

О реализации фазы сосуществования антиферромагнетизма и сверхпроводимости в тяжелофермионных интерметаллидах

В. В. Вальков^{+,*1)}, А. О. Злотников⁺

⁺ Институт физики им. Киренского СО РАН, 660036 Красноярск, Россия

^{*} Сибирский государственный аэрокосмический университет им. Решетнёва, 660014 Красноярск, Россия

Поступила в редакцию 19 декабря 2011 г.

После переработки 20 февраля 2012 г.

В рамках периодической модели Андерсона с учетом обменного взаимодействия в подсистеме локализованных электронов описана область диаграммы состояний, в которой под давлением происходит вантовый фазовый переход с разрушением антиферромагнитного упорядочения и возникновением сверхпроводимости. Показано, что в определенных критических точках реализуется микроскопическая и однородная фаза сосуществования сверхпроводимости и антиферромагнетизма, экспериментально обнаруженная в тяжелофермионном соединении CeRhIn_5 . В этой области увеличение давления сопровождается экспериментально обнаруженным сильным возрастанием эффективной массы фермионов.

1. В последнее время в целом ряде тяжелофермионных (HF) соединений была обнаружена фаза сосуществования антиферромагнетизма и сверхпроводимости (AFM+SC) (см., например, обзор [1]). В цериевых HF-материалах фаза AFM+SC зачастую достигается за счет изменения основного состояния, вызванного приложением внешнего гидростатического давления. К таким соединениям относятся, например, CeIn_3 [2], CeRhIn_5 [3], Ce_2RhIn_8 [4].

В [5] на основе анализа экспериментальных данных была предложена феноменологическая двухжидкостная модель, позволившая описать термодинамические, магнитные и транспортные свойства многих HF-материалов. Ее основная идея связана с существованием температуры когерентности T^* , ниже которой термодинамические характеристики определяются двумя различными вкладами. Первый вклад возникает из-за наличия в системе кондо-примесей. Второй вклад определяется гибридизационными процессами локализованных электронов с электронами проводимости, приводящими к образованию HF когерентного состояния. Температура T^* связана с параметром $\epsilon = J_{sd}\rho(E_F)$, где J_{sd} – интеграл s - d обменного взаимодействия, $\rho(E_F)$ – плотность состояний на уровне Ферми. Для ряда HF-соединений значение параметра ϵ напрямую связано с типом фазового перехода при низких температурах [6]. В работе [7] был предложен механизм, согласно которому переход из AFM-фазы в сверхпроводящую фазу при увеличении внешнего давления объясняется ростом ϵ .

При феноменологическом подходе вопрос о микроскопических механизмах, определяющих структуру фазовой диаграммы, например, CeRhIn_5 , остается открытым. При этом в стороне остается и важный вопрос о том, разные или одно и то же взаимодействие индуцирует переходы в сверхпроводящее и в антиферромагнитное состояние. На микроскопическом уровне возможность реализации фазы AFM+SC в HF-системах под давлением исследовалась в работах [8, 9].

В настоящей работе показывается, что микроскопический механизм формирования AFM+SC-фазы с d -типом симметрии сверхпроводящего параметра порядка может быть связан с наличием обменного взаимодействия в подсистеме локализованных моментов. Вычисления проведены на основе эффективной периодической модели Андерсона (ПМ), учитывающей сверхобменное взаимодействие в подсистеме локализованных f -электронов. Получены условия, при которых реализуется фаза AFM+SC, соответствующая экспериментально наблюдаемой. Предложенная модель хорошо отражает особенности электронного строения цериевых HF-интерметаллидов (например, CeRhIn_5), поскольку в них одни и те же $4f$ -электроны Ce ответственны за установление AFM-упорядочения и SC [10]. Важно, что для этой модели был получен вывод о возможности двухжидкостного поведения [11]. Отмеченное обменное взаимодействие возникает при учете высокоэнергетических процессов [12]. При этом температуры возникновения AFM-фазы и SC в HF-системах в несколько раз меньше T^* . В этой области поведение системы в основном определяется тяжелыми фермионами.

¹⁾ e-mail: vvv@iph.krasn.ru

ми (вплоть до 90 % [5]), а не изолированными кондо-примесями.

