

## ТЯЖЕЛОФЕРМИОННЫЕ СОСТОЯНИЯ В НЕФЕРМИЖИДКОСТНЫХ ПРИМЕСНЫХ МЕТАЛЛАХ

Л.А.Манакова

Российский научный центр "Курчатовский Институт", 123182 Москва, Россия

Поступила в редакцию 16 декабря 1999 г.

После переработки 10 февраля 2000 г.

Показано, что в нефермижидкостных металлах, содержащих  $f$ -примеси с нестабильной валентностью, основную роль в формировании тяжелофермионных состояний может играть новый тип неустойчивости нефермижидкостного состояния относительно межзонного рассеяния многочастичных возбуждений. Предложен новый механизм формирования малого энергетического масштаба и псевдощелей вблизи уровня Ферми в смешанно-валентном состоянии.

PACS: 72.10.Fk, 72.15.Qm, 73.20.-r, 73.40.Gk

1. Исторически первыми тяжелофермионными (HF) системами, в которых наблюдалось нефермижидкостное (NFL) поведение, были разбавленные соединения на основе U ( $U_xY_{1-x}Pd_3$ ,  $U_xTh_{1-x}Ru_2Si_2$ , для обзора см. [1, 2]). Аномальные температурные зависимости их теплоемкости, магнитной восприимчивости и некоторых других характеристик вполне успешно описывались на основе двухканальной квадрупольной кондо-модели [2]. В то же время большинство соединений на основе U являются смешанно-валентными (последние данные см. в [3, 4]). Следует отметить, что одноузельные NFL эффекты, по-видимому, могут играть существенную роль в "концентрированных" системах ( $U_{1-x}Th_xBe_{13}$  [1],  $UBe_{13}$  [5]).

Имея в виду сказанное, интересно попытаться объяснить в рамках единого механизма как NFL-свойства, порожденные одноузельным двухканальным кондорассеянием, так и возможность существования смешанной валентности. Для дальнейшего существенно подчеркнуть, что в настоящее время совершенно не изучена роль неустойчивостей NFL-состояния в механизмах формирования тяжелых фермионов. Ранее были известны два механизма неустойчивости NFL-состояния в двухканальной квадрупольной кондо-модели. В работе [5] неустойчивость была обусловлена ян-теллеровскими искажениями примесного узла, в работе [6] – анизотропией каналов рассеяния. В наших работах было доказано, что NFL-состояние может быть неустойчиво: 1) относительно рассеяния многочастичных возбуждений, порожденного процессом туннелирования в квантоворазмерных структурах [7]; 2) относительно рассеяния NFL-возбуждений с разными  $z$ -проекциями квадрупольного момента в металле, содержащем глубокие орбитально вырожденные  $d$ - или  $f$ -уровни [8].

В настоящей работе предлагается механизм, позволяющий в рамках единого подхода получать HF-состояния как со смешанной, так и с почти целочисленной валентностью в NFL-металлах. В основе механизма лежат одноузельные NFL-эффекты для глубокого орбитально вырожденного уровня и новый тип неустойчивости NFL-состояния относительно рассеяния многочастичных возбуждений электронными состояниями "атомного" квазиконтинуума. Рассеяние и обусловленная им неустойчивость играют ключевую роль в предлагаемом механизме. В данной работе рассматриваются температуры  $T = 0$ .

2. Известно, что ионы с незаполненными  $d$ - или  $f$ -оболочками частично сохраняют свои атомные свойства в кристалле. Это возможно благодаря, во-первых, цент-

