

Особенности нелинейной электропроводности двумерных баллистических контактов

М. В. Москалец*

Статья поступила в редакцию 23 октября 1996 г.

Рассмотрены особенности электропроводности двумерных баллистических контактов, чувствительные как к характеру ограничивающего потенциала, так и к наличию электростатического потенциала в области микросужения. Показано, что положение, амплитуда и форма особенностей несут непосредственную информацию о положении уровней квантования, величине потенциала внутри микросужения и вероятности прохождения электрона через контакт.

Розглянуто особливості електропровідності двовимірних балістичних контактів, чутливих як до характеру обмежуючого потенціалу, так і до наявності електростатичного потенціалу у микросуженні. Показано, що положення, амплітуда та форма особливостей несуть безпосередню інформацію про положення рівнів квантування, величину потенціалу у микросуженні та імовірності проходження електрона через контакт.

PACS: 72.15.Jf

1. Введение

Проводящие структуры малых размеров [1] являются уникальным объектом для изучения волновых свойств носителей тока в твердых телах. Одним из таких объектов является квантовый точечный контакт, представляющий собой узкую перемычку (размер которой d сравним с длиной волны электрона λ_F), соединяющую две макроскопические области. В результате квантования поперечного движения электронов в области микросужения спектр электронов изменяется. При этом каждому уровню поперечного квантования $\epsilon_n = (\pi n \hbar / d)^2 / (2m)$ ($n = 1, 2, \dots$) соответствует одномерная подзона $\epsilon_n(p_x) = p_x^2 / (2m) + \epsilon_n$ (ось x направлена вдоль оси контакта) с проводимостью $G_0 = 2e^2/h$. Открытое в работах [2,3] квантование кондактанса двумерных баллистических контактов является прямым экспериментальным доказательством существования квазиодномерных проводящих подзон в баллистическом микросужении.

Теоретический анализ [4–12] показал, что квантование кондактанса имеет место как для контактов с резкой формой, так и для контактов с плавной формой (адиабатических контактов).

При этом, в соответствии с многоканальной формулой Ландауэра [13], проводимость контакта $G = N G_0$, где N — количество проводящих подзон. Одномерная подзона n является проводящей, если выполнено условие $\epsilon_n < \epsilon_F$ (ϵ_F — фермиевская энергия электронов в берегах структуры). При изменении напряжения на затворе V_g изменяется диаметр контакта, что приводит к изменению положения уровней квантования. В результате изменяется количество проводящих подзон, что проявляется в виде ступенек равной высоты на зависимости $G(V_g)$.

В результате изменения напряжения V , приложенного к контакту, также может измениться количество проводящих подзон [14]. При этом по характеру проводимости подзоны разделяются на три класса: проводящие, для которых выполнено условие $\epsilon_n < \epsilon_F - |eV|/2$; непроводящие, для которых $\epsilon_n > \epsilon_F + |eV|/2$, и подзоны, проводящие только в одном направлении: $\epsilon_F - |eV|/2 < \epsilon_n < \epsilon_F + |eV|/2$ [15]. Изменение характера проводимости подзоны проявится в виде всплесков (пиков) на зависимости $d^2 I / dV^2(V)$, расположенных при $(eV)_n = 2|\epsilon_n - \epsilon_F|$ [16]. Указанные особенности наблюдались экспериментально в работах [15,17,18].

* Адрес для переписки: 310020, Украина, г. Харьков, пр. Ильича, 93а, кв. 48

Положение уровней ϵ_n определяется размером контакта и характером потенциального барьера, ограничивающего поперечное движение электронов в контакте. Обычно используют модель «hard wall», в которой волновая функция электрона обращается в нуль на границе контакта $y = y(x)$, и спектр поперечного движения представляет собой спектр частицы в потенциальной яме (с вертикальными стенками). Однако результаты экспериментов [18] указывают на то, что при $n \approx 1$, возможно, более предпочтительной является модель «soft wall» [19]. Эта модель использует параболический потенциал $U(x, y) = U_0(x) + \omega^2 y^2 / 2$, ограничивающий поперечное движение электронов, со спектром гармонического осциллятора. Однако для окончательного выяснения характера потенциального барьера в микросужении необходимы дополнительные исследования.

