Письма в ЖЭТФ, том 69, вып.10, стр.721 - 726 © 1999г. 25 мая

# НЕУСТОЙЧИВОСТЬ НЕФЕРМИЖИДКОСТНОГО СОСТОЯНИЯ В МЕТАЛЛЕ С $d$- ИЛИ $f$-ПРИМЕСЯМИ

*Л.А.Манакова*

*Российский научный центр "Курчатовский институт"*

*123182 Москва, Россия*

Поступила в редакцию 20 апреля 1999 г.

Показано, что нефермижидкостное состояние неустойчиво относительно рассеяния многочастичных возбуждений с разными квантовыми числами друг на друге. В результате рассеяния на уровне Ферми формируется многочастичный фермижидкостной резонанс. С переходом между нефермижидкостным и фермижидкостным состояниями связано аномальное увеличение проводимости.

PACS: 71.28.+d, 72.15.Qm, 75.20.Hr, 75.30.Mb

**1.** В настоящее время среди систем с нефермижидкостным поведением наиболее популярны обобщенные варианты примесной модели Андерсона и многоканальные, как спиновые, так и орбитальные (квадрупольные), кондо-модели (см., например, обзор [1]). Как известно [2, 3], нефермижидкостное (NFL) состояние неустойчиво относительно любых возмущений, снимающих вырождение по орбитальным или спиновым степеням свободы. В частности, в двухканальной квадрупольной кондо-модели ранее были известны два механизма неустойчивости. Во-первых, неустойчивость относительно искажений примесного центра, понижающих его симметрию (эффект или псевдоэффект Яна–Теллера) [2], которые приводят к снятию орбитального вырождения примесного уровня. Во-вторых, механизм [3] описывал неустойчивость NFL состояния относительно анизотропии каналов рассеяния. Анизотропия каналов возникает во внешнем магнитном поле и соответствующий кроссовер от NFL к FL состоянию наблюдался в работе [4]. В [5] в допированных квантово-размерных структурах были описаны новая физическая реализация двухканальной квадрупольной кондо-модели и неустойчивость NFL состояния относительно обусловленного туннелированием межзонного рассеяния.

В настоящей работе показано, что в металлах, содержащих примеси с незаполненными $d$- или $f$-оболочками, может иметь место *неустойчивость NFL состояния относительно перерассеяния многочастичных возбуждений с разными $z$-проекциями квадрупольного момента* друг на друге. Переход между состояниями NFL и FL происходит при углублении примесного уровня.

**2.** Физические реализации двухканальной квадрупольной Кондо модели были предложены в работах [2] для тяжелофермионных соединений на основе U и в ВТСП. Имея это в виду, в настоящей работе в качестве глубокого примесного состояния рассматривается немагнитный квадрупольный дублет кристаллического поля $3d$- или $\Gamma_3$-симметрии. Учет расщепления $f$- или $d$-уровней кристаллическим полем означает переход от представления углового момента к неприводимым представлениям точечной группы кристалла. Как известно, состояния ионов переходных металлов $3d$-симметрии расщепляются кубическим кристаллическим полем на двукратно вырожденный $e_g$-уровень и трехкратный $t_{2g}$-уровень. Собственными функциями и квантовыми числами электрона на $e_g$-уровне являются соответственно кубические

