

01

© 1990 г.

ОБ ОСЦИЛЛЯЦИЯХ ТУННЕЛЬНОГО ТОКА

В. С. Кузнецов

Рассмотрено прохождение электронов через трапецеидальный барьер, высота которого меняется со временем по гармоническому закону с частотой ω . Показано, что осцилляция высоты барьера приводит к возникновению нескольких эквидистантных по энергиям каналов, соответствующих поглощению или потере электроном энергии, кратной $\hbar\omega$. Число открытых каналов прохождения зависит от прикладываемого напряжения к барьеру. Включение или выключение канала на вольт-амперной характеристике $J(U)$ гетероструктуры при абсолютном нуле температуры $T=0$ скажется появлением точки излома, а на кривых зависимости первой производной $\partial J/\partial U$, второй производной $\partial^2 J/\partial U^2$ от прикладываемого напряжения — появлением разрыва и пика соответственно. При $T \neq 0$ вместо резких скачков и бесконечно тонких пиков будут наблюдаться сглаженные кривые шириной порядка $2kT/e$.

При изучении туннельного эффекта обычно рассматривается прохождение частиц через статический потенциальный барьер [1-3]. Однако при движении электрона в области барьера возможно как возбуждение различных колебаний (электромагнитных [4], плазменных [5], колебаний кристаллической решетки [6, 7], хемосорбированных атомов [8] и др.), так и воздействие этих колебаний на электрон [9-13].

Пусть электрон взаимодействует с волной только в области барьера и четверть длины этой волны меньше ширины барьера, тогда задача сводится к рассмотрению прохождения и отражения электронов от барьера, высота которого осциллирует во времени. В работе [14] рассмотрено прохождение и отражение частиц через прямоугольный осциллирующий потенциальный барьер. Было показано, что временная осцилляция высоты барьера приводит к возникновению нескольких эквидистантных по энергиям каналов прохождения и отражения частиц, появлению пиков на кривой зависимости коэффициента прозрачности барьера от энергии падающих частиц из-за резонансного туннелирования.

В данной работе рассматривается процесс прохождения и отражения частиц с массой m через трапецеидальный барьер $U(x, t)$, высота которого меняется со временем t по гармоническому закону

$$U(x, t) = \begin{cases} 0 & \text{при } x < 0, \\ V_0 + V_1 \cos(\omega t) - eUx/a & \text{при } 0 \leq x \leq a, \\ -eU & \text{при } x > a. \end{cases} \quad (1)$$

Здесь V_0 , a — высота и ширина барьера; V_1 , ω — амплитуда и частота модуляции; $2\pi\hbar = \hbar$ — постоянная Планка; U — падение напряжения на барьере; e — абсолютная величина заряда электрона. Мы здесь не детализируем природу колебаний, приводящих к осцилляциям высоты барьера, и зависимость амплитуды модуляции от тока, проходящего через барьер [13, 15-17].

В области $x < 0$ решение уравнения Шредингера имеет вид

$$\Psi(x, t) = \sum_n \{ \delta_{n,0} e^{i\epsilon_n x} + A(\epsilon_n + n\hbar\omega) e^{-i\epsilon_n x} \} \exp\left[-i \frac{\epsilon_n + n\hbar\omega}{\hbar} t\right], \quad (2)$$

где $\kappa(n) = \sqrt{2m(\epsilon_x + n\hbar\omega)/\hbar}$. Первый член в правой части описывает падающую на барьер волну с энергией ϵ_x , второй член при $\epsilon_x + n\hbar\omega > 0$ — набор отраженных волн, при $\epsilon_x + n\hbar\omega < 0$ — локализованные в области барьера состояния.

В области $x > a$ имеем суперпозицию уходящих от барьера волн и локализованные в области барьера состояния

$$\Psi(x, t) = \sum_n C(\epsilon_x + n\hbar\omega) \exp\left[-i\left(\frac{\epsilon_x + n\hbar\omega}{\hbar}t - k(n)(x - a)\right)\right], \quad (3)$$

где $k(n) = \sqrt{2m(\epsilon_x + n\hbar\omega + eU)/\hbar}$.

