

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

538.945

НЕМАГНИТНЫЕ КОНДО-РЕШЕТКИ*В. В. Мощалков, Н. Б. Брандт***СОДЕРЖАНИЕ**

1. Введение	585
2. Переход кондо-примесь — кондо-решетка	590
2.1. Изоструктурные твердые растворы замещения, в которых реализуется переход от нормального металла через режим кондо-примеси к кондо-решетке	590
2.2. Изменение электрических свойств сплавов $\text{Ce}_x\text{La}_{1-x}\text{Cu}_2\text{Si}_2$ и $\text{Ce}_x\text{La}_{1-x}\text{Al}_3$ при варьировании состава от $x \ll 1$ к $x \approx 1$	592
2.3. Изменение магнитных свойств сплавов $\text{Ce}_x\text{La}_{1-x}\text{Cu}_2\text{Si}_2$ при переходе кондо-примесь — кондо-решетка	594
2.4. Низкотемпературные аномалии эффекта Холла в концентрированных кондо-системах	596
2.5. Термоэлектрические свойства сплавов $\text{Ce}_x\text{La}_{1-x}\text{Cu}_2\text{Si}_2$ и $\text{Ce}_x\text{La}_{1-x}\text{Al}_3$	597
2.6. Микроконтактная спектроскопия сплавов $\text{Ce}_x\text{La}_{1-x}\text{Cu}_2\text{Si}_2$	599
3. Гигантский резонанс Абрикосова — Сула в немагнитных кондо-решетках	602
3.1. Низкотемпературные аномалии электронной теплоемкости в немагнитных кондо-решетках	602
3.2. Валентное состояние f-ионов в немагнитных кондо-решетках	604
3.3. Исследование динамики спиновых флуктуаций в немагнитных кондо-решетках в экспериментах по квазиупругому рассеянию тепловых нейтронов	605
3.4. Немагнитные кондо-решетки как системы N_1 невзаимодействующих кондо-примесей	607
3.5. Когерентные эффекты в немагнитных кондо-решетках при $T \ll T_K$	612
3.6. Соединения с переменной валентностью как концентрированные кондо-системы с высокой температурой Кондо	614
4. Сверхпроводящие кондо-решетки	617
4.1. Сверхпроводимость CeCu_2Si_2	617
4.2. Влияние давления и контролируемого изменения состава на сверхпроводящие и нормальные характеристики CeCu_2Si_2	619
4.3. Сверхпроводимость тяжелых фермионов в урановых и цериевых соединениях	622
4.4. О природе необычной сверхпроводимости в системах с тяжелыми фермионами	624
5. Заключение	626
Список литературы	629

1. ВВЕДЕНИЕ

В последнее время большой интерес вызывает исследование металлических систем с тяжелыми фермионами *)¹⁻³. Типичными представителями таких систем являются различные интерметаллические соединения на основе

*) В статье используются аббревиатуры: ККС — концентрированные кондо-системы, НКР — немагнитные кондо-решетки, СТФ — системы с тяжелыми фермионами, РАС — резонанс Абрикосова — Сула, СПВ — соединения с переменной валентностью.

церия (CeAl_3 , CeCu_2Si_2 , CeCu_6) и урана (UBe_{13} , UPt_3), которые обладают целым рядом необычных низкотемпературных свойств. Имеющиеся экспериментальные данные по исследованию СТФ свидетельствуют о том, что при низких температурах плотность электронных состояний $g(E_F)$ на уровне Ферми усиlena в этих системах примерно в 10^2 — 10^3 раз по сравнению с нормальными металлами, т. е. функция $g(E)$ имеет в окрестности уровня Ферми $E \approx E_F$ узкий (~ 10 К) пик гигантской амплитуды. Поскольку в металлах характерная ширина зоны W составляет 1 — 10 эВ (10^4 — 10^5 К), а эффективная масса m^* электронов лежит в пределах $(0,1 \sim 1) m_0$, то чрезвычайно узкой зоне в СТФ соответствуют «тяжелые фермионы»— квазичастицы с эффективной массой $m^* \sim W^{-1} \sim (10^2 \sim 10^3) m_0$, где m_0 — масса свободного электрона.

Какова же природа особенности функции $g(E)$ при $E \approx E_F$? Откуда берутся тяжелые фермионы в металлах? Эти вопросы находятся в настоящее время в центре внимания исследователей, занимающихся изучением СТФ. Поэтому основной целью предлагаемого обзора является освещение известных в настоящее время данных, непосредственно связанных с выявлением природы возникновения вблизи уровня Ферми гигантского пика в плотности электронных состояний в СТФ.

Все известные СТФ синтезированы на основе 4f- или 5f-элементов, у которых имеется хорошо локализованная f-оболочка, несущая нескомпенсированный локальный магнитный момент. Характерный радиус r_f этой оболочки весьма мал, $0,3$ — $0,5$ Å⁴. Поэтому прямое перекрытие f-оболочекпренебрежимо мало даже в «концентрированном» случае, когда 4f- или 5f-элемент находится в каждой элементарной ячейке. Плотность упаковки 4f (5f)-центров, при которой f-оболочки перекрываются, в нормальных условиях недостижима, поскольку для этого потребовалась бы концентрация $N_f \sim \sim r_f^{-3} \sim 10^{25}$ см⁻³, которая превышает число Авогадро N_A , нормированное на единицу объема.

