

УДК 539.292

СОПРОТИВЛЕНИЕ БАЛЛИСТИЧЕСКОГО МИКРОМОСТИКА В МЕТАЛЛАХ С АНИЗОТРОПНОЙ ПОВЕРХНОСТЬЮ ФЕРМИ

Е. В. Сухоруков, А. В. Хаецкий

Вычислено сопротивление баллистического микромоستي́ка с учетом зеркального рассеяния носителей тока на стенках канала при их движении из одного металлического берега к другому. Энергетический спектр носителей тока является анизотропным (эллипсоидальным). Показано, что учет зеркального рассеяния на стенках канала приводит к отличию сопротивления микромоستي́ка от сопротивления Шарвина. Конкретные вычисления проделаны для случая носителей тока в висмуте.

1. Баллистический микромостик есть перемычка (канал) между двумя массивными участками металла, все размеры которой малы по сравнению с длиной свободного пробега электрона. В последнее время разработана методика [1], позволяющая изготавливать баллистические микромостики, имеющие диаметр отверстия порядка нескольких микрон и длину канала порядка нескольких десятков микрон. Экспериментально исследуются также микромостики, изготовленные из висмута [2], носители тока в котором имеют сильно анизотропный спектр. При этом способ изготовления микромоستي́ка таков [1], что, по-видимому, носители тока, двигаясь вдоль канала из одного металлического берега к другому, отражаются от поверхностей канала преимущественно зеркально, так же, как это имеет место для отражения от поверхности массивного образца Bi [3]. Легко понять, что в случае сферической поверхности Ферми и зеркальном рассеянии на стенках канала сопротивление баллистического микромоستي́ка не зависит от длины канала и определяется формулой Шарвина [4]. Это связано с тем, что электрон, попав из левого берега в канал, не может вылететь обратно, и неизбежно уходит в правый берег.

В случае анизотропной поверхности Ферми ситуация иная. Рассматриваем для определенности Bi , энергетический спектр которого представляет собою совокупность сильно вытянутых эллипсоидов (долин). Легко понять, что если эллипсоид расположен симметрично относительно оси канала (т. е. одна из его главных осей совпадает с осью канала), то ток электронов этой долины не зависит от длины канала и определяется только площадью входного отверстия. Если же долина ориентирована несимметрично относительно оси канала, то электрон, зеркально рассеиваясь на стенках канала, может возвратиться обратно в тот же берег, из которого он стартовал. За счет таких возвратных траекторий сопротивление микромоستي́ка оказывается зависящим от длины канала. При этом ток, обусловленный электронами несимметрично ориентированной долины, при достаточно большой длине канала насыщается и становится параметрически малым по сравнению с его значением в случае нулевой длины канала. Параметром является отношение полуосей эллипсоида (для электронных долин в Bi это отношение примерно равно 10).

Ситуация, описанная выше, относится к случаю, когда одна из главных осей каждого эллипсоида перпендикулярна оси канала и параллельна стороне прямоугольного отверстия (рассматривается случай прямоугольного сечения канала). Только этот случай нам удалось рассмотреть ана-

литически. Такая ситуация реализуется в Vi , если ось канала перпендикулярна оси C_3 кристалла (при этом мы пренебрегаем малым ($\sim 6^\circ$) наклоном электронных эллипсоидов к тригональной плоскости [5]). В частности, это справедливо и для часто реализуемых экспериментально ориентаций C_1 и C_2 (т. е. когда ось канала направлена вдоль кристаллографических осей C_1 или C_2). Например, в ориентации C_1 при длине канала большей длины насыщения (которая порядка стороны прямоугольного отверстия) ток примерно в два раза меньше тока в случае нулевой длины канала и обусловлен в основном дырками. Это может проявиться, например, в экспериментах по термоэдс.

При расчетах сопротивления микромостика не учитывалась возможность междолинных перебросов при зеркальном рассеянии на стенках канала. Из геометрических соображений следует, что междолинные переходы в Vi при зеркальном рассеянии возможны только в очень узком интервале углов вблизи определенных ориентаций (так как расстояния между долинами

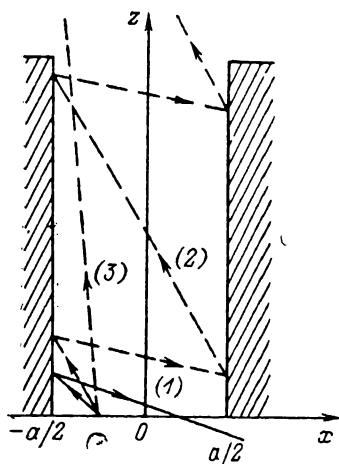


Рис. 1. Проекция различных траекторий электрона на плоскость (x, z) .

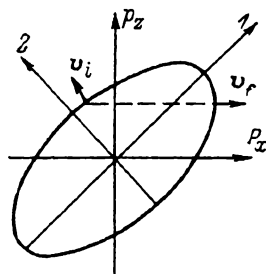


Рис. 2. Сечение эллипсоида энергии плоскостью $p_y = \text{const}$.

