Физика низких температур, 1997, т. 23, № 3, с. 319–326

Баллистический транспорт и межзонная интерференция в двумерных квантовых контактах

М. В. Москалец*

Статья поступила в редакцию 10 сентября 1996 г., после переработки 26 сентября 1996 г.

Рассмотрен новых эффект, суть которого заключается в осцилляционной зависимости коллекторного тока от диаметра диафрагмы, ограничивающей поток электронов от эмиттера к коллектору. Такая зависимость обусловлена изменением положения проводящих подзон диафрагмы при изменении ее диаметра. Показано также, что в случае сильного рассогласования электронных состояний вне и внутри диафрагмы коллекторный ток содержит заметную интерференционную компоненту, обусловленную электростатическим эффектом Ааронова—Бома и соответствующую смешиванию каналов проводимости квантовой диафрагмы.

Розглянуто новий ефект, суть якого полягає у осциляційній залежності колекторного струму від діаметра діафрагми, яка обмежує потік електронів від емітера до колектора. Така залежність обумовлена зміною положення провідних підзон діафрагми при зміні її діаметра. Показано також, що у випадку сильної розбіжності стану електронів поза та усередині діафрагми колекторний струм містить помітну інтерференційну компоненту, що обумовлена електростатичним ефектом Ааронова—Бома та відповідає змішуванню провідних каналів квантової діафрагми.

PACS: 73.20.Dx, 72.20.Dp, 73.40.Lq

Введение

Баллистический электронный транспорт в мезоскопических системах [1] привлекает к себе постоянное внимание: с одной стороны, в связи с возможностью экспериментального создания регулируемых структур, размер которых сравним с длиной волны электрона λ_F; с другой стороны, в связи с тем, что в таких структурах на макроскопическом уровне проявляется квантовая (волновая) природа носителей тока.

Особенно ярко это проявляется в проводимости двумерных баллистических точечных контактов, представляющих собой узкую перемычку (размер которой d сравним с λ_F), соединяющую две области в двумерном электронном газе (см. рис. 1). Как экспериментально показано [2,3], кондактанс G такого контакта квантуется в единицах $G_0 = 2e^2/h$. Причиной этого является ограничение поперечного (относительно оси контакта) движения электронов в области микросужения и, как следствие, квантование поперечного импульса частиц [2–11]. Каждому уровню квантования $\varepsilon_n = (\pi n\hbar/d)^2/2m$ ($n = 1, 2, \ldots$) соответствует одномерная подзона $\varepsilon_n(p_x) = p_x^2/2m + \varepsilon_n$ (ось x направлена вдоль оси контакта) с проводимостью $G_n = G_0$. Количество проводящих подзон N определяется величиной фермиевской энергии электронов в берегах ε_F ($x \to \pm\infty$; контакт расположен при $x = 0$) и шириной контакта d, от которой зависит расстояние между уровнями поперечного квантования. Подзона является проводящей, если выполнено условие $\varepsilon_n < \varepsilon_F + e\varphi(d)$ ($\varphi(d)$ — потенциал, возникающий между контактом и берегами [12]). В соответствии с многоканальным обобщением формулы Ландауэра [13] кондактанс контакта равен NG_0. При изменении диаметра контакта d изменяется расстояние между уровнями квантования и, как следствие, количество проводящих подзон. Поэтому зависимость $G(d)$ имеет форму лестницы со ступеньками равной высоты G_0.

Для описания квантовых контактов обычно используется одна из двух моделей: модель контакта с плавной геометрией (адиабатический контакт) [10,11] либо модель контакта с резкой геометрией [4–9]. Расчеты в рамках обеих моделей приводят к ступенчатой зависимости $G(d)$, однако процесс прохождение электроном области контакта в этих моделях различен. Так, в адиабатическом контакте реализуется безотражательное согласование состояний электронов в левом и правом берегах [10]. При этом каждое электронное состояние может