Локализованные магнитные моменты 4f (5f)-ионов хорошо «видны» в различных магнитных измерениях при высоких температурах. Казалось бы, что с понижением температуры T в СТФ следовало ожидать перехода в магнитоупорядоченное состояние. Однако в действительности уменьшение температуры приводит к компенсации эффективного магнитного момента $\mu_{\text{eff}}^2 \sim \sim \chi T$ и немагнитному основному состоянию в CeCu_2Si_2 ⁵, CeAl_3 ⁶ и других СТФ. Более того, в соединениях CeCu_2Si_2 ⁵, UBe_{13} ⁷ при низких температурах вместо магнитного перехода наблюдается переход в *сверхпроводящее состояние*, причем за сверхпроводимость ответственны те же самые тяжелые фермионы, которые дают узкий пик в плотности состояний вблизи E_F . Изоморфный немагнитный гомолог CeCu_2Si_2 — соединение LaCu_2Si_2 , не содержащее магнитных ионов (поскольку у La^{3+} 4f-оболочка пуста), не переходит в сверхпроводящее состояние^{5, 8}. Сравнивая изоморфные соединения — CeCu_2Si_2 и LaCu_2Si_2 , мы приходим к парадоксальному, на первый взгляд, выводу: наличие магнитных ионов Ce^{3+} в CeCu_2Si_2 способствует возникновению сверхпроводимости. Если в магнитных сверхпроводниках⁹ сверхпроводимость при выполнении соответствующих условий существует вопреки наличию магнитных ионов, то сверхпроводимость в СТФ существует благодаря наличию 4f (5f)-ионов, которые при высоких температурах имеют некомпенсированный магнитный момент. Приведенный пример иллюстрирует, насколько важным является открытие сверхпроводимости в СТФ^{5, 7, 10} для изучения взаимосвязи сверхпроводимости и магнетизма.

Сверхпроводимость в СТФ CeCu_2Si_2 , UBe_{13} , UPt_3 ^{5, 7, 10}, существующая в условиях гигантского усиления плотности состояний на уровне Ферми, является своеобразным аналогом сверхтекучести ${}^3\text{He}$ ^{11–14}. Поэтому здесь открывается новая интересная возможность — применять, с учетом ограничений, накладываемых симметрией СТФ, результаты, полученные для ${}^3\text{He}$, также и для описания свойств конкретных магнитных металлических

систем, в которых реализуется сверхпроводимость по тяжелым фермионам. Таким образом, на примере сверхпроводящих кондо-решеток осуществляется смыкание двух, казалось бы, совершенно различных областей физики низких температур: физики квантовых жидкостей и физики металлов. Сравнительно недавно рядом авторов¹¹⁻¹⁵ была сформулирована гипотеза о возможности триплетного спаривания в сверхпроводящих СТФ, в особенности в соединении UPt_3 ¹⁶.

Столь необычные свойства СТФ вызывают большой интерес исследователей во всем мире, и уже сейчас объем информации по СТФ быстро нарастает, что делает возможным выделение нескольких основных подходов к изучению СТФ.

Одно из направлений в физике СТФ связано с рассмотрением соединений типа CeCu_2Si_2 , CeAl_3 , UBe_{13} как концентрированных кондо-систем^{2, 16, 17}, в которых особенность в плотности состояний $g(E_F)$ связана с кондовскими флуктуациями спина, идущими через состояния вблизи уровня Ферми и приводящими к резкому «утяжелению» фермиевских электронов. В рамках этого подхода пик $g(E_F)$ представляет собой гигантский резонанс Абрикосова — Сула (PAC)¹⁸⁻²⁰. Периодические ККС называют также кондо-решетками. В настоящем обзоре основное внимание будет уделено таким СТФ, которые можно рассматривать как немагнитные кондо-решетки (НКР).

В другой группе работ основное внимание уделяется рассмотрению ферми-жидкостных свойств тяжелых фермионов, в частности, возможности реализации необычной сверхпроводимости, не интересуясь при этом на первом этапе природой возникновения пика $g(E)$ при $E \approx E_F$.

Наконец, необычное сочетание низкотемпературных свойств СТФ с некоторой (по-видимому, очень малой) вероятностью может быть связано с наложением ряда факторов, каждый из которых в отдельности является весьма ординарным и не вызывает большого интереса. Такой подход, вносящий в физику СТФ некоторую долю скепсиса и сомнений²¹, является необходимым элементом для успешного развития не только физики СТФ, но и любой другой области знаний.

Перейдем теперь к изложению аргументов в пользу рассмотрения соединений CeCu_2Si_2 , CeAl_3 , UBe_{13} как НКР. Прежде всего, эти соединения имеют протяженные участки логарифмического роста сопротивления $\rho(T)$ при понижении температуры, низкотемпературное подавление эффективного магнитного момента ($\mu_{\text{eff}}^2 \sim \chi T \rightarrow 0$ при $T \rightarrow 0$), аномалии термо-э. д. с., теплоемкости, характерные для поведения магнитных примесей в нормальных металлах²²⁻²⁴.

История изучения поведения изолированной магнитной примеси, растворенной в нормальном металле, берет свое начало с 30-х годов нашего столетия, когда при исследовании низкотемпературного сопротивления металлов был обнаружен минимум $\rho(T)$ при $T = T_{\min}$ ²². В дальнейшем было установлено, что появление этого минимума в области, где ожидалось нормальное «металлическое» убывание $\rho(T)$, связано с наличием в металле магнитных примесей, а увеличение сопротивления в диапазоне $T < T_{\min}$ описывается логарифмической зависимостью $\Delta\rho \sim -\ln T$ ^{24, 25}. В 1964 г. Кондо²⁶ впервые показал, что логарифмический рост сопротивления с понижением температуры является следствием рассеяния с переворотом спина sd -электронов на локализованных магнитных моментах и может быть получен в теории возмущения при рассмотрении второго борновского приближения. Однако при температуре

$$T \rightarrow T_K \sim T_F \exp \left[-\frac{1}{g(E_F) J v} \right] \quad (1.1)$$

(T_F — фермиевская температура, T_K — температура Кондо, J — константа обменного взаимодействия v — кратность вырождения магнитного уровня) ряд теорий возмущений, используемый Кондо, расходится. Эта расходимость

является следствием образования при низких температурах узкого ($\sim k_B T_K$) многочастичного резонанса Абрикосова — Сула вблизи $E_F^{18-20, 27-29}$, отвечающего переходу от слабого взаимодействия зонных электронов с магнитными моментами примеси при высоких температурах $T \gg T_K$ к сильному взаимодействию при низких температурах $T \ll T_K$, когда вокруг магнитного иона формируется квазисвязанное состояние — «гало» зонных электронов с противоположным направлением спина. В области $T \ll T_K$ кондровские процессы могут быть описаны в рамках ферми-жидкостного подхода^{30, 31}.

