Письма в ЖЭТФ, том 67, вып.12, стр.1009 - 1014

ПЕРЕХОД МЕЖДУ НЕФЕРМИЖИДКОСТНЫМ И ФЕРМИЖИДКОСТНЫМ СОСТОЯНИЯМИ ПРИ ТУННЕЛИРОВАНИИ

Л.А.Манакова

Российский Научный Центр "Курчатовский Институт"

123182 Москва, Россия

Поступила в редакцию 9 апреля 1998 г.

После переработки 21 мая 1998 г.

Показано, что дополнительное рассеяние, обусловленное туннелированием, индуцирует *переход системы из нефермижидкостного в фермижидкостное состояние* при изменении расстояния между уровнем Ферми в берегах и краем двумерной зоны в двухбарьерной квантовой яме с собственным двумерным континуумом, допированной примесями переходных металлов.

PACS: 72.10.Fk, 72.15.Qm, 73.40.Gk, 73.20.Hb

1. Многоканальная спиновая кондо-модель с нефермижидкостным (NFL) спектром элементарных возбуждений на уровне Ферми (УФ) была предложена почти два десятилетия назад в работе [1]. Существенный интерес к NFL состояниям возник после того, как появились физические реализации двухканальной орбитальной кондо-модели в тяжелофермионных системах и высокотемпературных сверхпроводниках [2]. Однако механизмы туннелирования в квантовых структурах, имеющих NFL континуум в берегах, в настоящее время изучены слабо. В работах [3] оценивалась температурная зависимость кондактанса в рамках задачи о резонансном туннелировании через квазилокализованное состояние. Эти расчеты были проведены для объяснения экспериментальных результатов работы [4], в которой, по-видимому, наблюдался кроссовер между NFL- и фермижидкостным (FL)-состояниями во внешнем магнитном поле. Механизмы туннелирования, в которых фундаментальную роль играет двумерный континуум в двухбарьерной квантовой яме (DBQW) были рассмотрены в наших работах [5] для случая орбитально невырожденных примесных состояний. В настоящей работе предлагаются новые физические реализации двухканальной орбитальной кондо-модели в квантовой яме и описан механизм перехода между NFL и FL состояниями, индуцированный процессом туннелирования.

2. Примесь переходного металла рождает глубокий уровень E_d в запрещенной зоне внутреннего слоя DBQW. Этот слой имеет также двумерный континуум с законом дисперсии $\epsilon_{\mathbf{k}_\perp}$. В данной задаче нас будет интересовать случай, когда уровень Ферми в берегах находится в окрестности дна зоны проводимости внутреннего слоя. Учитывая, что в кристаллическом поле пятикратно вырожденный d-уровень расщепляется на двукратно вырожденный e_g-уровень и трехкратный t_{2g}-уровень, собственными функциями и квантовыми числами электрона на d-уровне являются соответственно кубические d-функции и номер строки неприводимого представления точечной группы μ: $\mu_{e_g} = \pm 1, \mu_{t_{2g}} = 0, \pm 1$, $E_d = E_{e_g, t_{2g}}$. Как было показано в [6], из-за понижения симметрии состояний зоны проводимости в яме (по сравнению с объемным полупроводником) с ними могут гибридизоваться как t_{2g}- так и e_g-уровни. Гамильтониан туннельной системы с E_d-уровнем в квантовой яме имеет вид $H = H_{00} + H_t + H_{int}$, где $H_{00} = H_{00}^{\nu} + H_{00}^{d} + H_{00}^{c}$ – гамильтониан независимых берегов и ямы, H_t - туннельный гамильтониан:

$$H_t = H_{td} + H_{tc} = \sum_{\mathbf{k}\nu\sigma\mu} \left(T^{\nu\mu}_{\mathbf{k}d} a^{+}_{\mathbf{k}\nu\sigma} d_{\sigma\mu} + \text{h.c.}\right) + \sum_{\mathbf{k}\nu\sigma}\sum_{\mathbf{k}_\perp{}'} \left(T^{\nu}_{\mathbf{k}\mathbf{k}'_\perp} a^{+}_{\mathbf{k}\nu\sigma} c_{\mathbf{k}'_\perp\sigma} + \text{h.c.}\right). \quad (1)$$

