Письма в ЖЭТФ, том 51, вып. 8, стр. 425 – 428 25 апреля 1990 г.

ОСТАТОЧНАЯ КВАНТОВАЯ ПРОВОДИМОСТЬ В УСЛОВИЯХ КУЛОНОВСКОЙ БЛОКАДЫ

Л.И.Глазман, К.А.Матвеев

Изучается туннельный контакт, содержащий металлическую гранулу в барьере. Вычислена зависимость кондактанса от потенциала гранулы в пределе низких температур.

Как было показано в классических экспериментах Зеллера и Живера [1], металлические включения (гранулы) в барьере определяют проводимость туннельного контакта, т.к. туннельный ток в основном протекает через такие включения. Туннелирующий электрон изменяет заряд гранулы на $\pm e$, чему соответствует изменение ее энергии на $\Delta E \sim e^2/C$ (здесь C – емкость гранулы). Реальные состояния на грануле могут использовать при туннелировании лишь те электроны, энергия которых превышает ΔE. Соответствующий вклад в проводимость контакта учитывается кинетическим уравнением [2,3] и имеет активационную зависимость от температуры, $G \propto \exp(-\Delta E/T)$. Утверждение об обращении G в нуль при $T \to 0$ носит название кулоновской блокады одноэлектронного туннелирования [3]. В настоящей работе показано, что при низких температурах необходимо учитывать переходы через виртуальные состояния на грануле, благодаря которым кондактанс не обращается в нуль при $T \to 0$.

Туннельный контакт, содержащий гранулу в барьере (рисунок), будем описывать гамильтонианом

$$H = H_0 + H_T$$

$$H_0 = \sum_k \epsilon_k A_k^+ A_k + \sum_k \epsilon_k B_k^+ B_k + \sum_p \epsilon_p c_p^+ c_p + \frac{\hat{Q}^2}{2C} + \varphi\hat{Q}, \qquad (1)$$

$$H_T = \sum_{kp} t_1 (A_k^+ c_p + c_p^+ A_k) + \sum_{kp} t_2 (B_k^+ c_p + c_p^+ B_k).$$

Здесь A_k, B_k, C_p – операторы уничтожения электрона в левом и правом берегах контакта и на грануле соответственно, ϵ_k и ϵ_p – их энергии, отсчитанные от уровня Ферми;

$$\hat{Q} = e \sum_p (C_p^+ C_p - \theta(-\epsilon_p)) \qquad (2)$$

– оператор заряда гранулы ($\theta(x)$ – функция Хевисайда): t_1 и t_2 – матричные элементы, описывающие туннельные переходы между берегами и гранулой. Мы считаем потенциал гранулы φ независимым параметром, поскольку существует экспериментальная возможность [4,5] изменения его величины с помощью дополнительного электрода (затвора).

Сдвиг потенциала в гамильтониане (1) $\varphi \to \varphi + e/C$ эквивалентен переопределению $\hat{Q} \to \hat{Q} + e$, т.е. согласно (2), сдвигу энергий ϵ_p на величину расстояния между уровнями гранулы ν_g^{-1} (так, чтобы под уровнем Ферми оказалось на одно состояние меньше: здесь ν_g – плотность состояний в грануле). В макроскопической грануле расстояние между уровнями мало по сравнению с кулоновской энергией e^2/C, и упомянутый сдвиг не сказывается на макроскопических свойствах системы. Поэтому кондактанс $G(\varphi)$ периодичен по φ с периодом e/C (см. также [6,7]), и мы в дальнейшем ограничимся исследованием интервала

$$-\frac{e}{2C} < \varphi < \frac{e}{2C}. \tag{3}$$

Рассматриваться будет лишь наиболее интересный [3] для эксперимента случай малых прозрачностей туннельных барьеров, когда соответствующие кондактансы

$$G_{1,2} = G_q \nu \nu_q t_{1,2}^2 \tag{4}$$

малы по сравнению с фундаментальной величиной $G_q = 2\pi e^2/\hbar$ (здесь ν – плотность состояний в берегах).

Вычисление кондактанса контакта $G(\varphi)$ при $T = 0$ начнем с нахождения вероятности туннелирования электрона из левого берега в правый в первом неисчезающем порядке теории возмущений по H_T. Ее величина определяется матричным элементом от второго члена $H_T(E - H_0)^{-1}H_T$ ряда для $\hat{T}$-оператора, вычисленным между состояниями $A_k^+ \mid \Phi\rangle$ и $B_{k'}^+ \mid \Phi\rangle$ (здесь $\mid \Phi\rangle$ – основное состояние H_0, в котором все уровни ниже фермиевского заполнены):

$$\langle \Phi \mid B_{k'} \hat{T} A_k^+ \mid \Phi \rangle = - \sum_p \frac{t_1 t_2}{\epsilon_p + \left(\frac{e^2}{2C} + e\varphi\right)} \theta(\epsilon_p) + \sum_p \frac{t_1 t_2}{-\epsilon_p + \left(\frac{e^2}{2C} - e\varphi\right)} \theta(-\epsilon_p). \tag{5}$$

