2} \right),$$

где  ${}_2F_1(a, b; c; z)$  — гипергеометрическая функция,

$$a_{ks} = \frac{1}{2} - ikL + \sqrt{\frac{1}{4} - u_s}, \quad b_{ks} = \frac{1}{2} - ikL - \sqrt{\frac{1}{4} - u_s},$$

$$c_k = 1 - ikL, \quad u_s = \frac{2m_e \tilde{U}_s L^2}{\hbar^2},$$

$$t_{ks} = \frac{\Gamma(a_{ks})\Gamma(b_{ks})}{\Gamma(c_k)\Gamma(a_{ks} + b_{ks} - c_k)}.$$

Величины  $a_{ks}$ ,  $b_{ks}$ ,  $u_s$  и  $t_{ks}$ , как видно, являются функциями от  $n_{\bar{s}}(0)$ .

Плотность электронов в области взаимодействия равна

$$n_s(0) = \int_0^\infty \frac{dk}{\pi} |t_k[n_{\bar{s}}(0)]|^2 \times \left| {}_2F_1\left(a_k[n_{\bar{s}}(0)], b_k[n_{\bar{s}}(0)]; c_k; \frac{1}{2}\right) \right|^2 \rho_F(\epsilon_k). \quad (5)$$

Уравнение (5), записанное для индексов  $s$  и  $\bar{s}$ , образует систему, позволяющую определить величины  $n_s(0)$  и эффективный потенциал области контакта.

Термодинамический потенциал  $\Omega$  рассчитывается согласно уравнениям (1) и (2) с использованием гамильтониана самосогласованного поля. Важный момент состоит в вычислении вклада, обусловленного электронным облаком, образующимся вокруг области барьера. Межэлектронное взаимодействие приводит к возмущению этого облака и, вообще говоря, к его спиновой поляризации. Для расчета термодинамического потенциала с учетом этого вклада требуется волновая функция во всем пространстве.

Поскольку вне контакта взаимодействие отсутствует, волновые функции, формирующие облако, представляют собой суперпозицию волн с фазовыми сдвигами  $\eta_{s,\lambda}(k)$ , возникающими из-за рассеяния на области контакта. Методика расчета состоит в вычислении волновых функций и термодинамического потенциала для конечной системы размером  $L_R$  и последующем переходе к пределу  $L_R \rightarrow \infty$  [10]. В случае короткодействующего потенциала парного взаимодействия получается следующее выражение для  $\Omega$ :

$$\Omega = \Omega_{\text{res}} - T \sum_{s,\lambda}^{\pm} \int_0^\infty \frac{dk}{2\pi} \frac{d\eta_{s,\lambda}}{dk} \ln \left[ 1 + \exp\left(\frac{\mu - \epsilon_k}{T}\right) \right] - \int_{-\infty}^\infty dx v(x) n_\uparrow(x) n_\downarrow(x), \quad (6)$$

где  $\Omega_{\text{res}}$  — не зависящий от взаимодействия термодинамический потенциал электронных резервуаров;  $\lambda = \pm$  — индекс, отражающий наличие двух фундаментальных решений, фаза рассеяния  $\eta_{s,\lambda}$  определяется выражением

$$\exp[i\eta_{s,\lambda}(k)] = -r_{ks} + \lambda t_{ks},$$

где  $r_{ks}$  — коэффициент отражения от контакта

$$r_{ks} = \frac{\Gamma(a_{ks})\Gamma(b_{ks})\Gamma(c_k - a_{ks} - b_{ks})}{\Gamma(c_k - a_{ks})\Gamma(c_k - b_{ks})\Gamma(a_{ks} + b_{ks} - c_k)}.$$

Входящие в уравнение (6) электронные плотности очевидным образом выражаются через волновые функции

$$n_s(x) = \sum_r \int_0^\infty |\psi_{rks}(x)|^2 \rho_F(\epsilon_k).$$

### 3. Равновесные состояния

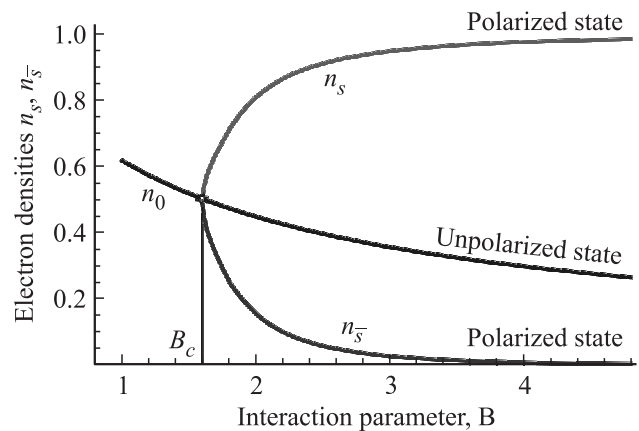
Для расчета баллистической проводимости в линейном режиме необходимо знать структуру потенциального рельефа в равновесии. В нашей модели она определяется плотностями  $n_s(0)$  электронов с противоположными спинами. В равновесном состоянии, отвечающем минимуму термодинамического потенциала, плотности  $n_s(0)$  определяются уравнениями (5), которые решаются численно. Высота потенциального барьера определяется согласно уравнению (4).