робежному барьеру, разделяющему области действия “атомных” сил и решеточного потенциала, во-вторых, из-за разной симметрии электронных состояний незаполненных оболочек и электронов проводимости. В данной работе предполагается, что отличительной особенностью атомов с неустойчивой валентностью является энергетический спектр с двумя незаполненными оболочками, которые образованы глубоким  $f$ -уровнем и квазинепрерывными состояниями под центробежным барьером ( $A$ -континуум или  $A$ -подзона). Последние могут формироваться за счет возбужденных  $\tilde{f}$ -состояний, а также за счет  $d$ -состояний, находящихся в резонансе с энергией Ферми зоны проводимости ( $B$ -зоны). Подобная модель примеси рассматривалась в работе [9] для глубокого уровня со степенью вырожденности, много большей единицы. В данной работе в качестве глубокого уровня рассматривается квадрупольный немагнитный  $\Gamma_3$ -дублет кристаллического поля.  $\Gamma_3$ -дублет является основным состоянием иона  $U^{4+}$ . Квантовыми числами  $\mu$  электрона на  $\Gamma_3$ -уровне являются номера строк неприводимого представления точечной группы:  $\mu_\Lambda = \pm 1$ ,  $\Lambda = \Gamma_3$ . Двум значениям квантового числа  $\mu_\Lambda$  отвечают две проекции квадрупольного момента на ось  $z$ . Компоненты квадрупольного момента образуют оператор псевдоспина, на котором рассеиваются электроны проводимости. В соединениях на основе  $U$   $\Gamma_3$ -состояния гибридизуются с состояниями зоны проводимости  $\Gamma_8$  и  $\bar{\Gamma}_8$  симметрии. Гибридизация глубокого  $\Gamma_3$ -дублета с состояниями зоны проводимости вместе с сильным кулоновским отталкиванием на  $\Gamma_3$ -уровне в результате преобразования Шриффера – Вольфа приводит к эффективному взаимодействию между примесным состоянием и электронами проводимости. Доминирующим взаимодействием является двухканальное квадрупольное обменное рассеяние при выполнении следующих условий. Во-первых, матричные элементы взаимодействия  $V_{\mu\mu'}(\mathbf{k}, \mathbf{k}')$  должны быть пространственно нелокальными и иметь отличные от нуля значения при  $\mu \neq \mu'$ . Оба эти требования могут быть выполнены, если матричные элементы гибридизации являются пространственно нелокальными [7, 8]. Во-вторых, известно [5], что кондо-рассеяние изменяет  $z$ -проекцию квадрупольного момента, но квантовое число  $\alpha = \pm$  для  $\Gamma_8, \bar{\Gamma}_8$ , соответственно, сохраняется в процессе взаимодействия и определяет индекс канала рассеяния в двухканальной квадрупольной кондо-модели. Помимо двухканального квадрупольного обменного рассеяния, мы учтем потенциальное рассеяние многочастичных состояний из зоны проводимости на состояниях  $A$ -подзоны. Это рассеяние приводит к неустойчивости NFL-состояния и играет определяющую роль в предлагаемом механизме. С помощью парциальных состояний с квантовыми числами  $(\Lambda, \mu, \alpha, \varepsilon)$ , где  $\varepsilon = v_F k - \varepsilon_F$ ,  $k$  – модуль волнового вектора и  $\varepsilon_F$  – энергия Ферми, гамильтониан рассматриваемой системы записывается в виде  $H = H_{00} + H_{sc} + H_{int} + h\hat{\tau}_\Lambda^z$ , где  $h$  – расщепление дублета из-за локальных искажений примесного узла,

$$H_{int} = \sum_{\mu\mu'\alpha} \sum_{i=x,y,z} \int \int d\varepsilon d\varepsilon' \rho_B(\varepsilon) \rho_B(\varepsilon') V_{i\alpha}^\Lambda(\varepsilon, \varepsilon') a_{B\alpha\mu}^+(\varepsilon) \sigma_{\mu\mu'}^i a_{B\alpha\mu'}(\varepsilon') \hat{\tau}_\Lambda^i, \quad (1)$$

$$\hat{\tau}_\Lambda^i = \sum_{\mu\mu'=\pm 1} d_{\Lambda\mu}^+ \sigma_{\mu\mu'}^i d_{\Lambda\mu'}, \quad V_{i\alpha}^\Lambda(\varepsilon, \varepsilon') \sigma_{\mu\mu'}^i \sim \frac{V_{\mu\alpha}^{\Lambda*}(\varepsilon) V_{\mu'\alpha}^\Lambda(\varepsilon')}{\varepsilon_\Lambda},$$

$$H_{sc} = \sum_{\mu\alpha} \int_{-\infty}^{+\infty} d\varepsilon \rho_A(\varepsilon) \int_{-\infty}^{+\infty} d\varepsilon' \tilde{\rho}_B(\varepsilon') T_{AB\mu}^\Lambda(\varepsilon, \varepsilon') a_{A\alpha\mu}^+(\varepsilon) \tilde{a}_{B\{\mu\}}(\varepsilon'), \quad (2)$$