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

© М. В. Москалец, 1997

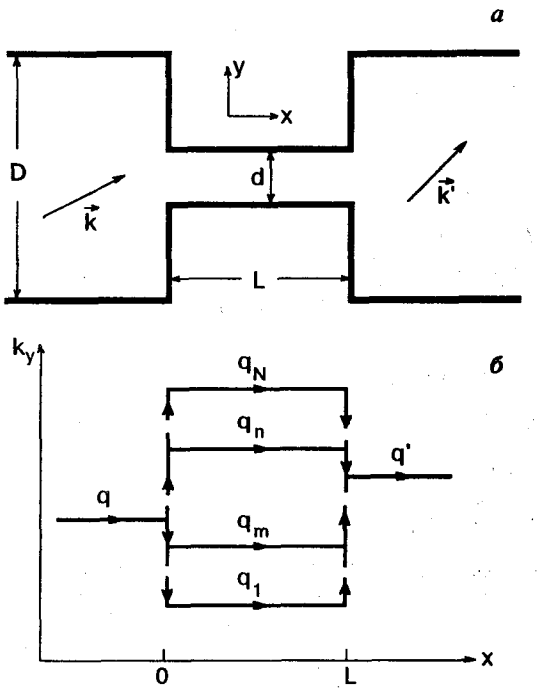

Рис. 1. *а* — модель квантового контакта длиной L и шириной d, соединяющего двумерные области шириной D; k, k′ — волновые векторы электрона до и после прохождения контакта соответственно; *б* — фазовые траектории электрона, движущегося через контакт; q, q_i (где $1 \le i \le N$) и q' — проекции на ось $0x$ волнового вектора электрона до контакта, внутри контакта и после прохождения контакта соответственно.

быть однозначно отнесено к той или иной проводящей подзоне контакта. Межзонные переходы, обусловленные неадиабатичностью формы контакта на далеких расстояниях [14] либо наличием рассеивающих центров внутри контакта [15], приводят лишь к малым поправкам к кондактансу микроструктуры. Иная ситуация в контактах с резкой геометрией. Рассогласование электронных состояний в берегах и в контакте приводит к сильному рассеянию электронной волны в местах сопряжения контакта с берегами. Рассеяние «назад» приводит к многократному прохождению электронной волной области внутри контакта, что проявляется в виде резонансной структуры на зависимости $G(d)$ [4–9]. Рассеяние «вперед» приводит к существованию нескольких путей перехода из некоторого состояния левого берега k в некоторое состояние правого берега k′ (через различные состояния в контакте, см. рис. 1,*б*) и, как будет показано ниже, обусловливает наличие интерференционного слагаемого в выражении для вероятности перехода $|t_{kk'}|^2$ ($t_{kk'}$ — элемент матрицы перехода контакта). Оба эти процесса приводят к сильному межзонному перемешиванию. Заметим, что в экспериментальных работах [2,3] не наблюдалась резонансная структура на зависимости $G(d)$. Возможно, это объясняется тем, что используемые в эксперименте контакты имеют плавную форму в силу электростатической природы потенциального барьера, формирующего микросужение. Отметим работу [16], в которой показано, что для неадиабатических контактов с плавной формой зависимость $G(d)$ также не содержит резонансную структуру. При этом подчеркивается существенная роль межзонного перемешивания в таких контактах.

Универсальность квантования кондактанса и относительная нечувствительность его к деталям рассеяния электронов в контакте, в частности, обусловлены тем, что кондактанс G определяется всеми электронными состояниями левого и правого берегов. Выражение для G имеет вид [1]

$$G = \frac{2e^2}{h}\,\mathrm{Tr}\,(tt^+)_{\varepsilon_F} = \frac{2e^2}{h}\sum_{k}\sum_{k'}\left|t_{kk'}(\varepsilon_F)\right|^2. \quad (1)$$

Более детальная информация о процессах рассеяния электронов содержится в самих коэффициентах матрицы перехода $t_{kk'}$.

В настоящей работе показано, что определение величины $|t_{kk'}|^2$ возможно методом аналогичным методу поперечной фокусировки электронов [17], реализованным в двумерном электронном газе в работе [18]. В [19] теоретически показано, что анализ зависимости коллекторного тока I_c от магнитного поля H позволяет восстановить угловое распределение электронов, покидающих эмиттер. Если между эмиттером и коллектором разместить диафрагму (рис. 2), то оказывается, что при фиксированной величине магнитного поля H коллекторный ток пропорционален вероятности перехода $|t_{kk'}|^2$ (k соответствует электрону, движущемуся от эмиттера к диафрагме, а k′ — электрону, движущемуся от диафрагмы к коллектору). Коллекторный ток $I_c(d)$ в такой ситуации осциллирует в зависимости от диаметра диафрагмы d. Пики на

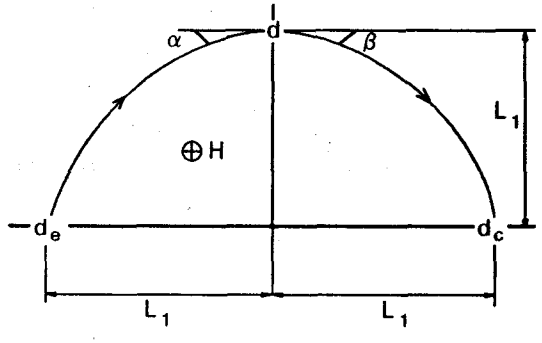

Рис. 2. Схема расположения контактов.