В задаче имеются три важных безразмерных параметра:  $B$ ,  $A$  и  $M$ , которые характеризуют соответственно взаимодействие, высоту барьера, создаваемого внешними зарядами, и отношение химического потенциала к температуре:

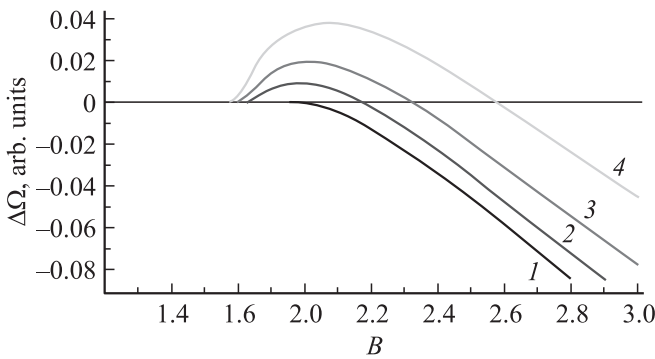
$$B = \frac{2m_e L v_0}{\pi \hbar^2}, \quad A = \frac{2m_e L^2 U_0}{\hbar^2}, \quad M = \frac{\mu}{T}.$$

Естественный масштаб энергии равен  $\epsilon_L = \hbar^2 / (2m_e L^2)$ .

Решение уравнений (5) показывает, что имеется критическое значение параметра  $B = B_c(A, M)$ , зависящее от  $A$  и  $M$ . При  $B < B_c$  система имеет одно устойчивое состояние, в котором спиновая плотность отсутствует.



**Рис. 1.** Плотности электронов с противоположными спинами в зависимости от параметра взаимодействия. При  $B > B_c$  существуют два состояния: поляризованное и неполяризованное, при  $B < B_c$  — только неполяризованное. Плотность нормирована на  $(\pi L)^{-1}$ . Расчеты проведены для  $\mu = \epsilon_L$ ,  $T = 0.1\epsilon_L$ ,  $A = 0$ .



**Рис. 2.** Разность термодинамических потенциалов  $\Delta\Omega/\varepsilon_L$  метастабильного и глобально устойчивого состояний для разных длин  $L$ . Кривые 1–4 соответствуют значениям  $(Lk_F)^2 = 0.001, 0.05, 0.1, 0.2$ . Расчеты проведены для  $\mu = \varepsilon_L, T = 0.1\varepsilon_L, A = 0$ .

Если же  $B > B_c$ , то имеются два состояния, которые отвечают минимумам термодинамического потенциала, но отличаются его величиной в минимуме. Одно состояние не поляризовано, в другом имеется спонтанная поляризация. Зависимость плотностей  $n_s(0)$  от параметра взаимодействия  $B$  при фиксированных  $A$  и  $M$  показана на рис. 1. Вблизи критической точки электронные плотности  $n_s(0)$  в поляризованном состоянии имеют корневую особенность, так что величина спиновой поляризации изменяется с ростом  $B$  как  $(B - B_c)^{1/2}$ .

Интересный вопрос состоит в том, какое из этих состояний отвечает глобальному минимуму термодинамического потенциала, а какое — локальному, т. е. является метастабильным. Если длина контакта  $L$  предельно мала, метастабильным оказывается неполяризованное состояние [10]. В интересующем нас случае конечной длины  $L$  ситуация сильно изменяется: уже при небольшом  $L$  метастабильным становится поляризованное состояние. Эволюция разности термодинамических потенциалов поляризованного и неполяризованного состояний,  $\Delta\Omega = \Omega_p - \Omega_0$ , при увеличении длины  $L$  показана на рис. 2. Как видно,  $\Delta\Omega > 0$  вблизи критической точки и размер области, в которой  $\Delta\Omega > 0$ , увеличивается с ростом  $L$  уже при  $Lk_F \ll 1$ . Этот результат важен для анализа температурной зависимости кондактанса.

