Письма в ЖЭТФ, том 48, вып. 7, стр. 403 – 406 10 октября 1988 г.

КУЛОНОВСКИЕ КОРРЕЛЯЦИИ ПРИ ТУННЕЛИРОВАНИИ ЧЕРЕЗ РЕЗОНАНСНЫЕ ЦЕНТРЫ

Л.И.Глазман, К.А.Матвеев

Кулоновское отталкивание на центре не позволяет двум электронам одновременно туннелировать через него. Показано, что такая корреляция в резонансном туннелировании выявляется магнитным полем B. Она приводит к универсальной зависимости кондактанса $G(B) = G_0 F(\mu_B B/T)$ туннельного контакта, содержащего квазилокальные центры.

Проводимость туннельного контакта с тонкой аморфной диэлектрической прослойкой при низких температурах обусловлена резонансным туннелированием электронов через квазилокальные состояния. Такой механизм при не слишком малых толщинах прослойки d преобладает над прямым туннелированием [1]. Специфика резонансного механизма состоит в том, что волновая функция туннелирующего электрона имеет острый максимум в области квазилокального центра. При этом оказывается существенным кулоновское отталкивание электронов, туннелирующих через один центр: одновременное прохождение электронов с противоположными направлениями спинов оказывается подавленным. Последнее обстоятельство проявляется в зависимости проводимости контакта от приложенного магнитного поля B. Для описания магнитных примесей в туннельном барьере можно пользоваться гамильтонианом, аналогичным гамильтониану Андерсона

$$H = \sum_{k\sigma} \epsilon_{k\sigma} a^+_{k\sigma} a_{k\sigma} + \sum_{p\sigma} \epsilon_{p\sigma} a^+_{p\sigma} a_{p\sigma} + \sum_{\sigma} \epsilon_\sigma a^+_\sigma a_\sigma + U a^+_\sigma a_\sigma a^+_{-\sigma} a_{-\sigma} +$$

$$+ \sum_{k\sigma} (T_k a^+_{k\sigma} a_\sigma + T^*_k a^+_\sigma a_{k\sigma}) + \sum_{p\sigma} (T_p a^+_{p\sigma} a_\sigma + T^*_p a^+_\sigma a_{p\sigma}). \qquad (1)$$

Здесь $a^+_{k\sigma}$, $a^+_{p\sigma}$, a^+_σ – операторы рождения электрона в состоянии со спином σ в левом и правом берегах контакта и на примеси соответственно; $\epsilon_{k\sigma}$, $\epsilon_{p\sigma}$, ϵ_σ – энергии электрона в этих состояниях; U – энергия кулоновского отталкивания, T_k, T_p – константы гибридизации состояния на центре с состояниями в берегах. Мы будем считать кулоновскую энергию U достаточно большой, $U \gg T, \Gamma_l, \Gamma_r$, где T – температура, Γ_l, Γ_r – ширины примесного уровня, связанные с туннелированием в левый и правый берега соответственно. В настоящей работе мы считаем также, что $T \gg \Gamma = \Gamma_l + \Gamma_r$ (в противоположном случае существенен эффект Кондо [2, 3]). Малость ширины примесного уровня ($\Gamma \ll T$) позволяет вычислить ток через примесь при помощи системы кинетических уравнений для среднего $\langle n_\sigma \rangle = \langle a^+_\sigma a_\sigma \rangle$ и вероятности двукратного заполнения центра $\langle n_\sigma n_{-\sigma} \rangle$:

$$\frac{d}{dt} \langle n_\sigma \rangle = \sum_k 2\pi |T_k|^2 [f_{k\sigma} \langle (1-n_\sigma)(1-n_{-\sigma}) \rangle - (1-f_{k\sigma}) \langle n_\sigma (1-n_{-\sigma}) \rangle] \delta(\epsilon_\sigma - \epsilon_{k\sigma}) +$$