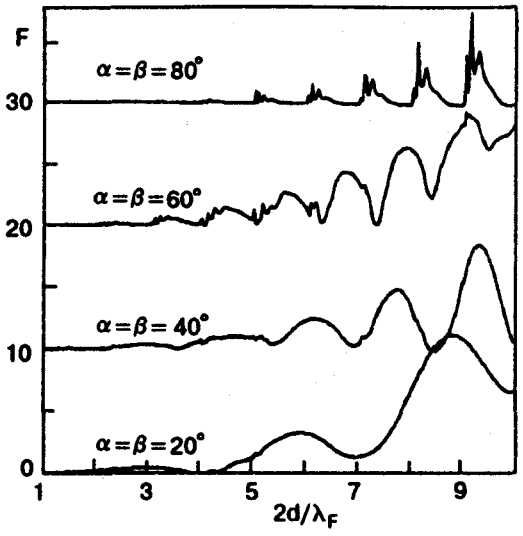

Рис. 3. Зависимость коллекторного тока ($I_c \sim F$) от диаметра диафрагмы для различных углов подлета электрона при $L/\lambda_F = 5$. Для наглядности кривые вертикально смещены на 0, 10, 20 и 30 усл. ед. и вертикально сжаты в 6,6; 7; 3 и 0,3 раза соответственно.

зависимости $I_c(d)$ (рис. 3) соответствуют уровням квантования поперечного движения электронов в области микросужения. Кроме того, для контактов с резкой геометрией предсказывается значительный интерференционный вклад в I_c, обусловленный электростатическим эффектом Аронова—Бома [20].

1. Матрица перехода для контакта с резкой геометрией

В качестве модели двумерного баллистического контакта рассмотрим прямоугольный канал шириной d и длиной L, соединяющий две широкие области $D >> d$ (рис. 1,*a*). Длина пробега электронов l предполагается большей характерных размеров контакта ($l >> L, d$). Распространение электронной волны через контакт опишем методом, изложенным в работе [4].

Рассмотрим прохождение через контакт (рис. 1) слева направо электрона с энергией $\varepsilon_p = p^2/2m$ и импульсом $\mathbf{p} = \hbar\mathbf{k}$ (обозначим $k_x \equiv \kappa$, $k_y \equiv q$). Волновую функцию электрона Ψ_k запишем в следующем виде:

$$\begin{cases} \Psi_k(x<0) = \chi_q(y)\exp(i\kappa x) + \sum\limits_{k'} r_{kk'}\chi_{q'}(y)\exp(-i\kappa' x), \\ \Psi_k(0<x<L) = \sum\limits_n \varphi_n(y)\left[t_{kn}\exp(i\kappa_n x) + r_{kn}\exp(-i\kappa_n x)\right], \\ \Psi_k(L<x) = \sum\limits_{k'} \tau_{kk'}\chi_{q'}(y)\exp(i\kappa' x). \end{cases} \tag{2}$$

Здесь $\chi_q(y)$, $\varphi_n(y)$ — нормированные на единицу поперечные волновые функции в широкой зоне и в канале соответственно. Суммирование распространяется на все состояния, удовлетворяющие закону сохранения энергии $\varepsilon_p = \varepsilon_{p'} = \varepsilon_n + \hbar^2\kappa_n^2/2m$ (в настоящей работе мы не рассматриваем влияние электростатического потенциала $\varphi(d)$ [12]), кроме того, $\kappa > 0$ и $\kappa' > 0$. Для определения коэффициентов t_{kn}, r_{kn}, $\tau_{kk'}$ и $r_{kk'}$ воспользуемся непрерывностью волновой функции (2) и ее производной при $x = 0$ и $x = L$. После несложных преобразований получаем систему уравнений для величин t_{kn} и r_{kn}:

$$\begin{cases} \sum\limits_{k'}\sum\limits_m \kappa' a_{q'n} a_{q'm}\left[t_{km}\exp(i\kappa_m L) + r_{km}\exp(-i\kappa_m L)\right] = \kappa_n\left[t_{kn}\exp(i\kappa_n L) - r_{kn}\exp(-i\kappa_n L)\right], \\ \sum\limits_{k'}\sum\limits_m \kappa' a_{q'n} a_{q'm}\left(t_{km} + r_{km}\right) = 2\kappa a_{qn} - \kappa_n\left(t_{kn} - r_{kn}\right). \end{cases} \tag{3}$$

