

УДК 538.945:537.611.45

СИММЕТРИЙНЫЕ СВОЙСТВА ФАЗЫ СОСУЩЕСТВОВАНИЯ СВЕРХПРОВОДИМОСТИ И АНТИФЕРРОМАГНЕТИЗМА В 2D СИСТЕМАХ С СИЛЬНЫМИ ЭЛЕКТРОННЫМИ КОРРЕЛЯЦИЯМИ

© 2016 г. В. В. Вальков*, А. О. Злотников

Институт физики им. Л.В. Киренского СО РАН, 660036 Красноярск, Россия

**E-mail: vvv@iph.krasn.ru*

Поступила в редакцию 30.04.2015 г.

В рамках диаграммной техники для операторов Хаббарда исследовано влияние квазидвумерности и гибридизации $4f$ -электронов ионов Ce и p -электронов ионов In на свойства антиферромагнитной, сверхпроводящей и смешанной фаз в цериевых интерметаллидах с тяжелыми фермионами. Показано, что низкоэнергетические гибридизационные процессы при учете квазидвумерности перенормируют антиферромагнитный и сверхпроводящий параметры порядка в фазе с нарушенной симметрией по отношению к инверсии времени. Полученные на основе развитого подхода оценки критических температур антиферромагнитного упорядочения и куперовской неустойчивости находятся в хорошем согласии с экспериментальными данными для интерметаллидов на основе церия.

Ключевые слова: сверхпроводимость, антиферромагнетизм, двумерные системы, сильные электронные корреляции, тяжелые фермионы, цериевые интерметаллиды, периодическая модель Андерсона.

DOI: 10.7868/S0207352816010194

ВВЕДЕНИЕ

Известно, что куперовское спаривание реализуется между электронами с состояниями, преобразующимися друг в друга при операции инверсии времени. В материалах с дальним магнитным порядком такая симметрия нарушена. Это является одной из причин конкуренции сверхпроводимости и магнитного упорядочения. В ферромагнетиках, например, синглетная сверхпроводимость либо подавляется, либо приводит к преобразованию ферромагнитного упорядочения, в частности, в спиральную магнитную структуру [1].

Принципиально иное поведение наблюдается в антиферромагнитных материалах. В них симметрия по отношению к обращению времени нарушена, однако состояния, которые связаны друг с другом последовательными операциями инверсии времени и трансляции на вектор, связывающий в магнитной элементарной ячейке ионы из разных подрешеток, обладают одинаковой энергией [2]. Именно такие состояния могут участвовать в формировании куперовской неустойчивости антиферромагнитных соединений. Имея это в виду, говорят, что антиферромагнитные сверхпроводники обладают особым типом симметрии.

Известно много примеров материалов, в которых сверхпроводимость возникает при наличии дальнего антиферромагнитного порядка. К ним относятся, например, тройные редкоземельные

бориды и халькогениды, некоторые купратные высокотемпературные сверхпроводники, пниктиды железа, соединения с тяжелыми фермионами. В последнее время значительный интерес привлекают соединения на основе редкоземельных интерметаллидов (например, CeIn_3 , CeRhIn_5 , CePt_2In_7 из группы $\text{Ce}_n\text{T}_m\text{In}_{3n+2m}$), в которых при низких температурах наблюдается микроскопически однородная фаза сосуществования сверхпроводимости и антиферромагнетизма [3, 4], т.е. фаза с нарушенной симметрией относительно инверсии времени. Существует несколько причин, определяющих актуальность изучения сверхпроводимости в условиях нарушенной магнитным упорядочением симметрии относительно инверсии времени. Во-первых, близость сверхпроводящей фазы к антиферромагнитной на фазовой диаграмме и реализация в ряде материалов смешанной фазы сверхпроводимости и антиферромагнетизма являются важнейшими свойствами высокотемпературных сверхпроводников. Во-вторых, связь между двумя типами упорядочений способствует тому, что внешнее воздействие, например на магнитную подсистему таких материалов, позволяет управлять их сверхпроводящими свойствами. В-третьих, недавно было высказано предположение, что в слоистых соединениях с тригональной или гексагональной симметрией сосуществование киральной сверхпроводимости и неколлинеарного магнитного

порядка способствует формированию майорановских связанных состояний [5, 6].

Интенсивные экспериментальные исследования CeRhIn_5 привели к установлению ряда необычных свойств этого соединения с тяжелыми фермионами. При атмосферном давлении данное соединение является антиферромагнетиком с температурой Нееля 3.8 К [7]. Приложение внешнего давления приводит к подавлению антиферромагнетизма и возникновению сверхпроводимости. Ряд экспериментов по ядерному квадрупольному резонансу и дифракции нейтронов доказывают, что в CeRhIn_5 вплоть до критического давления, при котором происходит разрушение антиферромагнетизма, реализуется микроскопически однородная фаза сосуществования сверхпроводимости и антиферромагнетизма [8, 9].

Механизм сверхпроводимости в цериевых системах с тяжелыми фермионами до сих пор остается предметом интенсивных дискуссий. Одним из вероятных нефононных механизмов является магнитный механизм, обусловленный магнитной природой взаимодействия, а также спиновыми флуктуациями [10, 11]. Альтернативные нефононные механизмы сверхпроводимости напрямую связаны с возможными флуктуациями немагнитной природы в окрестности квантовой критической точки металлов с тяжелыми фермионами. В [12] предполагается, что появление куперовской неустойчивости связано с сильными валентными флуктуациями. По отношению к цериевым соединениям с тяжелыми фермионами часто высказываются предположения о том, что формирование сверхпроводящих пар обусловлено флуктуациями в окрестности локальной квантовой критической точки, в которой устанавливается режим Кондо при разрушении антиферромагнетизма [13]. Однако недавно на основе квантового метода Монте-Карло для периодической 2D модели Андерсона с фрустрированным гибридным взаимодействием было показано, что основной вклад в возникновение сверхпроводимости d -типа соединений Ce-115 (CeRhIn_5 , CeCoIn_5) вносят антиферромагнитные спиновые флуктуации [14].

Существенной особенностью цериевых соединений типа CeRhIn_5 является их квазидвумерная структура [7]. Известно, что для квазидвумерного гейзенберговского антиферромагнетика температура Нееля определяется выражением $T_N = \pi J / (\ln(J/K) + c)$, в котором J — параметр обмена между ближайшими ионами в плоскости xy , параметр K задает величину обменного взаимодействия между ближайшими соседями вдоль оси z , c — const, зависящая от типа решетки [15]. Приведенная формула свидетельствует об уменьшении температуры перехода по сравнению с изотропным случаем. Для соедине-

ния CeRhIn_5 на основе экспериментальных данных по нейтронной спектроскопии и с использованием модели Гейзенберга были оценены параметры обмена $J = 0.74$ мэВ, $K = 0.1$ мэВ [16]. Учет гибридизации может перенормировать данные параметры. В этой связи для квазидвумерных антиферромагнетиков с тяжелыми фермионами стоит важная задача оценки температуры Нееля при учете гибридизационных процессов.

В качестве базовой модели для систем с тяжелыми фермионами, особенно в режиме переменной валентности, обычно используют периодическую модель Андерсона [17]. В [18] на основе получения эффективного гамильтониана для периодической модели Андерсона показано, что обменное взаимодействие между локализованными электронами может быть индуцировано высокоэнергетическими гибридными процессами, тогда как низкоэнергетические вклады определяют режим смешанной валентности. Такое обменное взаимодействие приводит к индуцированию куперовских спариваний и реализации смешанной фазы [19]. Это определяет природу магнитного механизма куперовской неустойчивости с d -типом спаривания в двумерных системах редкоземельных элементов с нарушенной симметрией относительно операции инверсии времени [20].