2. Запишем эффективный гамильтониан РАМ в режиме сильных корреляций в виде

$$\begin{aligned}\hat{H}_{\text{eff}} &= \hat{H}_{c0} + \hat{H}_{f0} + \hat{H}_{\text{mix}} + \hat{H}_{\text{exch}}, \\ \hat{H}_{c0} &= \sum_{m\sigma} (\varepsilon_0 - \mu) c_{m\sigma}^\dagger c_{m\sigma} + \sum_{ml\sigma} t_{ml} c_{m\sigma}^\dagger c_{l\sigma}, \\ \hat{H}_{f0} &= \sum_{m\sigma} (E_0 - \mu) X_m^{\sigma\sigma}, \\ \hat{H}_{\text{mix}} &= \sum_{ml\sigma} (V_{ml} c_{m\sigma}^\dagger X_l^{0\sigma} + \text{э.с.}), \\ \hat{H}_{\text{exch}} &= \frac{1}{2} \sum_{ml} J_{ml} \left(\mathbf{S}_m \mathbf{S}_l - \frac{1}{4} \hat{N}_m \hat{N}_l \right).\end{aligned}\quad (1)$$

Индексы m, l обозначают номер узла решетки в представлении Ванье. При расчетах решетка считается квадратной, что соответствует квазидвумерной структуре CeRhIn_5 [3]. Гамильтониан \hat{H}_{c0} описывает подсистему коллективизированных c -электронов. Операторы $c_{m\sigma}$ ($c_{m\sigma}^\dagger$) – фермиевские операторы уничтожения (рождения) c -электрона на узле m с проекцией спинового момента σ . Параметр ε_0 определяет энергию электрона на узле, μ – химпотенциал системы. Интенсивность перескоков c -электронов между узлами l и m задается матричными элементами t_{ml} .

Слагаемое \hat{H}_{f0} отвечает за существование состояний f -электронов, формирующих локализованный энергетический уровень с затравочной энергией E_0 . По определению операторы Хаббарда $X_m^{rt} = |mr\rangle\langle tm|$ осуществляют переход из состояния $|mt\rangle$ в состояние $|mr\rangle$ на узле m .

Связь между двумя подсистемами электронов устанавливается гамильтонианом \hat{H}_{mix} , описывающим внутриатомное ($m = l$) и межатомное ($m \neq l$) гибридизационное смешивание c - и f -состояний с амплитудой V_{ml} .

В операторе \hat{H}_{exch} сверхобменное взаимодействие \mathbf{S}_m – квазиспиновый векторный оператор, а \hat{N}_m – оператор числа f -электронов.

3. Для исследования фазы AFM+SC в HF-системах воспользуемся методом уравнений движения с использованием техники проецирования, часто применяемой в теории SC сильно коррелированных систем [13, 14]. Точные уравнения движения для операторов представляются в виде

$$\begin{aligned}i \frac{dX_f^{0\sigma}}{dt} &= (E_0 - \mu) X_f^{0\sigma} + \\ &+ \sum_{f'} V_{f'f}^* [(X_f^{00} + X_f^{\sigma\sigma}) a_{f'\sigma} + X_f^{\bar{\sigma}\sigma} a_{f'\bar{\sigma}}] +\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}&+ \sum_g W_{gf}^* [(X_f^{00} + X_f^{\sigma\sigma}) b_{g\sigma} + X_f^{\bar{\sigma}\sigma} b_{g\bar{\sigma}}] + \\ &+ \sum_{\langle g \rangle} \left(\frac{J_{fg}}{2} \right) (X_f^{0\bar{\sigma}} Y_g^{\bar{\sigma}\sigma} - X_f^{0\sigma} Y_g^{\bar{\sigma}\bar{\sigma}}),\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}i \frac{dY_g^{0\sigma}}{dt} &= (E_0 - \mu) Y_g^{0\sigma} + \\ &+ \sum_{g'} V_{g'g}^* [(Y_g^{00} + Y_g^{\sigma\sigma}) b_{g'\sigma} + Y_g^{\bar{\sigma}\sigma} b_{g'\bar{\sigma}}] + \\ &+ \sum_f W_{fg}^* [(Y_g^{00} + Y_g^{\sigma\sigma}) a_{f\sigma} + Y_g^{\bar{\sigma}\sigma} a_{f\bar{\sigma}}] + \\ &+ \sum_{\langle f \rangle} \left(\frac{J_{fg}}{2} \right) (X_f^{\bar{\sigma}\sigma} Y_g^{0\bar{\sigma}} - X_f^{\bar{\sigma}\bar{\sigma}} Y_g^{0\sigma}),\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}i \frac{da_{f\sigma}}{dt} &= (\varepsilon_0 - \mu) a_{f\sigma} + \sum_{f'} (t_{ff'} a_{f'\sigma} + V_{ff'} X_{f'}^{0\sigma}) + \\ &+ \sum_g (t_{fg} b_{g\sigma} + W_{fg} Y_g^{0\sigma}),\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}i \frac{db_{g\sigma}}{dt} &= (\varepsilon_0 - \mu) b_{g\sigma} + \sum_{g'} (t_{gg'} b_{g'\sigma} + V_{gg'} Y_{g'}^{0\sigma}) + \\ &+ \sum_f (t_{gf} a_{f\sigma} + W_{gf} X_f^{0\sigma}).\end{aligned}$$