Здесь $a_{qn} = \int\limits_0^d dy\,\chi_q(y)\,\varphi_n(y)$ — коэффициент перекрытия поперечных волновых функций. Решение данной системы уравнений определяет коэффициенты $\tau_{kk'}$:

$$\tau_{kk'} = e^{-ik'L} \sum_n a_{q'n} \left(t_{kn} e^{i\kappa_n L} + r_{kn} e^{-i\kappa_n L} \right) . \quad (4)$$

Вычисляя стандартным образом квантовомеханический ток I, протекающий через контакт, к берегам которого приложено напряжение $eV << \varepsilon_F$, при нулевой температуре получаем

$$I = \frac{2e^2}{h} V \sum_{k=k_F} \sum_{k'=k_F} \theta(\kappa)\, \theta(\kappa') \frac{\kappa'}{\kappa} |\tau_{kk'}|^2 . \quad (5)$$

Здесь $\theta(x)$ — функция Хевисайда. Каждое слагаемое в выражении (5) представляет собой ток, протекающий через контакт при переходе электрона из состояния k до контакта в состояние k′ после контакта. Сравнивая выражение для кондактанса $G = I/V$, получаемое из (5), с выражением (1), находим связь элементов матрицы перехода $t_{kk'}$ с коэффициентами $\tau_{kk'}$, определяющими амплитуду волновой функции после прохождения контакта:

$$t_{kk'} = \sqrt{\kappa'/\kappa}\, \tau_{kk'} . \quad (6)$$

Величина $|t_{kk'}|^2$ определяет интенсивность потока электронов в состоянии k′ после прохождения контакта при единичной интенсивности падающего на контакт потока электронов в состоянии k.

Решение системы уравнений (3) возможно только численными методами и требует больших затрат компьютерного времени. Однако в работе [4] на основании таких расчетов обоснован метод приближенного определения коэффициентов t_{kn} и r_{kn} (приближение среднего поля), заключающийся в замене точного выражения для коэффициентов a_{qn} на приближенное:

$$a_{qn}^2 = \frac{d}{D} \left[\theta(q - q_{n-1}) - \theta(q - q_{n+1}) \right] . \quad (7)$$

При этом коэффициенты a_{qn} должны удовлетворять условию полноты $\sum_q a_{qn} a_{qm} = \delta_{nm}$. Легко проверить, что, используя определение (7), с достаточной точностью можно положить

$$\sum_k \kappa a_{qn} a_{qm} = \delta_{nm} \sum_{q=q_{n-1}}^{q_{n+1}} \kappa = \delta_{nm} \left(K_n + iJ_n \right) . \quad (8)$$

Подставляя (8) в (3), определяем коэффициенты t_{kn} и r_{kn}. Подставив затем полученные выражения в (4), найдем выражение для коэффициентов $\tau_{kk'}$ в приближении среднего поля:

$$\tau_{kk'} = \sum_{n=1}^{N} 2\kappa_n \kappa a_{qn} a_{q'n} Z_n^{-1} \exp\left(-ik'L - \theta_n\right) , \quad (9)$$

где

$$Z_n^2 = 4K_n^2\kappa_n^2 + \left[\left(K_n + \kappa_n \right)^2 + J_n^2 \right] \left[\left(K_n - \kappa_n \right)^2 + J_n^2 \right] \sin^2 \left(\kappa_n L + \varphi_n \right) , \quad (10)$$

$$\operatorname{tg} \varphi_n = 2J_n\kappa_n \left(K_n^2 - \kappa_n^2 + J_n^2 \right)^{-1} , \quad (11)$$

$$\operatorname{tg} \theta_n = \frac{2J_n\kappa_n \cos(\kappa_n L) - (K_n^2 + \kappa_n^2 - J_n^2) \sin(\kappa_n L)}{2K_n [\kappa_n \cos(\kappa_n L) + J_n \sin(\kappa_n L)]} . \quad (12)$$