В настоящей работе на основе диаграммной техники в атомном представлении [21, 22] для квазидвумерных цериевых интерметаллидов определены температурные зависимости параметров порядка в антиферромагнитной фазе и смешанной фазе с нарушенной симметрией относительно инверсии времени в рамках расширенной периодической модели Андерсона. При построении теории учитывалось, что сверхпроводящее и антиферромагнитное упорядочения индуцируются одним и тем же обменным взаимодействием в подсистеме локализованных электронов. Поскольку при учете гибридизации теория среднего обменного поля приводит к довольно высоким значениям критической температуры для антиферромагнитной фазы [23], то в настоящей работе получение необходимых перенормировок осуществляется на основе развития спин-волновой теории антиферромагнетика с тяжелыми фермионами. Определенные в работе температуры Нееля и перехода в фазу с нарушенной симметрией по отношению к инверсии времени, характеризующейся сосуществованием сверхпроводимости и антиферромагнетизма, находятся в хорошем согласии с экспериментально установленными величинами для цериевых систем (например, CeRhIn_5). Преимущества развитой теории по сравнению с другими работами в данном направлении заключаются в том, что описание антиферромагнитной фазы проводится

без использования представления о полностью локализованных электронах, в рамках спин-волновой теории при учете гибридизации между локализованными и коллективизированными электронами. Именно такой подход позволяет единым образом описать как антиферромагнитную, так и смешанную фазы в системах с тяжелыми фермионами при конечных температурах.

МОДЕЛЬ И МЕТОД

Запишем гамильтониан эффективной периодической модели Андерсона, в которой учитывается обменное взаимодействие в подсистеме квазилокализованных электронов:

$$\hat{H}_{\text{eff}} = \hat{H}_0 + \hat{H}_{\text{mix}} + \hat{H}_{\text{exch.}} \quad (1)$$

Слагаемое гамильтониана:

$$\hat{H}_0 = \sum_{j=1,2} \left\{ \sum_{\mathbf{k}\sigma} \xi_{\alpha\mathbf{k}} \alpha_{j\mathbf{k}\sigma}^\dagger \alpha_{j\mathbf{k}\sigma} + \sum_{\mathbf{k}\sigma} \xi_{\beta\mathbf{k}} \beta_{j\mathbf{k}\sigma}^\dagger \beta_{j\mathbf{k}\sigma} + \sum_{f\sigma} \xi_{f\sigma}^F X_{jf}^{\sigma\sigma} + \sum_{g\sigma} \xi_{g\sigma}^G Y_{jg}^{\sigma\sigma} \right\}, \quad (2)$$

описывает невзаимодействующие локализованные и коллективизированные электроны в решетке с двумя антиферромагнитными подрешетками F и G . Для описания квазидвумерности интерметаллидов с тяжелыми фермионами введено суммирование по индексу $j = 1, 2$, который нумерует плоскости вдоль оси z в элементарной ячейке. В работе будет рассматриваться антиферромагнитная структура G -типа (по классификации [24]). Гамильтониан \hat{H}_0 имеет диагональный вид в представлении боголюбовских операторов $\alpha_{j\mathbf{k}\sigma}$ и $\beta_{j\mathbf{k}\sigma}$, которые действуют на коллективизированные состояния в нижней и верхней антиферромагнитных подзонах соответственно. Формирование двух подзон обусловлено удвоением элементарной ячейки и редуцированием зоны Бриллюэна при возникновении дальнего антиферромагнитного порядка. Начальные значения энергии боголюбовских квазичастиц в K -пространстве определяются выражениями $\xi_{\alpha\mathbf{k}} = \xi_{\mathbf{k}} + \Gamma_{\mathbf{k}}$ и $\xi_{\beta\mathbf{k}} = \xi_{\mathbf{k}} - \Gamma_{\mathbf{k}}$. Используются обозначения: $\xi_{\mathbf{k}} = \varepsilon_0 + t_{\mathbf{k}} - \mu$, ε_0 – одноузельная энергия коллективизированного электрона, μ – химический потенциал, функции $t_{\mathbf{k}}$ и $\Gamma_{\mathbf{k}}$ определяются как фурье-образы интегралов перескока в подрешетках и между ними. Предполагается, что перескоки возможны только в плоскости xu и параметр перескока между ближайшими соседями вдоль оси z пренебрежимо мал.

Оператор Хаббарда $X_m^{nn'}$, относящийся к ячейке Ванье m , выражается через атомные состояния обычным образом: $X_m^{nn'} = |n, m\rangle \langle m, n'|$. Действие

оператора Хаббарда на произвольное состояние ячейки m определяется выражением $X_m^{nn'} |s; m\rangle = \delta_{n's} |n; m\rangle$, где $\delta_{n's}$ – символ Кронекера. Состояние $|0; m\rangle$ определяет состояние без электронов в ячейке m . Состояние с одним электроном на узле, обладающим проекцией спина $\sigma = \uparrow, \downarrow$, обозначается $|\sigma; m\rangle$. Более подробно ознакомиться с алгеброй операторов Хаббарда и их коммутационных соотношений можно в оригинальной работе [25]. Конечная величина кулоновского отталкивания локализованных электронов на узле учтена теорией возмущения, за счет чего в системе индуцировалось обменное взаимодействие между локализованными электронами [18]. Узлы, обозначаемые индексом f , относятся к F -подрешетке, для которой при наличии антиферромагнетизма $\langle S_f^z \rangle = R > 0$. Узлы G -подрешетки нумеруются индексом g , и для них справедливо равенство $\langle S_g^z \rangle = -R$.

Энергию локализованных уровней для F - и G -подрешеток можно записать в виде:

$$\xi_{\sigma}^F = E_0 - \mu - \frac{(J_0 + K_0)}{2} \left(\frac{n_L}{2} + \eta_{\sigma} R \right), \quad \xi_{\sigma}^G = \xi_{\sigma}^F. \quad (3)$$

В выражении (3) учтена среднеполевая “обменная” поправка к начальной энергии локализованных электронов E_0 : n_L – среднее число электронов на локализованном уровне, J_0 – суммарная величина обменного взаимодействия между f -электроном и электронами, занимающими соседние узлы в плоскости xu , K_0 – сумма обменных параметров f -электрона и его ближайших соседей вдоль оси z . Зависящая от σ функция η_{σ} определяется обычным образом: $\eta_{\sigma} = 1$, если $\sigma = \uparrow$, и $\eta_{\sigma} = -1$, если $\sigma = \downarrow$.

Оператор гибридизационного взаимодействия после разложения по квазиимпульсам удобно представить в виде:

$$\hat{H}_{\text{mix}} = \sum_{j=1,2} \sum_{\mathbf{k}\sigma} \hat{C}_{j\mathbf{k}\sigma}^\dagger \hat{A}_{\mathbf{k}} \hat{C}_{j\mathbf{k}\sigma}, \quad (4)$$

где $\hat{C}_{j\mathbf{k}\sigma}^\dagger = (\alpha_{j\mathbf{k}\sigma}^\dagger, \beta_{j\mathbf{k}\sigma}^\dagger, X_{j\mathbf{k}\sigma}^\dagger, Y_{j\mathbf{k}\sigma}^\dagger)$, $\hat{A}_{\mathbf{k}}$ – блочная матрица,

$$\hat{A}_{\mathbf{k}} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} \hat{O} & \hat{B}_{\mathbf{k}} \\ \hat{B}_{\mathbf{k}}^\dagger & \hat{O} \end{bmatrix}, \quad \hat{B}_{\mathbf{k}} = \begin{bmatrix} V_{\mathbf{k}} + W_{\mathbf{k}} & V_{\mathbf{k}} + W_{\mathbf{k}} \\ W_{\mathbf{k}} - V_{\mathbf{k}} & V_{\mathbf{k}} - W_{\mathbf{k}} \end{bmatrix}. \quad (5)$$

В определении (5) \hat{O} – нулевая матрица 2×2 , $V_{\mathbf{k}}$, $W_{\mathbf{k}}$ – фурье-образы интегралов гибридизации в плоскости xu в подрешетках и между ними соответственно.

