Письма в ЖТФ, том 21, вып. 21 12 ноября 1995 г.

01;02;11

КВАНТОВЫЕ СВОЙСТВА КОНТАКТОВ В СКАНИРУЮЩИХ ТУННЕЛЬНЫХ МИКРОСКОПАХ

В.К.Неволин

В сканирующих туннельных микроскопах (СТМ) между туннельным зондом и подложкой возможно создавать контакты, которые в сужении имеют столь малые размеры поперечных сечений, что становится возможным квантование одной или двух поперечных степеней свободы носителей тока. При этом могут наблюдаться скачки проводимости при комнатной температуре, если в спектре поперечного квантования имеются уровни энергии E_{ni}, разность ближайших величин между которыми ΔE_n, превышает тепловую энергию kT [1–4]. Наблюдаемые значения квантов проводимости имеют разнообразные значения, но наибольшее внимание обращается на величины $G_o = e^2/\pi\hbar$ и $G_o/2$, и пока нет полной ясности в существовании столь широкого набора значений проводимости, в особенности в условиях одного и того же эксперимента.

Теоретические исследования проводимости квазиодномерных каналов также предсказывают существование целых и полуцелых величин Go, возможность наблюдения квантования проводимости при изменении поперечных размеров каналов, наличие скачкообразного изменения дифференциальной проводимости dI/dU [5–7].

Будем рассматривать только контакты, имеющие Q1D-сужения. Это означает, что носители тока имеют одну инфинитную степень свободы вдоль контакта, а две поперечные степени свободы квантуются. Если наибольший поперечный размер a в наиболее узком месте короткого сужения не превышает величины

$$a < \hbar^2 K_f/mkT, \tag{1}$$

где K_f — фермиевский волновой вектор, k — постоянная Больцмана, T — температура, то возможно наблюдение квантовых эффектов при комнатной температуре ($a \leqslant 10$ нм для металлических контактов). Для наблюдения тонкой структуры квантования протяженных контактов необходимо выполнение условия: $\Delta_{ni} > kT$, где $\Delta_{ni} = (E_{ni}(0)E_1)^{1/2}/\pi^2$, $E_1 = \pi^2\hbar^2/maR$, $E_{ni}(0)$ — значения энергий двумерного квантования в наиболее узком месте сужения, R — радиус кривизны сужения.

Поперечные размеры сужения могут быть столь малыми (в предельном случае реализуются одноатомные контакты), что величина линейной локализации одномерного квантового состояния может превышать поперечный размер сужения по крайней мере для нескольких значений $E_{ni}(0)$, лежащих вблизи уровня Ферми:

$$\lambda = \frac{ag_e}{2\pi\hbar}\sqrt{2m(E_f - E_{ni}(0))} < 1, \qquad (2)$$

где g_e — кратность спинового вырождения. Это приводит к тому, что в этих подзонах транспорт электронов через сужение происходит поэлектронно, аналогично [9], однако природа этого явления другая. В этом случае снимается всякое вырождение для электронов, в том числе и спиновое, что приводит к существованию "чистых" квантов проводимости $G_0/2$.

Для адиабатического транспорта электронов через сужение важна плавность перехода электродов — берегов в сужение [5], для этого необходимо выполнение условия: $\pi^2(2R/a)^{1/2} > 1$.

Если длина сужения $2L$ превышает $(Ra)^{1/2}$ в несколько раз, то поперечные размеры канала сужения на этой длине изменяются плавно. Длина свободного пробега электронов l должна быть также достаточно велика:

$$l \sim 2L > (Ra)^{1/2}.$$

В этом случае можно считать, что падение напряжения сосредоточено в основном в Q1D-сужении. При приложении напряжения U к контакту высота максимумов $E_{ni}(0)$ повышается приблизительно на величину:

$$\tilde{E}_{ni}(0) \simeq E_{ni}(0) + (e\varepsilon)^2 aR/(8E_{ni}(0)),$$

где $\varepsilon = U/2L$ — напряженность электрического поля в сужении. Максимумы смещаются в сторону эмитирующего электрода. Тогда ток в контакте в описываемом приближении будет выражаться формулой