В последние годы, используя подход Бете, Вигману³² и Андрею³³ удалось получить точное решение проблемы Кондо, которое позволяет при помощи единой, найденной ими зависимости «сплыть» все предыдущие решения^{18-20, 26-31}. Результат Вигмана — Андрея пригоден для всего температурного интервала: от $T \gg T_K$ до $T \ll T_K$. При низких температурах $T \leq 10T_K$ зависимости магнитной восприимчивости $\chi(T)$ и теплоемкости $c(T)$, определенные в рамках решения Вигмана — Андрея, с хорошей точностью могут быть аппроксимированы расчетом, основанным на предположении о существовании лоренцевского резонанса $g(E)$ шириной $\sim T_K$, образующегося на уровне Ферми^{34, 35}. Таким образом, переход (в результате кондровских флуктуаций спина) от магнитного ($T \gg T_K$) к синглетному немагнитному состоянию примеси при $T \rightarrow 0$ следует связывать с возникновением вблизи E_F узкого многочастичного РАС. Амплитуда этого резонанса для одной примеси равна $g_i^R(E_F) = 1/\pi\Delta_f(\Delta_f — \text{гибридизационное уширение f-уровня, расположенного при } E = E_F)$. С повышением температуры в области $T \geq (10-100) T_K$ РАС размывается*) и осуществляется переход к начальной невозмущенной плотности состояний $g^0(E)$ ³⁴⁻³⁷.

Если для одной магнитной примеси амплитуда РАС $g_i^R(E_F)$ пренебрежимо мала по сравнению с невозмущенной плотностью состояний $g^0(E_F)$ в sd-зоне, то при переходе к концентрированным кондо-системам, когда концентрация N_1 невозмущающих магнитных примесей достаточно велика (сравнима с концентрацией немагнитных атомов), имеет место обратная ситуация:

$$g_{N_1}^R(E_F) \sim \frac{N_1}{k_B T_K} \gg \frac{N_A}{W} \sim g^0(E_F). \quad (1.2)$$

Низкотемпературная плотность состояний в ККС с $N_1 \sim (0,1-1,0) N_A$ и $T_K \sim 10$ К должна увеличиться в $W/(k_B T_K) \sim 10^2-10^3$ раз. Однако при практической реализации соотношения (1.2) возникают определенные трудности. Во-первых, создать ККС на базе 3d-элементов, по-видимому, невозможно, поскольку радиус 3d-оболочки достаточно велик, и прежде чем возникает заметное усиление $g_{N_1}^R(E_F)$, «включится» взаимодействие 3d-оболочек, а точнее, сформировавшихся вокруг них квазисвязанных электронных состояний. Эту трудность можно обойти, выбрав в качестве магнитных примесей 4f (5f)-элементы с крайне малым радиусом локализации f-оболочки.

Во-вторых, необходимо каким-то образом подавить косвенное взаимодействие спинов друг с другом через осцилляции спиновой плотности Рудермана — Киттеля — Касуи — Иосиды (РККИ)³⁸⁻⁴⁰, ибо кондровские флуктуации спина, приводящие к формированию РАС, не могут происходить в системе спинов, «замороженных» в результате магнитного перехода. Интенсивность косвенного РККИ-взаимодействия характеризуется температурой T_{RKKI} :

$$T_{RKKI} \sim \frac{J^2}{W}. \quad (1.3)$$

*) Заметим, что для типичных ККС с $T_K \sim 10$ К во всей области температур — от $T \sim 300$ К вплоть до $T_{coh} \sim T_K/10$ (см. ниже) — амплитуду РАС можно считать не зависящей от температуры^{34, 35, 198}.

В уравнении (1.3), в свою очередь, константа J^*) зависит от степени гибридизации V_{sf} sd- и f-состояний и положения f-уровня относительно уровня Ферми E_F :

$$J \sim \frac{V_{sf}^2}{E_F - E_f}. \quad (1.4)$$

Соотношение (1.4) получено Шриффером и Вольфом ⁴¹ для несимметричной модели Андерсона ⁴² с $(V_{sf}, E_F - E_f) \ll U$, где U — энергия кулоновского расталкивания двух электронов с противоположными спинами на магнитном поле.

В большинстве интерметаллических соединений на базе 4f (5f)-элементов f-уровень расположен достаточно глубоко под E_F и константа J весьма мала. Для малых J кондоская температура $T_K(1.1)$, экспоненциально зависящая от $(-1/J)$, пренебрежимо мала по сравнению с температурой T_{PKK} , квадратично зависящей (1.3) от J . В этом случае при понижении температуры эффекты, связанные с образованием РАС, не успевают проявиться, поскольку магнитный переход при $T \sim T_{PKK} \gg T_K$ «замораживает» магнитные моменты и «запрещает» кондоские процессы с переворотом спина. Поэтому для получения ККС необходимо, чтобы f-уровень был расположен непосредственно под уровнем Ферми. В этом случае малость знаменателя в (1.4) и достаточно большое значение числителя обеспечивают большое значение параметра J . В такой ситуации выполняется условие $T_K \gg T_{PKK}$, магнитный переход оказывается подавленным вследствие эффективности кондоских процессов компенсации спинов и при достаточно низких температурах образуется РАС с амплитудой, усиленной в N_1 раз по сравнению с резонансом, создаваемым одной изолированной примесью. Приведенные рассуждения показывают, что НКР — это не просто периодическая система кондо-центров, а такая периодическая система кондо-центров, для которой выполняется условие $T_K \gg T_{PKK}$, т.е. в НКР число магнитных ионов в одном моле должно быть настолько велико, чтобы выполнялось условие (1.2), но при этом косвенное магнитное РККИ-взаимодействие магнитных ионов друг с другом должно быть подавлено.