Два слагаемых в (5) отвечают виртуальным состояниям, в которых на грануле имеется соответственно дополнительный электрон или дырка. Подставляя (5) в известное соотношение

$$G = G_q \sum_{kk'} |\langle \Phi \mid B_{k'} \hat{T} A_k^+ \mid \Phi \rangle|^2 \delta(\epsilon_k)\delta(\epsilon_{k'}), \tag{6}$$

в наинизшем порядке теории возмущений получим

$$G(\varphi) = \frac{G_1 G_2}{G_q} \ln^2 \frac{\frac{e}{2C} + \varphi}{\frac{e}{2C} - \varphi}. \tag{7}$$

На большей части интервала (3) найденная нами независящая от температуры величина кондактанса (7) превышает полученное методом кинетического уравнения активационное значение [6] при температурах

$$T \ll \frac{e^2}{2C \ln \frac{G_q}{G_1 + G_2}}.$$

Как будет видно из дальнейшего (см. (8)), выражение (7) правильно описывает зависимость $G(\varphi)$ почти во всем интервале (3). Однако при $\varphi = \pm e/2C$ выражение состояний гранулы с разным зарядом [2,6] приводит к сингулярности в (7). Поэтому вычисление G вблизи концов интервала (3) требует учета высших порядков теории возмущений.

Поскольку просуммировать весь ряд теории возмущений не удается, мы вычислим $G(\varphi)$ в главном логарифмическом приближении. Такое вычисление можно выполнить с помощью метода ренормгруппы, применявшегося Андерсоном [8] к проблеме Кондо. В этом методе мы последовательно уменьшаем ширину зоны μ и добавляем в гамильтониан такие слагаемые, чтобы амплитуда перехода $k \to k'$ для фермиевских операторов не изменялась. Учет этой перенормировки во втором порядке теории возмущений соответствует главному логарифмическому приближению. Выполнение такой процедуры позволяет обобщить формулу (7) на область значений φ близких к $\pm e/2C$:

$$G(\varphi) = \frac{G_1 G_2}{G_1 + G_2} \frac{1}{4} \operatorname{tg}^2 \left\{ 2\sqrt{\frac{G_1 + G_2}{G_q}} \ln \frac{e/2C + \varphi}{e/2C - \varphi} \right\}. \tag{8}$$

Из (8) видно, что главное логарифмическое приближение не позволяет исследовать узкие окрестности $|\varphi \pm e/2C| \lesssim U^*$,

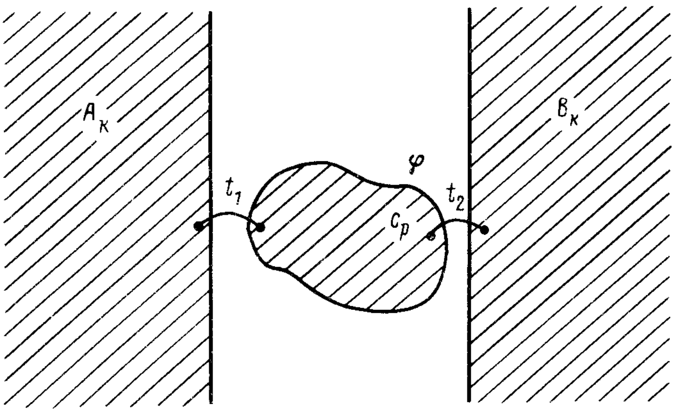
$$U^* = \frac{e}{C} \exp\left\{ -\frac{\pi}{4} \sqrt{\frac{G_q}{G_1 + G_2}} \right\}. \tag{9}$$

На границе области применимости формулы (8) кондактанс достигает величины

$$G \sim G_q \frac{G_1 G_2}{(G_1 + G_2)^2}. \tag{10}$$

Дальнейшее приближение φ к точкам зарядового вырождения $\pm e/2C$ оценку (10) не изменяет.

В исходном гамильтониане (1) электроны считались бесспиновыми. Наличие спинов можно учесть переопределением: $G_q = 4\pi e^2/\hbar$.



В заключение отметим, что при ненулевой температуре или тянущем напряжение появляется вклад в ток от процессов неупругого туннелирования [9].

Авторы благодарны Д.Е.Хмельницкому за полезные обсуждения.

Литература

1. *Zeller H.R., Giaver I.* Phys. Rev., 1969, **181**, 789.
2. *Кулик И.О., Шехтер Р.И.* ЖЭТФ, 1975, **68**, 623.

3. *Averin D.V., Likharev K.K.* In: Quantum Effects in Small Disodered Systems. Ed. *B.L.Altshuler , P.A.Webb*, in press.

4. *Fulton T.A., Dolan G.J.* Phys. Rev. Lett., 1987, **59**, 109.

5. *Kuzmin L.S. et al.* Phys. Rev. Lett., 1989, **62**, 2539.

6. *Glazman L.I., Shekhter R.I.* J. Phys.: Cond. Mater, 1989, **1**, 5811.

7. *Amman M. et al.* J. Appl. Phys., 1989, **65**, 339.

8. *Anderson P.W.* J.. Phys. C, 1970, **3**, 2436.

9. *Аверин Д.В., Одинцов А.А.* ЖЭТФ, 1989, **96**, 1349.

Институт проблем технологии микроэлектроники
и особочистых материалов
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
12 апреля 1990 г.

Институт физики твердого тела
Академии наук

После переработки
26 марта 1990 г.