$de_g$-функции и номер строки неприводимого представления точечной группы $\mu_{e_g} = \pm 1$. Удобно описывать $e_g$-дублет с одним электроном (или дыркой) псевдоспиновой переменной $\hat{\tau}_d$, проекции которой на оси координат совпадают с компонентами тензора квадрупольного момента. Двум значениям квантового числа $\mu = \pm 1$ соответствуют проекции квадрупольного момента на ось $z$: $\hat{\tau}_d^z = (1/12)[3L_z^2 - \hat{L}(L+1)] = \pm(1/2)$ отвечающие занятым $d_{z^2}$-орбитали ($L_z = 0$) и $d_{x^2-y^2}$-орбитали ($|L_z| = 2$), $\hat{L}$ – оператор углового момента. Оператор $\hat{\tau}_d^x \sim L_x^2 - L_y^2$ переворачивает псевдоспин. В соединениях на основе U основным состоянием иона $U^{4+}$ является $5f^2$ $\Gamma_3$-дублет, получающийся в результате расщепления кубическим кристаллическим полем мультиплета с полным моментом $J = 4$. $\Gamma_3$-дублет имеет квадрупольный момент и не имеет дипольного магнитного момента. Параметризация $\Gamma_3$-дублета псевдоспином 1/2 проводится аналогично тому, как это проделано выше для $e_g$-дублета, с той разницей, что проекции квадрупольного момента выражаются через собственные значения операторов $\hat{J}^2$ и $\hat{J}_z$. Набор квантовых чисел в кристаллическом поле ниже обозначается как $(\Lambda, \mu)$, $\Lambda \equiv e_g, \Gamma_3$ . Исходный гамильтониан системы имеет стандартный вид обобщенной модели Андерсона:

$$H = H_{00} + H_h + H_U; \quad H_{00} = \sum_{\mathbf{k}\mathbf{k}'\sigma} \varepsilon_{\mathbf{k}} a_{\mathbf{k}\sigma}^+ a_{\mathbf{k}\sigma} + \sum_{\mu\sigma} \varepsilon_\Lambda d_{\Lambda\mu\sigma}^+ d_{\Lambda\mu\sigma},$$

$H_h$, $H_U$ – гибридизация и кулоновское отталкивание на глубоком уровне:

$$H_h = \sum_{\mathbf{k}\sigma\mu} \left(T_{\mathbf{k}\mu}^\Lambda a_{\mathbf{k}\sigma}^+ d_{\Lambda\sigma\mu} + h.c.\right); \quad H_U = \sum_{\mu,\mu';\sigma,\sigma'} U_{\mu\mu'} n_{\Lambda\mu\sigma} n_{\Lambda\mu'\sigma'} (1 - \delta_{\mu\mu'}\delta_{\sigma\sigma'}), \qquad (1)$$

операторы $d_{\Lambda\mu\sigma}^+$, $d_{\Lambda\mu\sigma}$ описывают квазилокальные электронные состояния $\Lambda$-дублета с $z$-проекцией псевдоспина $\mu$ и спином $\sigma$ (спин для $e_g$-дублета). Для глубокого примесного уровня ($\gamma_\Lambda/\varepsilon_\Lambda \ll 1$, $\gamma_\Lambda \sim |T_{k_F\mu}^\Lambda|^2 \rho_0$, $\rho_0$ – плотность зонных состояний) эффективное взаимодействие между зонными электронами и электроном на глубоком уровне получается после применения преобразования Шриффера – Вольфа к гамильтониану $H$. Ниже рассматривается взаимодействие, обменное по квадрупольному моменту примеси и "некондовское" по спиновым переменным. Физические условия, при которых подобное взаимодействие является основным, подробно рассмотрены во второй работе ссылки [5].

Следует также отметить, что состояния $\Gamma_3$-дублета гибридизуются с зонными состояниями симметрии $\Gamma_8$ (с парциальными компонентами $|\Gamma_8, 2\rangle$, $|\Gamma_8, 1\rangle$) и $\bar{\Gamma}_8$ (с парциальными компонентами $|\Gamma_8, -2\rangle$, $|\Gamma_8, -1\rangle$). Процессы рассеяния происходят только между двумя парциальными состояниями внутри каждой группы [2]. Соответственно, полный гамильтониан есть сумма двух членов с $\sigma = 1.2 \equiv \Gamma_8, \bar{\Gamma}_8$, отвечающих обменному рассеянию внутри каждой группы. С учетом всего сказанного, преобразованный гамильтониан имеет вид: $\tilde{H} = H_{00} + H_{sc} + H_{int}$, где