операторы  $a_{\mu\alpha B, A}(\varepsilon)$ ,  $a_{\mu\alpha B, A}^+(\varepsilon)$  описывают невзаимодействующие состояния зоны проводимости ( $B$ ) и атомного континуума ( $A$ ),  $d_{\Lambda\mu}^+$  рождает электрон на  $\Gamma_3$ -уровне с  $z$ -проекцией  $\mu$  псевдоспина,  $\hat{\sigma}^i$  – матрицы Паули,  $\varepsilon_F - E_\Lambda \equiv \varepsilon_\Lambda$ ,  $V_{\mu\alpha}^\Lambda(\varepsilon)$  – матричные элементы гибридизации. Предполагалось что хаббардовское отталкивание на примесном узле является наибольшим параметром в задаче. Для простоты в  $H_{sc}$  не рассматривались члены с  $\mu \neq \mu'$ ,  $\bar{a}_{B\{\mu\}}$ ,  $\bar{\rho}_B(\varepsilon)$  описывают многочастичные состояния с квантовыми числами  $\{\mu\}$ .

Система, описываемая гамильтонианом  $H$ , содержит два физических механизма, порождающих особенности на/вблизи уровня Ферми (УФ). Взаимодействие в (1) с  $V_{i\alpha}^\Lambda \equiv V_i^\Lambda$  обуславливает появление NFL-резонанса на УФ  $B$ -зоны. Наряду с этим, рассеяние (2) NFL-возбуждений состояниями  $A$ -подзоны приводит к формированию новых многочастичных фермижидкостных (FL) резонансов вблизи УФ. Используя результаты работ [7, 8], можно показать, что с учетом взаимодействия и рассеяния функция Грина  $G_{\Lambda\mu}(z) = \langle d_{\Lambda\mu} | (z - \hat{H})^{-1} | d_{\Lambda\mu} \rangle$  резонансного  $\Lambda$ -уровня вблизи поверхности Ферми имеет вид

$$\hat{G}_{\Lambda\mu}(z) = \hat{G}_\Lambda^{(\pm)}(z) \frac{1 - \Sigma_{A\mu}(z)\Sigma_{B\mu}(z)}{D_\mu^{AB}(z)}. \quad (3)$$

Это выражение содержит два типа особенностей, как упоминалось выше. Функция Грина  $\hat{G}_\Lambda^{(\pm)}(z)$  описывает вклад NFL-резонанса. Второй множитель в (3) имеет в актуальной области энергий простые полюсы, которым отвечают новые FL-резонансы. Как было показано в [7, 8], характер низколежащих возбуждений существенным образом зависит от величины  $z$ -компоненты  $V_z^\Lambda$  обменного взаимодействия. При  $\tilde{V}_z^\Lambda \equiv 2(V_z^\Lambda - \pi v_F) \gg V_{z,y}^\Lambda$  и  $T_K \ll \hbar$  ( $T_K$  – экспоненциальная температура Кондо), NFL-поведение определяется “x-ray edge” механизмом и степенными зависимостями функций Грина от энергии, так что

$$\hat{G}_\Lambda^\pm(z) = A(\pm) \prod_{j=1,2} \frac{\hat{\sigma}^0 \mp \hat{\sigma}^x}{W^{\alpha_s} (z + i\Gamma_j)^{1-\alpha_s}}; \quad \Gamma_1 = \Gamma_K \sim W \frac{\gamma_{\Lambda B}^2}{\varepsilon_\Lambda^2}; \quad \Gamma_2 = \delta \rightarrow 0^+; \quad (4)$$