$$+ \sum_p 2\pi |T_p|^2 [f_{p\sigma} \langle (1-n_\sigma)(1-n_{-\sigma}) \rangle - (1-f_{p\sigma}) \langle n_\sigma (1-n_{-\sigma}) \rangle] \delta(\epsilon_\sigma - \epsilon_{p\sigma}) + \qquad (2)$$

$$+ \sum_k 2\pi |T_k|^2 [f_{k\sigma} \langle (1-n_\sigma) n_{-\sigma} \rangle - (1-f_{k\sigma}) \langle n_\sigma n_{-\sigma} \rangle] \delta(\epsilon_\sigma + U - \epsilon_{k\sigma}) +$$

$$+ \sum_p 2\pi |T_p|^2 [f_{p\sigma} \langle (1-n_\sigma) n_{-\sigma} \rangle - (1-f_{p\sigma}) \langle n_\sigma n_{-\sigma} \rangle] \delta(\epsilon_\sigma + U - \epsilon_{p\sigma}),$$

$$d/_{dt}\langle n_\sigma n_{-\sigma}\rangle = \sum_{k\sigma} 2\pi |T_k|^2 [f_{k\sigma}\langle(1-n_\sigma)n_{-\sigma}\rangle - (1-f_{k\sigma})\langle n_\sigma n_{-\sigma}\rangle]\delta(\epsilon_\sigma + U - \epsilon_{k\sigma}) +$$

$$+ \sum_{p\sigma} 2\pi |T_p|^2 [f_{p\sigma}\langle(1-n_\sigma)n_{-\sigma}\rangle - (1-f_{p\sigma})\langle n_\sigma n_{-\sigma}\rangle]\,\delta(\epsilon_\sigma + U - \epsilon_{p\sigma}).$$

Члены с $\delta(\epsilon_\sigma - \epsilon_{k(p)\sigma})$ отвечают переходам между состояниями 0- и 1-кратного заполнения центра, члены с $\delta(\epsilon_\sigma + U - \epsilon_{k(p)\sigma})$ – переходам между 1- и 2-кратным заполнениями. Функции распределения $f_{k\sigma} = f_l(\epsilon_{k\sigma})$ и $f_{p\sigma} = f_r(\epsilon_{p\sigma})$ в левом и правом берегах контакта – фермиевские. Разность соответствующих уровней Ферми $E_F^l - E_F^r = eV$ определяется напряжением V на контакте и полагается малой по сравнению с U. Резонансное туннелирование возникает лишь при условии близости энергии электрона на центре (ϵ_σ или $\epsilon_\sigma + U$ в зависимости от заполнения) к уровню Ферми. Ориентируясь на случай туннелирования через оборванные связи в барьере из a-Si, мы будем считать, что[1] $|\epsilon_\sigma + U - E_F| \sim T$ (разрешены переходы между 1- и 2-кратно заполненными состояниями). Поскольку $U \gg T$, при этом $f_l(\epsilon_\sigma) = f_r(\epsilon_\sigma) = 1$ и в стационарном режиме из (2), (3) следует

$$[f_l(\epsilon_\sigma + U)\langle n_{-\sigma}\rangle - \langle n_\sigma n_{-\sigma}\rangle]\Gamma_l + [f_r(\epsilon_\sigma + U)\langle n_{-\sigma}\rangle - \langle n_\sigma n_{-\sigma}\rangle]\Gamma_r = 0, \quad (4)$$

$$1 - \langle n_\sigma\rangle - \langle n_{-\sigma}\rangle + \langle n_\sigma n_{-\sigma}\rangle = 0. \quad (5)$$

Здесь ширины уровней определены равенствами

$$\Gamma_l = \pi\sum_k |T_k|^2\,\delta(\epsilon_\sigma + U - \epsilon_{k\sigma}), \qquad \Gamma_r = \pi\sum_p |T_p|^2\,\delta(\epsilon_\sigma + U - \epsilon_{p\sigma}).$$