$$H_{sc} = \sum_{\mathbf{k}\mathbf{k}'\nu\sigma} \left(T_{\mathbf{k}\mathbf{k}'}^{\Lambda\nu} a_{\mathbf{k}\nu\sigma}^+ a_{\mathbf{k}'\nu\sigma} + \text{H.c.}\right) \quad H_{int} = \sum_{\mathbf{k}\mathbf{k}'\mu\mu'\nu\sigma} V_{\mu\mu'}^{\Lambda\nu}(\mathbf{k}\mathbf{k}') a_{\mathbf{k}\nu\sigma}^+ a_{\mathbf{k}'\nu\sigma} d_{\Lambda\mu}^+ d_{\Lambda\mu'} \qquad (2)$$

Здесь $\nu$ – число зон, с которыми может гибридизоваться $\Lambda$-дублет.

Хаббардовское отталкивание на узле $U_{\mu\mu'}$ является самым большим параметром задачи, поэтому для матричных элементов имеют место обычные соотношения:

$$V_{\mu\mu'}^{\Lambda\nu}(\mathbf{k}\mathbf{k}') \sim -\frac{T_{\mathbf{k}\mu}^{\Lambda\nu *} T_{\mathbf{k}'\mu'}^{\Lambda\nu}}{E_\Lambda - \varepsilon_F}, \quad T_{\mathbf{k}\mathbf{k}'}^{\Lambda\nu} \sim \sum_{\mu\mu'} V_{\mu\mu'}^{\Lambda\nu}(\mathbf{k}\mathbf{k}'), \quad \varepsilon_F - E_\Lambda \equiv \varepsilon_\Lambda.$$

Если симметрия зонных состояний такова, что матричные элементы гибридизации $T^{\Lambda\nu}_{\mathbf{k}\mu}$ имеют отличные от нуля значения для обеих компонент $\Lambda$-дублета, то они одновременно являются пространственно нелокальными. Благодаря этому в (2) матричные элементы взаимодействия пространственно нелокальны и имеют отличные от нуля значения с $\mu \neq \mu'$. Этих двух условий достаточно, чтобы гамильтониан $H_{int}$ в (2) приводился к гамильтониану двухканальной квадрупольной кондо-модели. Для этого разложим операторы $a_{\mathbf{k}}\nu\sigma$ и матричные элементы $T^{\Lambda\nu}_{\mathbf{kk}'}$, $V^{\Lambda\nu}_{\mu\mu'}(\mathbf{kk}')$ по кубическим гармоникам $K_{\Lambda\beta}(\Omega_{\mathbf{k}})$, $\beta = \pm 1$. Предполагается, что электроны проводимости также описываются псевдоспином 1/2. С помощью парциальных компонент $a_{k\beta\nu\sigma}$ гамильтониан $\tilde{H}$ записывается в виде:

$$\tilde{H} = H_{00} + \sum_{kk'\sigma}\sum_{\beta\beta'\nu} T^{\Lambda\nu}_{\beta\beta'}(kk')a^+_{k\beta\nu\sigma}a_{k'\beta'\nu\sigma} + \sum_{kk'\sigma}\sum_{i=x,y,z}\sum_{\beta,\beta'\nu} V^{\Lambda\nu}_{i\beta\beta'}(kk')a^+_{k\beta\nu\sigma}a_{k'\beta'\nu\sigma}\hat{\tau}^i_{\Lambda}, \tag{3}$$