В области барьера $0 \leq x \leq a$ волновая функция выражается через функции Эйри $Ai(z)$ и $Bi(z)$ [18]

$$\Psi(x, t) = \exp\left[-i\frac{V_1}{\hbar\omega} \sin(\omega t)\right] \sum_n \{D_1(n) Ai(z) + D_2(n) Bi(z)\} \exp\left[-it\frac{\epsilon_x + n\hbar\omega}{\hbar}\right], \quad (4)$$

где $z = -[x + a(\epsilon_x + n\hbar\omega - V_0)/eU]/x_0$, $x_0 = (a\hbar^2/2meU)^{1/2}$.

Из условия непрерывности Ψ и Ψ' в точках $x=0$ и $x=a$ получаем систему линейных неоднородных уравнений для определения $C(\epsilon_x + n\hbar\omega)$

$$\sum_{n1} F_{n,n1}^{(+)} C(\epsilon_x + n1 \cdot \hbar\omega) = \delta_{n,0}. \quad (5)$$

Коэффициенты $A(\epsilon_x + n\hbar\omega)$ можно выразить через $C(\epsilon_x + n\hbar\omega)$

$$A(\epsilon_x + n\hbar\omega) = \sum_{n1} F_{n,n1}^{(-)} C(\epsilon_x + n1 \cdot \hbar\omega), \quad (6)$$

где

$$F_{n,n1}^{(\pm)} = -\frac{\pi}{2} \sum_{\nu} J_{n+\nu} \left(\frac{V_1}{\hbar\omega}\right) J_{n1+\nu} \left(\frac{V_1}{\hbar\omega}\right) \left\{ [Ai'(z2\nu) \cdot Bi(z1\nu) - Ai(z1\nu) \cdot Bi'(z2\nu)] \pm \right. \\ \pm \frac{x(n1)}{k(n)} [Ai'(z1\nu) \cdot Bi(z2\nu) - Ai(z2\nu) \cdot Bi'(z1\nu)] \pm \\ \pm \frac{i}{k(n)x_0} [Ai'(z2\nu) \cdot Bi'(z1\nu) - Ai'(z1\nu) \cdot Bi'(z2\nu)] + \\ \left. + ix(n1)x_0 [Ai(z2\nu) \cdot Bi(z1\nu) - Ai(z1\nu) \cdot Bi(z2\nu)] \right\}, \quad (7)$$

$J_n(x)$ — функции Бесселя первого рода целого порядка n , $Ai'(z) = (d/dz)Ai(z)$, $Bi'(z) = (d/dz)Bi(z)$, $z2\nu = a[V_0 + \nu\hbar\omega - \epsilon_x]/(eUx_0)$, $z1\nu = z2\nu + a/x_0$.

Из (2) и (3) следует, что осцилляция высоты барьера приводит к возникновению нескольких эквидистантных по энергиям каналов прохождения и отражения частиц. При отражении от барьера и прохождении через барьер энергии частиц могут меняться.

Плотности токов, вычисленные с использованием (2) и (3), содержат осциллирующие как в пространстве, так и во времени слагаемые. После усреднения по периоду $2\pi/\omega$ получаем выражения для плотности токов, которые не зависят от координаты x и представляют собой сумму плотностей токов по всем каналам. Коэффициенты прозрачности T_n , отражения R_n для канала с номером n имеют вид

$$T_n(\epsilon_x, U) = \sqrt{\frac{\epsilon_x + n\hbar\omega + eU}{\epsilon_x}} |C(\epsilon_x + n\hbar\omega)|^2 \theta(\epsilon_x + n\hbar\omega + eU), \\ R_n(\epsilon_x, U) = \sqrt{\frac{\epsilon_x + n\hbar\omega}{\epsilon_x}} |A(\epsilon_x + n\hbar\omega)|^2 \theta(\epsilon_x + n\hbar\omega), \quad (8)$$

где $\theta(x) = 1$ при $x \geq 0$ и $\theta(x) = 0$ при $x < 0$.

На рис. 1 приведена зависимость прозрачности T_n для семи каналов $n=0, \pm 1, \pm 2, \pm 3$ от падения напряжения на барьере U при $\epsilon_x=0.2$ эВ, $V_0=0.5$ эВ, $V_1=0.0096$ эВ, $\omega\hbar=0.08$ эВ, $a=57$ Å, m — масса свободного электрона.