Для НКР CeAl_3 , CeCu_2Si_2 , UBe_{13} приближение совокупности невзаимодействующих кондо-примесей оказывается достаточно хорошим ¹⁶ и позволяет для нахождения мольной восприимчивости $\chi(0)$ и электронного коэффициента теплоемкости $\gamma(T \rightarrow 0)$ воспользоваться известными результатами точного решения Вигмана — Андрея ^{32, 33} для χ и γ и просто умножить их на число Авогадро $N_A = N_1$. Исторически, однако, получилось так, что к изучению НКР CeAl_3 , CeCu_2Si_2 и т. д. подошли не как к естественному следствию увеличения числа изолированных кондо-примесей, а как к разновидности соединений с переменной валентностью (СПВ) ^{43, 44}, в которых 4f-зона попадает прямо на уровень Ферми и вследствие межконфигурационных переходов $4f^n \rightleftharpoons 4f^{n-1} + \text{sd}$ (здесь n — число электронов на 4f оболочке) реализуется нецелочисленное заполнение f-оболочки. Для СПВ считается, что узкий пик в плотности состояний вблизи E_F — это и есть сама 4f-зона. Такая интерпретация первоначально использовалась и для НКР CeAl_3 , CeCu_2Si_2 . Однако в дальнейшем было установлено, что валентность церия в CeAl_3 , CeCu_2Si_2 близка к целочисленной $v(\text{Ce}) \approx 3,03 - 3,05$ ⁴⁵⁻⁴⁷ и особенность плотности состояний в этих соединениях на уровне Ферми никак не может быть связана непосредственно с самой f-зоной. В работах ^{48, 49} было впервые высказано предположение о том, что в CeAl_3 и CeCu_2Si_2 узкий пик в плотности состояний на уровне Ферми представляет собой многочастичный РАС, в то время как сама f-зона в НКР лежит несколько глубже под E_F , чему и соответствует целочисленная валентность $v(\text{Ce})$.

^{*)} Здесь и всюду ниже под J подразумевается модуль константы обменного взаимодействия.

Ширина РАС определяется температурой Кондо T_K , а его положение E_R относительно E_F зависит от полного магнитного момента j f-электронов. Заполнение РАС при $T \sim 0$ равно $1/(2j + 1)$ ³¹, т. е. для $j = 1/2$ РАС лежит точно на уровне Ферми: $E_R = E_F$. В соединениях CeAl_3 и CeCu_2Si_2 шестикратно вырожденный уровень церия ($j = 5/2$, $v = 6$) расщепляется кристаллическим полем Δ_{CF} на три дублета. Однако поскольку в этом случае $T_K \ll \Delta_{CF}$, то при достаточно низких температурах эффективно работает только наименший дублет, т. е. соединения CeAl_3 , CeCu_2Si_2 ведут себя как НКР с « $j = 1/2$ »^{2, 16, 17}, у которых РАС расположен точно на уровне Ферми: $E_R = E_F$. Именно с этим обстоятельством связано низкотемпературное усиление в 10^2 — 10^3 раз плотности состояний на уровне Ферми в НКР типа CeAl_3 , CeCu_2Si_2 , UBe_{13} .

При повышении температуры время термических флюктуаций спина τ_T убывает и становится меньше характерного времени спиновых флюктуаций $\tau_T \ll \tau_{sf}$, т. е. термическое рассеяние подавляет кондловские флюктуации. В результате этого амплитуда РАС уменьшается с ростом температуры и в конце концов при $T \gg T_K$ резонанс вообще исчезает.

Обзор построен следующим образом. В разделе 2 анализируются свойства твердых растворов замещения $\text{Ce}_x\text{La}_{1-x}\text{Cu}_2\text{Si}_2$, $\text{Ce}_x\text{La}_{1-x}\text{Al}_3$ и $\text{Ce}_x\text{La}_{1-x} \times \text{Cu}_6$, перекрывающих весь диапазон промежуточных состояний между нормальными металлами (LaCu_2Si_2 , LaAl_3 , LaCu_6) и НКР (CeCu_2Si_2 , CeAl_3 , CeCu_6), что позволяет выявить генезис необычных свойств НКР. В разделе 3 дается сводка основных низкотемпературных аномалий НКР CeCu_2Si_2 , CeAl_3 , UBe_{13} , CeCu_6 и проводится сопоставление имеющихся экспериментальных данных с оценками по модели N_1 невзаимодействующих кондо-примесей, каждая из которых вносит свой независимый вклад в формирование гигантского РАС при $E = E_F$. Показано, что по совокупности низкотемпературных свойств НКР не имеют аналогов и, по сути дела, должны рассматриваться как принципиально новый класс металлических систем. Рассмотрена возможность перехода к когерентным кондловским флюктуациям при $T \ll T_K$. Анализируется зависимость свойств ККС от соотношения между температурой Кондо T_K и величиной Δ_{CF} расщепления магнитного f-уровня в кристаллическом поле. Показано, что переход от $T_K \ll \Delta_{CF}$ ($j = 1/2$) ККС, $E_R = E_F$) к $T_K \gg \Delta_{CF}$ ($j = j_{\text{полн}}$, $E_R \neq E_F$) приводит к смешению РАС относительно E_F , что может имитировать переход от ККС к режиму с переменной валентностью. Обсуждается вклад эффектов типа кондо-коллапса^{50, 51} в ограничение валентности v (Ce) в цериевых ККС. В разделе 4 рассматриваются экзотические сверхпроводящие свойства НКР CeCu_2Si_2 , UBe_{13} . В заключении отмечаются экспериментальные исследования, проведение которых способствовало бы прогрессу в понимании природы необычных свойств НКР и других СТФ.

2. ПЕРЕХОД КОНДО-ПРИМЕСЬ — КОНДО-РЕШЕТКА

2.1. Изоструктурные твердые растворы замещения, в которых реализуется переход от нормального металла через режим кондо-примеси к кондо-решетке

Для понимания природы низкотемпературных аномалий немагнитных кондо-решеток большое значение имеет комплексное исследование свойств изоструктурных твердых растворов замещения, которые позволяют осуществить непрерывное прохождение всего диапазона промежуточных состояний между нормальными металлами и немагнитными кондо-решетками, включая достаточно хорошо изученный режим кондо-примеси. В обзоре поведение НКР будет рассмотрено в основном на примере соединений CeCu_2Si_2 ,

и CeAl₃, в которых с ионами Ce³⁺ в конфигурации 4f¹ связан локализованный магнитный момент.