В настоящей работе показано, что анализ нелинейных особенностей электропроводности двумерных баллистических контактов, обусловленных изменением количества проводящих подзон при изменении диаметра контакта или величины напряжения, позволяет определить особенности потенциала, формирующего микросужение. В разд. 2 проанализирована зависимость $dI/dV_g(V_g)$. В разд. 3 показано, что зависимость $\partial I/\partial T(V)$ содержит пики, положение которых соответствует расстоянию от уровней поперечного квантования ϵ_n до уровня Ферми ϵ_F . В четвертом разделе показано, что в микросужении существует электростатический потенциал относительно берегов контакта и проанализировано его влияние на нелинейные особенности электропроводности контакта.

2. Нелинейная электропроводность двумерного баллистического контакта

Будем исходить из выражения для тока, протекающего через баллистический адиабатический контакт, к берегам которого приложено напряжение V [1], в режиме линейного отклика ($eV \ll \epsilon_F$):

$$I = \frac{2e}{h} \times$$

$$\times \sum_n \int d\epsilon T_n(\epsilon) \left\{ f_0\left(\epsilon - \epsilon_F - \frac{eV}{2}\right) - f_0\left(\epsilon - \epsilon_F + \frac{eV}{2}\right) \right\}. \quad (1)$$

Здесь $T_n(\epsilon)$ — вероятность прохождения электрона с энергией ϵ через контакт в канале n ; $f_0(\epsilon) = (\exp(\epsilon/T) + 1)^{-1}$ — фермиевская функция.

Как отмечалось во введении, наличие квазиодномерных проводящих подзон приводит к сильной нелинейности вольт-амперной характеристики (ВАХ) квантового баллистического контакта. При увеличении напряжения дно одной из подзон ϵ_n может попасть в полосу токовых состояний $\pm eV/2$ вблизи уровня Ферми ϵ_F , что приведет к резкому изменению проводимости контакта и проявится в виде всплеска (пика) на зависимости второй производной тока по напряжению d^2I/dV^2 от напряжения V .

С другой стороны, при фиксированном напряжении изменение диаметра контакта d (что достигается изменением напряжения на затворе V_g) также приводит к изменению числа проводящих подзон, что обуславливает скачки кондактанса на зависимости $G(V_g)$ (при $V \rightarrow 0$) [2,3], а также скачки тока на зависимости $I(V_g)$ (при $V \neq 0$) [14]. Таким образом, зависимость первой производной от тока по напряжению на затворе dI/dV_g от V_g при $V = \text{const}$ (так же, как и зависимость второй производной от тока по напряжению d^2I/dV^2 от V при $V_g = \text{const}$) содержит пики, соответствующие изменению количества проводящих подзон.

Вычислим величину dI/dV_g , учитывая, что в выражении (1) от V_g зависит только величина T_n , являющаяся функцией ϵ_n :

$$\frac{dI}{dV_g} = \sum_n \left(\frac{dI}{dV_g} \right)_n, \quad (2)$$

$$\left(\frac{dI}{dV_g} \right)_n = \frac{2e}{h} \times$$

$$\times \int d\epsilon \frac{dT_n}{d\epsilon} \left(- \frac{d\epsilon_n}{dV_g} \right) \left\{ f_0\left(\epsilon - \epsilon_F - \frac{eV}{2}\right) - f_0\left(\epsilon - \epsilon_F + \frac{eV}{2}\right) \right\}.$$

Особенностью величины $T_n(\epsilon)$ является то, что в узком энергетическом интервале $\Delta\epsilon \approx \Delta_n$ вблизи ϵ_n она изменяется от нуля (при $\epsilon < \epsilon_n$) до единицы (при $\epsilon > \epsilon_n$). Поэтому можно выделить два предельных случая.

1) $4T \ll \Delta_n$ (здесь T — температура в берегах контакта). В этом случае можно положить $f_0(\epsilon) = \theta(-\epsilon)$:

$$\left(\frac{dI}{dV_g}\right)_n = \frac{2e}{h} \left(-\frac{d\varepsilon_n}{dV_g}\right) \left\{ T_n \left(\varepsilon_F + \frac{eV}{2} \right) - T_n \left(\varepsilon_F - \frac{eV}{2} \right) \right\}, \quad (3)$$

или при $V \ll \Delta_n$

$$\left(\frac{dI}{dV_g}\right)_n = \frac{2e^2}{h} V \left(-\frac{d\varepsilon_n}{dV_g}\right) \frac{dT_n}{d\varepsilon}. \quad (3a)$$

2) $4T \gg \Delta_n$. В этом случае можно положить $T_n(\varepsilon) \approx \Omega(\varepsilon - \varepsilon_F + eV/2)$

$$\left(\frac{dI}{dV_g}\right)_n = \begin{cases} \frac{2e}{h} \left(-\frac{d\varepsilon_n}{dV_g}\right) \Omega(\varepsilon_n - \varepsilon_F + eV/2), & V \gg T, \\ \frac{e^2}{2h} \frac{V}{T} \left(-\frac{d\varepsilon_n}{dV_g}\right) \text{ch}^{-2} \left(\frac{\varepsilon_n - \varepsilon_F}{T} \right), & V \ll T. \end{cases} \quad (4)$$