Из выражения (9) видно, что амплитуда прошедшей волны ($\tau_{kk'}$) состоит из N слагаемых, соответствующих наличию N возможных путей прохождения через контакт, а именно, переходу электрона в ту или иную проводящую подзоны контакта (рис. 1,*б*) (при $L/\lambda_F >> 1$ вкладом затухающих мод $n > N$ можно пренебречь). Вклад каждого из возможных путей перехода пропорционален произведению коэффициентов перекрытия $a_{qn}a_{q'n}$. Заметим, что приближение среднего поля (7), (8) применяется лишь при решении системы уравнений (3). Величина θ_n представляет собой набег фазы электронной волны при прохождении через контакт в подзоне с номером n. Для глубоко лежащих уровней (фактически при $n \le N - 1$)

$$\theta_n = -\left(1 - (n\lambda_F/2d)^2\right)^{1/2} k_F L . \quad (13)$$

Движение в подзоне можно рассматривать как движение в области с потенциальной энергией $\varepsilon_n = (\pi n\hbar/d)^2/(2m)$. Таким образом, в данной ситуации реализуется многоканальный аналог электростатического эффекта Аронова—Бома.

При вычислении квадратичных по $\tau_{kk'}$ величин (например, тока (5)) появляются интерференционные слагаемые, обусловленные расщеплением электронной волны при входе в канал и последующей интерференцией прошедших волн при выходе из канала (см. рис. 1,*б*). Интерференция возможна в отсутствие неупругих процессов, разрушающих когерентное электронное состояние, что и предполагается в настоящей работе.

Далее, подставляя (9) в (6), получаем выражение для величин $|t_{kk'}|^2$ в следующем виде:

$$|t_{kk'}|^2 = \sum_{n=1}^{N} 4\kappa_n^2 \kappa\kappa' a_{qn}^2 a_{q'n}^2 Z_n^{-2} + 2\sum_{n=2}^{N}\sum_{m=1}^{n-1} 4\kappa_n\kappa_m\kappa\kappa' a_{qn}a_{q'n}a_{qm}a_{q'm}Z_n^{-1}Z_m^{-1}\cos(\theta_n - \theta_m). \qquad (14)$$

Первый член соответствует аддитивному вкладу проводящих подзон в вероятность перехода. Второй член — интерференционный. Знак его определяется разностью набега фаз в различных подзонах, а также скачком фазы при входе и выходе из канала, т.е. знаками величин a_{qn}.

В следующем разделе рассмотрена схема эксперимента, позволяющего непосредственно определить коэффициенты $|t_{kk'}|^2$.

2. Коллекторный ток при наличии квантовой диафрагмы

Рассмотрим баллистическое распространение электронов от эмиттера к коллектору, между которыми расположена диафрагма, в слабом магнитном поле (рис. 2). В качестве диафрагмы используется квантовый контакт с элементами матрицы перехода $t_{kk'}$, коллектор и эмиттер — классические точечные контакты. При пропускании тока I_e через эмиттер часть неравновесных электронов, рассеявшись на диафрагме, попадает в коллектор, создавая коллекторный ток I_c (предполагается, что непосредственное попадание электронов с эмиттера на коллектор невозможно). Для показанного на рис. 2 взаимного расположения контактов выражение для коллекторного тока может быть записано в виде

$$I_c = I_e \int_{\alpha_2}^{\alpha_1} d\alpha \int_{\beta_2}^{\beta_1} d\beta \cos\alpha \cos\beta\, |t(\alpha,\beta)|^2. \qquad (15)$$

Здесь $t(\alpha,\beta) = (D/\lambda_F)t_{kk'}$;

$$\alpha_{1,2} = \arccos\left\{\left[1 + (1 \mp d/2L_1)^2\right]^{1/2} L_1/2r_H\right\} - \arccos\left\{\left[1 + (1 \mp d/2L_1)^2\right]^{-1/2}\right\};$$

$$\beta_{1,2} = \arccos\left\{\left[1 + (1 \mp d_c/2L_1)^2\right]^{1/2} L_1/2r_H\right\} - \arccos\left\{\left[1 + (1 \mp d_c/2L_1)^2\right]^{-1/2}\right\};$$

$2L_1$ — расстояние между контактами; $r_H = cp_F/(eH)$ — циклотронный радиус; d, d_c — поперечные размеры диафрагмы и коллектора соответственно. Предполагаются выполненными следующие условия: l, $r_H > L_1 > d_c$, $d_c > d \approx \lambda_F$ (d_c — поперечный размер эмиттера).