Операторы $a_{\mathbf{k}\nu\sigma}$ описывают электронные состояния в левом (L) и правом (R) берегах туннельного контакта. Операторам $d_{\sigma\mu}$ и $c_{\mathbf{k}_\perp}$ в яме отвечают волновые функции гибридизованных локализованных $\psi_{d\mu}(\mathbf{r})$ и зонных $\Psi(\mathbf{k}_\perp, \mathbf{r})$ состояний. Туннельные матричные элементы в (1) равны [5]

$$T^{\nu\mu}_{\mathbf{k}d} = B^{\mu}(\mathbf{k}_\perp) T^{\nu}_{d}(k_l), \quad T^{\nu}_{\mathbf{k},\mathbf{k}'_\perp} = \left(T^{\nu}_{0}(k_l)\delta_{\mathbf{k}_\perp\mathbf{k}'_\perp} + \sum_{\mu\mu'} T^{\nu}_{c}(k_l) B_{\mu}(\mathbf{k}_\perp) B_{\mu'}(\mathbf{k}'_\perp)\right). \quad (2)$$

Здесь $B_\mu(\mathbf{k}_\perp) = V^{\mu}_{\mathbf{k}_\perp d}/(E_{d\mu} - \varepsilon_{\mathbf{k}_\perp})$, $V^{\mu}_{\mathbf{k}_\perp d}$ – матричный элемент гибридизации в яме:

$$V^{\mu}_{\mathbf{k}_\perp d} = \int d\mathbf{r} \varphi_{d\mu}(\mathbf{r}) U(\mathbf{r}) \Psi(\mathbf{k}_\perp, \mathbf{r}) = \int d\mathbf{r} \varphi_{d\mu}(\mathbf{r}) U(\mathbf{r}) \psi(\mathbf{k}_\perp, \rho) \varphi(z). \quad (3)$$

В (2) $\mathbf{k} = \mathbf{k}_\perp, k_l$ и предполагалось, что продольное и поперечное движения электронов в берегах разделены. В работе [5] было показано, что перестройка зонного спектра в яме из-за туннелирования между берегами и ямой, которому отвечает член с $T^{\nu}_0(k_l)$ в $T^{\nu}_{\mathbf{k},\mathbf{k}'_\perp}$, описывается с помощью преобразованной плотности состояний вблизи края 2D зоны: $\rho_c(\varepsilon) = (\rho_{0c}/\pi)\left(\arctan[(\varepsilon - \varepsilon_c)/\gamma_0] - \arctan[(\varepsilon - W_c)/\gamma_0]\right)$. Здесь ρ_{0c} – пороговая плотность состояний невозмущенной 2D зоны, ε_c, $W_c \sim \rho_{0c}^{-1}$ - край и ширина 2D зоны, соответственно, $\gamma_0 \sim \sum_\nu |T^{\nu}_0(\varepsilon_c)|^2 \rho_{0\nu}$, $\rho_{0\nu} \sim W_a^{-1}$ – соответствующая туннельная ширина, W_a – ширина зоны проводимости в берегах.