Поскольку лантан, находящийся левее церия в периодической системе, имеет близкий ионный радиус, а его 4f-оболочка пуста, то соединения LaCu₂Si₂ и LaAl₃ являются нормальными немагнитными изоморфными гомологами НКР CeCu₂Si₂ и CeAl₃. Соединения REM₂X₂ (RE = РЗЭ; X = Si, Ge; M = Fe, Co, Ni, Cu, Ag, . . .) образуют кристаллическую структуру типа ThCr₂Si₂^{52, 199} (центральносимметрическая тетрагональная структура) с чередованием слоев атомов перпендикулярно оси четвертого порядка в последовательности RE — X — M — X — RE — Параметры решетки CeCu₂Si₂ и LaCu₂Si₂ весьма близки^{53, 54} (табл. I), так что изоструктурные

Таблица I

Параметры решетки НКР CeCu₂Si₂, CeAl₃, CeCu₆ и их нормальных гомологов LaCu₂Si₂, LaAl₃, LaCu₆

Соединение	Структура	a, Å	c, Å	v, Å ³
CeCu ₂ Si ₂ ⁵³	Тетрагональная	4,103±0,005	9,94±0,006	167,3
LaCu ₂ Si ₂ ⁵³	»	4,147±0,002	9,9437±0,003	170,5
CeAl ₃ ⁵⁵	Гексагональная	6,5506±0,001	4,6092±0,0008	513,9
LaAl ₃ ⁵⁵	»	6,6603±0,001	4,6173±0,0008	532,1
Соединение	Структура	a, Å	b, Å	c, Å
CeCu ₆ ⁶⁴	Орторомбическая	8,144	5,091	10,130
LaCu ₆ ⁶⁴	Моноклинная (β=91,49°)	5,156	10,238	8,168

твердые растворы замещения образуются во всем интервале составов $0 \leqslant X \leqslant 1$. Аналогичная ситуация имеет место и для соединения CeAl₃⁵⁵, которое, как и LaAl₃, кристаллизуется в гексагональную структуру типа Ni₃Sn (табл. I). Объемы элементарных ячеек у CeCu₂Si₂ и CeAl₃ меньше, чем соответствующие значения у LaCu₂Si₂ и LaAl₃. Вследствие этого увеличение содержания церия в Ce_xLa_{1-x}Cu₂Si₂ и Ce_xLa_{1-x}Al₃ приводит к проявлению эффектов типа химического сжатия.

К настоящему времени для сплавов Ce_xLa_{1-x}Cu₂Si₂ и Ce_xLa_{1-x}Al₃ изучен характер изменения электрических^{48, 49, 54, 56}, магнитных^{54, 56, 57}, термоэлектрических^{56, 58} свойств, температурных зависимостей коэффициента Холла^{54, 56, 59-61}, микроконтактных спектров⁶² при переходе от нормального металла (LaCu₂Si₂, LaAl₃) через режим кондо-примеси ($x \ll 1$) к концентрированным кондо-системам (ККС) ($x \approx 1$), включая НКР CeCu₂Si₂, CeAl₃. Эти данные дают возможность проследить шаг за шагом, каким образом плавное варьирование состава приводит при $x \rightarrow 1$ к возникновению целого ряда низкотемпературных аномалий в ККС.

Аналогичные данные получены также для твердых растворов Ce_xLa_{1-x}Cu₆ ($0 \leqslant x \leqslant 1$)⁶³⁻⁶⁶, в которых LaCu₆ кристаллизуется в моноклинной решетке, а CeCu₆ имеет орторомбическую структуру, причем моноклинное искажение орторомбической структуры при $x \leqslant 0,38$ сопровождается изменением угла $\gamma = 90^\circ$. Если пренебречь этим искажением, то можно считать, что в сплавах Ce_xLa_{1-x}Cu₆, так же как и в Ce_xLa_{1-x}Al₃, Ce_xLa_{1-x}Cu₂Si₂, осуществляется проход всего диапазона состояний между нормальным металлом ($x = 0$) и немагнитной кондо-решеткой ($x = 1$) на одной и той же кристаллической структуре с объемом элементарной ячейки, уменьшающимся при $x \rightarrow 1$.

2.2. Изменение электрических свойств сплавов $\text{Ce}_x\text{La}_{1-x}\text{Cu}_2\text{Si}_2$ и $\text{Ce}_x\text{La}_{1-x}\text{Al}_3$ при варьировании состава от $x \ll 1$ к $x \approx 1$

Замещение La на Ce в нормальном немагнитном металле LaCu_2Si_2 приводит к появлению отчетливых участков логарифмического роста удельного сопротивления ρ (T) с понижением температуры в области $T \lesssim 60$ К (рис. 1).

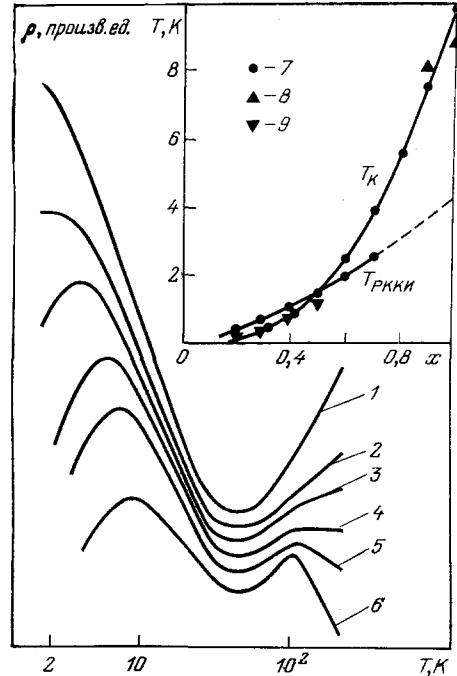


Рис. 1. Температурные зависимости удельного сопротивления $\text{Ce}_x\text{La}_{1-x}\text{Cu}_2\text{Si}_2$ при различных $x = 0,2$ (1), $0,4$ (2), $0,5$ (3), $0,7$ (4), $0,9$ (5) и $1,0$ (6) ^{54, 56}.