Показаны проекции скорости электрона v_i и v_f до и после зеркального отражения от плоскости $x = -a/2$.

в k -пространстве на два порядка превосходят размеры долин). Поэтому достаточно, например, отклониться от ориентации C_1 на 1° , чтобы междолинные переходы оказались запрещены.

2. Начнем со случая нулевой длины канала. Рассмотрим микроконтакт в модели «отверстие в экране». Пусть поверхность Ферми представляет собой эллипсоид, произвольно ориентированный относительно нормали к плоскости экрана. Сопротивление микроконтакта определяется формулой [6]

$$R^{-1} = e^2 \int dS \int \frac{d^3p}{(2\pi\hbar)^3} \delta(\epsilon_p - \epsilon_F) v_n(p) \text{sgn}(\mathbf{r}, \mathbf{p}), \quad (1)$$

где $\int dS$ — интегрирование по точкам \mathbf{r} отверстия, v_n — нормальная к плоскости экрана компонента скорости электрона. Функция $\text{sign}(\mathbf{r}, \mathbf{p}) = \pm 1$. Ее знак совпадает со знаком приложенного к берегам потенциала на той бесконечности, откуда приходит траектория электрона, оказавшегося в точке \mathbf{r} с импульсом \mathbf{p} . Выполняя интегрирование в главных осях эллипсоида, получаем

$$R^{-1}(0) = \frac{e^2 S}{(2\pi)^2 \hbar^3} \sqrt{\alpha_1^2 p_2^2 p_3^2 + \alpha_2^2 p_1^2 p_3^2 + \alpha_3^2 p_1^2 p_2^2}, \quad (2)$$

где S — площадь отверстия, α_i — косинус угла между вектором нормали к плоскости экрана и ортом вдоль соответствующей главной оси эллипсоида, $p_i = (2m_i \epsilon_F)^{1/2}$, m_i — масса электрона вдоль главной оси, $i=1, 2, 3$. Легко убедиться, что в качестве величины S_F , фигурирующей в обычной записи формулы Шарвина $R^{-1} \propto e^2 S S_F / \hbar^3$ [4], в анизотропном случае

выступает площадь проекции эллипсоида на плоскость экрана («тень» эллипсоида). В случае В1 для получения полного сопротивления микроконтакта необходимо просуммировать величины R^{-1} от всех эллипсоидов. Используя значения p_i , приведенные в [5], мы вычислили сопротивление микроконтакта в ориентациях C_1, C_2, C_3 . Оказалось, что анизотропия сопротивления практически отсутствует (т. е. в этих трех ориентациях сопротивление имеет примерно одинаковое значение для данной величины S) и при $S=10$ (мкм)² $R \approx 0.1$ Ом.

Пусть теперь мы имеем микромостик, имеющий форму прямоугольного параллелепипеда длиной L . Направим ось z координатной системы вдоль оси канала, а оси x и y вдоль сторон прямоугольного сечения канала. Длины сторон есть a вдоль оси x и b вдоль оси y . Поверхность Ферми представляет собой эллипсоид, одна из главных осей которого (ось 3) направлена вдоль оси y . Для вычисления сопротивления микромостика будем пользоваться формулой (1) во входном сечении $z=0$.

Энергетический спектр электрона в рассматриваемом случае имеет вид

$$\varepsilon(\mathbf{p}) = \frac{p_x^2}{2m_x} + \frac{p_y^2}{2m_y} + \frac{p_z^2}{2m_z} + \frac{p_x p_z}{m_{xz}}, \quad (3)$$

$$m_y = m_3, \quad \frac{1}{m_x} = \frac{\alpha_1^2}{m_1} + \frac{\alpha_2^2}{m_2}, \quad \frac{1}{m_z} = \frac{\alpha_2^2}{m_1} + \frac{\alpha_1^2}{m_2}, \quad \frac{1}{m_{xz}} = \alpha_1 \alpha_2 \left(\frac{1}{m_1} - \frac{1}{m_2} \right).$$

Из выражения (3) следует, что зеркальное отражение от поверхностей канала $y = \pm b/2$ происходит с сохранением проекций v_x, v_z скорости электрона. Поэтому эффект (зависимость сопротивления микромостика от его длины) обусловлен только ударами о поверхности $x = \pm a/2$. На рис. 1 изображены проекции на плоскость (x, z) различных траекторий электрона, проходящих в плоскости $z=0$ через данную точку x, y . Сечение эллипсоида плоскостью $p_y = \text{const}$ изображено на рис. 2. Как видно, имеются три различных типа траекторий. Разница между ними понятна из рис. 1. Отметим, что траектории строятся без учета электрического поля, как это и требуется при вычислении омического сопротивления микромостика. Ясно, что при вычислении плотности тока в данной точке (x, y) вклад от электронов, движущихся по траекториям типа 1 учитывать не нужно. Суммарный вклад в ток от электронов, движущихся по такой траектории в прямом и обратном направлениях, равен нулю.

