Письма в ЖЭТФ, том 54, вып. 5, стр. 270 — 273 10 сентября 1991 г.

О КУЛОНОВСКОЙ ЭНЕРГИИ ВОЗБУЖДЕНИЙ В ДИСКРЕТНОЙ ЭЛЕКТРОНИКЕ

В.Шикин

Институт физики твердого тела АН СССР
142432, Черноголовка, Московской обл.

Поступила в редакцию 25 апреля 1991 г.
После переработки 1 августа 1991 г.

Обсуждается природа кулоновской энергии возбуждений в туннельных переходах малых размеров. Показано, что традиционное, электростатическое определение этой энергии лишено физического смысла.

Одной из важных характеристик туннельных переходов малых размеров является их кулоновская энергия W_c в заряженном состоянии, определяющая в комбинации $\gamma = \frac{W_c}{T}$, T - температура, масштаб эффектов кулоновской блокады в подобных системах. Многочисленные работы по изучению деталей кулоновской блокады в стационарном и динамическом режимах содержат, как правило, предположение о том, что кулоновская энергия W_c может быть представлена в виде $W_c = \frac{n^2e^2}{2C}$, где C - феноменологическая константа, имеющая смысл электроемкости блокирующего звена, n =1, 2, 3... (см. исходные работы [1–5], в качестве последнего обзора [6]). В тех случаях, когда авторы в принципе вычисляли величину W_c, гипотеза об электростатическом характере энергии W_c представлялась оправданной. Однако исходные уравнения исследованы в этих работах не в полном объеме (см. Кулик, Шехтер [5], Назаров [7], Глазман, Матвеев [8]).

Целью данной статьи является обсуждение свойств энергии W_c для перехода с блокирующим звеном (гранулой) в рамках простой модели, качественно правильно описывающей свойства кулоновского взаимодействия в задаче о кулоновской блокаде.

1. Рассмотрим систему трех пластин, расположенных в плоскости $Y = 0$ как показано на рис.1. Эта простая конфигурация имитирует задачу о переходе с гранулой, роль которой играет центральная пластина, расположенная на отрезке $-a \leq x \leq +a$, между двумя металлическими берегами. Конечно, эта модель не годится для описания настоящей (точечной) дискретности электронного заряда. Однако, для ответа на интересующие нас ниже качественные вопросы достаточно полагать квантованным заряд на единицу длины пластин.

Положим, что потенциалы пластин слева направо имеют значения: $0, \varphi, V$. Спрашивается, какова электростатическая энергия перехода в функции от φ при фиксированном V?

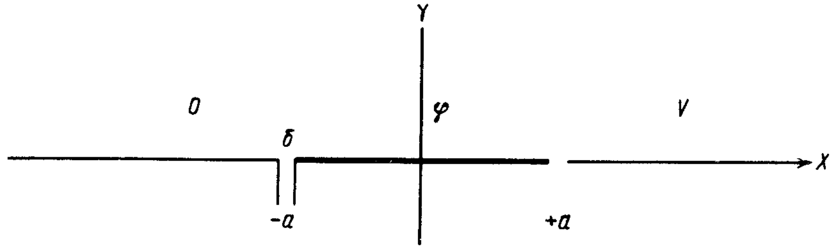


Рис. 1.

Удобство выбранной геометрии заключается в том, что в данном случае оказывается возможным использовать известное решение задачи Дирихле, имеющей единичный потенциал $u = 1$ на отрезке $b \leq x \leq c$ и потенциал, равный нулю за пределами этого отрезка, т.е. на линиях $-\infty < x \leq b$, $c < x < +\infty$.

$$u(x, y, b, c) = \frac{1}{\pi}\left(\operatorname{arctg}\frac{c-x}{y} - \operatorname{arctg}\frac{b-x}{y}\right). \tag{1}$$

Составляя полный потенциал $u(x, y)$ в виде комбинации

$$u(x, y) = \varphi u(x, y, -a, +a) + V u(x, y, a, \infty), \tag{2}$$

мы получаем решение для $u(xy)$, удовлетворяющее нужным граничным условиям

$$u(x, y)|_{y\to o} = \begin{cases} 0 & -\infty \leq x \leq -a \\ \varphi & -a < x < +a \\ V & +a \leq x < \infty \end{cases}. \tag{2a}$$

Соответствующее распределение электронной плотности $n(x)$ вдоль электродов выглядит так

$$n(x) = \frac{1}{4\pi e}\left(\frac{\partial u}{\partial y}\bigg|_{+0} - \frac{\partial u}{\partial y}\bigg|_{-0}\right) = \frac{a(V - 2\varphi) + Vx}{2\pi^2 e(a^2 - x^2)}. \tag{3}$$

Зная $h(x)$ (3), нетрудно вычислить кулоновскую энергию W_c на единицу длины для системы трех пластин

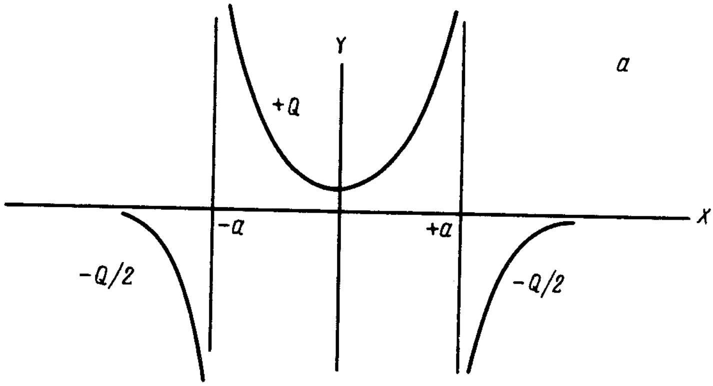
$$W_c(\varphi, V) = \frac{1}{2}Q_1\varphi + \frac{1}{2}Q_2 V, \quad Q_1 = e\int_{-a}^{+a} n(x)dx, \quad Q_2 = e\int_{a}^{\infty} h(x)dx. \tag{4}$$

Заряды Q_1 и Q_2 с $h(x)$ из (3) имеют логарифмические расходимости очевидного происхождения. Для их устранения надо полагать, например, что ширина центральной пластины меньше, чем (2а) на величину $\delta/a \ll 1$.