Во взаимодействующей системе туннельный гамильтониан H_t удобно преобразовать к "однозонному" виду с помощью линейного преобразования: $a_{\mathbf{k}\sigma} = u_{\mathbf{k}} a_{\mathbf{k}L\sigma} +$ $+ v_{\mathbf{k}} a_{\mathbf{k}R\sigma}$, $b_{\mathbf{k}\sigma} = u_{\mathbf{k}} a_{\mathbf{k}R\sigma} - v_{\mathbf{k}} a_{\mathbf{k}L\sigma}$, $u_{\mathbf{k}} = T^{L\mu}_{\mathbf{k}d}/[(T^{L\mu}_{\mathbf{k}d})^2 + (T^{R\mu}_{\mathbf{k}d})^2]^{1/2}$; $u^2_{\mathbf{k}} + v^2_{\mathbf{k}} = 1$. Непосредственно проверяется, что в новом представлении как с локализованным состоянием, так и с двумерным континуумом гибридизуются квазичастицы только одного сорта с операторами $a_{\mathbf{k}\sigma}$. Гамильтониан $H_t^{(a)}$ получается из H_t в (1) с помощью замен: $a^{+}_{\mathbf{k}\nu\sigma} \to a_{\mathbf{k}\sigma}$; $T^{\nu\mu}_{\mathbf{k}d} \to T^{a\mu}_{\mathbf{k}d} = [(T^{L\mu}_{\mathbf{k}d})^2 + (T^{R\mu}_{\mathbf{k}d})^2]^{1/2}$; $T^{\nu}_{\mathbf{k}\mathbf{k}'_\perp} \to T^{a}_{\mathbf{k}\mathbf{k}'_\perp} = T^{L}_{\mathbf{k}\mathbf{k}'_\perp} u_{\mathbf{k}} + T^{R}_{\mathbf{k}\mathbf{k}'_\perp} v_{\mathbf{k}}$. Член H^{a}_{tc} в туннельном гамильтониане обусловливает появление новых резонансных состояний вблизи края 2D зоны [5]. Другим источником особенностей в этой области являются взаимодействия в H_{int}. Поскольку в туннельный гамильтониан входят только состояния $a_{\mathbf{k}\sigma}$, то для них определяется и гамильтониан взаимодействия H_{int}.

3. Взаимодействия между металлическими электронами в берегах и орбитально вырожденным примесным состоянием в яме обусловлены хаббардовским отталкиванием между электронами на глубоком уровне: $H_U = \sum_{\mu,\mu';\sigma,\sigma'} U_{\mu\mu'} n_{d\mu\sigma} n_{d\mu'\sigma'} (1-$ $-\delta_{\mu\mu'}\delta_{\sigma\sigma'})$. Применяя преобразование Шриффера–Вольфа к обобщенному гамильтониану Андерсона $H_A = H^{a}_{00} + H^{a}_{td} + H^{d}_{00} + H_U$, $H^{d}_{00} = \sum_{\mu\sigma} E_d d^{+}_{\mu\sigma} d_{\mu\sigma}$ и оставляя взаимодействие, обменное по орбитальным индексам, но "некондовское" – по спиновым переменным, получим

$$H_{int} = \sum_{\mathbf{k}\mathbf{k}'} \sum_{\mu\mu'\sigma} V^{\mu\mu'}_{\mathbf{k}\mathbf{k}'} a^{+}_{\mathbf{k}\sigma} a_{\mathbf{k}'\sigma} d^{\dagger}_{\mu} d_{\mu'}, \quad V^{\mu\mu'}_{\mathbf{k}\mathbf{k}'} = -T^{a\mu}_{d\mathbf{k}} T^{a\mu'}_{\mathbf{k}'d} \left(\frac{1}{E_d - \varepsilon_{\mathbf{k}a}} - \frac{1}{E_d + U_{\mu\mu'} - \varepsilon_{\mathbf{k}'a}}\right). \quad (4)$$