Здесь $\Omega(x) = [1 + \exp(-x/T) + \exp((x-V)/T)]^{-1}$. Приведем также выражение для амплитуды пика (при $\varepsilon_n(V_g) = \varepsilon_F$) при произвольном соотношении между V и T :

$$\left(\frac{dI}{dV_g}\right)_{\varepsilon_n = \varepsilon_F} = \frac{2e}{h} \left(-\frac{d\varepsilon_n}{dV_g}\right) A_n(V, T), \quad (5)$$

$$A_n(V, T) = \text{th} \left(\frac{V}{4T} \right).$$

Проанализируем приведенные выражения. Зависимость $dI/dV_g(V_g)$ состоит из последовательности пиков, расположенных при $\varepsilon_n(V_g) = \varepsilon_F$ и отвечающих «прохождению» уровням квантования с номером n через токовый интервал $\pm eV/2$ вблизи уровня Ферми ε_F : $\varepsilon_F - eV/2 < \varepsilon_n(V_g) < \varepsilon_F + eV/2$. Амплитуды пиков определяются величинами $d\varepsilon_n/dV_g$ и $A_n(V_g, V, T)$. При $4T \gg \Delta_n$ зависимость $A_n(V_g)$ является одинаковой для всех n . Следовательно, в этом случае отношение амплитуд пиков определяется исключительно величиной $d\varepsilon_n/dV_g$. Далее рассмотрим две обычно используемые модели потенциала, ограничивающего движение электронов в области контакта: «hard wall» и «soft wall» [19].

В модели «hard wall» границы контакта считаются непроницаемыми для электронов с любой энергией. Уровни квантования $\varepsilon_n = (\pi n \hbar / d)^2 / (2m)$ зависят от диаметра контакта d , который полагается пропорциональным напряжению на затворе V_g . В этой модели переменную V_g можно заменить переменной d (удобно использовать безразмерную величину

$\xi = 2d/\lambda_F$). Вычисляя $d\varepsilon_n/d\xi = -2\varepsilon_n/\xi$, легко показать, что в модели «hard wall» (при $4T \gg \Delta_n$) отношение амплитуд пиков равно (рис. 1)

$$\left(\frac{dI}{dV_g}\right)_1 : \left(\frac{dI}{dV_g}\right)_2 : \left(\frac{dI}{dV_g}\right)_3 : \dots = 1 : \frac{1}{2} : \frac{1}{3} : \dots \quad (6)$$

В модели «soft wall» поперечное движение электронов ограничено параболическим потенциалом. Уровни квантования расположены эквидистантно: $\varepsilon_n = U_0(V_g) + \hbar\omega(n + 1/2)$. Полагается, что напряжение на затворе не изменяет относительное расстояние между уровнями (т.е. частоту ω), а изменяет только потенциал внутри контакта U_0 . Зависимость $U_0(V_g)$ считается линейной. В этом случае величина $d\varepsilon_n/dV_g = \text{const}$ и не зависит от n . Поэтому в модели «soft wall» (при $4T \gg \Delta_n$) все пики имеют одинаковую величину:

$$\left(\frac{dI}{dV_g}\right)_1 : \left(\frac{dI}{dV_g}\right)_2 : \left(\frac{dI}{dV_g}\right)_3 : \dots = 1 : 1 : 1 : \dots \quad (7)$$

Сравнивая соотношения (6) и (7), можно сделать вывод, что анализ относительной величины амплитуд зависимости $dI/dV_g(V_g)$ позволяет сделать выбор между различными моделями потенциала, ограничивающего поперечное движение электронов в области сужения.