При записи этих уравнений осуществлено разбиение на две антиферромагнитные подрешетки. Операторы $X_{f(f',f'',\dots)}^{rt}$, $a_{f(f',f'',\dots)\sigma}$ действуют на состояния f - и c -электронов, соответственно, на узлах $f(f', f'', \dots)$, принадлежащих F -подрешетке, для которой $\langle S_f^z \rangle \geq 0$. Операторы $Y_{g(g',g'',\dots)}^{rt}$, $b_{g(g',g'',\dots)\sigma}$ относятся к G -подрешетке, а $\langle S_g^z \rangle = -\langle S_f^z \rangle$. Взятие индексов узлов в угловые скобки при суммировании в (2) означает, что сверхобменное взаимодействие осуществляется только между ближайшими f -электронами, находящимися в разных подрешетках. В двухподрешеточном описании параметр W_{fg} обозначает интеграл гибридизации между c - и f -электронами из разных подрешеток. Для интенсивности гибридизационных процессов внутри одной подрешетки оставлено прежнее обозначение ($V_{ff'}$, $V_{gg'}$).

В дальнейшем в выписанных уравнениях движения осуществляется проецирование их правых частей на базис операторов, составляющих ортогональный набор:

$$\mathbf{e} = \left(X_f^{0\sigma}, Y_g^{0\sigma}, a_{f\sigma}, b_{g\sigma}, X_f^{\bar{\sigma}0}, Y_g^{\bar{\sigma}0}, a_{f\bar{\sigma}}^\dagger, b_{g\bar{\sigma}}^\dagger \right).\quad (2)$$

Процедура операторного проецирования проводится по алгоритму, описанному в [15]. Нормировочные

множители базисных операторов Хаббарда определяются в виде

$$\alpha_\sigma = \alpha + \eta_\sigma R, \quad \alpha = 1 - n_L/2. \quad (3)$$

Здесь величина намагниченности F -подрешетки обозначена как $R = \langle S_f^z \rangle$, а среднее число локализованных f -электронов на узле $n_L = \langle N_f \rangle$. Зависящая от σ функция η_σ определяется обычным образом: $\eta_\sigma = 1$, если $\sigma = \uparrow$, и $\eta_\sigma = -1$, если $\sigma = \downarrow$.

Для описания аномальных спариваний, приводящих к SC, составим эрмитово-сопряженные уравнения движения при $\sigma \rightarrow \bar{\sigma}$. В дальнейшем ограничимся учетом только среднеполевых поправок и средних, определяющих аномальные спаривания ближайших f -электронов из разных подрешеток. Тогда система уравнений на фурье-образы неприводимых функций Грина (GF) в квазиимпульсном пространстве имеет вид

$$\begin{bmatrix} \widehat{F}_{p\sigma}(\omega) & \widehat{G}_{p\sigma} \\ -\widehat{G}_{-p\bar{\sigma}}^* & -\widehat{F}_{-p\bar{\sigma}}^*(-\omega) \end{bmatrix} \langle\langle \mathbf{e}_p | B \rangle\rangle_\omega = \langle \{ \mathbf{e}_p, B \}_+ \rangle. \quad (4)$$

Здесь \mathbf{e}_p составлен из фурье-образов базисных операторов. При записи (4) введены определения для матриц четвертого порядка:

$$\widehat{F}_{p\sigma}(\omega) = \begin{bmatrix} \omega - E_\sigma & 0 & -\alpha_\sigma V_p^* & -\alpha_\sigma W_p^* \\ 0 & \omega - E_{\bar{\sigma}} & -\alpha_{\bar{\sigma}} W_p^* & -\alpha_{\bar{\sigma}} V_p^* \\ -V_p & -W_p & \omega - \xi_p & -\Gamma_p \\ -W_p & -V_p & -\Gamma_p & \omega - \xi_p \end{bmatrix}, \quad (5)$$

$$\widehat{G}_{p\sigma} = - \begin{bmatrix} 0 & \eta_\sigma \Delta_p / \alpha_\sigma & 0 & 0 \\ \eta_\sigma \Delta_{-p} / \alpha_{\bar{\sigma}} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix}, \quad (6)$$