Это взаимодействие является основным, когда спиновое вырождение уровня полностью снято или когда оба вырожденных по спину уровня лежат ниже уровня Ферми. Обе ситуации могут реализоваться в квантовой яме для "легких" примесей переходных металлов (типа V^{2+}) [6]. Матричные элементы взаимодействия с $\mu \neq \mu'$ существуют, благодаря *механизму нарушения аксиальной симметрии пространственно-квантованных состояний в яме*. Действительно, учет зависимости волновых функций двумерного континуума от поперечных пространственных координат в выражении (3) для матричных элементов $V^{\mu}_{\mathbf{k}_{\perp}d}$ приводит к тому, что они имеют отличные от нуля значения для всех компонент d-состояния с $\mu_{e_g} = \pm 1, \mu_{t_{2g}} = 0, \pm 1$. Соответственно отличны от нуля и туннельные матричные элементы $T^{a\mu}_{\mathbf{k}d}$ для всех μ. Как следует из определения (2), прямым следствием нарушения аксиальной симметрии является пространственная нелокальность туннельных матричных элементов $T^{a\mu}_{\mathbf{k}d}$. Гамильтониан в (4) приводится к гамильтониану многоканальной орбитальной кондо-модели, если операторы $a_{\mathbf{k}\sigma}$ и матричные элементы $V^{\mu\mu'}_{\mathbf{k}\mathbf{k}'}$ в (4) разложить по кубическим гармоникам $K_{\Gamma\gamma}(\Omega_{\mathbf{k}})$, $\Gamma = e_g, t_{2g}$, γ – номер строки неприводимого представления точечной группы, и воспользоваться тем, что матричные элементы взаимодействия $V^{\mu\mu'}_{\gamma\gamma'}(kk')$ с γ, γ' отличны от нуля, благодаря зависимости туннельных матричных элементов от направления импульса $\mathbf{k}$. В простейшем случае, когда состояния 2D континуума описываются плоскими волнами: $\gamma = \mu, \gamma' = \mu'$. Воспользуемся тем, что e_g- и t_{2g}-состояния разделены достаточно большим энергетическим интервалом (по сравнению с энергетическими масштабами, интересующими нас в этой задаче), так что их перемешиванием в матричных элементах взаимодействия можно пренебречь. Предположим, имея в виду результаты работы [6], что ближайшим к краю 2D зоны глубоким уровнем является e_g-дублет. С учетом всего сказанного получаем из (4) *двухканальное орбитальное обменное рассеяние*:

$$H^{(\mu)}_{ex} = \sum_{kk'\sigma} \sum_{i=x,y,z} \sum_{\gamma,\gamma'=\pm 1} V^{i}_{\gamma\gamma'}(kk') a^{+}_{k\gamma\sigma} a_{k'\gamma'\sigma} \hat{\tau}^{i}_{d}, \quad \hat{\tau}^{i}_{d} = \sum_{\mu\mu'=\pm 1} d^{\dagger}_{\mu} \tau^{i}_{\mu\mu'} d_{\mu'}, \tag{5}$$

$$\sum_{\mu=\pm 1} d^{\dagger}_{\mu} d_{\mu} = 1.$$

Двукратно вырожденный e_g-уровень с одним электроном (или дыркой) удобно описывать псевдоспиновой переменной $\hat{\tau}_d$, проекция которой на ось z имеет два значения: $\hat{\tau}^{z}_{d} = (1/12)[3L^2_z - L(L+1)] = \pm(1/2)$, отвечающие занятым d_{z^2}-орбитали ($L_z = 2$) и $d_{x^2-y^2}$-орбитали ($|L_z| = 0$), $\hat{L}$ – оператор углового момента. Оператор $\hat{\tau}^{x}_{d} \sim L^2_x - L^2_y$ переворачивает псевдоспин. Операторы $\hat{\tau}^{z}_{d}$, $\hat{\tau}^{x}_{d}$ представляют собой компоненты тензора квадрупольного момента. Таким образом, два значения квантового числа $\mu = \pm 1$ отвечают двум проекциям квадрупольного момента на ось z, то есть взаимодействие (5) представляет собой квадрупольное обменное рассеяние. Модель (5) с квадрупольным обменом отличается от предложенных в работах [2] моделей с физическим механизмом возникновения обмена.

Удобно сначала решить задачу о взаимодействии электронов в берегах с локализованным состоянием в яме одним из методов, развитых для задачи с двухканальным кондо-рассеянием [7, 8], а затем использовать это решение как основу для туннельной задачи. Иными словами, решение задачи с гамильтонианом $H_0 = H_{00} + H^{(\mu)}_{ex}$ даст (NFL) состояния на уровне Ферми в берегах и соответствующее им состояние на примесном уровне. Учет затем туннельного члена H^{a}_{tc} приводит к дополнительному рассеянию 2D электронов дефектного слоя на состояниях берегов и примесного уровня, полученных с учетом взаимодействия.