Уравнение (5) выражает тот факт, что вероятность 0-кратного заполнения примеси $\langle(1-n_\sigma)(1-n_{-\sigma})\rangle$ равна нулю. Решение системы уравнений (4), (5) имеет вид

$$\langle n_\sigma\rangle = \frac{\nu_\sigma}{\nu_\sigma + \nu_{-\sigma} - \nu_\sigma\nu_{-\sigma}}, \qquad \langle n_\sigma n_{-\sigma}\rangle = \frac{\nu_\sigma\nu_{-\sigma}}{\nu_\sigma + \nu_{-\sigma} - \nu_\sigma\nu_{-\sigma}}, \quad (6)$$

где

$$\nu_\sigma = \frac{\Gamma_l}{\Gamma} f_l(\epsilon_\sigma + U) + \frac{\Gamma_r}{\Gamma} f_r(\epsilon_\sigma + U). \quad (7)$$

Подставляя решение (6), (7) в выражение для тока через примесь

$$I = e\sum_{p\sigma} \dot{n}_{p\sigma} = 2e\Gamma_r \sum_\sigma (\langle n_\sigma n_{-\sigma}\rangle - f_r(\epsilon_\sigma + U)\langle n_{-\sigma}\rangle),$$

находим

$$I = 2e\frac{\Gamma_l\Gamma_r}{\Gamma}\,\frac{[f_l(\epsilon_\sigma + U) - f_r(\epsilon_\sigma + U)]\nu_{-\sigma} + [f_l(\epsilon_{-\sigma} + U) - f_r(\epsilon_{-\sigma} + U)]\nu_\sigma}{\nu_\sigma + \nu_{-\sigma} - \nu_\sigma\nu_{-\sigma}}. \quad (8)$$

Как отмечалось выше, мы намереваемся учесть эффекты, связанные с приложенным к образцу внешним магнитным полем. Последнее неявно входит в формулы (1) – (8) через величи-

---

[1] Все результаты легко переносятся на случай $|\epsilon - E_F| \sim T$ заменой электронных операторов в (1) дырочными.

ны ϵ_σ:

$$\epsilon_\sigma = \epsilon_0 + 2\sigma\mu_B B, \qquad \sigma = \pm 1/2 \quad , \tag{9}$$

ϵ_0 – энергия примесного состояния при $B = 0$. Мы не учитываем связанного с магнитным полем изменения орбитальных состояний электрона в берегах и на центре. Это оправдано в случае "грязных" берегов ($\omega_c \tau \ll 1$, ω_c – циклотронная частота, τ – время свободного пробега) и локализованных состояний малого радиуса a ($a \ll \sqrt{c\hbar/eB}$, в a-Si радиус $a \lesssim 10$ Å) .

В отсутствие магнитного поля $\epsilon_\sigma = \epsilon_{-\sigma} = \epsilon_0$, $\nu_\sigma = \nu_{-\sigma} = \nu$, и формула (8) допускает упрощение:

$$I\,|_{B=0} = 4e\,\frac{\Gamma_l \Gamma_r}{\Gamma}\;\frac{f_l(\epsilon_0 + U) - f_r(\epsilon_0 + U)}{2 - \nu}. \tag{10}$$

Дополнительная зависимость от чисел заполнения в берегах, появившаяся в знаменателе формулы (10), обусловлена кулоновским взаимодействием электронов на центре. (В отсутствие взаимодействия $I = 4e(\Gamma_l \Gamma_r / \Gamma)[f_l(\epsilon_0) - f_r(\epsilon_0)]$). Кулоновские корреляции приводят, в частности, к зависимости тока насыщения через один центр с $\Gamma_l \neq \Gamma_r$ от полярности приложенного напряжения:

$$I_+ = 4e\Gamma_l \Gamma_r / (\Gamma_l + 2\Gamma_r), \quad I_- = 4e\Gamma_l \Gamma_r / (\Gamma_r + 2\Gamma_l).$$