где $E_\sigma = E_0 - \mu - (J_0/2)(n_L/2 + \eta_\sigma R)$, $\xi_p = \varepsilon_0 - t_p - \mu$. Функции t_p , Γ_p , V_p и W_p определяются через фурье-преобразования внутриподрешеточных и межподрешеточных параметров перескоков и гибридизации ($t_{ff'}$, t_{fg} , $V_{ff'}$ и W_{fg} соответственно). Сверхпроводящий параметр порядка (SCOP) Δ_p задает интенсивность куперовских спариваний:

$$\Delta_p = \frac{1}{N/2} \sum_q \frac{1}{2} [J_{p-q} \langle X_{q\uparrow} Y_{-q\downarrow} \rangle + J_{p+q} \langle Y_{q\uparrow} X_{-q\downarrow} \rangle]. \quad (7)$$

Из (4) найдены фурье-образы базисных GF, актуальных для дальнейших исследований:

$$\langle\langle X_{p\sigma} | X_{p\sigma}^\dagger \rangle\rangle_\omega = \langle\langle Y_{p\bar{\sigma}} | Y_{p\bar{\sigma}}^\dagger \rangle\rangle_\omega = \frac{\alpha_\sigma M_{p\sigma}^{11}(\omega)}{D_{8\sigma}(p, \omega)}, \quad (8)$$

$$\langle\langle a_{p\sigma} | a_{p\sigma}^\dagger \rangle\rangle_\omega = \langle\langle b_{p\bar{\sigma}} | b_{p\bar{\sigma}}^\dagger \rangle\rangle_\omega = \frac{M_{p\sigma}^{33}(\omega)}{D_{8\sigma}(p, \omega)}, \quad (9)$$

где $D_{8\sigma}(p, \omega)$ – определитель матрицы системы уравнений (4), а $M_{p\sigma}^{ij}(\omega)$ – определитель матрицы, получающейся из матрицы (4) путем вычеркивания i -строки и j -столбца. Явные выражения для таких функций не приводятся ввиду их громоздкости.

Фурье-образ аномальной GF имеет вид

$$\langle\langle Y_{-p\bar{\sigma}} | X_{p\sigma} \rangle\rangle_\omega = - \frac{\alpha_\sigma M_{-p\bar{\sigma}}^{52}(\omega)}{D_{8\sigma}(p, \omega)}. \quad (10)$$

Отметим, что для вычисления определителя $M_{-p\bar{\sigma}}^{52}(\omega)$ необходимо в матрице (4), помимо вычеркивания соответствующих строк и столбцов, произвести замены $p \rightarrow -p$, $\sigma \rightarrow \bar{\sigma}$.

Энергетическая структура определяется из условия $D_{8\sigma}(p, \omega) = 0$. Положительно определенные решения такого уравнения соответствуют четырем ветвям спектра коллективных возбуждений.

Неизвестными величинами модели являются μ , n_L , R , Δ_p . Для их определения воспользуемся спектральной теоремой. После некоторых упрощений находим уравнение, связывающее GF (8)–(10) с термодинамическими средними:

$$\langle\langle \widehat{A}_f \widehat{B}_{f'} \rangle\rangle = \frac{1}{N/2} \sum_{k\lambda} \frac{e^{ik(f-f')}}{2E_{\lambda k} \prod_{\nu \neq \lambda} (E_{\lambda k}^2 - E_{\nu k}^2)} \times \\ \times [L_k(E_{\lambda k}) f(E_{\lambda k}) - L_k(-E_{\lambda k}) f(-E_{\lambda k})], \quad (11)$$

где $f(x) = 1/(e^{x/T} + 1)$ – функция распределения Ферми–Дирака, T – температура, $E_{\lambda k}$ ($\lambda = 1, \dots, 4$) – положительно определенные ветви энергетического спектра, $L_k(\omega)$ – числитель функции Грина $\langle\langle B_k | A_k \rangle\rangle_\omega$. Тогда для расчета параметров

$$n_L = \sum_\sigma \langle X_f^{\sigma\sigma} \rangle, \quad R = (\langle X_f^{\uparrow\uparrow} \rangle - \langle X_f^{\downarrow\downarrow} \rangle) / 2 \quad (12)$$

используется GF (8). Концентрация c -электронов задается выражением

$$n_c = \sum_\sigma \langle a_{f\sigma}^\dagger a_{f\sigma} \rangle, \quad (13)$$

где выписанное среднее выражается через (9). Нетрудно показать, что уравнение самосогласования на μ для выбранного значения полной концентрации электронов n_e в системе имеет вид

$$n_e = n_L + n_c = \sum_\sigma (\langle X_f^{\sigma\sigma} \rangle + \langle a_{f\sigma}^\dagger a_{f\sigma} \rangle). \quad (14)$$