Здесь матричные элементы взаимодействия и оператор псевдоспина определены следующим образом ($\hat{\sigma}^i$ - матрицы Паули):

$$V^{\Lambda\nu}_{\mu\mu'}(\mathbf{kk}') = \sum_{i=x,y,z} V^{\Lambda\nu}_{\mathbf{kk}'}(\hat{\tau}^i_{\Lambda})_{\mu\mu'}, \qquad \hat{\tau}^i_{\Lambda} = \sum_{\mu\mu'=\pm1} d^+_{\Lambda\mu}\sigma^i_{\mu\mu'}d_{\Lambda\mu'}, \quad \sum_{\mu=\pm1} d^+_{\Lambda\mu}d_{\Lambda\mu} = 1.$$

В системе, описываемой гамильтонианом $\tilde{H}$ в (3), имеют место два физических механизма, дающих резонансные состояния вблизи уровня Ферми (УФ). Взаимодействие $H_{int}$ ответственно за формирование многочастичных NFL резонансов на УФ. Член $H_{sc}$ описывает рассеяние многочастичных возбуждений с квантовыми числами $\beta \neq \beta'$ друг на друге. *Это рассеяние может приводить к формированию дополнительного и только фермижидкостного резонанса на УФ.*

Согласно формализму, развитому в [5], диагонализацию гамильтониана в (3) удобно провести в два этапа. На первом этапе диагонализуем гамильтониан $H_0 = H_{00} + H_{int}$ и получим многочастичные возбуждения на УФ. Затем учтем обусловленное членом $H_{sc}$ рассеяние многочастичных возбуждений друг на друге.

**3.** Основной эффект взаимодействия, который будет нас интересовать в данной работе – существование многочастичного резонанса на УФ. Функция Грина $G_{\Lambda}$, отвечающая этому резонансу, может быть вычислена с помощью метода бозонизации, который для взаимодействий типа (3) был введен в работе [6]. Суть метода состоит в том, что операторы $a_{k\beta\nu\sigma} = \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-ikx}\psi^{(\nu)}_{\beta\sigma}(x)$ выражаются через коллективные переменные, которые описываются фурье-компонентами бозе-полей, отвечающих операторам зарядовой ($c$), спиновой, или, что то же, цветовой ($f$), псевдоспиновой ($s$) и смешанной (псевдоспин-цветовой=спин-квадрупольной, $sf$) плотностей. С помощью этих переменных гамильтониан $H_0 = H_{00} + H_{int}$ представляется в виде суммы четырех членов, соответствующих четырем бесспиновым коллективным фермионным каналам. Зарядовый и спиновый (цветовой) каналы не связаны с примесным псевдоспином. В двух других каналах взаимодействия в (3) имеют вид

$$H_{int} = \sum_{\nu} \frac{V^{\Lambda\nu}_x}{(2a\pi)^{1/2}}[\psi^{(\nu)+}_{sf}(0) + \psi^{(\nu)}_{sf}(0)]\hat{\tau}^x_{\Lambda} + \tilde{V}^{\Lambda\nu}_z\psi^{(\nu)+}_s(0)\psi^{(\nu)}_s(0)\hat{\tau}^z_{\Lambda}. \tag{4}$$

Здесь $a$ – постоянная решетки, $\psi^{(\nu)}_{s,sf}(0) \equiv \psi^{(\nu)}_{s,sf}(x=0)$, $x$ – пространственная координата, $\tilde{V}^{\Lambda\nu}_z = 2(V^{\Lambda\nu}_z - \pi v_F)$. Для матричных элементов взаимодействия в (3) было использовано представление: $V^{\Lambda\nu}_{i\beta\beta'}(kk') = V^{\Lambda\nu}_i(\hat{\sigma}^i)_{\beta\beta'}$.