Анализ численных расчетов показывает, что временная осцилляция барьера приводит к небольшой стимуляции прохождения частиц через основной канал

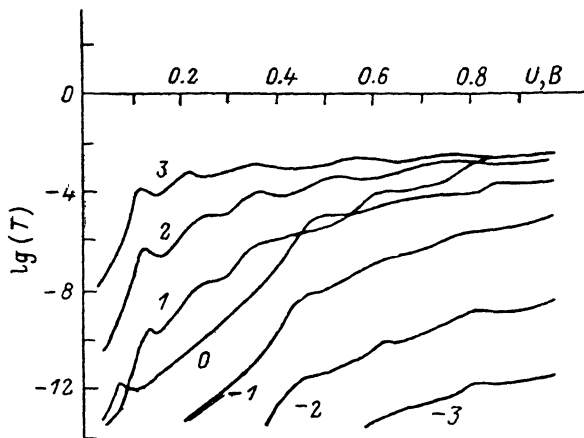


Рис. 1.

канал $n=0$ (без изменения энергии), но к существенному увеличению потока частиц по каналам с $n > 0$ (с увеличением энергии). Прозрачность таких каналов может превосходить прозрачность основного канала на несколько порядков.

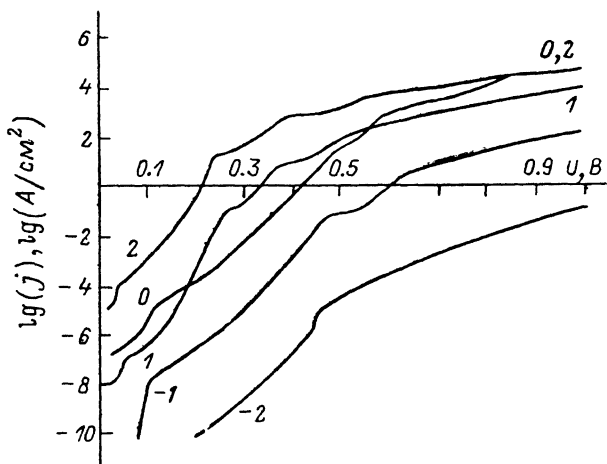


Рис. 2.

Из (2)—(4) следует, что в среднем по периоду $2\pi/\omega$ $\overline{\partial\rho/\partial t}=0$, т. е. в установившемся режиме в среднем по периоду $2\pi/\omega$ накопление электрического заряда в какой-либо области пространства не происходит и

$$\sum_n [T_n + R_n] = 1. \quad (9)$$

Суммарная плотность электрического тока, обусловленного электронами, проходящими барьер в положительном направлении оси x между двумя одинаковыми электродами, равна

$$j_x = -\frac{4\pi e}{\hbar^2} m \int_0^\infty d\epsilon_x \int_0^\infty d\epsilon_\perp \sum_n T_n(\epsilon_x, U) f(\epsilon) [1 - f(\epsilon + n\hbar\omega + eU)], \quad (10)$$

где $\varepsilon = \varepsilon_x + \varepsilon_{\perp}$ — полная кинетическая энергия электрона, ε_{\perp} — кинетическая энергия движения параллельно барьеру, $f(\varepsilon)$ — функция распределения Ферми—Дирака.

В случае, когда рассматривается туннелирование электронов между одинаковыми металлическими или из вырожденного полупроводника электродами, функцию распределения в области низких температур можно аппроксимировать ступенчатой кривой и выражение (10) упрощается

$$j_x = -\frac{4\pi e}{h^3} m \sum_n \theta(n\hbar\omega + eU) \left\{ \theta(\mu - eU - n\hbar\omega) \left[\int_{\mu - eU}^{\mu} \int_{n\hbar\omega}^{\mu} (\mu - \varepsilon_x) T_n(\varepsilon_x, l) d\varepsilon_x + \right. \right. \\ \left. \left. + \int_0^{\mu - eU - n\hbar\omega} (eU + n\hbar\omega) T_n(\varepsilon_x, U) d\varepsilon_x \right] + \right. \\ \left. + [1 - \theta(\mu - eU - n\hbar\omega)] \int_0^{\mu} (\mu - \varepsilon_x) T_n(\varepsilon_x, U) d\varepsilon_x \right\}. \quad (11)$$

Здесь μ — энергия Ферми.

Аналогичные выражения можно получить для суммарной плотности электрического тока, обусловленного электронами, проходящими барьер в обратном направлении, заменой $U \rightarrow -U$.