здесь  $A(\pm)$  – фазовые факторы для  $\text{Re}z \geq 0$ , соответственно (энергия Ферми принята за нуль отсчета), в числителе знаки  $\mp$  соответствуют  $j = 1, 2$ ,  $\gamma_{\Lambda B} = |V_{B\mu}^\Lambda|^2 \rho_{0B}$ ,  $\rho_{0B} \sim 1/W$  – плотность состояний невзаимодействующих электронов проводимости, параметр обрезания  $W$  имеет, как обычно, порядок ширины  $B$ -зоны,  $\alpha_s = (\delta_s/\pi)^2$ ,  $\delta_s$  – фазовый сдвиг при рассеянии  $z$ -компонентой обменного взаимодействия. В (4) предполагалось, что  $\hbar$  много меньше  $\Gamma_K$  (и всех остальных энергетических масштабов, которые появляются ниже). Следует отметить также, что применимость степенной зависимости ограничивает значения  $\alpha_s$  снизу (см. далее). При  $T_K \gg \hbar$  взаимодействие с  $\tilde{V}_z^\Lambda$  несущественно [2], “работает” кондо-механизм, NFL-поведение определяется наличием в двухканальной задаче негибридизованных с электронами проводимости примесных степеней свободы.

Знаменатель в (3) определяется выражением

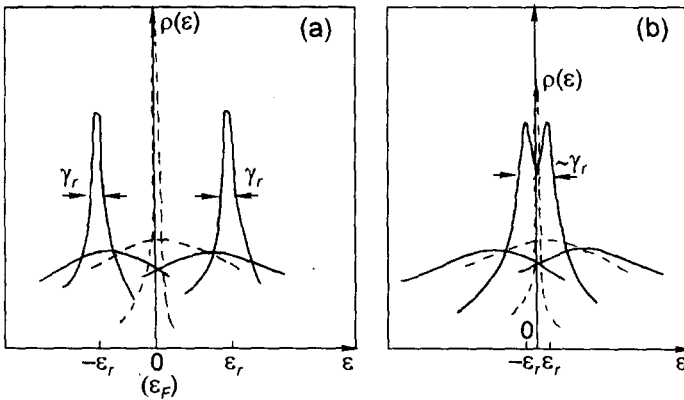
$$D_\mu^{AB}(z) = 1 - \Sigma_{A\mu}(z)W_{B\mu}(z), \quad W_{B\mu}(z) = \Sigma_{B\mu}(z) + \Sigma_{B\mu}(z)\Sigma_{\mu B}(z)G_\Lambda^{(\pm)}(z).$$

Собственно-энергетические функции  $\Sigma_{\nu\mu}(z)$ ,  $\nu = A, B$ , записываются в виде спектральных разложений электронных функций Грина  $A$ - и  $B$ -зон. Их энергетические зависимости определяются соответствующими плотностями состояний на УФ. В рассматриваемой задаче  $\Sigma_{A\mu}(z)$  не имеет особенностей на УФ, так что  $\text{Re}\Sigma_{A\mu}(0) \approx \approx \rho_{0A}(0)$ ,  $\text{Im}\Sigma_{A\mu}(0) = 0$ . Особенности  $\Sigma_{B\mu}(z)$  обусловлены NFL-пиками в плотности

состояний  $\rho_B^{(\pm)}(\varepsilon) - \rho_{0B}(\varepsilon) = \mp 1/\pi A_\rho \text{Im Sp} \tilde{G}_\Lambda^{(\pm)}(\varepsilon)$ ,  $\varepsilon \geq 0$ ,  $A_\rho \sim \gamma_{\Lambda B} \rho_{0B}$ . При нулевой температуре вклад резонансного уровня в  $\Sigma_{B\mu}(z)$  пропорционален выражению

$$\Sigma_{B\mu}(z) \sim (W/z + i\Gamma_K)^{1-\alpha_s} (-1)^{\alpha_s-1}. \quad (5)$$