При уменьшении температуры ($4T \ll \Delta_n$) соотношения (6) и (7) остаются в силе при $V \gg \Delta_n$

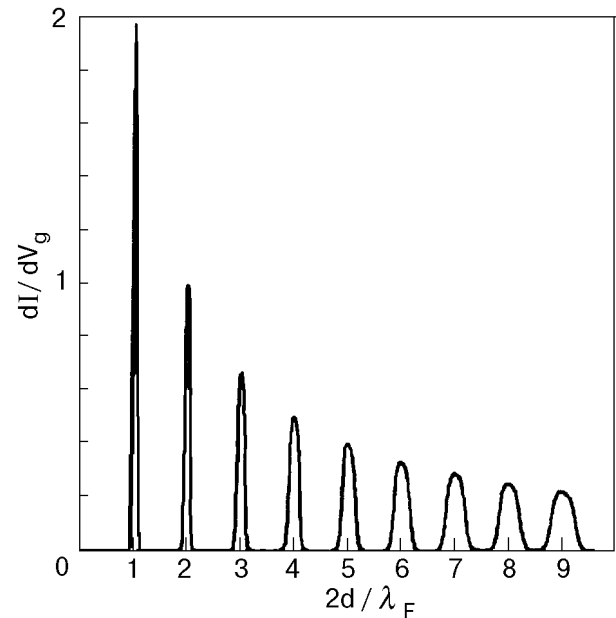


Рис. 1. Зависимость dI/dV_g от диаметра контакта при $T = 0,01\varepsilon_F$, $V = 0,1\varepsilon_F$.

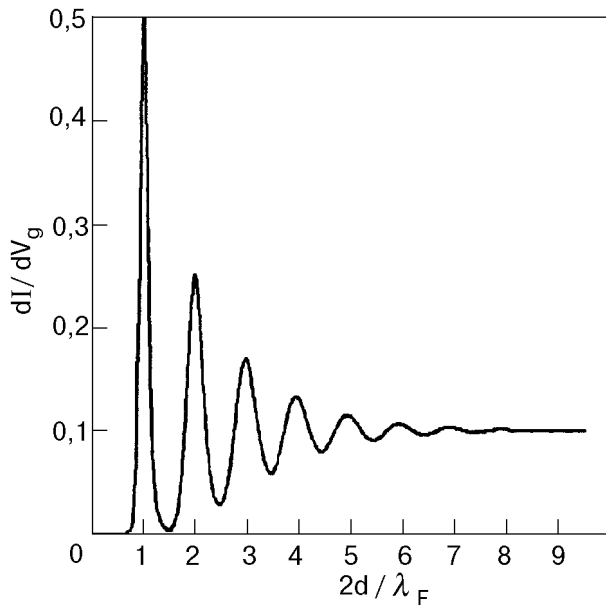


Рис. 2. Зависимость dI/dV_g от диаметра контакта при $T, V > \Delta_n$. Значения параметров: $V = 0,1\epsilon_F$; $T = 0,1\epsilon_F$.

(см. (3)). Однако при $V \ll \Delta_n$ (см. (3а)) появляется дополнительный множитель $dT_n/d\epsilon \approx 1/\Delta_n$. В модели «soft wall» [19] $\Delta_n = \text{const}$, и соотношение (7) остается в силе. В модели «hard wall» $\Delta_n \approx 1/n$ (см., например, [4,6]), и амплитуды всех пиков становятся одинаковым. Следует, однако, отметить работу [11], в которой для контакта с особой геометрией в модели «hard wall» было получено $\Delta_n = \text{const}$ и, следовательно, для этой модели соотношение (6) справедливо во всем диапазоне изменения температуры T и напряжения смещения V .

Анализ зависимости ширины пиков $(\Delta V_g)_n$ от их номера n также позволяет сделать выбор между моделями ограничивающего потенциала в контакте:

$$(\Delta V_g)_n \approx \begin{cases} n \cdot \max(T, V, \Delta_n) & \text{в модели «hard wall»}, \\ \max(T, V, \Delta_n) & \text{в модели «soft wall»}. \end{cases} \quad (8)$$

Кроме того, анализ зависимости ширины пика от температуры T и напряжения смещения V позволит экспериментально определять величину Δ_n .

При увеличении напряжения смещения V или температуры T ширины пиков увеличиваются и пики сливаются. В этом случае зависимость $dI/dV_g(V_g)$ становится гладкой и выходит на классическую асимптотику. В классическом (не квантовом) пределе ($d \gg \lambda_F$) ток, протекающий через баллистический контакт, равен $I = 4e^2 dV/(h\lambda_F)$ и, следовательно, $dI/d\xi = G_0 V$ ($G_0 = 2e^2/h$ —

