

РЕЗОНАНСНАЯ КОНДО-ПРОЗРАЧНОСТЬ БАРЬЕРА С КВАЗИЛОКАЛЬНЫМИ ПРИМЕСНЫМИ СОСТОЯНИЯМИ

Л.И.Глазман, М.Э.Райх

Рассчитана резонансная прозрачность барьера со случайно расположенными квазилокальными центрами в условиях эффекта Кондо.

Стандартная постановка задачи о резонансном туннелировании состоит в следующем. На барьер, содержащий квазилокальное состояние с энергией ϵ_0 , налетает электрон с энергией ϵ . Исследуется коэффициент прохождения D как функция ϵ . Зависимость $D(\epsilon)$ оказывается резкой и описывается формулой Брейта – Вигнера ¹:

$$D(\epsilon) = \frac{4\Gamma_a \Gamma_b}{(\epsilon - \epsilon_0)^2 + (\Gamma_a + \Gamma_b)^2}, \quad (1)$$

где Γ_a, Γ_b – ширины квазилокального уровня, связанные с уходом в левый и правый берега соответственно. В реальных ситуациях роль барьера играет диэлектрическая прослойка, разделяющая два металла, а энергия налетающего электрона совпадает с энергией Ферми в берегах ϵ_F . Из (1) следует, что в резонансной прозрачности участвуют лишь те квазилокальные состояния, энергии которых лежат в узкой полосе вблизи уровня Ферми: $|\epsilon_F - \epsilon_0| \lesssim \Gamma_a + \Gamma_b$. Формула (1) получена в одночастичном приближении, не учитывающем коллективных эффектов в электронной системе. В то же время известно, что в однородном металле коллективные эффекты важны даже для примесного состояния, расположенного глубоко под уровнем Ферми ($\epsilon_F - \epsilon_0 \gg \Gamma$). При температурах T , ниже температуры Кондо T_K , эти эффекты приводят к тому, что сечение рассеяния на примеси электрона с энергией $\epsilon = \epsilon_F$ оказывается порядка квадрата его длины волны (унитарный предел) ². Естественно предположить, что коллективные эффекты существенны и в задаче о туннелировании, поскольку в одночастичном приближении между процессами резонансного туннелирования и рассеяния на квазилокальном центре существует тесная связь. Оба они обусловлены виртуальным захватом и последующим освобождением зонного электрона. Ниже будет показано, что взаимодействие электронов с вырожденными по спину локализованными в барьере состояниями приводит к аналогу эффекта Кондо, состоящему в росте туннельной прозрачности барьера при понижении температуры. Это происходит потому, что даже нерезонансные в смысле (1) примеси по мере понижения T вовлекаются за счет коллективных эффектов в процессы туннелирования.

Гамильтониан туннельного контакта, содержащего примесь в барьере, запишем в виде, аналогичном гамильтониану Андерсона ³:

$$\begin{aligned} \mathcal{H} = & \sum_{\mathbf{k}\sigma} \epsilon_{\mathbf{k}} a_{\mathbf{k}\sigma}^+ a_{\mathbf{k}\sigma} + \sum_{\mathbf{k}\sigma} \epsilon_{\mathbf{k}} b_{\mathbf{k}\sigma}^+ b_{\mathbf{k}\sigma} + \epsilon_0 \sum_{\sigma} d_{\sigma}^+ d_{\sigma} + W d_{\sigma}^+ d_{\sigma} d_{-\sigma}^+ d_{-\sigma} + \\ & + \sum_{\mathbf{k}\sigma} (V_a a_{\mathbf{k}\sigma}^+ d_{\sigma} + V_a^* d_{\sigma}^+ a_{\mathbf{k}\sigma}) + \sum_{\mathbf{k}\sigma} (V_b b_{\mathbf{k}\sigma}^+ d_{\sigma} + V_b^* d_{\sigma}^+ b_{\mathbf{k}\sigma}). \end{aligned} \quad (2)$$

Здесь $a_{\mathbf{k}\sigma}^+, b_{\mathbf{k}\sigma}^+, d_{\sigma}^+$ – операторы рождения электрона в состоянии со спином σ в левом и правом берегах контакта и на примеси, соответственно; $\epsilon_{\mathbf{k}}, \epsilon_0$ – энергии электрона в этих состояниях, W – кулоновская энергия взаимодействия двух электронов на центре, V_a, V_b – константы гибридизации состояния на центре с состояниями в берегах. Ширины Γ_a, Γ_b связаны с V_a, V_b соотношениями: $\Gamma_{a(b)} = \pi |V_{a(b)}|^2 \rho$, где ρ – плотность состояний на уровне Ферми в берегах. В отсутствие кулоновского взаимодействия ($W = 0$) гамильтониан (2) описывает обычное резонансное туннелирование с коэффициентом прохождения