Эффективная антиферромагнитная связь между локализованными электронами описыва-

ется третьим слагаемым гамильтониана, которое можно записать в виде:

$$\begin{aligned} \hat{H}_{\text{exch}} = & \sum_{j=1,2} \sum_{\langle fg \rangle} J_{fg} \left(\Delta S_{jf} \Delta S_{jg} - \frac{1}{4} \Delta \hat{N}_{jf} \Delta \hat{N}_{jg} \right) + \\ & + \sum_{i \neq j} \sum_{\langle fg \rangle} K_{fg} \left(\Delta S_{if} \Delta S_{jg} - \frac{1}{4} \Delta \hat{N}_{if} \Delta \hat{N}_{jg} \right). \end{aligned} \quad (6)$$

Предполагается, что обменное взаимодействие в подсистеме квазилокализованных состояний реализуется только между ближайшими соседями как в плоскости xy , так и вдоль оси z . Это отражено в выражении посредством заключения индексов узлов f и g у знака суммы в угловые скобки. В приведенном выражении каждый из операторов описывает отклонения от своего среднего значения по формуле $\Delta \hat{A} = \hat{A} - \langle \hat{A} \rangle$. S_{jm} – квазиспиновый векторный оператор локализованной подсистемы, компоненты которого связаны с операторами атомного представления формулами: $S_{jm}^+ = X_{jm}^{\uparrow\downarrow}$, $S_{jm}^- = X_{jm}^{\downarrow\uparrow}$, $S_{jf}^z = \sum_{\sigma} (\eta_{\sigma}/2) X_f^{\sigma\sigma}$. Оператор числа локализованных электронов на узле f определяется в виде: $\hat{N}_{jf} = \sum_{\sigma} X_{jf}^{\sigma\sigma}$.

Будем использовать аппарат мацубаровских функций Грина в атомном представлении, которые в общем виде определяются из выражения:

$$D_{\gamma, \mathbf{v}}^{AA'}(x - x') = - \langle T_{\tau} \tilde{X}^{\gamma}(x) \tilde{X}^{-\gamma}(x') \rangle, \quad (7)$$

где $x = (\mathbf{R}_m, \tau)$ – четырехмерная координата, включающая три пространственные координаты \mathbf{R}_m и мнимое время τ ; γ, \mathbf{v} – корневые векторы для операторов Хаббарда. Корневой вектор однозначно определяет исходный парный индекс (n, n') оператора Хаббарда, поэтому для него часто используется обозначение $\gamma(n, n')$. Размерность корневого вектора совпадает с размерностью базиса атомных состояний, а i -компонента корневого вектора записывается в простом универсальном виде: $\gamma_i(n, n') = \delta_{in} - \delta_{in'}$. Преимущества введения корневых векторов подробно описаны в [22]. Верхний индекс A указывает на принадлежность пространственной координаты \mathbf{R}_m хаббардовского оператора, стоящего на первом месте в определении функции Грина, к той или иной подрешетке: $A \equiv F$, если $\mathbf{R}_m = \mathbf{R}_f$, и $A \equiv G$, если $\mathbf{R}_m = \mathbf{R}_g$. Аналогичным образом индекс A' однозначно определяет, к какой подрешетке относится второй оператор функции Грина. В определение функции Грина входят операторы Хаббарда в представлении Гейзенберга: $\tilde{X}^{\gamma}(x) = \exp(\tau \hat{H}) X_m^{\gamma} \exp(-\tau \hat{H})$. Угловые скобки в выражении (7) означают термодинамическое усреднение с матрицей плотности: $\exp(-\beta \hat{H}) / \text{Sp}[\exp(-\beta \hat{H})]$, в которой $\beta = 1/T$ – обратная температура (здесь и далее температура из-

меряется в энергетических единицах). Стандартный переход к представлению взаимодействия, в котором $X^{\gamma}(x) = \exp(\tau \hat{H}_0) X_m^{\gamma} \exp(-\tau \hat{H}_0)$, приводит к тому, что функция Грина принимает вид:

$$D_{\gamma, \mathbf{v}}^{AA'}(x - x') = - \langle T_{\tau} X^{\gamma}(x) X^{-\gamma}(x') S(\beta) \rangle_0 / \langle S(\beta) \rangle_0, \quad (8)$$

где $S(\beta) = T_{\tau} \exp\left[-\int_0^{\beta} d\tau \hat{H}_{\text{int}}(\tau)\right]$ – матрица рассеяния и $\hat{H}_{\text{int}} = \hat{H}_{\text{mix}} + \hat{H}_{\text{exch}}$. Фурье-преобразование и разложение по квазиимпульсам мацубаровской функции Грина записываются в виде:

$$\begin{aligned} D_{\gamma, \mathbf{v}}^{AA'}(x - x') = & \frac{T}{N} \times \\ & \times \sum_{\mathbf{q}, \omega_m} \exp[i\mathbf{q}(\mathbf{R}_m - \mathbf{R}_{m'}) - i\omega_m(\tau - \tau')] D_{\gamma, \mathbf{v}}^{AA'}(\mathbf{q}, i\omega_m). \end{aligned} \quad (9)$$

В дальнейшем удобно использовать четырехмерный вектор $q = (\mathbf{q}, i\omega_m)$.

Задача о нахождении температурной зависимости антиферромагнитного параметра порядка сводится к определению фурье-образа $D_{\uparrow\downarrow, \uparrow\downarrow}^{F_j F_j}(q)$ при разложении матрицы рассеяния в ряд. Обозначение F_j введено для того, чтобы показать, что данная функция Грина построена на операторах, принадлежащих к F -подрешетке и относящихся к плоскости j элементарной ячейки. Трудности в решении данной задачи в общем виде связаны с необходимостью описания квазидвумерной структуры с двумя подрешетками и одновременного учета обменного и гибридационного взаимодействий. Предполагается, что за дальний антиферромагнитный порядок ответственно обменное взаимодействие между локализованными электронами. Если локализованный уровень полностью заполнен (уровень Ферми лежит выше f -уровня), то с точки зрения магнитных свойств система близка к поведению гейзенберговского антиферромагнетика. Считается, что когда локализованный уровень заполнен частично, то основные эффекты, определяющие вид температурной зависимости антиферромагнитного параметра порядка, обусловлены гибридационными процессами. В этой связи для качественного изучения влияния гибридазации на основные характеристики антиферромагнетика с тяжелыми фермионами, такие как спин-волновая жесткость, антиферромагнитный параметр порядка, температура Нееля, при рассмотрении “обменных” вкладов в квазиспиновую функцию Грина достаточно ограничиться приближением Тябликова [26]. Данное приближение позволяет

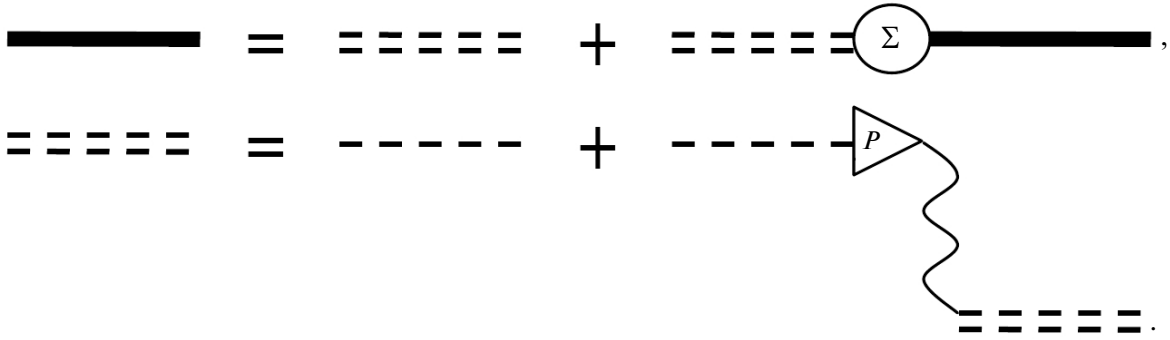


Рис. 1. Уравнение Дайсона для матричной спиновой функции Грина.