Резонансный уровень описывается фермионными операторами $d^+, d$, которые связаны с оператором псевдоспина с помощью представления Майораны [6]: $d^+ = \hat{\tau}^+_\Lambda \hat{\eta}$, $\hat{\tau}^z_\Lambda = d^+d - 1/2$, $\hat{\eta}$ – майорановский (вещественный) фермионный оператор: $\hat{\eta}^2 = 1$. Функция Грина резонансного уровня имеет как нормальные ($\sim \langle dd^+\rangle$),так и аномальные ($\sim \langle dd\rangle$, $\sim \langle d^+d^+\rangle$) компоненты, поскольку число фермионов в (4) не сохраняется. Диагонализация гамильтониана $H_0$ при конечных константах взаимодействия $\tilde{V}^{\Lambda\nu}_z$ может быть проведена, благодаря тому, что "гибридизация" и взаимодействие в (4) "разнесены" по разным каналам. Способ вычисления функции Грина резонансного уровня при конечных константах взаимодействия $\tilde{V}^{\Lambda\nu}_z$ был предложен в работе [5]. Используя результаты [5], получим

$$\hat{G}^{(\pm)}_\Lambda(z) = A_\pm\Gamma(1-\alpha_s)\tilde{\rho}_0\left[(\hat{\sigma}_0 - \hat{\sigma}_x)\left(\frac{W}{z + i\Gamma^\Lambda_K}\right)^{1-\alpha_s} + (\hat{\sigma}_0 + \hat{\sigma}_x)\left(\frac{W}{z}\right)^{1-\alpha_s}\right], \quad (5)$$

$A_\pm$ – фазовые множители для Re$z \gtrless 0$, $\Gamma(x)$ – гамма-функция, $\alpha_s = \sum_\nu \alpha_{s\nu}$, $\alpha_{s\nu} = (\delta_{s\nu}/\pi)^2$, $\delta_{s\nu}$ – фазовые сдвиги, характеризующие рассеяние в псевдоспиновых каналах, $\tilde{\rho}_0 \sim \rho_0(\rho_{01}/\rho_0)^{\alpha_{s1}}(\rho_{02}/\rho_0)^{\alpha_{s2}}$, $\rho_0 \sim 1/W$, $\rho_{0\nu} \sim 1/W_\nu$, $W = \sum_\nu W_\nu$, $W_\nu$ – величины порядка ширин зон, $\Gamma^\Lambda_K \equiv \sum_\nu \Gamma^\Lambda_{K\nu}$, $\Gamma^\Lambda_{K\nu} \sim (V^{\Lambda\nu}_x)^2/W_\nu$ (за нуль отсчета везде принимается УФ), Im$z < 0$, так как вычисляется запаздывающая функция Грина. NFL резонанс на УФ с шириной $\Gamma^\Lambda_K$ образован смешанной спин-квадрупольной модой, которая заряжена за счет квадрупольного вклада. Взаимодействия в псевдоспиновых каналах имеют экранирующий характер и приводят к эффективному уширению NFL резонанса. Из (5) следует, что интерференция резонансов от разных групп электронов также приводит к эффективному уширению суммарного резонанса по сравнению со случаем одиночного резонанса.

Функции Грина электронов проводимости могут быть получены методом уравнений движения [7]. Их диагональные по индексу $\nu$ компоненты имеют вид

$$G^\nu_{0\mu}(\mathbf{kk'}; z) = \delta_{\mathbf{kk'}}G^\nu_{00\mu}(\mathbf{k}; z) + G^\nu_{00\mu}(\mathbf{k}; z)T^{\Lambda\nu *}_{\mathbf{k}\mu}G_{\Lambda\mu\mu}(z)T^{\Lambda\nu}_{\mathbf{k'}\mu}G^\nu_{00\mu}(\mathbf{k'}; z), \quad (6)$$

$G^\nu_{00\mu}(\mathbf{k}; z)$ – функция Грина невзаимодействующих электронов, $G_{\Lambda\mu\mu}(z)$ – функция Грина примесного уровня с учетом взаимодействия. Чтобы получить плотность состояний на УФ, подставим в (6) функцию Грина резонансного уровня $G_\Lambda(z)$ из (5) и запишем (6) с помощью парциальных состояний $a_{k\nu\beta\sigma}$. После чего получаем

$$\rho_{\Lambda\nu}(\varepsilon) - \rho_{0\nu}(\varepsilon) = -\frac{1}{\pi}A_\rho \mathrm{Im}Sp\hat{G}^{(+)}_\Lambda(\varepsilon) = A_\rho \sum_{i=1,2}\frac{\sin\left[(1-\alpha_s)\arctan\Gamma_i/\varepsilon\right]}{W^{\alpha_s}(\varepsilon^2 + \Gamma_i^2)^{(1-\alpha_s)/2}}, \quad \varepsilon > 0, \quad (7)$$