(1). При условии $\epsilon_F - \epsilon_0 \gg \Gamma_a, \Gamma_b$ правильное значение $D \propto |V_a|^2 |V_b|^2$ может быть получено в наинищем порядке теории возмущений по параметрам V_a и V_b , причем D имеет ту же экспоненциальную малость $\exp(-2d/\lambda)$, что и вероятность прямого туннелирования (d — толщина барьера, λ — подбарьерная длина волны электрона с фермиевской энергией).

При $W \gg \epsilon_F - \epsilon_0$ с понижением температуры возрастает роль корреляции спиновых состояний электронов в берегах и на центре (эффект Кондо). Эта корреляция делает неприменимой обычную теорию возмущений для вычисления туннельного тока. В результате приведенная оценка для D может сильно измениться. Покажем, что задачу о вычислении туннельной прозрачности можно свести к известной задаче о проводимости металла в условиях эффекта Кондо. Для этого с помощью соотношений

$$\alpha_{k\sigma} = u a_{k\sigma} + v b_{k\sigma}, \quad \beta_{k\sigma} = u b_{k\sigma} - v a_{k\sigma}, \quad (3)$$

$$u = V_a/V, \quad v = V_b/V, \quad V = (|V_a|^2 + |V_b|^2)^{1/2}$$

введем новые фермиевские операторы $\alpha_{k\sigma}, \beta_{k\sigma}$. Оказывается, что в новом представлении с локализованным состоянием взаимодействуют квазичастицы только одного сорта:

$$\mathcal{H} = \sum_{k\sigma} \epsilon_k \alpha_{k\sigma}^+ \alpha_{k\sigma} + \sum_{k\sigma} \epsilon_k \beta_{k\sigma}^+ \beta_{k\sigma} + \epsilon_0 \sum_{\sigma} d_{\sigma}^+ d_{\sigma} + W d_{\sigma}^+ d_{\sigma} d_{-\sigma}^+ d_{-\sigma} + V \sum_{k\sigma} (\alpha_{k\sigma}^+ d_{\sigma} + d_{\sigma}^+ \alpha_{k\sigma}). \quad (4)$$

Из (3) и (4) следует искомая связь между амплитудами вероятностей туннелирования $f_{k\sigma \rightarrow k'\sigma'}^{a \rightarrow b}$ и рассеяния $f_{\alpha \rightarrow \alpha}$ в однозонном металле: $f_{k\sigma \rightarrow k'\sigma'}^{a \rightarrow b} = (V_a V_b^*/V^2) f_{\alpha \rightarrow \alpha}$. Прозрачность примеси D пропорциональна $|f^{a \rightarrow b}|^2$. Удобно нормировать D на прозрачность D_0 примеси с $\epsilon_0 = \epsilon_F$, расположенной точно в середине барьера (точный резонанс). При этом

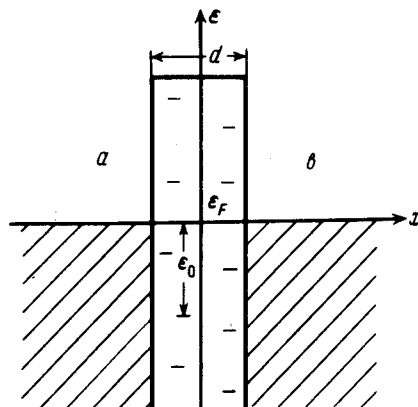
$$D = D_0 \frac{4\Gamma_a \Gamma_b}{(\Gamma_a + \Gamma_b)^2} \sin^2 \delta, \quad (5)$$

где δ — фаза рассеяния, через которую выражается величина $f_{\alpha \rightarrow \alpha}^2$. Эта фаза зависит от соотношения между T и T_K , где T_K — температура Кондо, которая согласно⁴, определяется величиной $\pi V^2 \rho = \Gamma_a + \Gamma_b$ и перенормированной энергией уровня ϵ_0^{**} :

$$T_K = \frac{2}{\pi} [2\epsilon_0^{**} (\Gamma_a + \Gamma_b)]^{1/2} \exp \left\{ - \frac{\pi \epsilon_0^{**}}{2(\Gamma_a + \Gamma_b)} \right\};$$

$$\epsilon_0^{**} + \frac{\Gamma_a + \Gamma_b}{\pi} \ln \frac{W}{4\epsilon_0^{**}} = \epsilon_F - \epsilon_0, \quad W \gg \epsilon_0^{**} > (\Gamma_a + \Gamma_b). \quad (6)$$