существенно упростить уравнение Дайсона для $D_{\uparrow\downarrow,\uparrow\downarrow}^{F_j F_j}(q)$.

Удобно ввести матричную функцию Грина \hat{D}_{\perp} :

$$\hat{D}_{\perp} = \begin{bmatrix} D_{\uparrow\downarrow,\uparrow\downarrow}^{F_1 F_1} & D_{\uparrow\downarrow,\uparrow\downarrow}^{F_1 F_2} & D_{\uparrow\downarrow,\uparrow\downarrow}^{F_1 G_1} & D_{\uparrow\downarrow,\uparrow\downarrow}^{F_1 G_2} \\ D_{\uparrow\downarrow,\uparrow\downarrow}^{F_2 F_1} & D_{\uparrow\downarrow,\uparrow\downarrow}^{F_2 F_2} & D_{\uparrow\downarrow,\uparrow\downarrow}^{F_2 G_1} & D_{\uparrow\downarrow,\uparrow\downarrow}^{F_2 G_2} \\ D_{\uparrow\downarrow,\uparrow\downarrow}^{G_1 F_1} & D_{\uparrow\downarrow,\uparrow\downarrow}^{G_1 F_2} & D_{\uparrow\downarrow,\uparrow\downarrow}^{G_1 G_1} & D_{\uparrow\downarrow,\uparrow\downarrow}^{G_1 G_2} \\ D_{\uparrow\downarrow,\uparrow\downarrow}^{G_2 F_1} & D_{\uparrow\downarrow,\uparrow\downarrow}^{G_2 F_2} & D_{\uparrow\downarrow,\uparrow\downarrow}^{G_2 G_1} & D_{\uparrow\downarrow,\uparrow\downarrow}^{G_2 G_2} \end{bmatrix}. \quad (10)$$

Известно, что матричная функция Грина распадается на произведение: $\hat{D}_{\perp} = \hat{G}_{\perp} \hat{P}$, где \hat{P} – матрица компонент силового оператора [27]. Уравнение для нахождения матричной функции \hat{G}_{\perp} можно представить в виде:

$$\hat{G}_{\perp} = \hat{G}_{\perp}^{(0)} + \hat{G}_{\perp}^{(0)} \hat{\Sigma} \hat{G}_{\perp}, \quad \hat{G}_{\perp}^{(0)} = \hat{G}^{(0)} + \hat{G}^{(0)} \hat{P} \hat{I} \hat{G}_{\perp}^{(0)}. \quad (11)$$

Графический вид уравнения (11) представлен на рис. 1. Жирная сплошная линия обозначает искомую матричную функцию \hat{G}_{\perp} . Штриховая линия соответствует диагональной матрице $\hat{G}^{(0)}$, компоненты которой определяют затравочные квазиспиновые функции Грина для F - и G -подрешеток соответственно: $G_0^{F_j F_j}(i\omega_m) = (i\omega_m - 2\tilde{h})^{-1}$, $G_0^{G_j G_j}(i\omega_m) = (i\omega_m + 2\tilde{h})^{-1}$, где $\tilde{h} = (J_0 + K_0)R/2$. Волнистая линия определяет матрицу взаимодействия \hat{I} , в которую входят фурье-образы обменных интегралов. В используемом приближении ближайших соседей матрицу обменного взаимодействия \hat{I} можно представить в виде:

$$\hat{I} = \frac{1}{2} \begin{bmatrix} 0 & 0 & J_q & K_q \\ 0 & 0 & K_q & J_q \\ J_q & K_q & 0 & 0 \\ K_q & J_q & 0 & 0 \end{bmatrix}, \quad (12)$$

где $J_q = 4J \cos(q_x b/2) \cos(q_y b/2)$, $K_q = 2K \cos(q_z c/2)$.

Графический элемент в виде круга на рис. 1 соответствует матрице $\hat{\Sigma}$, содержащей компоненты не приводимого по Ларкину массового оператора [28]. В массовом операторе учитываются поправки только от гибридационного взаимодействия. “Треугольник” на рис. 1 обозначает матрицу \hat{P} с компонентами силового оператора, в которых учитываются как затравочные концевые множители для спиновой функции Грина, так и поправки, связанные с гибридационным взаимодействием.

Вследствие того, что процессы перескоков и гибридации электронов ограничены плоскостью xy , ненулевыми компонентами массового и силового операторов являются $\Sigma^{A_j B_j}$, $P^{A_j B_j}$, где $A, B = F, G$ и компоненты с разными j равны друг другу. В этой связи в дальнейшем индексы j можно опустить. Введем удобные обозначения: $d_{AB} = \Sigma^{AB} + J_q \delta P^{AB} / 2$, $K_{AB} = K_q \delta P^{AB} / 2$, $\bar{F} \equiv G$, $\bar{G} \equiv F$ (для краткости зависимости от q компонент массового и силового оператора не указываются). Величины d_{AB} в данном подходе являются аналогом компонент не приводимого по Дайсону массового оператора. Появление дополнительных слагаемых K_{AB} обусловлено квазидвумерной структурой решетки. Как отмечалось ранее, в компонентах FF и GG силового оператора учитываются как затравочные гейзенберговские концевые множители, так и поправки, обусловленные гибридационным взаимодействием: $P^{FF} = 2R + \delta P^{FF}$, $P^{GG} = -2R + \delta P^{GG}$. Учет массового и силового операторов приводит к следующему выражению для обратной матрицы \hat{G}_{\perp}^{-1} :

$$\widehat{G}_{\perp}^{-1} = \begin{bmatrix} i\omega_m - 2\tilde{h} - d_{FF} & -K_{FG} & -J_q R - d_{FG} & -K_q R - K_{FF} \\ -K_{FG} & i\omega_m - 2\tilde{h} - d_{FF} & -K_q R - K_{FF} & -J_q R - d_{FG} \\ J_q R - d_{GF} & K_q R - K_{GG} & i\omega_m + 2\tilde{h} - d_{GG} & -K_{GF} \\ K_q R - K_{GG} & J_q R - d_{GF} & -K_{GF} & i\omega_m + 2\tilde{h} - d_{GG} \end{bmatrix}. \quad (13)$$

Тогда знаменатель функций Грина, определяющий спин-волновой спектр, можно представить в виде:

$$\Delta(q) = \begin{bmatrix} (i\omega_m - 2\tilde{h} - d_{FF} - K_{FG})(i\omega_m + 2\tilde{h} - d_{GG} - K_{GF}) + \\ + (J_q R + K_q R + K_{FF} + d_{FG})(J_q R + K_q R - K_{GG} - d_{GF}) \end{bmatrix} \times \begin{bmatrix} (i\omega_m - 2\tilde{h} - d_{FF} + K_{FG})(i\omega_m + 2\tilde{h} - d_{GG} + K_{GF}) + \\ + (K_q R - J_q R + K_{FF} - d_{FG})(K_q R - J_q R - K_{GG} + d_{GF}) \end{bmatrix}. \quad (14)$$

При рассмотрении вкладов в массовый и силовой операторы, обусловленных гибридизационным взаимодействием, ограничимся однопетлевым приближением. Тогда произвольная компонента AA' массового оператора $\widehat{\Sigma}$ определяется двумя графиками, характеризующими процессы распада магнонов на отдельные фермионы из различных электронных подсистем. Данные диаграммы представлены на рис. 2. Сплошные линии с двумя жирными светлыми или темными стрелками \triangleright , \blacktriangleright обозначают пропагаторы локализованных электронов с проекцией спинового момента \uparrow и \downarrow соответственно. В каждую компоненту массового оператора входит один из четырех пропагаторов локализованных электронов, обозначенный индексами AA' . Сплошная линия с двумя тонкими стрелками $>$ обозначает любой из четырех пропагаторов для боголюбовских операторов $\alpha_{p\sigma}$, $\beta_{p\sigma}$, описывающих коллективизированную электронную подсистему. Таким образом, каждый график представляется в виде суммы четырех диаграмм. Пересечение трех функций Грина обозначает наличие в этой точке гибридизационного взаимодействия. Точный вид параметра взаимодействия легко восстанавливается с помощью матричного представления гамильтониана (4). Также на графиках представлены четырехмерные импульсы p и q . По внутренним импульсам p проводится суммирование. Легко убедиться, что из приведенных рисунков получаются 32 диаграммы для компонент массового оператора.