$$\begin{gathered} I = \frac{eg_e}{2\pi\hbar}\sum_{n,i}\Omega_{ni}\int\limits_{\alpha 1}^{\alpha 2} D(E)dE, \\ \alpha 1 = |E_f - eU/2 - \tilde{E}_{ni}(0)|, \qquad (3) \\ \alpha 2 = E_f + eU/2 - \tilde{E}_{ni}(0), \\ 0 \leqslant \tilde{E}_{ni}(0) \leqslant E_f, \end{gathered}$$

где Ω_{ni} — кратность вырождения пространственного квантования в Q1D-сужении. Для дальнейших вычислений будем использовать известные выражения для коэффициентов прохождения прохождения и их приближения [8]:

$$D = 1/\Big(\exp(-E/\Delta_{ni}) + 1\Big). \tag{4}$$

Интегрируя (3) с учетом (4), запишем приближенно выражение для тока в виде

$$I = I_1 + I_2,$$

$$I_1 = \frac{e^2 g_e U}{2\pi\hbar}\sum_{n,i}\Omega_{ni},$$

$$0 \leqslant \tilde{E}_{ni}(0) \leqslant E_f - eU/2, \tag{5}$$

$$I_2 = \frac{e g_e}{\pi\hbar}\sum_{n,i}\Omega_{ni}\Big(E_f - \tilde{E}_{ni}(0)\Big),$$

$$E_f - eU/2 < \tilde{E}_{ni}(0) \leqslant E_f.$$

Здесь не учитывается тонкая структура квантования проводимости при $eU \leqslant \Delta_{ni}$.

Из формулы (5) легко получить выражение для дифференциального кондактанса, имеющего "лестничный" вид:

$$G(U) = (Go/2)g_e\sum_{n,i}\Omega_{ni},$$

$$0 \leqslant \tilde{E}_{ni}(0) \leqslant E_f - eU/2. \tag{6}$$

Можно видеть, что дифференциальная проводимость контакта кратна $Go/2$ и величина ступенек зависит от степени спинового и пространственного вырождения, последнее, в свою очередь, зависит от порядка осевой симметрии квазиодномерного канала. Для ряда уровней, лежащих вблизи энергии Ферми, в соответствии с (2) можно наблюдать половинные кванты проводимости. Наличие тонкой структуры проводимости с учетом Δ_{ni} приводит к тому, что величины квантов проводимости не являются строго кратными $Go/2$, однако эти эффекты могут быть за пределами погрешностей измерений при комнатных температурах.

Список литературы

[1] *Lang N.D.* // Phys. Rev. B. 1987. V. 36. N 15. P. 8173–8176.
[2] *Неволин В.К.* // Электронная техника. С. 3. Микроэлектроника. 1989. В. 3 (132). С. 58–61.
[3] *Agrait N., Rodrigo J.G., Vieira S.* // Phys. Rev. B. 1993. V. 47. N 18. P. 12345–12348.
[4] *Дремов В., Сухоруков Е., Шаповал С.* Тез. докл. конф. "Микроэлектроника-94". Звенигород, 28.11–3.12.94. С. 135–136.
[5] *Глазман Л.И., Лесовик Г.Б., Хмельницкий Д.Е., Шехтер Р.И.* // Письма в ЖЭТФ. 1988. Т. 48. В. 4. С. 218–220.
[6] *Левинсон И.Б.* // Письма в ЖЭТФ. 1988. Т. 48. С. 273–275.
[7] *Глазман Л.И., Хаецкий Л.В.* // Письма в ЖЭТФ. 1988. Т. 48. С. 546–549.
[8] *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Квантовая механика. М.: Наука, 1974. С. 220.
[9] *Averin D.V., Likharev K.K.* // J. Low Tem. Phys. 1986. V. 62 (3/4). P. 345–373.

Московский институт
электронной техники

Поступило в Редакцию
13 июля 1995 г.