На вставке показаны концентрационные зависимости двух характерных температур T_K и $T_{\text{ПККИ}}$ для этих же сплавов. Величина T_K определялась из данных по ρ (T) (7), по минимуму отрицательного магнитосопротивления (8), из данных по магнитной восприимчивости $T_K = \theta/4$ (9)

Для концентраций $x \lesssim 0,3$ за логарифмическим участком ρ (T) следует насыщение и выход на плато ^{54, 56}. Такие зависимости ρ (T) характерны для поведения кондо-примеси в нормальном металле ^{23, 29}. Дальнейшее увеличение x в сплавах $\text{Ce}_x\text{La}_{1-x}\text{Cu}_2\text{Si}_2$ сопровождается изменением вида кривых ρ (T) и возникновением максимума на зависимостях ρ (T) при $T = T_{\max}^{(1)}$. Температура $T_{\max}^{(1)}$ увеличивается по мере роста концентрации церия (см. рис. 1) со средней скоростью $dT_{\max}^{(1)}/dx \simeq \simeq 0,11$ ат. % Ce. Максимум ρ (T) при $T = T_{\max}^{(1)}$ не связан с магнитным переходом в состояние с замороженными спинами, поскольку измерения магнитной восприимчивости (см. ниже) дают обычный парамагнитный ход χ (T) вблизи $T = T_{\max}^{(1)}$.

Из данных по ρ (T) (см. рис. 1) можно оценить концентрационную зависимость температуры Кондо $T_K(x)$. Однако определение T_K по кривым ρ (T) корректно, строго говоря, лишь для режима кондо-примеси. Тем не менее для определения приближенных значений T_K у ККС $\text{Ce}_x\text{La}_{1-x}\text{Cu}_2\text{Si}_2$ можно воспользоваться следующей процедурой ⁶⁷. Вычитая из кривых ρ (T) для $\text{Ce}_x\text{La}_{1-x}\text{Cu}_2\text{Si}_2$ «нормальный» фононный вклад в ρ , который полагается равным величине ρ (T) у LaCu_2Si_2 , и нормируя полученную разность $\Delta\rho$ на концентрацию церия, определяем «магнитный» вклад $\Delta\rho_m$ (T) в сопротивление.

Перестраивая затем эти данные в координатах $\Delta\rho_m = f(\ln(T/T_K))$ и используя T_K как подгоночный параметр, можно добиться того, чтобы кривые $\Delta\rho_m = f(\ln(T/T_K))$ для различных x ложились наилучшим образом на единую функциональную зависимость в указанных координатах. Такая процедура дает зависимость T_K от x , представленную на вставке на рис. 1. Аналогичные результаты для $T_K(x)$ получаются и при нахождении T_K по минимуму отрицательного магнитосопротивления (ОМС): $T_K = T_{\min}^{\text{OMC}} \cdot 2$ ⁶⁸.

В сплавах $\text{Ce}_x\text{La}_{1-x}\text{Al}_3$ и $\text{Ce}_x\text{La}_{1-x}\text{Cu}_6$ осуществляется аналогичная трансформация зависимостей ρ (T) при увеличении содержания церия ^{60, 61, 63, 64}. Однако в случае $\text{Ce}_x\text{La}_{1-x}\text{Al}_3$ низкотемпературный максимум ρ (T) наблюдается на фоне высокотемпературного максимума ρ при $T = T_{\max}^{(2)}$, тогда как у $\text{Ce}_x\text{La}_{1-x}\text{Cu}_2\text{Si}_2$ температуры $T_{\max}^{(1)}$ и $T_{\max}^{(2)}$ отличаются более чем на порядок и максимумы ρ (T) при $T = T_{\max}^{(1)}$ и $T = T_{\max}^{(2)}$ не нала-

гаются друг на друга: $T_{\max}^{(2)}(\text{CeCu}_2\text{Si}_2) \approx 110 \text{ K}$ ^{54, 56}, $T_{\max}^{(2)}(\text{CeAl}_3) \approx 40 \text{ K}$ ^{60, 61, 69}. Высокотемпературный максимум $\rho(T)$ при $T = T_{\max}^{(2)}$ у $\text{Ce}_x\text{La}_{1-x}\text{Cu}_2\text{Si}_2$ и $\text{Ce}_x\text{La}_{1-x}\text{Al}_3$ связан с неупругим кондовским рассеянием на дублете, расположенным над основным дублетом, поскольку в кристаллическом поле у CeCu_2Si_2 и CeAl_3 шестикратно вырожденный уровень Ce^{3+} ($j = 5/2$) расщепляется на три дублета: 0 K, $\Delta_{CF_1} = 140 \text{ K}$ и $\Delta_{CF_2} = 364 \text{ K}$ у CeCu_2Si_2 ⁷⁰ и 0 K, $\Delta_{CF_1} = 50 \text{ K}$ и $\Delta_{CF_2} = 114 \text{ K}$ у CeAl_3 ⁷¹. Энергетические интервалы между наинизшим и средним дублетами (140 K у CeCu_2Si_2 и 50 K у CeAl_3) примерно соответствуют температурам $T_{\max}^{(2)}$ у этих соединений. В области температур $T > \Delta_{CF_1}, \Delta_{CF_2}$ согласно теории Ханзавы — Ямады — Йосиды⁷² температуру Кондо T_K^h , с учетом рассеяния на верхних дублетах, можно определить следующим способом:

$$T_K^h = (T_K \Delta_{CF_1} \Delta_{CF_2})^{1/3}. \quad (2.1)$$

Температура T_K^h , найденная по известным T_K , Δ_{CF_1} и Δ_{CF_2} составляет 32 K и 80 K для CeAl_3 и CeCu_2Si_2 соответственно. Полученные значения T_K^h разумно согласуются с температурой $T_{\max}^{(2)}$ в этих соединениях.