При $T \gg T_K$ в борновском приближении $\delta \sim (\Gamma_a + \Gamma_b) / (\epsilon_F - \epsilon_0) \ll 1$. Прозрачность мала и оценка для D из (5) совпадает с оценкой, сделанной выше в наинищем порядке теории возмущений. В следующем порядке возникает сингулярная по температуре поправка к $\delta \sim (\Gamma_a + \Gamma_b)^2 \ln(\epsilon_F/T) / (\epsilon_F - \epsilon_0)^2$ и соответственно поправка к D порядка $D_0 \Gamma_a \Gamma_b (\Gamma_a + \Gamma_b) \ln(\epsilon_F/T) / (\epsilon_F - \epsilon_0)^3$, которая совпадает с результатом работ^{5,6}. Легко видеть, что эта поправка максимальна, если примесь расположена вблизи одного из берегов и даже при этом имеет малость $\exp(-2d/\lambda)$. В то же время при $T \ll T_K$ фаза стремится к $\pi/2$ и прозрачность может достигнуть максимального значения D_0 .



До сих пор мы исследовали влияние на прозрачность барьера одной примеси. Вычислим теперь полную прозрачность барьера, предполагая, что примеси в нем распределены равномерно как по энергии так и по положению x относительно середины барьера (см. рис.). Важно отметить, что величина T_K через константы Γ_a, Γ_b экспоненциально сильно зависит от x и так же сильно зависит от ϵ_0^{**} . Поэтому вклад в прозрачность вносят примеси с такими ϵ_0^{**} и x , для которых $T_K(\epsilon_0^{**}, x) > T$. В пределе $W \gg \epsilon_F - \epsilon_0 \gg \Gamma_a + \Gamma_b$ последнее условие можно представить в виде

$$\frac{4}{\pi} \Gamma_0 \leq \epsilon_0^{**} < \frac{4\Gamma_0}{\pi} \left(\text{ch} \frac{2x}{\lambda} \right) \ln \left(\frac{\Gamma_0}{T} \text{ch}^{1/2} \frac{2x}{\lambda} \right), \quad (7)$$

где $\Gamma_0 = (\Gamma_a \Gamma_b)^{1/2} \propto \exp(-d/\lambda)$ – ширина уровня примеси, расположенной при $x=0$. Получая (7), мы использовали формулы (6) и учли зависимость констант Γ_a, Γ_b от x . Прозрачность примесей, удовлетворяющих условию (7), как видно из (5), есть $D = D_0 / \text{ch}^2(2x/\lambda)$. Суммируя вклады от отдельных примесей, окончательный ответ для прозрачности запишем в виде

$$D = \frac{2\tilde{D}}{\pi^2} \ln(\Gamma_0/T) \quad T \ll \Gamma_0, \quad (8)$$

где $\tilde{D} = \pi^2 S g \lambda \Gamma_0 D_0$ – резонансная прозрачность, рассчитанная без учета коллективных эффектов ($D \approx \tilde{D}$ при $T \gg \Gamma$); S – площадь барьера, g – плотность примесных состояний. Как видно из (8), эффект Кондо приводит к росту прозрачности при понижении температуры. Этот рост ограничивается при температурах $T \sim U$, где U – приложенное к контакту смещение. При этом в (8) следует заменить T на U .

Мы благодарны К.А.Кикоину, И.Б.Левинсону и А.М.Цвелику за очень полезные обсуждения

Литература

1. Ларкин А.И., Матвеев К.А. ЖЭТФ, 1987, 93, 1030.
2. Абрикосов А.А. Основы теории металлов. М.: Наука, 1987, с.65, 247.
3. Anderson P.W. Phys. Rev., 1961, 124, 41.
4. Tsvetlick A.M., Wiegmann P.B. Advances in Physics, 1983, 32, 453.
5. Appelbaum J. Phys. Rev. Lett., 1966, 17, 91.
6. Anderson P.W. Phys. Rev. Lett., 1966, 17, 95.

Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе
Академии наук СССР

Институт проблем технологии микроэлектроники
и обособистых материалов
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
26 февраля 1988 г.