$A_\rho \sim \gamma_{\Lambda\nu}\rho_{0\nu}$, $\gamma_{\Lambda\nu} = \sum_\beta \gamma_{\Lambda\nu\beta} \equiv \sum_\beta |T^{\Lambda\nu}_{k_F\beta}|^2\rho_{0\nu}$, ширины $\Gamma_1 = \delta \to 0$, $\Gamma_2 = \Gamma^\Lambda_K$ отвечают двум членам в функции Грина $\hat{G}^{(+)}_\Lambda$.

**4.** Рассеяние многочастичных возбуждений с разными $z$-проекциями квадрупольного момента ($\beta \neq \beta'$) друг на друге, обусловленное членом $H_{sc}$ в (2),(3), приводит к тому, что в полных функциях Грина появляется полюс, отвечающий FL резонансу на УФ. С учетом рассеяния функция Грина имеет вид

$$G^\nu_\beta(kk'; z) = \delta_{kk'}G^\nu_{0\beta}(k; z) + G^\nu_{0\beta}(k; z)\frac{T^{\Lambda\nu}_{k\beta}T^{\Lambda\nu *}_{k'\beta}\Sigma^{\Lambda\nu}_{\beta'}(z)}{\varepsilon^2_\Lambda D(z)}G^\nu_{0\beta}(\mathbf{k'}; z), \quad \beta \neq \beta', \quad (8)$$

(в (8) все величины просуммированы по $\mu$), $G^{\nu}_{0\beta}(k;z)$ – функции Грина, определенные для спектра с плотностью состояний $\rho_{\Lambda\nu}(\varepsilon)$,

$$\Sigma^{\Lambda\nu}_{\beta}(z)=\sum_{k}\frac{|T^{\Lambda\nu}_{k\beta}|^{2}f(\varepsilon_{k\nu})}{z-\varepsilon_{k\nu}},\qquad D(z)=1-\frac{\Sigma^{\Lambda\nu}_{\beta}(z)\Sigma^{\Lambda\nu}_{\beta'}(z)}{\varepsilon^{2}_{\Lambda}},\qquad \beta\neq\beta',\tag{9}$$

$f(\varepsilon)$ – функция Ферми. Собственно-энергетические функции $\Sigma^{\Lambda\nu}_{\beta}(z)$ имеют особенности на УФ, соответствующие многочастичным пикам в плотности состояний. В $D(z)$ для простоты оставлен квадратичный по собственно-энергетическим функциям член, так как он содержит максимальную сингулярность на УФ. Этот член имеется только при $\beta\neq\beta'$. При нулевой температуре вклад резонансных уровней в собственно-энергетические функции $\Sigma^{\Lambda\nu}_{\beta}(z)$ определяется выражениями

$$\Sigma^{\Lambda\nu}_{\beta}(z)=|T^{\Lambda\nu}_{k_F\beta}|^{2}\int_{-\infty}^{0}d\varepsilon\frac{\rho_{\Lambda\nu}(\varepsilon)}{z-\varepsilon}\approx A_{\nu}\gamma_{\Lambda\nu}\gamma_{\Lambda\nu\beta}\tilde{\rho}_{0}\left(\frac{W}{z+i\Gamma^{\Lambda}_{K}}\right)^{1-\alpha_{s}}(-1)^{\alpha_{s}-1},\tag{10}$$