В экспериментах с туннельными МОП структурами [4] удается наблюдать пики линейной проводимости контакта G как функции E_F, связанные с туннелированием электронов через отдельные резонансные центры. Исследование формул (8), (10) показывает, что в нашем случае ширина пика $G(E_F)$ равна T; при $B = 0$ пик $G(E_F)$ несимметричен. С ростом поля B пик не расщепляется [2)], а сдвигается в сторону больших значений E_F, причем при $\mu_B B \gg T$ пик становится симметричным, а вершина пика находится в точке $E_F = \epsilon_0 + U + \mu_B B$. Высота пика составляет $G_0 = 4(\sqrt{2} - 1)^2 (e^2/\hbar)\Gamma_l \Gamma_r / \Gamma T$ при $B = 0$ и с увеличением поля уменьшается до значения $G_\infty = (1/2)(e^2/\hbar)\Gamma_l \Gamma_r / \Gamma T$ при $\mu_B B \gg T$. Таким образом, изменение высоты пика $G_0 / G_\infty = 1{,}37$ является универсальным и не зависит от параметров примеси Γ_l, Γ_r. Неравенство $G_\infty / G_0 < 1$ обусловлено "вымораживанием" в сильном поле процессов туннелирования с переворотом спина.

В экспериментах на туннельных контактах с прослойкой из аморфного полупроводника [1] количество примесей в барьере обычно велико, и интерес представляют характеристики, усредненные по координатам и энергиям примесей. Проводя усреднение G, мы примем во внимание экспоненциальную зависимость $\Gamma_{l(r)} \propto \exp(-2z_{l(r)}/a)$ от положения z примеси относительно берегов (a – радиус примесного состояния). В результате найдем

$$\bar{G}(B) = \bar{G}(\infty) F\left(\frac{\mu_B B}{T}\right), \qquad \bar{G}(\infty) = \frac{\pi e^2}{\hbar}\, gSa\Gamma_0 , \tag{11}$$

$$F(x) = e^{2x} \ln(1 - e^{-2x}) + e^{-2x} \ln(1 + e^{2x}). \tag{12}$$

Здесь g – плотность примесных состояний на уровне Ферми, $\Gamma_0 \propto \exp(-d/a)$ – ширина уровня при $z = d/2$. Зависимость $\bar{G}$ от B носит универсальный характер (12); $\bar{G}(0)/\bar{G}(\infty) = 1{,}39$. Аналогичную универсальность проявляет дифференциальный кондактанс $\bar{G}_V(B) =$

---

2) В отсутствие кулоновской корреляции ($U = 0$) возникало бы обычное зеемановское расщепление пика.

$= \partial I/\partial V$ при $eV \gg T$:

$$\bar{G}_V(B) = \bar{G}(\infty) F_V\left(\frac{2\mu_B B}{eV}\right), \qquad F_V(x) = \begin{cases} \sqrt{2} & \text{при } x < 1 \\ 1 & \text{при } x > 1 \end{cases}.$$

Подчеркнем, что зависимости $\bar{G}(B)$, $\bar{G}_V(B)$ обусловлены кулоновскими корреляциями и исчезают при $U = 0$.

Отметим, в заключение, что изменение магнитного поля в области $B > T/\mu_B$ эквивалентно изменению уровня Ферми и приводит к смене реализации резонансных центров. Это позволяет в контакте с фиксированным значением E_F наблюдать мезоскопические флуктуации G.

Авторы благодарны А.И.Ларкину и А.Б.Фаулеру за полезные обсуждения.

Литература

1. *Naito M., Beasley M.R.* Phys. Rev. B, 1987, **35**, 2548.
2. *Глазман Л.И., Райх М.Э.* Письма в ЖЭТФ, 1988, **47**, 378.
3. *Ng T.K., Lee P.A.* Preprint MIT, 1988.
4. *Fowler A.B., Timp G.L., Wainer J.J., Webb R.A.* Phys. Rev. Lett., 1986, **57**, 138.

Институт теоретической физики им. Л.Д.Ландау
Академии наук СССР

Институт проблем технологии микроэлектроники
и особочистых материалов
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
30 августа 1988 г.