Обычно в эксперименте (см., например, [18]) измеряют напряжение V_c, которое необходимо приложить к коллектору, чтобы полный коллекторный ток равнялся нулю: $I_c - V_c/R_c = 0$, здесь R_c — сопротивление коллектора. Следует отметить, что в условиях линейного отклика ($eV_c \ll \varepsilon_F$) величина I_c не зависит от напряжения на коллекторе. При достаточно малой величине отношений d/L_1 и d_c/L_1, вынося $t(\alpha,\beta)$ за знаки интегрирования в (15) и учитывая (14), получаем выражение для напряжения на коллекторе

$$V_c = I_e R_c \frac{\lambda_F d_c}{16L_1^2}\left[1 + \operatorname{ctg}\left(\alpha + \frac{\pi}{4}\right)\right] \times \left[1 + \operatorname{ctg}\left(\beta + \frac{\pi}{4}\right)\right] F, \qquad (16)$$

где $\alpha = \beta = \arccos(L_1/\sqrt{2}\, r_H) - \pi/4$. С учетом того, что $\kappa = k_F\cos\alpha$, $q = k_F\sin\alpha$, $\kappa' = k_F\cos\beta$, $q' = k_F\sin\beta$, выражение для $F = F_0 + F_i$ имеет вид

$$F_0 = \sum_{n=1}^{N} 2\xi\kappa_n^2 k_F^2 Z_n^{-2}\varphi(n,n), \qquad (17)$$

$$F_i = \sum_{n=2}^{N} \sum_{m=1}^{n-1} 4\xi\kappa_n\kappa_m k_F^2 Z_n^{-1} Z_m^{-1} \varphi(n, m) \cos(\theta_n - \theta_m), \tag{18}$$

$$\varphi(n, m) = a_n(\alpha) a_m(\alpha) a_n(\beta) a_m(\beta) \cos^2\alpha \cos^2\beta . \tag{19}$$

Здесь $\xi = 2d/\lambda_F$; $\kappa_n = k_F\left(1 - (n/\xi)^2\right)^{1/2}$ и

$$a_n(\alpha) = \frac{\sqrt{2}\, n}{\pi\xi^{3/2}} \frac{\sin\left[\pi\xi(\sin\alpha - \sin\alpha_n)\right]}{\sin^2\alpha - \sin^2\alpha_n}, \tag{20}$$

где $\alpha_n = \arcsin(n\lambda_F/2d)$.

3. Зависимость коллекторного тока от диаметра диафрагмы

На рис. 3 приведена зависимость величины F, входящей в выражение (16) и определяющей напряжение на коллекторе V_c (или коллекторный ток $I_c = V_c/R_c$), от диаметра диафрагмы d. Наличие пиков на зависимости $I_c(d)$ (соответственно $V_c(d)$) математически обусловлено обращением в нуль знаменателя коэффициентов перекрытия $a_n(\alpha)$ (20). Природа же явления заключается в следующем. Величина $a_n(\alpha)$ имеет максимум при $\alpha = \alpha_n$, что соответствует совпадению поперечных волновых векторов в контакте (в подзоне с номером n) $q_n = \pi n/d$ и вне контакта $q = k_F \sin\alpha$. При изменении диаметра диафрагмы d изменяется положение уровней квантования в микросужении, и при некотором $d = d_n$ выполняется условие $q = q_n$. В этот момент реализуется режим резонансного прохождения электроном микросужения по подзоне n, что приводит к увеличению коллекторного тока. Положение пиков определяется выражением

$$d_n = \frac{\lambda_F}{2} \frac{n}{\sin\alpha}. \tag{21}$$

Тонкая структура пиков обусловлена двумя эффектами: внутризонной и межзонной интерференцией. Интерференция электронных волн в проводящей подзоне связана с рассеянием «назад» на краях канала, вызывающим многократное прохождение электронной волной области микросужения. Этот эффект описывается величиной Z_n (10) в выражениях (17) и (18) и, как уже упоминалось, проявляется в виде резонансной структуры на зависимости $G(d)$ для контактов с резкой формой [4–11]. Особенностью данного эффекта является то, что резонансная структура определяется вкладом только верхней проводящей подзоны, поскольку зависимость $Z_n(d)$ при $n < N$ является гладкой. Из (21) следует, что номер резонансного уровня n связан с количеством проводящих подзон в контакте $N = [2d/\lambda_F]$ соотношением $N = [n/\sin\alpha]$ (квадратные скобки обозначают целую часть числа). На рис. 3 показано, что при $\alpha \approx \pi/2$ имеем $n = N$, т.е. основной вклад в коллекторный ток вносит верхняя проводящая подзона, поэтому форма пика сильно изрезана (при $L/d >> 1$). При уменьшении величины угла α форма пика сглаживается, поскольку основную роль начинают играть более глубокие уровни.