Для компонент силового оператора помимо затравочных концевых множителей также вводятся 32 диаграммы, которые приведены на рис. 3. Сплошная линия с одной жирной стрелкой \triangleright (или \blacktriangleright) обозначает затравочную функцию Грина локализованных электронов со спином \uparrow (\downarrow). Символы \circ , \bullet обозначают хаббардовские концевые множители для соответствующих направлений спина электронов.

Приведем аналитическое выражение для компоненты FF массового оператора, полученное из рис. 2:

$$\Sigma^{FF}(q) = -\frac{T}{2N} \sum_{p\sigma} \eta_{\sigma} G_{\sigma}^{FF}(p + \eta_{\sigma} q) \times \left[(V_p + W_p)^2 G_{\sigma}^{\alpha\alpha}(p) + (V_p - W_p)^2 \times \right. \quad (15) \\ \left. \times G_{\sigma}^{\beta\beta}(p) + (W_p^2 - V_p^2) (G_{\sigma}^{\alpha\beta}(p) + G_{\sigma}^{\beta\alpha}(p)) \right].$$

С помощью матричного представления, использованного при записи гамильтониана \widehat{H}_{mix} , можно ввести матричную мацубаровскую функцию Грина \widehat{D}_{σ} , определяющую пропагаторы коллективизированных и локализованных электронов. Выпишем определение для электронной мацубаровской функции:

$$-\left\langle T_{\tau} \widehat{C}_{p\sigma,i}(\tau) \widehat{C}_{p\sigma,j}^{\dagger}(\tau') S(\beta) \right\rangle_0 = \quad (16) \\ = T \sum_{\omega_n} \exp[-i\omega_n(\tau - \tau')] (\widehat{D}_{\sigma})_{ij},$$

где \widehat{D}_{σ} – матричное представление фурье-образов нормальных электронных функций Грина. Каждая компонента $(\widehat{D}_{\sigma})_{ij}$ зависит от координаты $p = (\mathbf{p}, i\omega_n)$. Как и ранее, удобно представить полную матричную функцию Грина в виде матричного произведения пропагаторной части и силового оператора: $\widehat{D}_{\sigma} = \widehat{G}_{\sigma} \widehat{P}_{\sigma}$.

Пропагаторы локализованных и коллективизированных электронов будут рассчитываться в приближении Хаббард-I. В используемом приближении приведем вид обратной матрицы к \widehat{G}_{σ} , из которой легко находится любой пропагатор электронов:

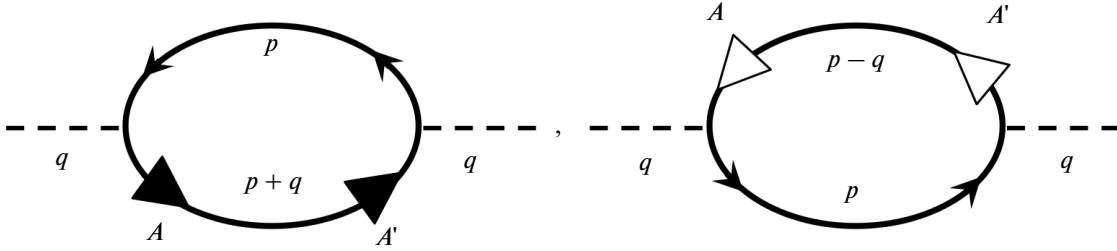


Рис. 2. Диаграммы для компонент массового оператора.

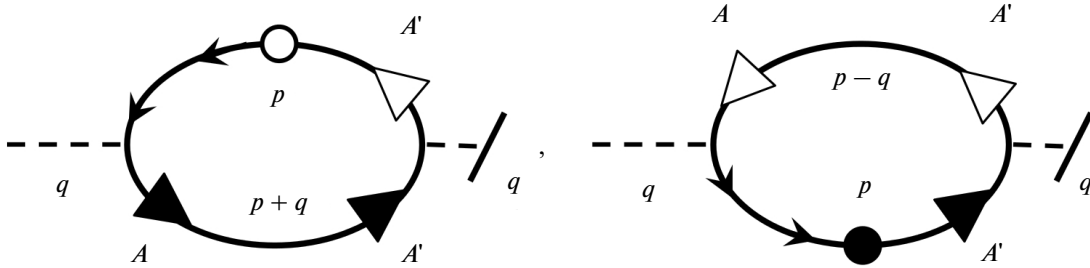


Рис. 3. Диаграммы для компонент силового оператора.

$$\hat{G}_\sigma^{-1} = \begin{bmatrix} i\omega_n - \xi_{\alpha p} & 0 & -\tilde{V}_p - \tilde{W}_p & -\tilde{V}_p - \tilde{W}_p \\ 0 & i\omega_n - \xi_{\beta p} & \tilde{V}_p - \tilde{W}_p & \tilde{W}_p - \tilde{V}_p \\ -N_{0\sigma}(\tilde{V}_p + \tilde{W}_p) & N_{0\sigma}(\tilde{V}_p - \tilde{W}_p) & i\omega_n - \xi_\sigma^F & 0 \\ -N_{0\bar{\sigma}}(\tilde{V}_p + \tilde{W}_p) & N_{0\bar{\sigma}}(\tilde{W}_p - \tilde{V}_p) & 0 & i\omega_n - \xi_\sigma^G \end{bmatrix}, \quad (17)$$

где $\tilde{V}_p = V_p/\sqrt{2}$, $\tilde{W}_p = W_p/\sqrt{2}$. Детерминант обратной матрицы определяет гибридационный спектр электронов в антиферромагнитной фазе. В приближении Хаббард-I матрица электронного силового оператора является диагональной с элементами $[1 \ 1 \ N_{0\sigma} \ N_{0\bar{\sigma}}]$ вдоль главной диагонали, где $N_{0\sigma} = 1 - n_L/2 + \eta_\sigma R$.

РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Спектр спин-волновых возбуждений. Для учета основного вклада, определяющего перенормировку спектра спин-волновых возбуждений, ограничимся гибридационными поправками в первом приближении. Тогда решения дисперсионного уравнения $\Delta(q) = 0$ (формула (14)), полученные после аналитического продолжения, имеют вид:

$$\omega_{iq} = \omega_{0i}(\mathbf{q}) + \delta\omega_{iq}, \quad (i = 1, 2), \quad (18)$$

что соответствует двум ветвям спектра спин-волновых возбуждений при учете квазидвумерной структуры. Здесь введены обозначения:

$$\omega_{01,2}(\mathbf{q}) = R\sqrt{(J_0 + K_0)^2 - (J_q \pm K_q)^2}, \quad (19)$$

$$\begin{aligned} \delta\omega_{1,2q} = & \frac{1}{2}[d_{1,2FF} + d_{1,2GG} \pm (K_{1,2FG} + K_{1,2GF})] - \\ & - \frac{1}{2\omega_{01,2}(\mathbf{q})} \{ (J_0 + K_0) R[d_{1,2GG} - d_{1,2FF} \pm \\ & \pm (K_{1,2GF} + K_{1,2FG})] + (J_q \pm K_q) \times \\ & \times R[d_{1,2FG} - d_{1,2GF} \pm (K_{1,2FF} - K_{1,2GG})] \}, \end{aligned} \quad (20)$$

где $\omega_{01,2}(\mathbf{q})$ – затравочный магنونный спектр без учета гибридационного взаимодействия, $\delta\omega_{1,2q}$ – поправки, обусловленные гибридацией. Возникновение акустической и оптической ветвей спектра магнонов связано с различным характером вращения спиновых моментов на ближайших узлах вдоль оси z при учете квазидвумерности антиферромагнетика: в фазе и в противофазе соответственно [29, 30]. Положительный знак в

формулах (19), (20) соответствует голдстоуновской ветви, обозначенной индексом 1, отрицательный – ветви с индексом 2, возбуждения которой отделены щелью. Обозначения $d_{iAB} = d_{AB}(\omega_{0i}(\mathbf{q}))$, $K_{iAB} = K_{AB}(\omega_{0i}(\mathbf{q}))$ указывают на то, что все компоненты массового и силового операторов рассчитываются для соответствующей начальной энергии магнонов.

На рис. 4 сплошной и штриховой линиями показаны зависимости ветвей спектра спиновых волн от компоненты волнового вектора q_α вдоль главного направления магнитной зоны Бриллюэна ($\alpha = x, y, z$, a_α – параметр элементарной ячейки вдоль соответствующей оси) для квазидвумерной решетки при учете гибридационного взаимодействия между локализованными и коллективизированными электронами. Для сравнения пунктирной и штрихпунктирной линиями приведены ветви затравочного спектра спин-волновых возбуждений локализованных электронов без учета гибридазации. Затравочный локализованный уровень лежит посередине нижней антиферромагнитной подзоны фермиевского спектра, полная концентрация электронов в системе фиксирована $n_e = 1.2$, обменные параметры $J = 0.008|t_1|$ (t_1 – амплитуда перескока коллективизированных электронов между ближайшими узлами), $K = J/10$. Величина $|t_1|$ в цериевых соединениях с тяжелыми фермионами оценивается на основе расчетов из первых принципов и составляет 0.1–0.3 эВ. Параметры выбраны таким образом, что химический потенциал пересекает слабодисперсную зону тяжелых фермионов, отделенную от остальных зон гибридационной и антиферромагнитной щелями [31, 32]. Видно, что учет гибридационных процессов с интенсивностью $V = 0.3|t_1|$ приводит к росту спин-волновой жесткости для акустической ветви и увеличению энергии спиновых возбуждений.

Рост энергии магнонов в периодической модели Андерсона по сравнению с гейзенберговским режимом связан с тем, что учет гибридационных поправок приводит к дополнительному механизму эффективного обменного взаимодействия между локализованными электронами наряду с

учтенным в гамильтониане \hat{H}_{exch} . Компоненты массового оператора могут как способствовать исходному антиферромагнитному упорядочению локализованных электронов, так и подавлять его, когда гибридационные процессы индуцируют ферромагнитное обменное взаимодействие. Гибридационные поправки к силовому оператору приводят к перенормировке затравочных конечных множителей, определяемых антиферромагнитным параметром порядка.

Качественно иное поведение магнонного спектра продемонстрировано на рис. 5, когда концентрация увеличена до $n_e = 1.4$. В этом случае квазилокализованная электронная подсистема практически заполнена. Из рис. 5 видно, что спин-волновая жесткость для таких параметров остается практически такой же, как и для локализованных электронов. При переходе в коротковолновую область энергия спин-волновых возбуждений уменьшается, что свидетельствует о небольшом подавлении антиферромагнетизма и уменьшении величины антиферромагнитного параметра порядка за счет гибридазации.

Температурная зависимость антиферромагнитного параметра порядка. Выражение для антиферромагнитного параметра порядка задается в виде

$R = n_L/2 - \langle X_{1f}^{\downarrow\downarrow} \rangle$, в котором число заполнения в квазилокализованной подсистеме хаббардовских фермионов связано с фурье-образом квазиспиновой функции Грина формулой:

$$\langle X_{1f}^{\downarrow\downarrow} \rangle = -\frac{T}{N} \sum_q \exp[-i\omega_n \delta] D_{\uparrow\downarrow, \uparrow\downarrow}^{F_i F_i}(q). \quad (21)$$

При записи последнего уравнения предполагалось, что определяющую роль в формировании магнитного упорядочения играют спиновые степени свободы. Аналитический вид функции Грина, входящей в уравнение (21), легко найти с помощью (13).

Приведем уравнение для антиферромагнитного параметра порядка, соответствующее приближению, в рамках которого ранее вычислялся магнонный спектр:

$$R = \frac{n_L/2}{\sum_q \left[\frac{2\tilde{\hbar}}{\omega_{1q}} \text{cth}\left(\frac{\omega_{1q}}{2T}\right) + \frac{2\tilde{\hbar}}{\omega_{2q}} \text{cth}\left(\frac{\omega_{2q}}{2T}\right) \right] \left(1 + \frac{2J_q K_q R^2}{\omega_{1q}^2 - \omega_{2q}^2} \right) + C + \sum_{q, i=1,2} \frac{\Theta_{iq}}{\exp[\omega_{iq}/T] - 1}}. \quad (22)$$

В обозначениях C и Θ_{iq} содержатся только поправки, связанные с гибридационным взаимодействием. В пределе $V \rightarrow 0$, $n_L \rightarrow 1$ уравнение переходит в уравнение для гейзенберговского квазидвумерного антиферромагнетика [15], так как

$\omega_{iq} \rightarrow \omega_{0i}(\mathbf{q})$. Появление в числителе уравнения (22) параметра n_L связано с возможностью рассмотрения частичного заполнения квазилокализованного уровня. Показано, что основные вклады, определяющие антиферромагнитный параметр

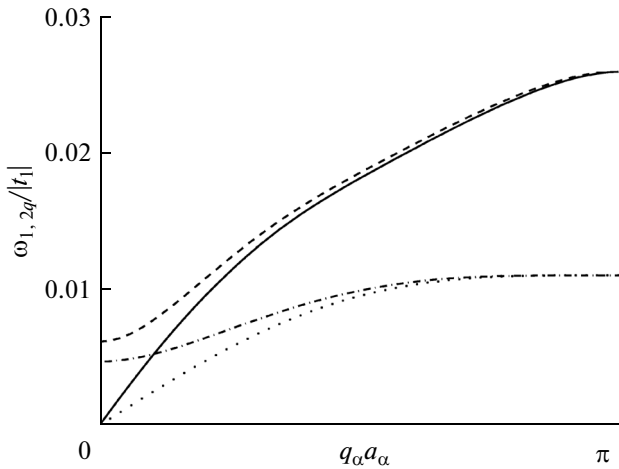


Рис. 4. Спектр спин-волновых возбуждений квазидвумерной структуры вдоль главного направления магнитной зоны Бриллюэна при учете гибридизации (сплошная и штриховая линии) и затравочный спектр (пунктирная и штрихпунктирная линии). Выбраны параметры $n_e = 1.2$; $V = 0.3$; $E_0 = -2$; $J = 0.008$; $K = J/10$, энергия приводится в единицах $|t_1|$, где t_1 – амплитуда перескока коллективизированных электронов между ближайшими узлами.