4. В случае двукратно вырожденного по орбитальным или спиновым переменным уровня, когда основной эффект взаимодействия сводится к существованию многочастичного резонанса на УФ, приближенные выражения для функций Грина электронов проводимости могут быть получены методом уравнений движения [7]:

$$G^a_{0\beta}(\mathbf{kk}';z) = \delta_{\mathbf{kk}'}G^a_{00\beta}(\mathbf{k};z) + G^a_{00\beta}(\mathbf{k};z)T^{a\beta*}_{\mathbf{k}d}G_{d\beta}(z)T^{a\beta}_{\mathbf{k}'d}G^a_{00\beta}(\mathbf{k}';z). \tag{6}$$

Здесь $\beta = [\sigma,\mu]$ для спинового или орбитального обменного рассеяния, соответственно, $G^a_{00\beta}(\mathbf{k};z)$ – функция Грина невзаимодействующих электронов. Чтобы определить вид $G_{d\gamma}(z)$ в случае двухканального обменного взаимодействия, воспользуемся моделью резонансного уровня, которая была получена в работе [8] для гамильтониана (5) методом бозонизации. Коллективные переменные, которые описываются фурье-компонентами бозе-полей, отвечают операторам зарядовой, спиновой (цветовой), псевдоспиновой и смешанной (псевдоспин-цветовой) плотностей. С помощью этих переменных гамильтониан $H_0 = H^a_{00} + H^{(\mu)}_{ex}$ представляется в виде суммы четырех членов, соответствующих четырем бесспиновым фермионным коллективным каналам. Два из этих каналов (зарядовый и цветовой) не связаны с примесным псевдоспином. Замечательным свойством модели [8] является то, что гибридизация и взаимодействие между электронными переменными и примесным псевдоспином $\hat{\tau}$ "разнесены" по разным каналам. Гибридизация имеет место в смешанном канале. Соответственно, NFL пик на УФ образован псевдоспин-цветовой модой. Взаимодействие в псевдоспиновом канале имеет экранирующий характер и приводит к эффективному уширению резонансного уровня (см. (7)). В работах [8, 9] получено решение без учета взаимодействия в псевдоспиновом канале: $\lambda_z \equiv V_z - \pi v_F = 0$ или при $\lambda_z \ll 1$, когда взаимодействие учитывается во втором порядке теории возмущений. Однако для рассматриваемой здесь туннельной задачи существен вид $G_d(z)$ при конечной величине взаимодействия λ_z. Как будет показано ниже, существует некоторое критическое значение константы взаимодействия, при котором качественным образом меняется характер рассеяния электронов из окрестности края 2D зоны на возбуждениях с уровня Ферми. При $\lambda_z \neq 0$ диагонализация гамильтониана может быть проведена с помощью метода, который был в свое время предложен в знаменитой задаче о поглощении рентгеновского кванта в металле [10]. Полученное при больших временах $\varepsilon_F t \gg 1$ выражение для функции Грина резонансного уровня в энергетическом представлении имеет вид

$$\hat{G}_d(z) = A\left[\frac{\hat{\tau}_0 - \hat{\tau}_x}{z - E_{2K}}\left(\frac{z - E_{2K}}{\varepsilon_F}\right)^{\alpha_d} + \frac{\hat{\tau}_0 + \hat{\tau}_x}{z}\left(\frac{z}{\varepsilon_F}\right)^{\alpha_d}\right], \quad A = e^{i\pi(1/2-\alpha_d)}\Gamma(1-\alpha_d), \tag{7}$$

$\alpha_d = (\delta/\pi)^2$, δ – фазовый сдвиг, $E_{2K} = \varepsilon_F + i\Gamma_K$, $\Gamma_K \sim V_x^2/\varepsilon_F$ – ширина резонансного уровня, $\Gamma(x)$ – гамма-функция. С помощью выражений (7), (6) обычным образом может быть вычислена плотность состояний:

$$\rho_a(\varepsilon) = \rho_{0a} + A_\rho(\gamma_d\rho_{0a})\sum_{i=1,2}\frac{\sin\left[(1-\alpha_d)\tan^{-1}(\Gamma_i/\varepsilon)\right]}{\varepsilon_F^{\alpha_d}(\varepsilon^2+\Gamma_i^2)^{(1-\alpha_d)/2}}, \quad \gamma_d \sim \gamma_0|B|^2, \quad \varepsilon > 0. \tag{8}$$

Ширины $\Gamma_1 \equiv \delta \to 0$, $\Gamma_2 \equiv \Gamma_K$ отвечают двум членам в функции Грина $\hat{G}_d(z)$, $A_\rho \sim 1$.