квант кондуктанса). Ток достигает классического значения, когда напряжение смещения V или ширина температурного размытия ферми-ступеньки становятся равными расстоянию между уровнями квантования (см. рис. 2)

$$\Delta\epsilon_n \approx \max(V, 4T). \quad (9)$$

3. Температурно-полевая спектроскопия уровней поперечного квантования в контакте

В предыдущем разделе рассмотрены особенности $I-V_g$ -характеристики контакта, обусловленные «прохождением» уровней квантования ϵ_n токового интервала $\pm eV/2$ вблизи уровня Ферми. В настоящем разделе рассмотрим нелинейность ВАХ, обусловленную «прохождением» уровней квантования через область температурного размытия края ферми-ступеньки. Эта нелинейность проявляется на зависимости $\partial I/\partial T$ от напряжения смещения V . Дифференцируя выражение (1) по температуре, получаем

$$\frac{\partial I}{\partial T} = \frac{2e}{h} \times \sum_n \int d\epsilon \frac{dT_n}{d\epsilon} \left\{ \Psi\left(\frac{\epsilon - \epsilon_F - eV/2}{T}\right) - \Psi\left(\frac{\epsilon - \epsilon_F + eV/2}{T}\right) \right\}. \quad (10)$$

Здесь $\Psi(x) = \ln(1 + \exp(x)) - x(1 + \exp(-x))^{-1}$. Выражение (10) упрощается в двух предельных случаях:

а) $4T \gg \Delta_n$

$$\frac{\partial I}{\partial T} = \frac{2e}{h} \times \sum_n \left\{ \Psi\left(\frac{\epsilon_n - \epsilon_F - eV/2}{T}\right) - \Psi\left(\frac{\epsilon_n - \epsilon_F + eV/2}{T}\right) \right\}; \quad (11)$$

б) $4T \ll \Delta_n$

$$\frac{\partial I}{\partial T} = 6,6 T \frac{e}{h} \times \sum_n \left\{ \frac{dT_n}{d\epsilon}(\epsilon_F + eV/2) - \frac{dT_n}{d\epsilon}(\epsilon_F - eV/2) \right\}. \quad (12)$$

Таким образом, зависимость $\partial I/\partial T(V)$ состоит из совокупности положительных и

отрицательных пиков, расположенных при $(eV)_n = 2|\epsilon_n - \epsilon_F|$ (см. рис. 3, кривая 1). В случае а), соответствующем ситуации, когда область температурного размытия ферми-ступеньки превышает Δ_n , форма пика не зависит от номера n и определяется функцией $\Psi(x)$. Отметим, что в этом случае амплитуда пика не зависит от его номера и температуры: $(\partial I/\partial T)_{\epsilon_n = \epsilon_F} = (2e/h) \ln 2$, а ширина пика пропорциональна температуре. При понижении температуры ($4T \ll \Delta_n$) форма пика определяется энергетической производной коэффициента прохождения $dT_n/d\epsilon(\epsilon)$. Ширина пика в этом случае не зависит от температуры (и равна Δ_n), а амплитуда пика пропорциональна отношению T/Δ_n . При $T = 0$ данный эффект исчезает.

Таким образом, изучение зависимости $\partial I/\partial T(V)$ позволяет определить положение уровней квантования в контакте (при фиксированном диаметре контакта d) $(eV)_n = 2|\epsilon_n - \epsilon_F|$. Кроме того, изучение зависимости ширины пиков от температуры позволяет определить величину Δ_n . Отметим, что определение положения уровней квантования возможно также по положению пиков на зависимости $d^2I/dV^2(V)$ [16], однако в эксперименте вместо пиков наблюдаются достаточно уширенные особенности [18].

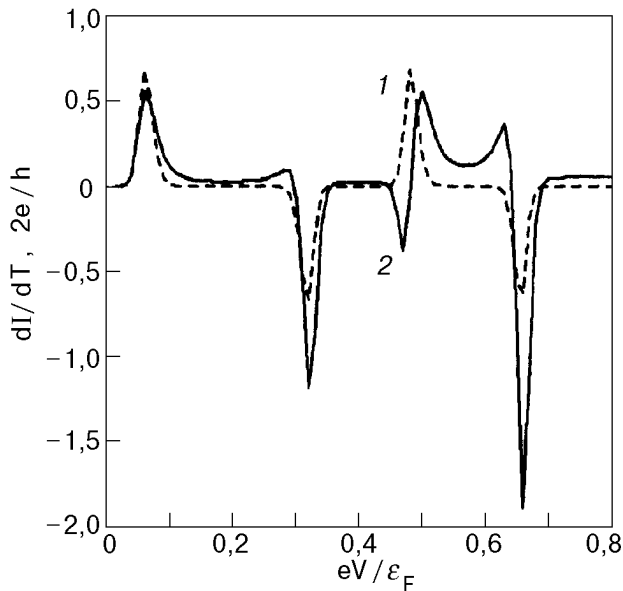


Рис. 3. Зависимость величины $\partial I/\partial T$ от напряжения: без учета потенциала в центре микросужения (1); с учетом потенциала Φ (2). Значения параметров: $T = 0,002\epsilon_F$; $d = 5,25\lambda_F$.