Энергия $W_c(\varphi, V)$ имеет минимум при $\varphi = \frac{V}{2}$. В этом случае заряд Q_1 центральной пластины равен нулю. В области $\varphi \neq \frac{V}{2}$ энергия $\delta W_c = W_c(\varphi_1 V) - W_c\left(\frac{V}{2}, V\right)$ может быть представлена в следующем виде

$$\delta W_c = \frac{1}{2}C\left(\varphi - \frac{V}{2}\right)^2, \quad C = \frac{1}{\pi^2}\ln\frac{a}{\delta}. \tag{5}$$

Соотношение (5), согласуется с феноменологическим определением W_c в теории кулоновской блокады (см. [1-8]). Но избыточный заряд на грануле, возникающий в условиях $\varphi \neq \frac{V}{2}$, попадает на нее согласно (3), (4) с обоих берегов системы (см. распределение соответствующей плотности $n(x)$ на рис.2*а*). Такое распределение плотности заряда $en(x)$ качественно противоречит ожидаемой картине его распределения в процессе отдельного электронного перескока с берега на гранулу или наоборот, представленной на рис.2*б*. Остается заключить, что во всяком случае активационная энергия W_a, наблюдаемая в низкотемпературном пределе $\gamma = W_a/T \gg 1$ при изучении температурной зависимости проводимости туннельного перехода с блокирующим звеном, не может быть определена в электростатических терминах, $W_a \neq \delta W_c$ из (5).



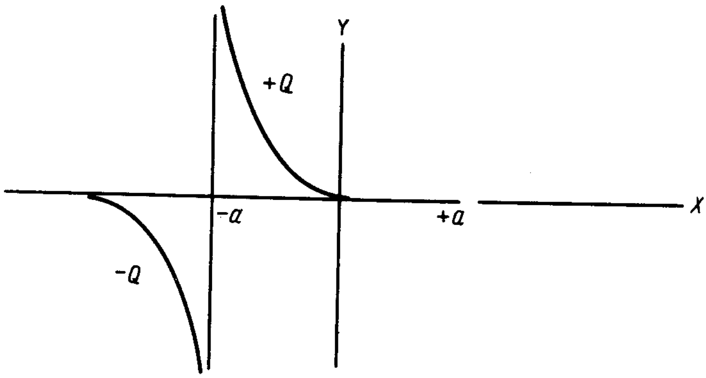


Рис.2

2. Учитывая сказанное, можно полагать, что энергия W_a формируется в окрестности одного туннельного перехода. Пусть для определенности речь идет о переходе между плоскостью и сферой радиуса R, разделенных промежутком $d(r)$

$$d(r) = d_0 \left(1 + \frac{1}{2}\frac{r^2}{R^2}\right), \quad r \ll R \tag{6}$$

здесь r - расстояние вдоль плоскости перехода.

Предлагаемая оценка W_a - энергия плоского конденсатора, имеющего единичный заряд e, расстояние между пластинами D равное $D = d_0 + 2r_d$, где r_d - дебаевский радиус экранирования вглубь металла (r_d порядка межатомных расстояний) и площадь $S = \pi r_*^2$, где r_* - эффективный радиус, в пределах которого осуществляется туннелирование

$$W_a \simeq \frac{2e^2 D}{\kappa r_*^2} \tag{7}$$

κ - диэлектрическая постоянная.

Величина r_* возникает в качестве перевального радиуса при вычислении полного тока через туннельный контакт. Конкурирующими здесь являются вероятность туннелирования, экспоненциально убывающая с ростом в функции от r толщины туннельного перехода $d(r)$ (6) и кулоновкая энергия электрона в туннельном промежутке, записанная в виде (7) с произвольным радиусом r и включенная в закон дисперсии туннелирующих электронов, что возможно в приближении Томас - Ферми. В результате

$$r_*^4 = \frac{4\pi R^2 \hbar e^2 D}{\kappa T d_0 \sqrt{2m_*(V_0 - \mu)}}. \tag{8}$$

Здесь V_0 - высота барьера, μ - положение уровня Ферми, m_* - эффективная масса.

Оценки (7), (8) верны, если в туннелировании преобладают одиночные электронные перескоки. Необходимым условием для такого режима протекания тока является известное требование ограниченности кондактанса G туннельного перехода $G < e^2/h$, которое предполагается выполненным.

---

1. Giaver I., Zeller H. Phys. Rev. Lett., 1968, 20, 1504.
2. Zeller H., Giaver I. Phys. Rev., 1969, 181, 789.
3. Neugebauer C., Webb M. J. Appl. Phys., 1962, 33, 74.
4. Шехтер Р. ЖЭТФ, 1972, 63, 1410.
5. Кулик И., Шехтер Р. ЖЭТФ, 1975, 68, 623.
6. Averin D., Likharev K. In "Mesoscopic Phenomena in Solids" Eds. B.Altshuler, P.Lee and R.Webb (Elsevier, Amsterdam 1991), p.169.
7. Назаров Ю. ЖЭТФ, 1989, 95, 975.
8. Глазман Л., Матвеев К. ЖЭТФ, 1990, 98, 1834.