$A_{\nu}\sim 1$. При $\alpha_{s}=0$ в $\Sigma^{\Lambda\nu}_{\beta}(z)$ появляется дополнительный член, сингулярный при $|z|\ll\Gamma^{\Lambda}_{K}$. Он отвечает $\delta$-образному вкладу в спектральную функцию примесных степеней свободы, не связанных с электронами проводимости (см. второе слагаемое в $G^{(\pm)}_{\Lambda}$ в (5) при $\alpha_{s}=0$, $z=\varepsilon+i\delta$) и имеет вид

$$\Sigma^{\nu}_{\beta}(z)\sim 1/z,\quad |z|\ll\Gamma^{\Lambda}_{K}.\tag{11}$$

Полюса функций Грина в (8) и, соответственно, новые фермижидкостные резонансы на УФ с энергией $z_{r}=\varepsilon_{r}+i\gamma_{r}$ определяются решениями уравнения $D(z_{r})=0$.

Пользуясь выражениями (10), нетрудно показать, что при всех значениях $\alpha_{s}\leq\leq 1/3$, включая $\alpha_{s}=0$, существуют FL резонансы с ширинами $|\gamma_{r}-\Gamma^{\Lambda}_{K}|\ll\Gamma^{\Lambda}_{K}$, которые при $\gamma_{r}\gg|\varepsilon_{r}|$ определяются выражением

$$\frac{|\gamma_{r}-\Gamma^{\Lambda}_{K}|}{W}=A_{r}\left(\frac{\gamma^{2}_{\Lambda\nu}\tilde{\rho}_{0}}{\varepsilon_{\Lambda}}\right)^{1/(1-\alpha_{s})}\left(\frac{\gamma_{\Lambda\nu\beta}\gamma_{\Lambda\nu\beta'}}{\gamma^{2}_{\Lambda\nu}}\right)^{1/2(1-\alpha_{s})},\tag{12}$$

$A_{r}\sim 1$. Это выражение определяет два резонанса с близкими щиринами: $\gamma^{\pm}_{r}\equiv\equiv\Gamma^{\Lambda}_{K}\pm\delta\gamma,$; $\delta\gamma\ll\Gamma^{\Lambda}_{K}$. При $\alpha_{s}=1/3$ оба резонанса расположены на УФ, образуя суммарный резонанс слабо нелоренцевой формы. При $\alpha_{s}<1/3$ резонансы "раздвинуты" на величину $2\varepsilon_{r}$ симметрично относительно УФ. При $\alpha_{s}=0$ имеет место максимальное расщепление с $\varepsilon_{r}=\delta\gamma$. Ширина NFL резонанса на УФ, то есть характерная энергия связи образующих его коллективных состояний, уменьшается при углублении примесного уровня. Соответственно, FL резонансы, существование которых требует распада NFL коллективных состояний, могут существовать при достаточно глубоком примесном уровне. В частности, при эквивалентных параметрах для обеих групп электронов положение уровня должно удовлетворять условию

$$\varepsilon_{\Lambda}/W\gg(\gamma_{\Lambda}/W)^{2\alpha_{s}}\tag{13}$$

и с уменьшением $\alpha_{s}$ FL резонанс существует для все более глубоких уровней.

Используя (11) получаем, что за счет рассеяния $H_{sc}$ примесные степени свободы, не связанные с электронами проводимости, порождают локализованное состояние выше УФ с энергией $\varepsilon_{b}=\delta\gamma$ .

Мы видим, что рассеяние многочастичных возбуждений с разными $z$-проекциями квадрупольного момента друг на друге *при углублении примесного уровня приводит к переходу между* NFL *и* FL *состояниями.* Первому отвечает степенная особенность в $G^{\nu}_{0\mu}(\mathbf{kk}'; z)$ в (6), второму – простой полюс в $G^{\nu}_{\beta}(kk'; z)$ из (8).