#### 4. Проводимость

Наличие метастабильного состояния проявляется в транспорте при таких условиях, когда достаточно велика вероятность того, что электронная система находится в этом состоянии, т. е. при ненулевой температуре или в неравновесных условиях. Расчет проводимости при наличии метастабильного состояния представляет собой задачу, которая требует отдельного рассмотрения. Однако качественные оценки можно сделать следующим образом. Проводимость оценим как

$$G = w_0 G_0 + w_m G_m,$$

где  $w_0$  и  $w_m$  — вероятности того, что система находится в глобально устойчивом и метастабильном состояниях,

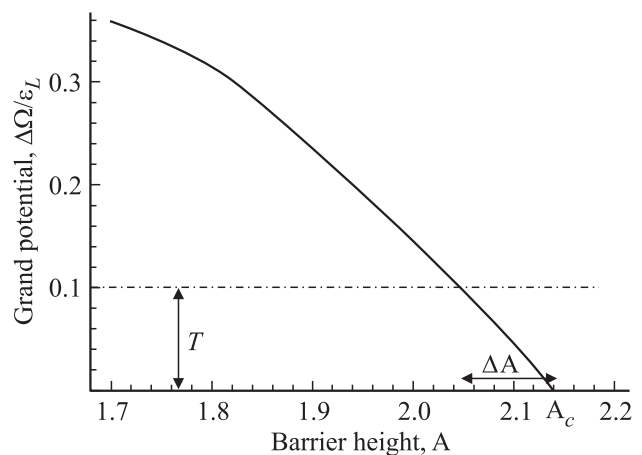
$G_0$  и  $G_m$  — проводимости в этих состояниях, которые можно определить по формуле Ландауера с учетом спинового расщепления барьера, определенного уравнением (4). Если считать, что глобальное состояние неполяризовано, а метастабильное поляризовано, как было показано выше, то

$$G_0 = \frac{2e^2}{h} \int_0^\infty d\varepsilon |t_{k0}(\tilde{U}_0)|^2 \rho_F(\varepsilon_k),$$

$$G_m = \frac{e^2}{h} \sum_s \int_0^\infty d\varepsilon |t_{ks}(\tilde{U}_s)|^2 \rho_F(\varepsilon_k).$$

Ограничимся качественным обсуждением того, как проводимость изменяется с высотой встроенного барьера (в безразмерных обозначениях он характеризуется параметром  $A$ ) при конечной температуре. Существенно, что при заданном  $B$  разность термодинамических потенциалов обращается в нуль в критической точке, которая достигается при определенном значении  $A = A_c$ . Именно в этой точке возникает метастабильное состояние. При понижении барьера (величины  $A$ ) разность термодинамических потенциалов метастабильного и глобально устойчивого состояний  $\Delta\Omega$  увеличивается (рис. 3), но в некотором интервале  $\Delta A$  значений  $A$  разность  $\Delta\Omega$  меньше температуры и поэтому вероятности  $w_0$  и  $w_m$  отличаются несильно.

Таким образом, когда  $A > A_c$ , проводимость определяется неполяризованным состоянием и  $G \approx G_0$ . В интервале  $A_c - \Delta A < A < A_c$  система приблизительно с равной вероятностью находится в глобально устойчивом и метастабильном состояниях, так что  $G \approx 1/2(G_0 + G_m)$ . При  $A < A_c - \Delta A$  проводимость снова определяется неполяризованным состоянием. Как видно, метастабильное состояние проявляется в среднем интервале  $A_c - \Delta A < A < A_c$ . Эффект метастабильного состояния состоит в понижении проводимости, так как в метаста-



**Рис. 3.** Зависимость разности термодинамических потенциалов метастабильного и глобально устойчивого состояний от параметра  $A$  при  $\mu = 2.0\varepsilon_L, T = 0.1\varepsilon_L$ .

бильном состоянии барьер расщеплен, причем величина расщепления быстро растет при удалении от критической точки:  $|\tilde{U}_s - \tilde{U}_f| \propto \sqrt{A_c - A}$ . Расчеты показывают, что сумма коэффициентов прохождения электронов с противоположными спинами через расщепленный барьер на уровне химического потенциала меньше, чем удвоенный коэффициент прохождения через неполяризованный барьер.

Ширина интервала  $\Delta A$ , в котором метастабильное состояние приводит к понижению проводимости, растет с температурой, грубо говоря, пропорционально ей. Соответственно в этой области происходит понижение проводимости с температурой. Такое поведение качественно соответствует эксперименту [12–14] в области 0.7 аномалии. Однако количественное сравнение провести не удастся, так как представленная здесь теория не применима для контактов такой длины, которая реализуется в экспериментах. Тем не менее, если допустить, что в условиях образования метастабильного состояния проводимость в неполяризованном состоянии равна  $2e^2/h$ , а в поляризованном —  $e^2/h$  и эти состояния равновероятны, то наблюдаемая проводимость оценивается как  $\sim 0.75 \cdot 2e^2/h$ .