Обусловленные рассеянием  $H_{sc}$  низколежащие полюсы функции Грина  $G_{\Lambda\mu}$  с энергиями  $z_{r\mu}^{(\pm)} = \varepsilon_{r\mu}^{(\pm)} - i\gamma_{r\mu}^{(\pm)}$  (знаки “ $\pm$ ” соответствуют энергиям выше и ниже УФ) определяются уравнением  $D_\mu^{AB}(z_{r\mu}^{(\pm)}) = 0$ . Нетрудно показать, что это уравнение имеет решения двух типов: узкие резонансы с  $|z_r^{(\pm)}| \ll \Gamma_K$  и “широкие” резонансы с  $|z_r^{(\pm)} + i\Gamma_K| \ll \Gamma_K$ . Особый интерес представляют узкие резонансы, поскольку они определяют существование малого энергетического масштаба вблизи УФ. Причиной появления двух типов FL-резонансов является существование гибридных и негибридных с электронами проводимости примесных степеней свободы. В частности, узкие резонансы возникают в результате уширения и сдвига за счет межзонного рассеяния пика с нулевой шириной в NFL-спектральной функции (см. второй член в (4)). Возможны также два случая, когда сдвиг центров узких резонансов от уровня Ферми много больше/меньше их ширины. В первом случае ( $|\varepsilon_r| \gg \gamma_r$ ) имеются хорошо определенные псевдощели в плотности состояний вблизи уровня Ферми (см. рисунок а). Во втором ( $|\varepsilon_r| \ll \gamma_r$ ) – слегка расщепленный узкий резонанс на уровне Ферми (рисунок б). Штриховыми кривыми на рисунке изображены NFL-резонансы.



Формирование FL-резонансов возможно при условии распада коллективных состояний, образующих NFL-резонанс. Энергия связи последних по порядку величины равна  $\varepsilon_K \sim \Gamma_K (W/\Gamma_K)^{\alpha_s}$  и растет с ростом  $\alpha_s$ . По этой причине структура FL-резонансов существенно зависит от величины этого параметра. Из условия разрешимости мнимой части уравнения  $D_\mu^{AB}(z_{r\mu}^{(\pm)}) = 0$  нетрудно получить, что узкие резонансы вблизи УФ существуют при  $\alpha_s \leq 3/5$ . При этом, если  $\alpha_s \leq 1/3$ , узкий резонанс расщеплен на две компоненты выше и ниже УФ. При  $\alpha_s > 5/7$  FL-резонансы отсутствуют. Степенные зависимости имеют место при  $\alpha_s > 1/\ln[\min(\Gamma_K/\gamma_r, W/\Gamma_K)]$ .

Узкие резонансы существуют также и при  $\tilde{V}_z^\Lambda = 0$ . При  $\hbar = 0$  в пределе сильной связи  $\Gamma_K$  ренормируется к  $T_K$ . При этом три пика шириной  $\sim \Gamma_K$  на рисунке сводятся к одному пику шириной  $\sim T_K$ , слегка деформированному за счет рассеяния. Однако остаются FL-резонансы с шириной  $\sim \gamma_r$  (теперь  $\gamma_r \gg T_K$ ), так как они обусловлены рассеянием негибридных примесных степеней свободы.

3. Критерием, позволяющим определить HF-состояния со смешанной и почти целочисленной валентностями, является величина отношения  $\Lambda$ -компонент  $\rho_\Lambda(\varepsilon) = -(1/\pi)\text{Im}G_\Lambda(\varepsilon)$  парциальных плотностей состояний на УФ ( $\rho_\Lambda(0)$ ) и на глубоком квазилокальном уровне ( $\rho_\Lambda(\bar{\varepsilon}_\Lambda)$ ,  $\bar{\varepsilon}_\Lambda$  – положение уровня, перенормированное за счет гибридизации и взаимодействия). При  $\rho_\Lambda(0) \gg \rho_\Lambda(\bar{\varepsilon}_\Lambda)$  заряженные возбуждения играют основную роль на уровне Ферми и определяют смешанно-валентное состояние системы. Противоположное неравенство означает, что зарядовые флуктуации несущественны и система находится в состоянии с почти целочисленной валентностью.