Подстановка выражения, связывающего $\langle X_{q\sigma} Y_{-q\bar{\sigma}} \rangle$ с фурье-образом GF (10), в определение SCOP (7) приводит к интегральному уравнению самосогласования. Оно обладает несколькими решениями, которые соответствуют различным видам квазиимпульсной зависимости Δ_p . Расщепленный из-за наличия $J_{p\pm q}$ характер ядра интегрального уравнения позволяет найти явный вид Δ_p с точностью до неизвестной амплитуды. Амплитуда Δ_0 определяется из алгебраического уравнения, вид которого зависит от типа симметрии Δ_p :

$$\Delta_0 = J \frac{1}{N/2} \sum_{q\lambda} Z_q [\alpha_{\uparrow} M_{-q\downarrow}^{52}(E_{\lambda q}) - \alpha_{\downarrow} M_{q\uparrow}^{52}(E_{\lambda q})] \times \frac{\tanh(E_{\lambda q}/2T)}{2E_{\lambda q} \prod_{\nu \neq \lambda} (E_{\lambda q}^2 - E_{\nu q}^2)}. \quad (15)$$

Здесь

$$Z_q = \cos(q_x b/2) \cos(q_y b/2) \quad (16)$$

или

$$Z_q = \sin(q_x b/2) \sin(q_y b/2), \quad (17)$$

если Δ_p имеет s - либо d -тип симметрии на магнитной зоне Бриллюэна соответственно:

$$\Delta_p = 2\Delta_0^s \cos(p_x b/2) \cos(p_y b/2), \quad (18)$$

$$\Delta_p = 2\Delta_0^d \sin(p_x b/2) \sin(p_y b/2). \quad (19)$$

При записи уравнения (15) учтено, что $M_{-p\bar{\sigma}}^{52}(\omega)$ является четной по ω функцией и содержит вклады, пропорциональные только Δ_p и Δ_p^3 .

В настоящее время не достигнуто единого мнения относительно типа симметрии SCOP в фазе AFM+SC CeRhIn₅. Эксперименты ЯКР в SC-фазе CeRhIn₅, когда дальний AFM-порядок полностью разрушен приложенным давлением, определяют кубическую зависимость скорости спин-решеточной релаксации от температуры [16]. Считается, что такая зависимость соответствует формированию d -типа SC с узловыми точками на поверхности Ферми, в которых величина сверхпроводящей щели обращается в нуль. Однако, как было показано экспериментально при более низких давлениях, в фазе AFM+SC такая зависимость модифицируется в линейную по температуре [17]. К линейной зависимости может приводить образование бесщелевой SC p -типа [18] либо SC d -типа с дополнительными узловыми точками на поверхности Ферми [19]. Измерения удельной теплоемкости при повороте магнитного поля в фазе

AFM+SC также свидетельствуют о реализации преимущественно d -типа симметрии SCOP, но с дополнительными узловыми точками [20]. В связи с этим в данной работе, в отличие от [9], в которой рассматривался только s -тип симметрии SCOP, исследования проводятся для случая, когда куперовская неустойчивость приводит к возникновению экспериментально наблюдаемой SC d -типа симметрии.

Существенно, что для реализации дальнего AFM-порядка химпотенциал должен лежать в слабодисперсной HF-зоне. В связи с тем что точный вид спектра элементарных возбуждений, соответствующий формированию тяжелых фермионов, труден для восприятия, получено приближенное выражение:

$$E_{2p} \approx \sqrt{[E_p^{afm}]^2 + \zeta_p \Delta_p^2}, \quad (20)$$

$$\zeta_p = \frac{\alpha^2 + R^2}{(\alpha^2 - R^2)^2} - \frac{R^2}{(\alpha^2 - R^2)|(1 - \alpha\gamma_p)E_J - \mu|\lambda_p} \times \left\{ \Gamma_p^2 \gamma_p^2 + \frac{2\alpha}{\alpha^2 - R^2} [(1 - \alpha\gamma_p)E_J - \mu](\gamma_p E_J + J_0/2) \right\},$$

$$E_p^{afm} = |(1 - \alpha\gamma_p)E_J - \mu| - \lambda_p,$$

$$E_J = E_0 - \frac{J_0 n_L}{4} \quad (J_0 = 4J), \quad \gamma_p = \frac{V_p^2}{\Gamma_p^2 - E_J^2},$$

$$\lambda_p = \sqrt{(\alpha^2 - R^2)\Gamma_p^2 \gamma_p^2 + (\gamma_p E_J + J_0/2)^2 R^2}. \quad (21)$$