5. Теперь учтем дополнительное рассеяние квазидвумерных электронов внутри ямы на возбуждениях с УФ берегов, обусловленное туннельным членом H^a_{tc}. При этом состояния электронов на уровне Ферми и на примесном уровне описываются функциями Грина (6) и (7), соответственно. Матрица рассеяния $\mathcal{T}^{cc}_\sigma(\mathbf{k}_\perp, \mathbf{k'}_\perp; z)$ для электрона внутри ямы определяется из функции Грина $G^{cc}_\sigma(\mathbf{k}_\perp, \mathbf{k'}_\perp; z) = \langle c_{\mathbf{k}_\perp}|\hat{I}(z - \hat{H})^{-1}|c_{\mathbf{k'}_\perp}\rangle = \delta_{\mathbf{k}_\perp,\mathbf{k'}_\perp}G_{0\mathbf{k}_\perp}(z) + G_{0\mathbf{k}_\perp}(z)\mathcal{T}^{cc}_\sigma(\mathbf{k}_\perp, \mathbf{k'}_\perp; z)G_{0\mathbf{k'}_\perp}(z)$, $G_{0\mathbf{k}_\perp}(z) = [z - \tilde{\varepsilon}_{\mathbf{k}_\perp}]^{-1}$,

$$\mathcal{T}^{cc}_\sigma(\mathbf{k}_\perp, \mathbf{k'}_\perp; z) = \frac{T_0(z)B(\mathbf{k}_\perp)B^*(\mathbf{k'}_\perp)}{1 - T_0(z)J_c(z)}; \ T_0(z) = |\Sigma_{dc}(z)|^2 G_{d\sigma}(z) + \Sigma_{cc}(z). \quad (9)$$

Для глубокого уровня $B(\mathbf{k}_\perp) \approx B(\varepsilon_c) \equiv \sum_\mu B_\mu(\varepsilon_c)$.

В актуальной области энергий $\Sigma_{cc}(z)$, $\Sigma_{dc}(z)$ удобно записать в виде спектрального представления функции Грина $G^a_{0\mathbf{k}}(z) = \langle a_{\mathbf{k}\sigma}|\hat{I}(z - \hat{H}_0)^{-1}|a_{\mathbf{k}\sigma}\rangle = [z - \varepsilon_{\mathbf{k}a}]^{-1}$ взаимодействующих электронов:

$$\Sigma_{cc}(z) = \sum_{k\gamma\sigma} \frac{|T^a_{kc\gamma}|^2 f(\varepsilon_{ka})}{(z - \varepsilon_c) - (\varepsilon_{ka} - \varepsilon_c)} = \sum_\gamma |T^a_{k_F c\gamma}|^2 \int_{-\infty}^0 d\varepsilon \frac{\rho_a(\varepsilon)}{(z - \varepsilon_c) - \varepsilon}. \quad (10)$$

Выражение для $\Sigma_{dc}(z)$ аналогично (10) с заменой $|T^a_{kc\mu}|^2 \to T^{a*}_{kc\mu}T^a_{kd\mu}$, $f(\varepsilon)$ – функция Ферми, $\rho_a(\varepsilon)$ определяется выражением (8). Энергии отсчитываются от $\varepsilon_F \to \varepsilon_c$. Именно в этой области одночастичные и многочастичные резонансы сильно влияют друг на друга. Собственно-энергетические функции $\Sigma_{cc}(z)$, $\Sigma_{dc}(z)$ имеют особенности на УФ, соответствующие NFL пикам в плотности состояний $\rho_a(\varepsilon)$ (8). Подставляя (8) в (10), получаем вклад резонансного уровня E_{2K} в собственно-энергетические функции $\Sigma_{cc,dc}(z)$:

$$\Sigma_{cc,dc}(z) = A_{1,2}\gamma_d^2 \frac{(z + i\Gamma_K)^{1-\alpha_d} - (z - i\Gamma_K)^{1-\alpha_d}}{\varepsilon_F^{\alpha_d}(z^2 + \Gamma_K^2)^{(1-\alpha_d)}}, \ |A_{1,2}| \sim 1. \quad (11)$$