4. Влияние квантового электростатического потенциала на электропроводность баллистического контакта

Покажем, что одномеризация спектра электронов в области микросужения приводит к существованию термодинамически равновесной разности потенциалов между сужением и берегами контакта (квантовый электростатический потенциал) [20] и изучим влияние этой разности потенциалов на нелинейные особенности электропроводности контакта, рассмотренные в предыдущих разделах.

Для простоты рассмотрим баллистический контакт в форме канала шириной d и длиной $L > d$. Обозначим разность потенциалов между контактом и берегами $\Phi(d)$. Тогда плотность электронов $n(d)$ в контакте может быть записана в следующем виде:

$$n(d) = \frac{2}{hd} \sum_n \int d p_x f_0(\epsilon_n + e\Phi(d) + p_x^2/(2m) - \epsilon_F). \quad (13)$$

Здесь ϵ_F — химический потенциал электронов в берегах (потенциал берегов полагается равным нулю). Потенциал $\Phi(d)$ определяется из условия самосогласования, которое в пределе сильного экранирования

$$L, d \gg r_s \quad (14)$$

(r_s — радиус экранирования) сводится к условию электронейтральности. Предполагая, что фон положительного заряда одинаков в канале и в берегах, из условия электронейтральности получаем

$$n(d) = n_0, \quad (15)$$

где $n_0 = 2\pi/\lambda_F^2$ — плотность электронов в берегах. Таким образом, из соотношений (13) и (15) следует условие самосогласования, определяющее величину $\Phi(d)$:

$$\frac{\lambda_F^2}{\pi h d} \sum_n \int d p_x f_0(\epsilon_n + e\Phi(d) + p_x^2/(2m) - \epsilon_F) = 1. \quad (16)$$

В модели «hard wall» при нулевой температуре ($T = 0$) из соотношения (16) следует

$$\frac{4}{\pi \xi} \sum_n (1 + \varphi(d) - n^2/\xi^2)^{1/2} \theta(1 + \varphi(d) - n^2/\xi^2) = 1. \quad (17)$$

Здесь $\varphi(d) = -e\Phi(d)/\varepsilon_F$. График зависимости $\varphi(d)$ приведен на рис. 4. Пики на зависимости $\varphi(d)$ соответствуют «включению» очередного канала проводимости, которое происходит при выполнении условия

$$\varepsilon_n + e\Phi(d) = \varepsilon_F. \quad (18)$$

Соответствующая ширина канала d_n равна

$$d_n = \frac{\lambda_F}{2} \frac{n}{(1 + \varphi_n)^{1/2}}, \quad (19)$$

при этом значение потенциала в канале

$$\varphi_n = \frac{\pi}{4} n \left(\sum_{k=1}^{n-1} \left(1 - \frac{k^2}{n^2} \right)^{1/2} \right)^{-1} - 1. \quad (20)$$

Нетрудно показать, что с учетом квантового электростатического потенциала $\Phi(d)$ «включение» проводящей подзоны с номером n происходит при $\xi_n \approx n - 0,5$ ($n \gg 1$).

При уменьшении диаметра контакта ($d \approx \lambda_F$) радиус экранирования ($r_s \approx \lambda_F$) сравним с d и приближение сильного экранирования оказывается несправедливым. В этом случае вблизи краев канала образуется заряженный слой, препятствующий увеличению потенциала в канале при уменьшении его диаметра. Поэтому

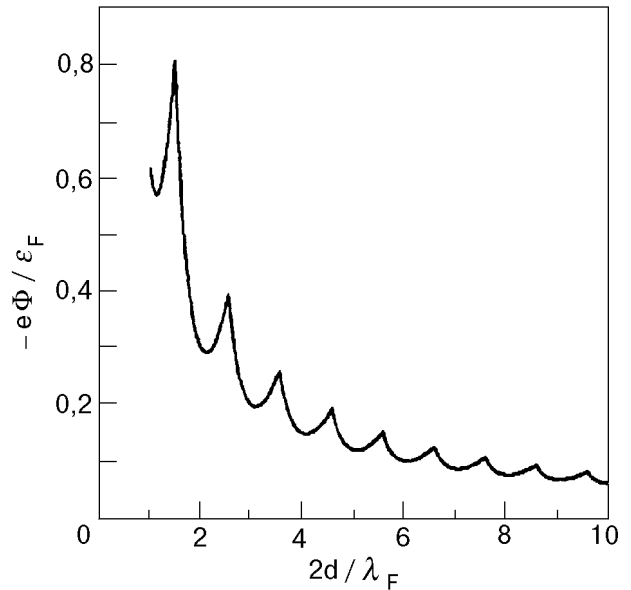


Рис. 4. Зависимость потенциала Φ от диаметра микросужения.