У $\text{Ce}_x\text{La}_{1-x}\text{Cu}_2\text{Si}_2$ и $\text{Ce}_x\text{La}_{1-x}\text{Al}_3$ возрастание температуры Кондо при $x \rightarrow 1$ может быть связано либо с изменением объема элементарной ячейки («химжатие»), либо с варьированием концентрации ионов церия. Чтобы разделить вклад от этих двух факторов, представляет интерес обратиться к данным Крофта и Левина⁶⁷ по исследованию зависимости T_K от x у твердых растворов $\text{Ce}_x\text{Sc}_{1-x}\text{Al}_2$ и $\text{Ce}_x\text{Y}_{1-x}\text{Al}_2$, в которых увеличение концентрации церия происходит на фоне роста объема V элементарной ячейки ($V(\text{CeAl}_2) > V(\text{YAl}_2)$, $V(\text{ScAl}_2)$) и приводит к убыванию T_K . Эти данные свидетельствуют о том, что «химжатие» вызывает рост T_K независимо от того, увеличивается или уменьшается при этом концентрация магнитных центров, т. е. и у $\text{Ce}_x\text{La}_{1-x}\text{Cu}_2\text{Si}_2$ и $\text{Ce}_x\text{La}_{1-x}\text{Al}_3$ рост T_K при $x \rightarrow 1$ (см. рис. 1) связан, по-видимому, с уменьшением объема элементарной ячейки при переходе от LaCu_2Si_2 , LaAl_3 к CeCu_2Si_2 , CeAl_3 (см. табл. I). Вывод об определяющей роли изменения объема элементарной ячейки рассматриваемых сплавов подтверждается значительным возрастанием T_K при сжатии (см. ниже).

При низких температурах $T < T_{\max}^{(1)}$ в сплавах $\text{Ce}_x\text{La}_{1-x}\text{Cu}_2\text{Si}_2$ с $x \geq 0,4$ наблюдается падение сопротивления по квадратичному закону $\Delta\rho = AT^2$ (рис. 2). Коэффициент A существенно возрастает при $x \rightarrow 1$ и достигает значений $\sim 10 \text{ мкОм} \cdot \text{см}/\text{K}^2$ у CeCu_2Si_2 ^{8, 17, 56} и $\sim 35 \text{ мкОм} \cdot \text{см}/\text{K}^2$ у CeAl_3 ⁶. В монокристаллах CeCu_6 при температурах $T < T_{\max}^{(1)}$ также выполняется закон $\Delta\rho = AT^2$, однако сами значения параметров A и n существенно анизотропны⁶³: в ориентации $i \parallel a$ (i — ток) $A = 26,3 \text{ мкОм} \cdot \text{см}/\text{K}$, $n = 2,01$; $i \parallel b$ $A = 13,8 \text{ мкОм} \cdot \text{см}/\text{K}$, $n = 1,71$; $i \parallel c$ $A = 39,3 \text{ мкОм} \cdot \text{см}/\text{K}$, $n = 2,07$. Температурный ход $\Delta\rho = AT^2$ в ККС естественно связать с элек-

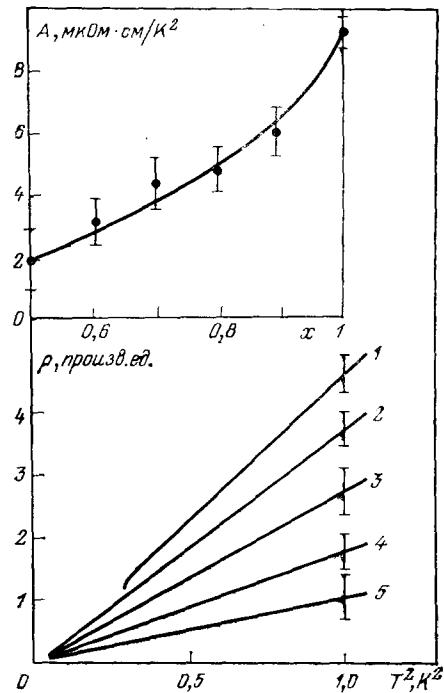


Рис. 2. Температурные зависимости $\Delta\rho = A T^2$ у сплавов $\text{Ce}_x\text{La}_{1-x}\text{Cu}_2\text{Si}_2$ для различных $x = 1,0$ (1), 0,9 (2), 0,8 (3), 0,6 (4) и 0,5 (5)⁵⁶.

На вставке вверху показана концентрационная зависимость коэффициента A

трон-электронным рассеянием 73 , для которого

$$AT^2 = \rho(T) - \rho(T \rightarrow 0) = \frac{\pi^2 e^2 m_0 \cdot 76,06}{16 n h^3} \left(\frac{T}{T_F^*} \right)^2; \quad (2.2)$$

здесь m_0 — масса свободного электрона, n — плотность sd-электронных состояний, T_F^* — температура вырождения.

2.3. Изменение магнитных свойств сплавов $\text{Ce}_x\text{La}_{1-x}\text{Cu}_2\text{Si}_2$ при переходе кондо-примесь — кондо-решетка

Для температурных зависимостей дифференциальной магнитной восприимчивости $\chi(T)$ у сплавов $\text{Ce}_x\text{La}_{1-x}\text{Cu}_2\text{Si}_2$ с содержанием церия $0,2 \leq x \leq 0,7$ характерен монотонный рост χ с понижением температуры до $T = T_{\max}^\chi$, при которой на кривых $\chi(T)$ наблюдается излом (рис. 3), соотв-