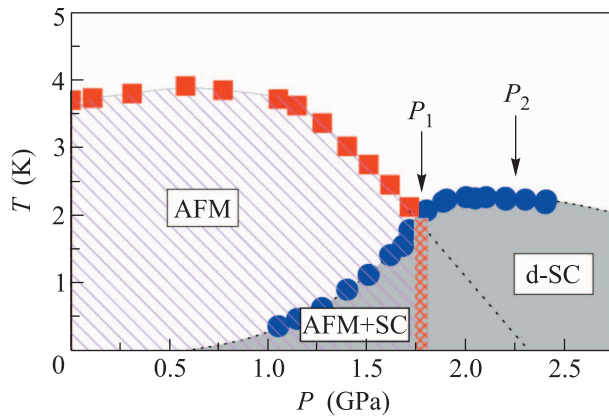
Нетрудно показать, что размер щели в спектре элементарных возбуждений определяется параметром $\Psi_p = \sqrt{\zeta_p} \Delta_p$.

Эффективная масса тяжелых фермионов, энергии E_{2p} которых представлены в (20), оценивается из следующего выражения:

$$\frac{m^*}{m_0} = \frac{\Gamma_0^2 - E_J^2}{|\Gamma_0| \gamma_0} \left\{ 2\alpha |E_J| - \frac{1}{\lambda_0} [(\alpha^2 - R^2)\Gamma_0^2 \gamma_0 + (\alpha^2 + R^2)E_J^2 \gamma_0 - J_0 R^2 |E_J|] \right\}^{-1}, \quad (22)$$

где $m_0 = \hbar^2/(|t_1|b^2)$ – масса блоховского электрона на квадратной решетке вблизи дна зоны. Величины Γ_0 , γ_0 , λ_0 получаются из известных Γ_p , γ_p , λ_p при $p_x = 0$, $p_y = 0$. Подобная методика, но в рамках слейв-бозонного представления была применена для оценки массы тяжелых фермионов антиферромагнитных интерметаллидов при учете скоса AFM-подрешеток в работе [21].

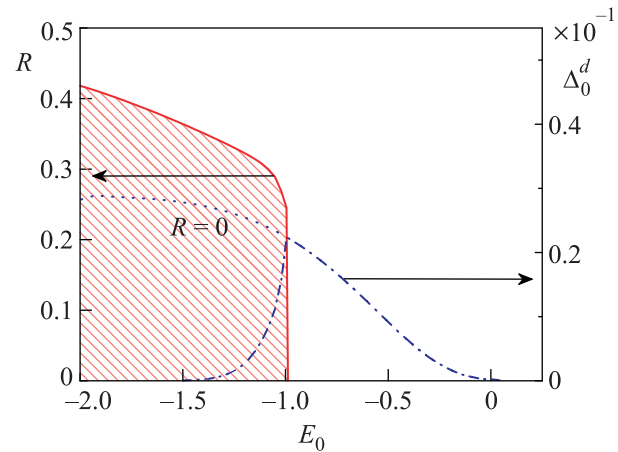
4. Исследование температурной зависимости теплоемкости HF-соединения CeRhIn₅ при различных значениях внешнего давления [22] позволило установить вид фазовой диаграммы этого интерметаллида в переменных температура–давление (рис. 1).

Рис. 1. Фазовая диаграмма CeRhIn₅ [22]

Квадраты на рисунке соответствуют температурам перехода (T_N) из парамагнитного (PM) состояния в AFM-фазу. Точки обозначают критические температуры (T_c) перехода из нормальной фазы в фазу SC. Видно, что если в AFM-фазе дальнейшее понижение температуры индуцирует куперовскую неустойчивость, то система переходит в фазу сосуществования AFM+SC. Обозначение P_1 отвечает давлению, при котором происходит полное разрушение дальнего AFM-порядка.

Из вида фазовой диаграммы следует, что в CeRhIn₅ AFM-упорядочение и SC конкурируют друг с другом. Действительно, существенное подавление T_N начинается при формировании SC. В критической точке P_1 , где происходит разрушение AFM-фазы, SC-фаза обладает T_c , близкой к максимальной. Следует отметить, что несмотря на явную конкуренцию между SC- и AFM-порядком, фазового расслоения не происходит. На основе методов ЯКР [23] и нейтронной дифракции [24] было показано, что в фазе AFM+SC оба типа упорядочения сосуществуют на микроскопическом уровне.