изменение потенциала Φ уже не будет компенсировать увеличение энергии $\varepsilon_1 \approx 1/d^2$ и канал перейдет в непроводящее состояние. Отметим, что в пределе сильного экранирования канал остался бы проводящим и при $d \rightarrow 0$.

В токовом состоянии величина потенциала Φ зависит также от напряжения, приложенного к контакту. В этом случае условие самосогласования принимает вид

$$\frac{\lambda_F^2}{\pi h d} \sum_n \int dp_x \theta(p_x) \left\{ f_0(\varepsilon_n + e\Phi(d, V, T) + p_x^2/(2m) - \varepsilon_F - eV/2) + f_0(\varepsilon_n + e\Phi(d, V, T) + p_x^2/(2m) - \varepsilon_F + eV/2) \right\} = 1. \quad (21)$$

Выражения (16) и (21) применимы также в случае контакта произвольной формы. При этом величина d определяет размер контакта в самом узком месте. Кроме того, изменение диаметра контакта на расстоянии $\approx \lambda_F$ должно быть малым: $d(\ln d)/dx \ll \lambda_F^{-1}$. Отметим, что приведенные выражения получены в предположении $T_n = \theta(\varepsilon - \varepsilon_n)$, что справедливо по крайней мере при $4T \gg \Delta_n$.

Далее рассмотрим, каким образом наличие потенциала $\Phi(d, V, T)$ изменяет результаты, полученные в предыдущих разделах. Заметим, что результаты настоящего раздела применимы в случае широких контактов ($d > \lambda_F$), для которых более приемлемой является модель «hard wall» ограничивающего потенциала.

Наличие потенциал Φ может быть легко учтено заменой $\varepsilon_n \rightarrow \varepsilon_n + e\Phi$. В результате выражение для dI/dV_g принимает вид

$$\frac{dI}{dV_g} = \frac{2e}{h} \sum_n \int d\varepsilon \frac{dT_n}{d\varepsilon} \left(-\frac{d\varepsilon_n}{dV_g} - e \frac{d\Phi}{dV_g} \right) \left\{ f_0 \left(\varepsilon - \varepsilon_F - \frac{eV}{2} \right) - f_0 \left(\varepsilon - \varepsilon_F + \frac{eV}{2} \right) \right\}. \quad (22)$$

Легко показать, что амплитуда пика (при $4T \gg \Delta_n$) пропорциональна величине

$$\left(\frac{dI}{dV_g}\right)_n \approx \frac{(1 + \varphi_n)^{3/2}}{n}, \quad (23)$$

где φ_n определяется выражением (20) при $T = 0$ и $V = 0$. При не равных нулю T и V для определения величины φ_n следует численно решать уравнение (21). Из соотношения (23) следует, что с учетом квантового электростатического потенциала отношения амплитуд пиков на зависимости $dI/dV_g(V_g)$ уже не удовлетворяют простому соотношению (6), что может быть использовано для экспериментального определения величины потенциала внутри микросужения.

Выражение для dI/dT также изменяется и при $4T \gg \Delta_n$ имеет вид

$$\begin{aligned} \frac{\partial I}{\partial T} = \frac{2e}{h} \sum_n \left\{ \Psi\left(\frac{\epsilon_n + e\Phi - \epsilon_F - eV/2}{T}\right) - \Psi\left(\frac{\epsilon_n + e\Phi - \epsilon_F + eV/2}{T}\right) - \right. \\ \left. - e \frac{\partial \Phi}{\partial T} \left[f_0\left(\epsilon_n + e\Phi - \epsilon_F - \frac{eV}{2}\right) - f_0\left(\epsilon_n + e\Phi - \epsilon_F + \frac{eV}{2}\right) \right] \right\}. \quad (24) \end{aligned}$$

Из этого выражения видно, что наличие квантового электростатического потенциала приводит к асимметрии амплитуды положительных и отрицательных пиков на зависимости $dI/dT(V)$ (см. рис. 3, кривая 2).