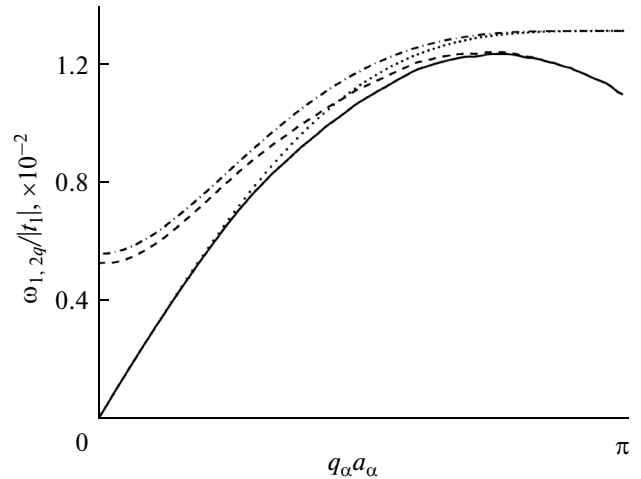


Рис. 5. Спектр спин-волновых возбуждений квазидвумерной структуры вдоль главного направления магнитной зоны Бриллюэна при учете гибридизации (сплошная и штриховая линии) и затравочный спектр (пунктирная и штрихпунктирная линии) при концентрации электронов $n_e = 1.4$.

порядка, связаны с перенормировкой энергии спин-волновых возбуждений при учете гибридизации (рис. 4 и 5).

На рис. 6 приведена температурная зависимость антиферромагнитного параметра порядка. Точками представлены результаты численного расчета при учете гибридизационных процессов. Сплошная линия демонстрирует зависимость, полученную без учета гибридизации. Выбраны те же параметры, что и на рис. 4. Видно, что учет гибридизационных поправок перенормирует антиферромагнитный параметр порядка и температуру Нееля. Гибридизационное взаимодействие способствует антиферромагнетизму, в результате чего величины $R(0)$ и T_N растут. Наиболее сильно увеличивается температура Нееля.

Полученная зависимость свидетельствует о том, что при описании экспериментальных данных цериевых интерметаллидов с тяжелыми фермионами в антиферромагнитной и смешанной фазах и оценке эффективных обменных параметров следует учитывать гибридизационные процессы между локализованными и коллективизированными электронами.

Смешанная фаза сверхпроводимости и антиферромагнетизма с нарушенной симметрией относительно инверсии времени. Ранее на основе анализа уравнений типа Горькова для смешанной фазы сверхпроводимости и антиферромагнетизма систем с тяжелыми фермионами, в которой спонтанно нарушается симметрия по отношению к обращению времени, было показано, что наличие

антиферромагнитного упорядочения приводит к существенной модификации сверхпроводящего параметра порядка [19]. При этом формирование куперовской неустойчивости практически не влияет на антиферромагнетизм. Поэтому знание зависимости намагниченности $R(T)$ антиферромагнитной подрешетки от температуры полностью определяет поведение сверхпроводящего параметра порядка в смешанной фазе и позволяет установить критическую температуру возникно-

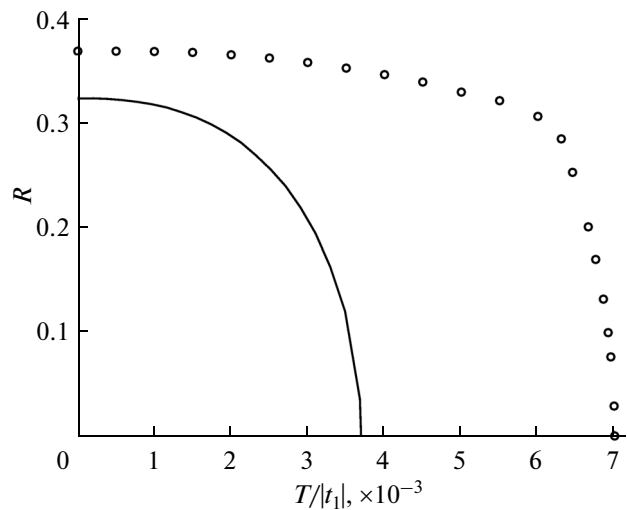


Рис. 6. Зависимость антиферромагнитного параметра порядка от температуры для квазидвумерной структуры при учете гибридизационных процессов (точки) и без их учета (сплошная линия). Параметры те же, что и на рис. 4.

вения куперовской неустойчивости при наличии антиферромагнетизма.

Для модели, описываемой гамильтонианом (1), куперовская неустойчивость индуцируется за счет обменного взаимодействия (6) в подсистеме квазилокализованных электронов. Считается, что наличие обмена вдоль оси z не сказывается на куперовском спаривании, которое развивается в плоскости xy . Приведем уравнение для определения амплитуды Δ_d сверхпроводящего параметра порядка симметрии d -типа, полученное в приближении Хаббард-I, при известной зависимости $R(T)$:

$$\begin{aligned} \Delta_d = & 2J\Delta_d \sum_{\mathbf{k}} \left[\sin\left(\frac{k_x b}{2}\right) \sin\left(\frac{k_y b}{2}\right) \right]^2 \times \\ & \times \sum_{j=1,\dots,4} \frac{Q_{\mathbf{k}}(E_{j\mathbf{k}}) \text{th}(E_{j\mathbf{k}}/2T)}{2E_{j\mathbf{k}} \prod_{i \neq j} (E_{j\mathbf{k}}^2 - E_{i\mathbf{k}}^2)} - \\ & - 8J\Delta_d^3 \sum_{\mathbf{k}} \left[\sin\left(\frac{k_x b}{2}\right) \sin\left(\frac{k_y b}{2}\right) \right]^4 \times \\ & \times \sum_{j=1,\dots,4} \frac{S_{\mathbf{k}}(E_{j\mathbf{k}}) \text{th}(E_{j\mathbf{k}}/2T)}{2E_{j\mathbf{k}} \prod_{i \neq j} (E_{j\mathbf{k}}^2 - E_{i\mathbf{k}}^2)}, \end{aligned} \quad (23)$$

где $E_{j\mathbf{p}}$ – ветви спектра фермиевских возбуждений в смешанной фазе [33],

$$\begin{aligned} Q_{\mathbf{p}}(\omega) = & \sum_{\sigma=\uparrow,\downarrow} \left[(\omega - \xi_{\sigma}^F) \left((\omega - \xi_{\mathbf{p}})^2 - \Gamma_{\mathbf{p}}^2 \right) - \right. \\ & - N_{0\sigma} (\omega - \xi_{\mathbf{p}}) (V_{\mathbf{p}}^2 + W_{\mathbf{p}}^2) - 2N_{0\sigma} \Gamma_{\mathbf{p}} V_{\mathbf{p}} W_{\mathbf{p}} \left. \right] \times \\ & \times \left[(\omega + \xi_{\sigma}^F) \left((\omega + \xi_{\mathbf{p}})^2 - \Gamma_{\mathbf{p}}^2 \right) - N_{0\sigma} (\omega + \xi_{\mathbf{p}}) \times \right. \\ & \times (V_{\mathbf{p}}^2 + W_{\mathbf{p}}^2) + 2N_{0\sigma} \Gamma_{\mathbf{p}} V_{\mathbf{p}} W_{\mathbf{p}} \left. \right] + \\ & + N_{0\sigma}^2 \left[2(\omega - \xi_{\mathbf{p}}) V_{\mathbf{p}} W_{\mathbf{p}} + \Gamma_{\mathbf{p}} (V_{\mathbf{p}}^2 + W_{\mathbf{p}}^2) \right] \times \\ & \times \left[2(\omega + \xi_{\mathbf{p}}) V_{\mathbf{p}} W_{\mathbf{p}} - \Gamma_{\mathbf{p}} (V_{\mathbf{p}}^2 + W_{\mathbf{p}}^2) \right], \\ S_{\mathbf{p}}(\omega) = & \frac{2 \left((1 - n_L/2)^2 + R^2 \right)}{\left((1 - n_L/2)^2 - R^2 \right)^2} \times \\ & \times \left((\omega - \xi_{\mathbf{p}})^2 - \Gamma_{\mathbf{p}}^2 \right) \left((\omega + \xi_{\mathbf{p}})^2 - \Gamma_{\mathbf{p}}^2 \right). \end{aligned} \quad (24)$$

В функцию $Q_{\mathbf{p}}(\omega)$ антиферромагнитный параметр порядка R входит посредством среднего обменного поля, перенормирующего энергию локализованных электронов в парамагнитной фазе, и затравочных хаббардовских концевых множителей $N_{0\sigma}$ для электронов в антиферромагнитной фазе. Легко показать, что уравнение (23) имеет решение при $T = T_c$ и $\Delta_d = 0$ и определяет температуру возникновения сверхпроводимости T_c . Таким об-

разом, зная зависимость $R(T)$ для квазидвумерной структуры при учете гибридизационных процессов, легко определить критическую температуру и температурную зависимость сверхпроводящего параметра порядка в смешанной фазе цериевых интерметаллидов с тяжелыми фермионами.