При энергиях  $|z|$ , близких к энергии глубокого уровня функция Грина  $G_\Lambda(z)$  и максимальное значение плотности состояний могут быть представлены в виде

$$G_\Lambda(z) \approx Z_\Lambda/(z - \bar{\varepsilon}_\Lambda), \quad \rho_\Lambda(\bar{\varepsilon}_\Lambda) \sim \rho_{0B}(W/\gamma_{\Lambda B}); \quad (6)$$

здесь  $Z_\Lambda$  – вычет в полюсе  $z = \bar{\varepsilon}_\Lambda = \bar{\varepsilon}_\Lambda + i\gamma_{\Lambda B}$ . Отметим, что в случае одноканального кондо-рассеяния мы получаем, в соответствии с нашим критерием, хорошо известный из точного решения [10] факт о том, что плотность заряженных возбуждений на УФ пренебрежимо мала.

Для NFL- и FL-резонансов максимальные значения плотностей состояний с учетом выражений (4), (3) по порядку величины равны

$$\rho_\Lambda^{NFL}(0) \sim \rho_{0B} \left( \frac{W}{\Gamma_K} \right)^{1-\alpha_s} \sim \rho_{0B} \left( \frac{\varepsilon_\Lambda}{\gamma_{\Lambda B}} \right)^{2(1-\alpha_s)}; \quad \rho_{\Lambda B}^{FL}(0) \sim \rho_{0B} \left( \frac{W}{\gamma_r} \right)^{(1-\alpha_s)}. \quad (7)$$

Сравнивая (6) и (7), получим при  $\varepsilon_\Lambda \sim W$

$$\rho_\Lambda^{NFL}(0) \gg \rho_\Lambda(\bar{\varepsilon}_\Lambda) \text{ при } \alpha_s < \frac{1}{2}; \quad \rho_\Lambda^{NFL}(0) \ll \rho_\Lambda(\bar{\varepsilon}_\Lambda) \text{ при } \alpha_s > \frac{1}{2}, \quad (8)$$

а также неравенство

$$\rho_{\Lambda B}^{FL}(0) \gg \rho_\Lambda^{NFL}(0), \rho_\Lambda(\bar{\varepsilon}_\Lambda). \quad (9)$$

Неравенства (8), (9) означают, во-первых, что состояние с почти целочисленной валентностью существует либо при  $\alpha_s > 1/2$  в отсутствие FL-резонансов, либо при  $\alpha_s > 5/7$ . Последнее условие означает, что неустойчивость NFL-состояния, обусловленная наличием FL-резонансов, сильно сужает область существования состояния с почти целочисленной валентностью. Во-вторых, из соотношений (8), (9) следует, что существуют два типа смешанно-валентных состояний с качественно разными типами элементарных возбуждений. NFL-смешанно-валентное состояние имеет место при  $\alpha_s < 1/2$  и в отсутствие FL-резонансов. NFL-состояние является смешанно-валентным благодаря тому, что коллективные возбуждения, образующие NFL-резонанс, заряжены. FL-смешанно-валентное состояние порождается неустойчивостью NFL-состояния относительно межзонного рассеяния. Оно существует при тех же условиях на параметры системы, которые требуются для существования FL-резонансов (то есть когда выполняются неравенства  $|z_r^{(\pm)}| \ll \Gamma_K$  и  $|z_r^{(\pm)} + i\Gamma_K| \ll \Gamma_K$ ). Тип FL-смешанно-валентного состояния определяется типом (узкий или “широкий”) FL-резонанса, который реализуется при данном наборе параметров. Поскольку узкие FL-резонансы имеются во всей области существования смешанно-валентного состояния ( $\alpha_s < 1/2$ ), то основными особенностями FL-смешанно-валентного состояния являются: 1) наличие малого энергетического масштаба  $\gamma_r \ll \Gamma_K$ , 2) формирование псевдощели в полной плотности состояний. Псевдощели возникают между узкими FL-резонансами вблизи УФ и NFL-пиком с нулевой шириной на УФ (см. рисунок а). Псевдощели хорошо определены при  $|\varepsilon_r| \gg \gamma_r$ . Минимальное значение плотности состояний в псевдощели отвечает ее значению в

случае широкого резонанса с  $|z_r + i\Gamma_K| \ll \Gamma_K$ . Подчеркнем, что новый физический механизм формирования малого энергетического масштаба вблизи УФ в смешанно-валентном состоянии характерен именно для примесей с неустойчивой валентностью (в отличие от механизмов, рассмотренных ранее [4, 11]). Следует также отметить, что в обоих предельных случаях, а именно, как при  $V_x^\Lambda = 0$ , так и при  $\tilde{V}_z^\Lambda = 0$ , смешанно-валентное состояние существует только благодаря новым FL-резонансам.