Интеграл $J_c(z)$ – гильбертова трансформа квазидвумерной одночастичной плотности состояний $\rho_c(\varepsilon)$. При $|z - \varepsilon_c|/\gamma_0 \ll 1$ этот интеграл имеет логарифмическую особенность

$$J_c(z) = \int d\varepsilon \frac{\rho_c(\varepsilon)|B(\varepsilon)|^2}{z - \varepsilon} = -\frac{1}{2}\tilde{\rho_0}_c \mathrm{Ln}\left(\frac{z - \varepsilon_c}{\gamma_0}\right); \ \tilde{\rho}_{0c} = \rho_{0c}(\varepsilon_c)|B(\varepsilon_c)|^2. \quad (12)$$

Логарифмическое поведение собственно-энергетической части $J_c(z)$ означает, что она порождает одночастичные резонансы в той же области энергий, где существует многочастичный резонанс. Поскольку многочастичный резонанс на УФ определяет особенности $T_0(z)$, то низкоэнергетические полюсы матрицы рассеяния определяются самосогласованным уравнением

$$1 - T_0(z)J_c(z) = 0. \quad (13)$$

Используя выражения (11) и (12), легко убедиться, что уравнение (13) имеет решение типа краевого резонанса с энергией $z_r = \varepsilon_c + i\gamma_r$. Основной вклад в формирование краевого резонанса дает резонансная составляющая $T_0(z)$. Ширина резонанса γ_r определяется выражениями

$$\gamma_r = A_{r1}\varepsilon_F|B|^{2/(1-\alpha_d)}\left(\frac{\rho_{0c}}{\rho_{0a}}\right)^{1/(1-\alpha_d)}\left(\frac{\gamma_d}{\varepsilon_F}\right)^{4/(1-\alpha_d)}, \quad |\gamma_r| \ll \Gamma_K; \quad (14)$$

$$\gamma_r \approx \Gamma_K - A_{r2}\varepsilon_F|B|^{2/3(1-\alpha_d)}\left(\frac{\rho_{0c}}{\rho_{0a}}\right)^{1/3(1-\alpha_d)}\left(\frac{\gamma_d}{\varepsilon_F}\right)^{4/3(1-\alpha_d)}, \quad |\Gamma_K - \gamma_r| \ll \Gamma_K, \quad (15)$$

$A_{r1}, A_{r2} \sim 1$.

Краевой резонанс существует при $|B|^{2(6\alpha_d-1)} < (W_c/W_a)(\gamma_0/\varepsilon_F)^{2(1-3\alpha_d)}$, $\alpha_d > 1/6$, то есть только при конечных значениях константы взаимодействия λ_z и достаточно глубоком d-уровне. При всех остальных значениях параметров, включая точку $\lambda_z = = 0$, полюсы у матрицы рассеяния отсутствуют.

Мы видим, что дополнительное рассеяние электронов из окрестности края 2D зоны на NFL возбуждениях с уровня Ферми, обусловленное туннелированием H_t^a, порождает фермижидкостной резонанс на краю 2D зоны в яме, так как ему отвечает простой полюс в функции Грина. Без учета процессов рассеяния, обусловленных туннелированием, NFL состоянию электронов в берегах отвечает степенная особенность в функции Грина $G_{0\mathbf{k}}^a(z)$ и, соответственно, в плотности состояний $\rho_a(\varepsilon)$ (см., в частности, [10], а также решение, полученное в настоящей работе).

Таким образом, при сближении УФ берегов и края 2D зоны может иметь место *переход между NFL и FL режимами туннелирования*. Условия перехода совпадают с условиями существования решений уравнения (13).