## 5. Заключение

Мы рассмотрели одномерную модель квантового баллистического контакта в виде потенциального барьера небольшой по сравнению с длиной волны электрона ширины, в котором локализовано межэлектронное взаимодействие. Главный результат состоит в том, что при достаточно сильном взаимодействии образуется состояние со спонтанной спиновой поляризацией. Размер области барьера и взаимодействия важен, так как с его увеличением поляризованное состояние оказывается метастабильным.

Термодинамический потенциал метастабильного состояния вблизи критической точки может быть сколь угодно близок к термодинамическому потенциалу глобально устойчивого состояния, а зависимость поляризации от параметра взаимодействия имеет корневую особенность в критической точке.

Наличие метастабильного состояния приводит к тому, что с ростом температуры происходит понижение проводимости в определенном интервале величины потенциального барьера, причем размер этого интервала увеличивается с температурой.

Вопрос о том, может ли образование метастабильного состояния быть причиной известной аномалии 0.7 кондактанса в квантовых контактах, требует дальнейшего развития теории для случая более широкой барьерной области в соответствии с условиями экспериментов, в которых она наблюдается.

Данная работа выполнена при частичной поддержке РФФИ (проект № 11-02-00337) и программ РАН.

## Список литературы

- [1] K.-F. Berggren, M.P. Pepper. *Phil. Trans. Royal Soc., A* **368**, 1141 (2010).
- [2] A.P. Micolich. *J. Phys.: Condens. Matter*, **23**, 443 201 (2011).
- [3] Ch.-K. Wang, K.-F. Berggren. *Phys. Rev. B*, **54**, 14 257 (1996).
- [4] K.-F. Berggren, I.I. Yakimenko. *Phys. Rev. B*, **66**, 085 323 (2002).
- [5] G. Giuliani, G. Vignale. *Quantum theory of the electron liquid* (Cambridge University Press, N.Y., 2005).
- [6] A. Lassi, P. Schlagheck, K. Richter. *Phys. Rev. B*, **75**, 045 346 (2007).
- [7] S.M. Cronenwett, H.J. Lynch, D. Goldhaber-Gordon, L.P. Kouwenhoven, C.M. Marcus, K. Hirose, N.S. Wingreen, V. Umansky. *Phys. Rev. Lett.*, **88**, 226 805 (2002).
- [8] Y. Meir, K. Hirose, N.S. Wingreen. *Phys. Rev. Lett.*, **89**, 196 802 (2002).
- [9] F. Sfigakis, C.J.B. Ford, M. Pepper, M. Kataoka, D.A. Ritchie, M.Y. Simmons. *Phys. Rev. Lett.*, **100**, 026 807 (2008).
- [10] V.A. Sablikov. In: *Proc. 20th Intern. Symp. „Nanostructures: Physics and Technology“* (Nizhny Novgorod, Russia, 2012) p. 166.
- [11] N.D. Mermin. *Ann. Phys.*, **21**, 99 (1963).
- [12] K.J. Thomas, J.T. Nicholls, M.Y. Simmons, M. Pepper, D.R. Mace, D.A. Ritchie. *Phys. Rev. Lett.*, **77**, 135 (1996).
- [13] K.J. Thomas, J.T. Nicholls, N.J. Appleyard, M.Y. Simmons, M. Pepper, D.R. Mace, W.R. Tribe, D.A. Ritchie. *Phys. Rev. B*, **58**, 4846 (1998).
- [14] A. Kristensen, P.E. Lindelof, J. Bo Jensen, M. Zaalon, J. Hollingbery, S.W. Pedersen, J. Nygård, H. Bruus, S.M. Reimann, C.B. Sørensen, M. Michel, A. Forchel. *Physica B*, **249**, 180 (1998).

Редактор Т.А. Полянская

## Metastable state formation as a possible mechanism of the conductance anomalies in mesoscopic structures

V.A. Sablikov

Kotel'nikov Institute of Radio Engineering and Electronics, Russian Academy of Sciences, Fryazino branch, 141190 Fryazino, Russia

**Abstract** We study the formation of metastable state in a one-dimensional model of quantum ballistic contact, in which the contact is represented as a potential barrier with electron-electron interaction localized therein. It is shown that when the coupling parameter exceeds a critical value, there appears a metastable state with a spontaneous spin polarization of the barrier. The difference between the grand potentials of the metastable and globally stable states goes to zero at the critical point and therefore the metastable state affects the transport at any finite temperature. The main effect is a decrease in conductance with increasing temperature in a certain range of the barrier potential, similarly to that observed in the formation of the well-known 0.7 conductance anomaly.