Интеграл (1) сводится к следующему

$$R^{-1} = 2e^2 b \int dx \int_{\Omega_0} \frac{d^3 \mathbf{p}}{(2\pi\hbar)^3} \delta(\varepsilon_{\mathbf{p}} - \varepsilon_F) v_z(\mathbf{p}), \quad (4)$$

где область Ω_0 в пространстве импульсов соответствует траекториям типа 2, 3 при $v_z \geq 0$. Учитывая, что $v_z = \partial \varepsilon / \partial p_z$, в интеграле (4) можно легко выполнить интегрирование по p_z и p_x

$$R^{-1} = \frac{2e^2 b}{(2\pi\hbar)^3} \int_{-a/2}^{a/2} dx \int_{-\sqrt{2m_3 \varepsilon_F}}^{+\sqrt{2m_3 \varepsilon_F}} dp_y \left[\sqrt{\frac{2m_1 m_2}{m_x} \left(\varepsilon_F - \frac{p_y^2}{2m_3} \right)} - p_x^*(x, p_y) \right], \quad (5)$$

где $p_x^*(x, p_y)$ — x -я компонента граничного импульса на поверхности Ферми, при котором траектория типа 1 превращается в траекторию типа 2 (рис. 1).

Окончательно, получаем из (5)

$$R^{-1}(\infty) = R^{-1}(0) \sqrt{\frac{m_x m_z}{m_1 m_2}}. \quad (6)$$

В формуле (6) $R(0)$ — сопротивление микромостика при нулевой длине канала, эта величина определяется формулой (2) при $\alpha_3 = 0$. Выражение (6) справедливо на самом деле при достаточно большой длине канала,

а именно, длина канала должна быть больше длины $L_0 = am_x / |m_{z,x}|$. На это указывает знак ∞ в аргументе R в формуле (6). Длина L_0 есть длина насыщения сопротивления — при длине $L \geq L_0$ сопротивление перестает зависеть от длины канала. Из рис. 1 и 2 легко понять, что длина насыщения есть z -координата точки, в которую приходит траектория электрона, выходящего из точки $x = +a/2, z = 0$ (y — любое) с импульсом $p_x = 0$. Проекция такой траектории на плоскость (x, z) до и после отражения от плоскости $x = -a/2$ совпадают. Ясно, что при $L < L_0$ для некоторых значений x траектории типа 2 не реализуются, и поэтому в интеграле (4) для таких x область Ω_0 соответствует только траекториям типа 3.

Окончательно из (4) получаем при $L \leq L_0$

$$\frac{R^{-1}(L)}{R^{-1}(\infty)} = \sqrt{1 + \left(\alpha_1^2 \sqrt{\frac{m_1}{m_2}} + \alpha_2^2 \sqrt{\frac{m_2}{m_1}} \right)^2 \left(\frac{L - L_0}{a} \right)^2} \quad (7)$$

Таким образом, как следует из (6), при большой разнице в массах m_1 и m_2 (сильно вытянутый эллипсоид) ток электронов данной долины в насыщении ($L > L_0$) параметрически мал по сравнению с его значением при $L = 0$. Причина этого в том, что большинство траекторий электронов в этом случае являются траекториями типа 1 (рис. 1). Длина насыщения при этом порядка a .

Можно убедиться, что при $\alpha_1 \sim \alpha_2 \sim 1$ и $m_1 \gg m_2$ основной вклад в ток дают электроны, движущиеся по траекториям типа 2 (рис. 1), которые имеют сильно изломанный вид. В результате длина типичной траектории электрона, прошедшего сквозь канал, оказывается равной $\mathcal{L} \sim L \sqrt{m_1/m_2} \gg L$ (L — длина канала). Поэтому, например, в висмуте критерий баллистического пролета электронов сквозь канал состоит в сравнении длины \mathcal{L} (а не L) с длиной свободного пробега типичного электрона.

К сожалению, остается неясным в какой мере результаты, полученные для случая частной ориентации эллипсоида (рассмотренной в настоящей работе), применимы в случае произвольной ориентации.

Мы благодарны Л. И. Глазману, А. Ю. Касумову и И. Б. Левинсону за полезные обсуждения.

Л и т е р а т у р а

- [1] Вдовин Е. Е., Касумов А. Ю., Копецкий Ч. В., Левинсон И. Б. ЖЭТФ, 1987, т. 92, № 3, с. 1026—1041.
- [2] Вдовин Е. Е., Касумов А. Ю. Письма в ЖЭТФ, 1987, т. 46, № 11, с. 437—440.
- [3] Цой В. С. В кн.: Электроны проводимости. М.: Наука, 1985. 416 с.
- [4] Кулик И. О., Омелянчук А. Н., Шехтер Р. И. ФНТ, 1977, т. 3, № 12, с. 1543—1558.
- [5] Эдельман В. С. В кн.: Электроны проводимости. М.: Наука, 1985. 416 с.
- [6] Jansen A. G. M., Geider A. P., Wyder P. J. Phys. C, 1980, t. 13, N 33, p. 6073—6118.

Институт проблем технологии
микроэлектроники и особочистых
материалов АН СССР
Черноголовка
Московская область

Поступило в Редакцию
27 июля 1987 г.
В окончательной редакции
9 ноября 1987 г.