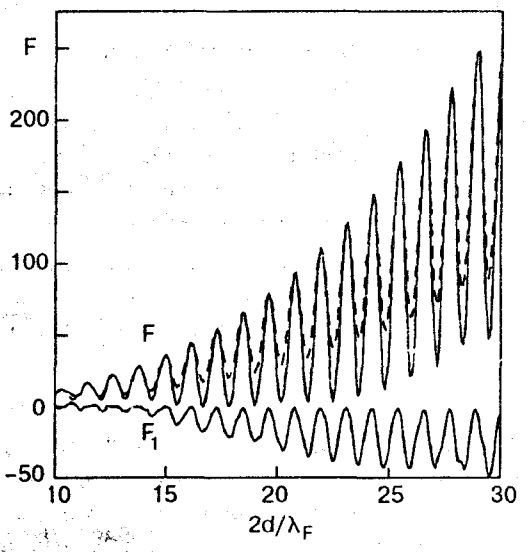

Рис. 4. Коллекторный ток ($I_c \sim F$) для больших диаметров диафрагмы при $\alpha = \beta = 60°$; $L/\lambda_F = 5$. Пунктир соответствует величине F_0 (17). Кривые вертикально сжаты в 3 раза.

Вклад процессов межзонной интерференции в коллекторный ток определяется выражением (18). Его величина существенна, когда в микросужении достаточное число подзон являются проводящими. Однако при $\alpha \approx \pi/2$ этот вклад оказывается несущественным, поскольку вблизи верхней проводящей подзоны (определяющей основной вклад в ток в данном случае) расстояние между уровнями квантования достаточно велико и произведение $a_n(\alpha)a_m(\alpha)$ ($n \neq m$) оказывается малым. На рис. 4 приведена зависимость величин F, F_0 и F_i от диаметра контакта в области $d >> \lambda_F/2$. Видно, что вклад процессов межзонной интерференции оказывает существенное влияние на форму кривой.

В области $d \approx \lambda_F/2$ особенности, обусловленные обоими эффектами, накладываются (рис. 5,*а*). Однако если учесть влияние температуры T

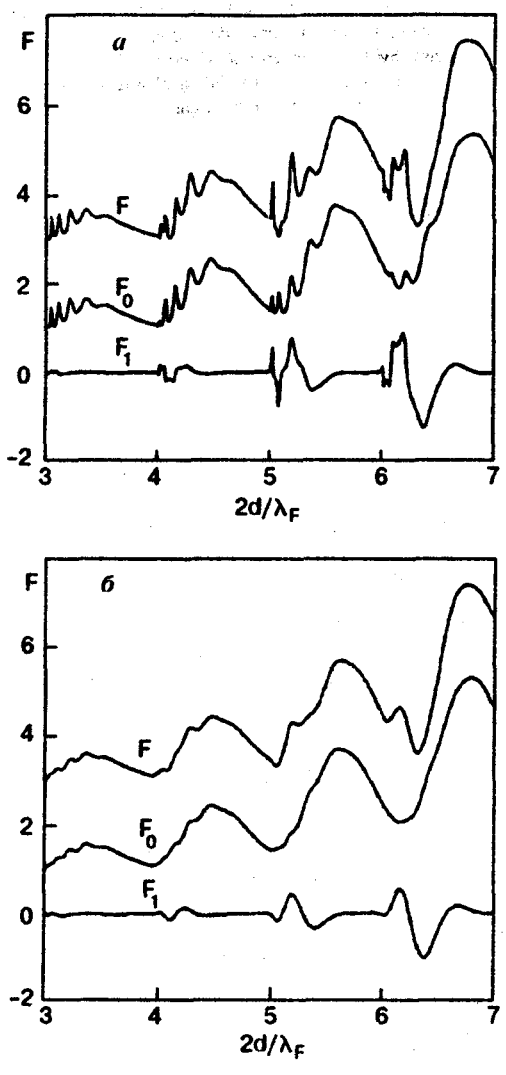

Рис. 5. Зависимость коллекторного тока ($I_c \sim F$) от диаметра диафрагмы ($\alpha = \beta = 60°$; $L/\lambda_F = 5$) при различных температурах $T = 0$ (*а*) и $T = 0{,}01\varepsilon_F$ (*б*). Кривые вертикально смещены на 0,1 и 3 усл. ед. соответственно и сжаты в 3 раза.

$$\left|t_{kk'}(T)\right|^2 = -\int d\varepsilon\, f'(\varepsilon, T)\, \left|t_{kk'}(\varepsilon)\right|^2 \qquad (22)$$

($f(\varepsilon, T)$ — фермиевская функция распределения), то уже при $T = 0{,}01\varepsilon_F$ особенности, обусловленные процессами внутризонной интерференции, сглаживаются (рис. 5,*б*).