На рис. 2 приведены рассчитанные зависимости намагниченности AFM-подрешетки R и амплитуды сверхпроводящего параметра порядка d -типа симметрии от энергии локализованного уровня E_0 при неизменной концентрации $n_e = 1.25$. При этом были выбраны параметры $J = 0.2$, $V_0 = 0.6$ (в единицах амплитуды перескока $|t_1|$ s -электронов между ближайшими соседями). Значения концентрации f -электронов n_L и химпотенциала μ находились самосогласованным образом. Влияние давления на электронную структуру исследуемого НФ-интерметаллида моделировалось посредством изменения положения затравочного уровня энергии локализованных электронов. Такой подход успешно при-

Рис. 2. Изменение намагниченности антиферромагнитной подрешетки R и амплитуды сверхпроводящего параметра порядка d -типа симметрии Δ_0^d при увеличении энергии E_0

менялся при исследованиях систем с промежуточной валентностью f -состояний [25]. В CeRhIn₅ при росте давления смещение энергии E_0 происходит за счет увеличения кулоновского взаимодействия $4f$ -электрона Ce³⁺ с эффективно отрицательным зарядом на ближайших ионах. Поэтому увеличение E_0 соответствует приложению все большего давления. Отметим, что ранее в работах [7, 8] действие давления на систему ограничивалось изменением параметров перескока, гибридизации и обмена, а также плотности состояний $\rho(E_F)$.

Видно, что при выбранных параметрах модели увеличение давления приводит к разрушению дальнего AFM-упорядочения (сплошная линия). При этом в области больших давлений реализуется SC-фаза. Зависимость Δ_0^d от E_0 показана штрихпунктирной линией. Как только E_0 попадает в область реализации AFM-состояния, поведение SCOP резко изменяется. Если бы дальний AFM-порядок не устанавливался, то зависимость Δ_0^d от E_0 была бы такой, как это показано пунктирной линией. Однако появление AFM-параметра порядка качественно меняет эту зависимость, приводя к резкому спаду параметра Δ_0^d (см. штрихпунктирную линию в области реализации AFM-фазы). Это, с одной стороны, демонстрирует конкуренцию между сверхпроводимостью и антиферромагнетизмом, а с другой стороны, наглядно показывает наличие области реализации фазы сосуществования антиферромагнетизма и сверхпроводимости. По мере нарастания в этой фазе AFM-параметра порядка Δ_0^d быстро обращается в нуль. В связи с этим подчеркнем, что подавляющее влияние дальнего AFM-порядка на куперовские спа-

ривания обуславливается не только уменьшением амплитуды Δ_0^d , но и редуцированием сверхпроводящей щели при $R \neq 0$ в спектре элементарных возбуждений (см. выражение (20)).

Остановимся на экспериментальных наблюдениях, обнаруживших увеличение постоянной Зоммерфельда [26], циклотронной [27] и эффективной [28] массы электронов в CeRhIn_5 при возрастании давления. Возрастание эффективной массы фермионов в нашем подходе получается для области, примыкающей к области AFM+SC (рис. 3). Эффективная мас-

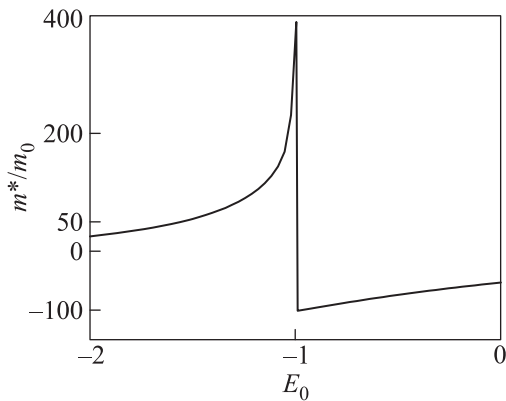


Рис. 3. Зависимость эффективной массы фермионов, отнесенной к массе свободного электрона, от E_0

са рассчитывалась по формуле (22) на основе самосогласованных решений. Видно, что при атмосферном давлении (считается, что это соответствует энергии $E_0 \approx -2$) эффективная масса тяжелых фермионов превышает массу свободных примерно в 25 раз. При увеличении давления значение эффективной массы существенно растет. Максимально резкое увеличение массы достигается при приближении к критической точке, в которой AFM-порядок полностью разрушается ($R = 0$). Изменение знака эффективной массы тяжелых фермионов при критическом давлении происходит из-за смены типа носителей при переходе из AFM- в PM-фазу [29]. При дальнейшем увеличении давления величина m^*/m_0 уменьшается по модулю.

5. В заключение остановимся на результатах, полученных благодаря использованию микроскопического подхода. Включение антиферромагнитной связи между локализованными электронами редкоземельной подсистемы позволило не только описать антиферромагнитную и сверхпроводящую фазы d -типа симметрии, но и получить условия реализации состояния, в котором антиферромагнетизм и сверхпроводимость сосуществуют на микроскопическом уровне. Важно, что микроскопическое описание сверх-

проводящей фазы при наличии дальнего антиферромагнитного упорядочения приводит к необходимости учета двух типов аномальных средних, обусловленных существованием двух магнитных подрешеток. При этом оказывается, что эти аномальные средние характеризуются различными температурными зависимостями, тесно связанными с конкретной симметрией сверхпроводящего параметра порядка. Сделанные в работе выводы о фазе сосуществования сверхпроводимости и антиферромагнетизма находятся в хорошем качественном согласии с экспериментально установленными данными о реализации такой фазы в тяжелофермионном интерметаллиде CeRhIn_5 .