Легко видеть, что пределы суммирования по n в выражении (11) зависят от падения напряжения на барьере U . Скачкообразное изменение предела суммирования можно трактовать как соответственно включение или выключение канала прохождения электронами барьера. Включение (выключение) канала проявляется на вольт-амперной характеристике образованием точки излома, а на кривой зависимости первой производной $\partial j_x / \partial U$ от U — скачка. Величина такого скачка с номером n для результирующей плотности тока j зависит от прозрачности открываемого и закрываемого каналов

$$\Delta j'_n = -\frac{4\pi e^2}{h^3} m \int_0^{\mu} \left[T_{-n}\left(\varepsilon_x, \frac{n\hbar\omega}{e}\right) + T_n\left(\varepsilon_x, -\frac{n\hbar\omega}{e}\right) \right] d\varepsilon_x, \quad (12)$$

скачки эквидистантны по напряжению $\Delta U = \hbar\omega/e$. На кривой зависимости второй производной $\partial^2 j_x / \partial U^2$ от U включение канала сказывается появлением пиков.

На рис. 2 приведена зависимость плотности электрического тока (11) для пяти каналов ($n = -2, -1, 0, 1, 2$) от падения напряжения на барьере U при $\mu = 0.211$ эВ, $V_0 = 0.5$ эВ, $\omega = 1.93437 \cdot 10^{13}$ рад/с, $V_1 / \hbar\omega = 0.12$. Видно, что результирующая вольт-амперная характеристика системы определяется прохождением электронов по каналу с $n = 2$.

Температурная зависимость тока $j(U)$ определяется зависимостью от температуры T функций распределения электронов $f(\varepsilon)$ в (10). При температуре $T \neq 0$ вместо резких скачков на кривой $\partial j / \partial U$ от U и бесконечно тонких пиков на кривой $\partial^2 j / \partial U^2$ от U будем иметь сглаженные кривые шириной порядка $2kT/e$, где k — постоянная Больцмана.

Список литературы

- [1] Fowler R. H., Nordheim L. W. // Proc. Roy. Soc. 1928. Vol. 119. N 781A. P. 173—181.
- [2] Simmons J. G. // J. Appl. Phys. 1963. Vol. 34. N 6. P. 1793—1803.
- [3] Кабанова И. С., Косяченко Л. А., Махний В. П. // ФТП. 1987. Т. 21. Вып. 11. С. 2087—2090.
- [4] Bischoff M., Pagnia H., Weyrich K. // Thin Solid Films. 1986. Vol. 139. P. 25—32.
- [5] McIlroy P. W. A., Pepper M. // J. Phys. C. 1985. Vol. 18. P. L87—L92.
- [6] Hickmott T. W., Solomon P. M., Fang F. F. et al. // Phys. Rev. Lett. 1984. Vol. 52. P. 2053—2056.
- [7] Taylor D. C., Guimaraes P. S. S., Snell B. R. et al. // Surf. Sci. 1986. Vol. 174. P. 472—477.
- [8] Gauthier S., De Chrveigne S., Salace G., Belin M. // Surf. Sci. 1985. Vol. 155. P. 31—45.

- [9] *Büttiker M., Landauer R.* // Phys. Rev. Lett. 1982. Vol. 49. P. 1739—1742.
- [10] *Stone A. D., Azbel M. Ya., Lee P. A.* // Phys. Rev. 1985. Vol. B31. N 4. P. 1707—1714.
- [11] *Roy D. K., Chosh A.* // Indian J. Pure and Appl. Phys. 1986. Vol. 24. P. 339—343.
- [12] *Browne D. A., Chow K. S., Ambegaokar V.* // Phys. Rev. 1987. Vol. B35. N 13. P. 7105—7108.
- [13] *Одинцов А. А.* // ЖЭТФ. 1988. Т. 94. Вып. 6. С. 312—316.
- [14] *Кузнецов В. С.* // Письма в ЖТФ. 1988. Т. 14. Вып. 6. С. 502—506.
- [15] *Литовский Р. Н., Лысенко В. С., Назаров А. Н., Руденко Т. Е.* // ФТП. 1987. Т. 21. Вып. 11. С. 1989—1996.
- [16] *Глазман Л. И., Матеев К. А.* // ЖЭТФ. 1988. Т. 96. Вып. 6. С. 332—343.
- [17] *Bruinsma R., Platzman P. M.* // Phys. Rev. 1987. Vol. B35. N 9. P. 4221—4223.
- [18] *Джеффрис Г., Свирлс Б.* Методы математической физики. М.: Мир, 1970. Т. 3. 343 с.

Ярославский государственный
университет

Поступило в Редакцию
21 апреля 1989 г.