Заключение

В настоящей работе рассмотрена проводимость баллистической микроструктуры, состоящей из эмиттера, коллектора и квантовой диафрагмы. Показано, что ток в такой системе осциллирует при изменении диаметра диафрагмы. Это связано с резонансным прохождением электроном микросужения при совпадении поперечного импульса налетающего электрона с импульсом, соответствующим одному из квантовых уровней в микросужении.

Отметим, что в выражении (15) не учтен вклад электронов, отраженных от ограничивающих поверхностей. Этот вклад в слабых магнитных полях мал (он отсутствует при $H = 0$) и проявится в виде плавного фона на зависимости $V_c(d)$.

Вследствие рассеяния электронной волны при входе и выходе из микросужения (рассеяния «вперед») возникает когерентное состояние, соответствующее прохождению контакта по всем проводящим подзонам (см. рис. 1,*б*). Интерференция прошедших волн влияет на коллекторный ток (см. (18)). При этом набег фазы волны $\theta_n \approx -L(k_F^2 - (\pi n/d)^2)^{1/2}$ различен для различных подзон и зависит от диаметра контакта d. Этот эффект является многоканальным аналогом электростатического эффекта Аронова—Бома.

В настоящей работе рассмотрена диафрагма с прямоугольными краями. Однако осцилляции коллекторного тока должны присутствовать и в случае адиабатического контакта (выполняющего роль диафрагмы). Отличие заключается в отсутствии интерференционных вкладов, что проявится в более плавной форме пиков.

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. A. Szafer and A. D. Stone, *Phys. Rev. Lett.* **62**, 300 (1989).
5. G. Kirczenow, *Phys. Rev.* **B39**, 10452 (1989).
6. И. Б. Левинсон, *Письма в ЖЭТФ* **48**, 273 (1988).
7. L. Escapa and N. Garsia, *J. Phys. Condens. Matter.* **1**, 2125 (1989).
8. D. van der Marel and E. G. Haanappel, *Phys. Rev.* **B39**, 7811 (1989).
9. А. М. Заговкин, И. О. Кулик, *ФНТ* **16**, 911 (1990).
10. Л. И. Глазман, Г. Б. Лесовик, Д. Е. Хмельницкий, Р. И. Шехтер, *Письма в ЖЭТФ* **48**, 218 (1988).
11. A. Kawabata, *J. Phys. Soc. Jpn.* **58**, 372 (1989).
12. М. В. Москален, *Письма в ЖЭТФ* **62**, 702 (1995).
13. M. Büttiker, Y. Imry, R. Landauer, and S. Pinhas, *Phys. Rev.* **B31**, 6207 (1985).
14. A. Yacoby and Y. Imry, *Phys. Rev.* **B41**, 5341 (1990).
15. A. M. Zagoskin and R. I. Shekhter, *Phys. Rev.* **B50**, 4909 (1994).
16. E. Castano and G. Kirczenow, *Phys. Rev.* **B45**, 1514 (1992).
17. В. С. Ной, *Письма в ЖЭТФ* **19**, 114 (1974).
18. H. van Houten, C. W. J. Beenakker, J. G. Williamson, M. E. I. Broekaart, P. H. M. van Loosdrecht, B. J. van Wees, J. E. Mooij, C. T. Foxon, and J. J. Harris, *Phys. Rev.* **B39**, 8556 (1989).
19. М. В. Москален, *Письма в ЖЭТФ* **63**, 604 (1996).
20. Y. Aharonov and D. Bohm, *Phys. Rev.* **115**, 484 (1959).

Ballistic transport and interband interference in two-dimensional quantum contacts

M. V. Moskalets

A new effect — an oscillatory dependence of the collector current upon the diameter of the diaphragm limiting the electron flow from the emitter to the collector is predicted. The dependence is due to a change in the position of the conducting subbands of the diaphragm when its diameter changes. It is also shown that in the case of a strong mismatch of the electron states outside and inside the diaphragm, the collector current contains an appreciable interference component induced by the electrostatic Aharonov-Bohm effect, which corresponds to the mixing of the conductivity channels of the quantum diaphragm.