В работе вскрыт микроскопический механизм увеличения эффективной массы фермионов. Выводы, полученные на его основе, находятся в качественном согласии с экспериментальными данными о значительном возрастании эффективной массы фермионов при увеличении давления в окрестности точки разрушения антиферромагнетизма.

Работа выполнена при поддержке Программы Президиума РАН “Квантовые мезоскопические и неупорядоченные структуры”, проектов РФФИ # 10-02-00251, РФФИ-Сибирь # 11-02-98007, а также ФЦП “Научные и научно-педагогические кадры инновационной России” на 2009–2013 годы.

1. C. Pfeleiderer, *Rev. Mod. Phys.* **81**, 1551 (2009).
2. N. D. Mathur, F. M. Grosche, S. R. Julian et al., *Nature* **394**, 39 (1998).
3. H. Hegger, C. Petrovic, E. G. Moshopoulou et al., *Phys. Rev. Lett.* **84**, 4986 (2000).
4. M. Nicklas, V. A. Sidorov, H. A. Borges et al., *Phys. Rev. B* **67**, 020506 (2003).
5. S. Nakatsuji, D. Pines, and Z. Fisk, *Phys. Rev. Lett.* **92**, 016401 (2004).
6. Yi-feng Yang, Z. Fisk, Han-Oh Lee et al., *Nature* **454**, 611 (2008).
7. Yi-feng Yang, N. J. Curro, Z. Fisk et al., *J. of Phys.: Conf. Ser.* **273**, 012066 (2011).
8. P. D. Sacramento, *J. Phys.: Cond. Mat.* **15**, 6285 (2003).
9. J. V. Alvarez and F. Yundurain, *Phys. Rev. Lett.* **98**, 126406 (2007).
10. T. Park and J. D. Thompson, *New Journal of Physics* **11**, 055062 (2009).
11. V. Barzykin, *Phys. Rev. B* **73**, 094455 (2006).
12. В. В. Валь ов, Д. М. Дзедзисашвили, *ТМФ* **157**, 235 (2008).
13. Н. М. Пла и да, *ТМФ* **154**, 129 (2008).
14. N. M. Plakida, *High-Temperature Cuprate Superconductors. Experiment, Theory, and Applications*, Springer, Berlin, 2008.

15. H. Mori, *Prog. Theor. Phys.* **33**, 423 (1965).
16. Y. Kohori, Y. Yamato, Y. Iwamoto, and T. Kohara, *Eur. Phys. J. B* **18**, 601 (2000).
17. S. Kawasaki, T. Mito, Y. Kawasaki et al., *Phys. Rev. Lett.* **91**, 137001 (2003).
18. Y. Fuseya, H. Kohno, and K. Miyake, *J. Phys. Soc. Jpn.* **72**, 2914 (2003).
19. Y. Bang, M. J. Graf, A. V. Balatsky, and J. D. Thompson, *Phys. Rev. B* **69**, 014505 (2004).
20. T. Park, E. D. Bauer, and J. D. Thompson, *Phys. Rev. Lett.* **101**, 177002 (2008).
21. В. В. Вальков, Д. М. Дзедзисашвили, *ЖЭТФ* **137**, 341 (2010).
22. T. Park, Y. Tokiwa, E. D. Bauer et al., *Physica B* **403**, 943 (2008).
23. T. Mito, S. Kawasaki, Y. Kawasaki et al., *Phys. Rev. Lett.* **90**, 077004 (2003).
24. A. Llobet, J. S. Gardner, E. G. Moshopoulou et al., *Phys. Rev. B* **69**, 024403 (2004).
25. Д. И. Хомс ий, *УФН* **129**, 443 (1979).
26. R. A. Fisher, F. Bouquet, N. E. Phillips et al., *Phys. Rev. B* **65**, 224509 (2002).
27. H. Shishido, R. Settai, H. Harima, and Y. Ōnuki, *J. Phys. Soc. Jpn.* **74**, 1103 (2005).
28. G. Knebel, D. Aoki, J.-P. Brison, and J. Flouquet, *J. Phys. Soc. Jpn.* **77**, 114704 (2008).
29. В. В. Вальков, Д. М. Дзедзисашвили, *ТМФ* **162**, 125 (2010).