Смешанно-валентное состояние в данной работе имеет локальную природу, так как обусловлено одноузельными флуктуациями.

Таким образом, предложенный механизм позволяет единым образом описать как NFL-поведение, порожденное одноузельным двухканальным кондо-рассеянием, так и различные типы HF-состояний. Неустойчивость NFL-состояния относительно межзонного рассеяния качественным образом меняет механизмы формирования HF-состояний и приводит к появлению смешанно-валентных состояний с NFL- и FL-типами элементарных возбуждений. Следует особо подчеркнуть, что часто обсуждаемая роль спиновых и зарядовых степеней свободы в формировании HF-состояний в NFL-примесных системах, как показано выше, определяется величиной параметра  $\alpha_s$ . Причем, неустойчивость NFL-состояния резко сужает область, где главную роль играют спиновые флуктуации (иными словами, область почти целочисленной валентности).

Наконец, отметим, что одноузельные NFL-эффекты могут быть существенны и в "концентрированных" системах, когда концентрация  $c_i$  взаимодействующих атомов порядка единицы. Основное состояние в подобных системах определяется конкуренцией междуузельного взаимодействия, то есть непрямого обмена типа RKKY для псевдоспинов, и одноузельного кондо-рассеяния. В NFL-металлах характерные энергии обоих взаимодействий зависят от констант обменного взаимодействия степенным образом, однако с разными показателями. Характерная энергия  $\epsilon_K$  одноузельного двухканального кондо-рассеяния определена на стр.277. Характерная энергия RKKY взаимодействия по порядку величины равна  $\epsilon_{RKKY} \sim c_i(V_{ex}^2/W) \sim c_i\Gamma_K$ . Сравнивая эти две энергии при  $c_i \sim 1$ , получим, что

$$\epsilon_K \gg \epsilon_{RKKY} \text{ при } \alpha_s \neq 0, \quad \epsilon_K \sim \epsilon_{RKKY} \text{ при } \alpha_s = 0. \quad (10)$$

Таким образом, при  $\alpha_s \neq 0$  одноузельные NFL-эффекты могут играть существенную роль в формировании основного состояния "концентрированных" систем.

Работа поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (грант #98-02-16730) и INTAS (грант #11066).

- 
1. H.V.Lohneysen, *Physica* **B206-207**, 101 (1995).
  2. M.B.Maple, R.P.Dickey, J.Herrmann et al., *J. Phys.: Condens. Matter* **8**, 9773 (1996).
  3. A.Schiller, F.B.Anders, and D.L.Cox, *Phys. Rev. Lett.* **81**, 3235 (1998).
  4. M.Koga and D.L.Cox, *Phys. Rev. Lett.* **82**, 2575 (1999).
  5. D.J.Cox, *Phys. Rev. Lett.* **59**, 1240 (1987).
  6. M.Fabrizio, A.O.Gogolin, and Ph.Nozieres, *Phys. Rev. Lett.* **74**, 4503 (1995).
  7. L.A.Manakova, *JETP Lett.* **67**, 1069 (1998); L.A.Manakova, *Sov. Phys.-JETP* **87**, 796 (1998).
  8. L.A.Manakova, *JETP Lett.* **69**, 772 (1999).
  9. K.A.Kikoin, *Physica* **B163**, 343 (1990).
  10. N.Kawakami and A.Okiji, *Phys. Rev.* **B42**, 2383 (1990).
  11. Yu.Kagan and N.V.Prokof'ev, *Sov.Phys.-JETP* **66**, 211 (1987).