5. Заключение

В настоящей работе показано, что изучение нелинейных особенностей вольт-амперной характеристики двумерных баллистических контактов позволяет получить непосредственную информацию о характере электростатического потенциала, формирующего микросужение. В частности, измерение относительной величины амплитуды пиков зависимости $dI/dV_g(V_g)$ позволит определить, является ли ограничивающий потенциал непроницаемым для электронов или поперечное движение электронов происходит в параболическом («soft wall») потенциале.

Показано также, что характерной особенностью квантового баллистического контакта является наличие электростатического потенциала в области микросужения, что является следствием различий в характере (размерности) спектра электронов в области микросужения и в берегах контакта. Следует отметить, что в модели «soft wall» [19] (применимой при $d \approx \lambda_F$) электростатический потенциал в области микросужения индуцируется потенциалом затвора V_g . При увеличении диаметра контакта ($d > \lambda_F$), как следует из настоящей работы, электростатический потенциал в контакте не исчезает, однако его физическая природа изменяется. В этом случае наличие потенциала в микросужении не связано с

потенциалом затвора V_g , формирующим форму контакта, а обусловлено исключительно проявлением квантовой природы движения электронов в контакте.

1. Y. Imry, *Physics of Mesoscopic Systems: Directions in Condensed Matter Physics*, G. Grinstein and G. Mazenko (eds.), World Scientific, Singapore (1986), p. 101.
2. B. J. van Wees, H. van Houten, C. W. J. Beenakker, J. G. Williamson, L. P. Kouwenhoven, D. van der Marel, and C. T. Foxon, *Phys. Rev. Lett.* **60**, 848 (1988).
3. D. A. Wharam, T. J. Thornton, R. Newbury, M. Pepper, H. Ahmed, J. E. F. Frost, D. G. Hasko, D. C. Peacock, D. A. Ritchie, and G. A. C. Jones, *J. Phys.* **C21**, L209 (1988).
4. Л. И. Глазман, Г. Б. Лесовик, Д. Е. Хмельницкий, Р. И. Шехтер, *Письма в ЖЭТФ* **48**, 218 (1988).
5. И. Б. Левинсон, *Письма в ЖЭТФ* **48**, 273 (1988).
6. A. Szafer and A. D. Stone, *Phys. Rev. Lett.* **62**, 300 (1989).
7. G. Kirczenow, *Phys. Rev.* **B39**, 10452 (1989).
8. L. Escapa and N. Garsia, *J. Phys. Condens. Matter.* **1**, 2125 (1989).
9. D. van der Marel and E. G. Haanappel, *Phys. Rev.* **B39**, 7811 (1989).
10. A. Kawabata, *J. Phys. Soc. Jpn.* **58**, 372 (1989).
11. А. М. Загоскин, И. О. Кулик, *ФНТ* **16**, 911 (1990).
12. E. Castano and G. Kirczenow, *Phys. Rev.* **B45**, 1514 (1992).
13. M. Büttiker, Y. Imry, R. Landauer, and S. Pinhas, *Phys. Rev.* **B31**, 6207 (1985).
14. Л. И. Глазман, А. В. Хаецкий, *Письма в ЖЭТФ* **48**, 546 (1988).
15. L. P. Kouwenhoven, B. J. van Wees, C. J. P. M. Harmans, J. G. Williamson, H. van Houten, C. W. J. Beenakker, C. T. Foxon, and J. J. Harris, *Phys. Rev.* **B39**, 8040 (1989).
16. А. М. Загоскин, *Письма в ЖЭТФ* **52**, 1043 (1990).
17. N. K. Patel, L. Martin-Moreno, M. Pepper, R. Newbury, J. E. F. Frost, D. A. Ritchie, G. A. C. Jones, J. T. M. B. Janssen, J. Singleton, and J. A. A. J. Perenboom, *J. Phys.: Condens. Matter* **2**, 7247 (1990).

-
18. N. K. Patel, J. T. Nicholls, L. Martin-Moreno, M. Pepper, J. E. F. Frost, D. A. Ritchie, and G. A. C. Jones, *Phys. Rev.* **B44**, 13549 (1991).
 19. M. Büttiker, *Phys. Rev.* **B41**, 7906 (1990).
 20. М. В. Москалец, *Письма в ЖЭТФ* **62**, 702 (1995).

Features of the non-linear electric conductivity of two-dimensional ballistic contacts

M. V. Moskalets

The features of the conductivity of two-dimensional ballistic contacts are considered, which are

sensitive both to the character of the confining potential and to the presence of the electrostatic potential inside the microconstriction. It is shown, that the position, amplitude and form of the features give direct information about the positions of the quantization levels, the size of the electrostatic potential inside the microconstriction and the probability of electron transmission through the contact.