ВЫВОДЫ

В рамках расширенной периодической модели Андерсона, явно учитывающей обменное взаимодействие между локализованными моментами, проанализировано влияние низкоэнергетических процессов гибридизации локализованных и коллективизированных состояний на спектр спиновых возбуждений, параметр порядка и критическую температуру в антиферромагнитной и смешанной фазах квазидвумерных цериевых интерметаллидов, таких как CeRhIn_5 . Для решения данной задачи учитывались поправки к компонентам массового и силового операторов мацубаровской спиновой функции Грина, связанные с гибридизационным взаимодействием. Показано, что учет смешивания коллективизированных и локализованных электронов приводит к ярко выраженному изменению температуры Нееля. Это связано с тем, что гибридизация индуцирует дополнительное эффективное обменное взаимодействие в подсистеме локализованных электронов, которое может не только способствовать исходному антиферромагнитному упорядочению, но и подавлять антиферромагнетизм. Показано, что одновременный учет гибридизационных процессов и квазидвумерного характера электронного строения существенно перенормирует температурные зависимости сверхпроводящего и антиферромагнитного параметров порядка и критические температуры возникновения антиферромагнетизма и сверхпроводимости в фазе с нарушенной симметрией относительно инверсии времени. Отмеченные выше факторы позволили установить температуру перехода в смешанную фазу, которая хорошо согласуется с экспериментальными данными для соединения CeRhIn_5 .

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (гранты № 13-02-00523 и № 15-42-04372). А.О. Злотников также благодарит за поддержку Президента РФ (стипендия для молодых кандидатов наук СП-1370.2015.5).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Буздин А.И., Булаевский Л.Н., Кулич М.Л., Панюков С.В. // УФН. 1984. Т. 144. С. 597.
2. Baltensperger W., Strassler S. // Phys. Condens. Matter. 1963. В. 1. S. 20.
3. Pfeleiderer C. // Rev. Mod. Phys. 2009. V. 81. P. 1551.

4. *Thompson J.D., Fisk Z.* // J. Phys. Soc. Jpn. 2012. V. 81. P. 011002.
5. *Lu Y.-M., Wang Z.* // Phys. Rev. Lett. 2013. V. 110. P. 096403.
6. *Ezawa M.* // Phys. Rev. Lett. 2015. V. 114. P. 056403.
7. *Hegger H., Petrovic C., Moshopoulou E.G., Hundley M.F., Sarrao J.L., Fisk Z., Thompson J.D.* // Phys. Rev. Lett. 2000. V. 84. P. 4986.
8. *Kawasaki S., Mito T., Kawasaki Y., Zheng G.-q., Kitaoka Y., Aoki D., Haga Y., Onuki Y.* // J. Magn. Magn. Mater. 2004. V. 272–276. P. E19.
9. *Llobet A., Gardner J.S., Moshopoulou E.G., Mignot J.-M., Nicklas M., Bao W., Moreno N.O., Pagliuso P.G., Goncharenko I.N., Sarrao J.L., Thompson J.D.* // Phys. Rev. B. 2004. V. 69. P. 024403.
10. *Miyake K., Schmitt-Rink S., Varma C.M.* // Phys. Rev. B. 1986. V. 34. P. 6554.
11. *Monthoux P., Lonzarich G.G.* // Phys. Rev. B. 2001. V. 63. P. 054529.
12. *Miyake K., Watanabe Sh.* // J. Phys. Soc. Jpn. 2014. V. 83. P. 061006.
13. *Gegenwart P., Si Q., Steglich F.* // Nature Phys. 2008. V. 4. P. 186.
14. *Wu W., Tremblay A.-M.-S.* // Phys. Rev. X. 2015. V. 5. P. 011019.
15. *Вальков В.В., Федосеев А.Д.* // Теор. и матем. физика. 2011. Т. 168. С. 417.
16. *Das P., Lin S.-Z., Ghimire N.J., Huang K., Ronning F., Bauer E.D., Thompson J.D., Batista C.D., Ehlers G., Janoschek M.* // Phys. Rev. Lett. 2014. V. 113. P. 246403.
17. *Leder H.J., Muhlschlegel B.* // Z. Phys. B. 1978. V. 29. S. 341.
18. *Вальков В.В., Дзедзисавили Д.М.* // Теор. и матем. физика. 2008. Т. 157. С. 235.
19. *Вальков В.В., Злотников А.О.* // Письма в ЖЭТФ. 2012. Т. 95. С. 390.
20. *Val'kov V.V., Zlotnikov A.O.* // J. Supercond. Nov. Magn. 2013. V. 26. P. 2885.
21. *Зайцев Р.О.* Диаграммные методы в теории сверхпроводимости и магнетизма. М.: Едиториал УРСС, 2004. 175 с.
22. *Вальков В.В., Овчинников С.Г.* Квазичастицы в сильно коррелированных системах. Новосибирск: Изд-во СО РАН, 2001. 277 с.
23. *Sacramento P.D.* // J. Phys.: Condens. Matter. 2003. V. 15. P. 6285.
24. *Изюмов Ю.А., Озеров Р.П.* Магнитная нейтронография. М.: Наука, 1966. 532 с.
25. *Hubbard J.* // Proceed. Royal Soc. A. 1965. V. 285. P. 542.
26. *Фу-чо Пу* // ДАН. 1960. Т. 130. С. 1244.
27. *Зайцев Р.О.* // ЖЭТФ. 1975. Т. 68. С. 207.
28. *Барьяхтар В.Г., Криворучко В.Е., Яблонский Д.А.* Функции Грина в теории магнетизма. Киев: Наукова думка, 1984. 336 с.
29. *Овчинников С.Г., Петраковский О.Г.* // Физика твердого тела. 1986. Т. 29. С. 1866.
30. *Hayden S.M., Aeppli G., Perring T.G., Mook H.A., Dogan F.* // Phys. Rev. B. 1996. V. 54. P. R6905.
31. *Вальков В.В., Дзедзисавили Д.М.* // ЖЭТФ. 2010. Т. 137. С. 341.
32. *Вальков В.В., Злотников А.О.* // ЖЭТФ. 2013. Т. 143. С. 941.
33. *Вальков В.В., Злотников А.О.* // Теор. и матем. физика. 2013. Т. 174. С. 484.

Symmetry Properties of Coexistence Phase of Superconductivity and Antiferromagnetism in 2D Systems with Strong Electron Correlations

V. V. Val'kov, A. O. Zlotnikov

Using the diagram technique for Hubbard operators, the influence of quasi-two-dimensionality and hybridization between $4f$ -electrons of Ce and p -electrons of In ions on the properties of the antiferromagnetic, superconducting and mixed phases in cerium heavy-fermion intermetallic compounds has been studied. It has been shown that the low-energy hybridization processes taking into account the quasi-two-dimensionality renormalize antiferromagnetic and superconducting order parameters in the broken time-reversal symmetry phase. The estimates of the critical temperatures of antiferromagnetic ordering and Cooper instability are in a good agreement with experimental data for Ce-based intermetallic compounds.