**5.** Скорость перехода при рассеянии из $|\mathbf{k}\nu\rangle$ в $|\mathbf{k}'\nu\rangle$ определяется выражением

$$W(\mathbf{k}, \varepsilon_{\mathbf{k}\nu}; \mathbf{k}', \varepsilon_{\mathbf{k}'\nu}) = 2\pi \left|\mathcal{T}(\mathbf{k}, \varepsilon_{\mathbf{k}\nu}; \mathbf{k}', \varepsilon_{\mathbf{k}'\nu})\right|^2 \delta(\varepsilon_{\mathbf{k}\nu} - \varepsilon_{\mathbf{k}'\nu})$$

с амплитудой рассеяния

$$\mathcal{T}(\mathbf{k}, \varepsilon_{\mathbf{k}\nu}; \mathbf{k}', \varepsilon_{\mathbf{k}'\nu}) = \sum_{\mathbf{pp}'\sigma} \langle a_{\mathbf{k}\nu\sigma}|H_{sc}|a_{\mathbf{p}\nu\sigma}\rangle\langle a_{\mathbf{p}\nu\sigma}|G|a_{\mathbf{p}'\nu\sigma}\rangle\langle a_{\mathbf{p}'\sigma\nu}|H_{sc}|a_{\mathbf{k}'\nu\sigma}\rangle, \qquad (14)$$

$G^{\nu}_{\mathbf{pp}'}$ – функция Грина, определенная в (8). Используя для проводимости формулу типа формулы Ландауэра и сравнивая резонансный и нефермижидкостной вклады в скорость перехода, нетрудно получить следующее соотношение для максимальных значений проводимостей:

$$\sigma^{max}_{r}(0) \gg \sigma^{max}_{\mathrm{NFL}}(0) \qquad (15)$$

при всех значениях параметров, при которых существует FL резонанс. Это соотношение означает, что *переход между состояниями* NFL *и* FL *сопровождается аномальным увеличением проводимости.*

Член с потенциальным рассеянием $H_{sc}$ получается одновременно с эффективным взаимодействием в результате преобразования Шриффера–Вольфа. В этом смысле рассмотренная выше неустойчивость является "первичной" по сравнению с известными ранее [2, 3]. При заданном значении $\alpha_s$ ее существование зависит только от глубины уровня. Это справедливо также и в том случае, когда масштаб тетрагональных искажений примесного узла типа $h\tau^{z}_{\Lambda}$ меньше характерной энергии $\gamma_{\Lambda}$, связанной с рассеянием. *Ключевым условием* для существования неустойчивости является пространственная нелокальность матричных элементов гибридизации.

Прямым экспериментальным методом, позволяющим наблюдать неустойчивость, является туннельная спектроскопия. А именно, определение вольт-амперной характеристики при туннелировании через барьер, содержащий орбитально вырожденные локальные состояния.

Выражаю благодарность Л.А.Максимову за обсуждение и критические замечания. Работа поддержана грантами Российского фонда фундаментальных исследований (# 98-02-16730) и INTAS (# 97-11066).

1. P.Schlottmann and P.D.Sacramento, Physica **B206–207**, 95 (1995).
2. D.J.Cox et.al., Phys. Rev. Lett., **59**, 1240 (1987); ibid., **62**, 2188 (1989).
3. M.Fabrizio, A.O.Gogolin, and Ph.Nozieres, Phys. Rev. Lett. **74**, 4503 (1995).
4. D.C.Ralph and B.A.Buhrman, Phys. Rev. Lett. **72**, 3401 (1994).
5. Л.А.Манакова, Письма в ЖЭТФ **67**, 1009 (1998); Л.А.Манакова, ЖЭТФ **114**, 1466 (1998).
6. V.J.Emery and S.Kivelson, Phys. Rev. **B46**, 10812 (1992).
7. A.C.Hewson, *The Kondo Problem to Heavy Fermions*, Cambridge University Press, 1993.