6. Используя для вероятности упругого туннелирования формулу $W(\mathbf{k},\varepsilon_{\mathbf{k}}^L;\mathbf{k}',\varepsilon_{\mathbf{k}'}^R) = 2\pi\left|\mathcal{T}(\mathbf{k},\varepsilon_{\mathbf{k}}^L;\mathbf{k}',\varepsilon_{\mathbf{k}'}^R)\right|^2\delta(\varepsilon_{\mathbf{k}}^L - \varepsilon_{\mathbf{k}'}^R)$ с амплитудой туннельного перехода $\mathcal{T}(\mathbf{k},\varepsilon_{\mathbf{k}}^L;\mathbf{k}',\varepsilon_{\mathbf{k}'}^R) = \sum_{\mathbf{pp}'\sigma}\langle a_{\mathbf{k}L\sigma}|H_t|c_{\mathbf{p}\sigma}\rangle\langle c_{\mathbf{p}\sigma}|G|c_{\mathbf{p}'\sigma}\rangle\langle c_{\mathbf{p}'\sigma}|H_t|a_{\mathbf{k}'R\sigma}\rangle = = u_{\mathbf{k}}v_{\mathbf{k}'}\sum_{\mathbf{pp}'\sigma}\langle a_{\mathbf{k}\sigma}|H_t|c_{\mathbf{p}\sigma}\rangle\langle c_{\mathbf{p}\sigma}|G|c_{\mathbf{p}'\sigma}\rangle\langle c_{\mathbf{p}'\sigma}|H_t|a_{\mathbf{k}'\sigma}\rangle$, получим, что максимальный вклад краевого резонанса (14) в прозрачность равен

$$\sigma_r^{max}(\varepsilon_F) = \frac{e^2}{4\pi}S(\varepsilon_F); \quad S(\varepsilon_F) \sim \left(\frac{\gamma_0}{\gamma_r}\right)^2\left(\frac{\varepsilon_F}{\gamma_0}\right)^{2(1-2\alpha_d)}|B|^{4(1+2\alpha_d)} \gg 1.$$

Краевые резонансы дают основной вклад в прозрачность и определяют FL режим туннелирования, пока расстояние между УФ и краем 2D зоны меньше ширины затравочного NFL резонанса на УФ: $|\varepsilon_F - \varepsilon_c| < \Gamma_K$. Если УФ расположен от края 2D зоны дальше ширины затравочного NFL резонанса на УФ, то последний дает основной вклад в туннельную прозрачность и, тем самым, определяет NFL режим туннелирования. При фиксированном положении УФ: $|\varepsilon_F - \varepsilon_c| > \Gamma_K$, переход между FL и NFL состояниями происходит либо при "измельчении" примесного уровня, либо при уменьшении взаимодействия λ_z.

Выражаю благодарность Л.А.Максимову за критические замечания. Работа поддержана Российским фондом фундаментальных исследований.

1. P.Nozieres and A.Blandin, J.Phys. (Paris) **41**, 193 (1980).
2. D.J.Cox, Phys.Rev.Lett. **59**, 1240 (1987); D.J.Cox et.al., ibid. **62**, 2188 (1989).
3. M.H. Hettler, J. Kroha and S.Hershfield, Phys.Rev.Lett. **73**, 1967 (1994).
4. D.C. Ralph and B.A. Buhrman. Phys. Rev. Lett. **72**, 3401 (1994).
5. K.A.Kikoin and L.A.Manakova, Phys.Rev. **B57**, 4863 (1997); К.А.Кикоин и Л.А.Манакова, Письма в ЖЭТФ **65**, 459 (1997).
6. K.A.Kikoin and L.A.Manakova, Semiconductors **29**, 145 (1995).
7. A.C.Hewson, *The Kondo Problem to Heavy Fermions*, Cambridge University Press, 1993.
8. V.J.Emery and S.Kivelson, Phys.Rev. **B46**, 10812 (1992).
9. A.M.Sengupta and A.Georges, Phys.Rev. **B49**, 1020 (1994).
10. K.D. Schotte and U. Schotte, Phys.Rev. **182**, 479 (1969); P.Nozieres and C.T. de Dominicis, Phys.Rev. **178**, 1097 (1969).