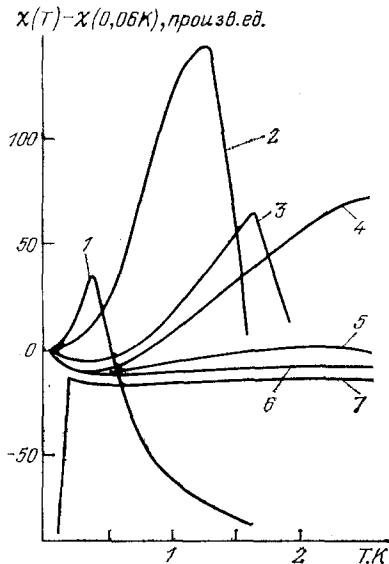
ветствующий переходу парамагнетик — состояние с замороженными спинами (антиферромагнетик или спиновое стекло)^{54, 57}. Выше температуры магнитного перехода T_{\max}^χ зависимость $\chi(T)$ описывается законом Кюри — Вейсса $\chi(T) = C/(T + \theta)$ с константой $\theta < 0$. По значению константы θ можно оценить температуру Кондо, воспользовавшись соотношением, полученным Грюнером и Завадовским²⁹: $T_K \approx |\theta|/4$. Обе оценки концентрационной зависимости температуры Кондо — из данных по $\rho(T)$ и по $\chi(T)$ (см. вставку на рис. 1) — показывают, что переход от $x \ll 1$ к $x \approx 1$ у $\text{Ce}_x\text{La}_{1-x}\text{Cu}_2\text{Si}_2$ приводит к существенному росту температуры $T_K(x)$ ^{17, 54, 56}.

В диапазоне $0,7 \leq x \leq 1,0$ у сплавов $\text{Ce}_x\text{La}_{1-x}\text{Cu}_2\text{Si}_2$ было обнаружено^{54, 56} необычное изменение магнитных свойств при варьировании концентрации магнитных ионов x (см. рис. 3): начиная с $x = 0,7$ — $0,8$ увеличение содержания магнитной компоненты приводит не к усилению тенденции к переходу в состояние с замороженными спинами, а наоборот, к эффективному подавлению этой тенденции. Для $x \geq 0,8$ излом на $\chi(T)$ при $T = T_{\max}^\chi$ начинает сглаживаться, а сама температура T_{\max}^χ убывает. При $x \rightarrow 1$ происходит

Рис. 3. Температурные зависимости дифференциальной магнитной восприимчивости $\chi(T) - \chi(0,06 \text{ K})$ у сплавов $\text{Ce}_x\text{La}_{1-x}\text{Cu}_2\text{Si}_2$ для различных $x = 0,2$ (1), 0,5 (2), 0,6 (3), 0,7 (4) и 0,9 (5)⁵⁴.

6 — монокристалл CeCu_2Si_2 ; кривая 7 соответствует $\chi(T)$ для поликристалла CeCu_2Si_2 .

также существенное ослабление магнитной восприимчивости $\chi(T)$, которая для сплавов с $x \approx 1$ вырождается в температурно независимый усиленный паулиевский парамагнетизм. Наконец, в граничном соединении CeCu_2Si_2 с максимальным содержанием магнитных ионов Ce^{3+} в ряду $\text{Ce}_x\text{La}_{1-x}\text{Cu}_2\text{Si}_2$ вместо магнитного перехода наблюдается переход в сверхпроводящее состояние, о чем свидетельствует наличие диамагнитной аномалии χ при $T = T_c$ (см. рис. 3). Отсутствие магнитного перехода у CeCu_2Si_2 было также установлено в экспериментах по нейтронному рассеянию⁶⁶: ни изменений амплитуды брэгговских пиков, ни появления дополнительных линий не было обнаружено при понижении температуры вплоть до $T = 0,02 \text{ K}$.



В нормальных металлах, включая LaCu_2Si_2 , магнитные ионы взаимодействуют друг с другом косвенным образом через осцилляции спиновой плотности Рудермана — Киттеля — Иосиды³⁸⁻⁴⁰. Полагая, что в сплавах $\text{Ce}_x\text{La}_{1-x}\text{Cu}_2\text{Si}_2$ механизм РККИ ответствен за переход ниже T_{\max}^x в состояние с замороженными спинами, характерную температуру $T_{\text{РККИ}}(x)$ можно определить по значению T_{\max}^x следующим образом^{17, 56}. Для концентраций x ($0,2 \leq x \leq 0,7$), при которых величина $T_{\max}^x(x)$ является монотонно возрастающей функцией x , положим $T_{\text{РККИ}}(x) = T_{\max}^x(x)$ (рис. 4). Вне

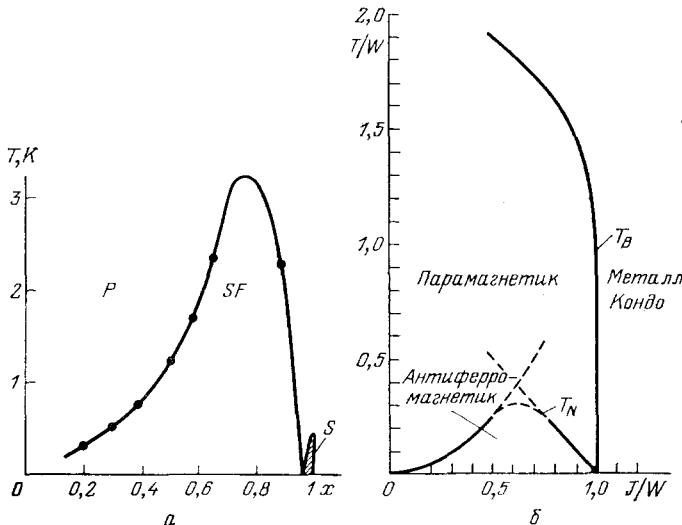


Рис. 4. а — Фазовая диаграмма магнитных свойств сплавов $\text{Ce}_x\text{La}_{1-x}\text{Cu}_2\text{Si}_2$ ⁵⁶; Р — парамагнетик, SF — состояние с замороженными спинами — антиферромагнетик или спиновое стекло, S — сверхпроводящая фаза. б — Фазовая диаграмма магнитных свойств кондо-решеток, рассчитанная Дониахом⁷⁴ в рамках одномерной модели типа «ожерелья» Кондо; J/W — нормированная на ширину зоны константа обменного взаимодействия

этого интервала¹ кривая $T_{\text{РККИ}}(x)$ может быть построена путем экстраполяции $T_{\text{РККИ}}$ на участок $0,7 \leq x \leq 1,0$ (штриховая линия на вставке на рис. 1).

Интенсивность РККИ взаимодействия в металлах зависит от параметра J обменного взаимодействия между f- и sd-электронами и расстояния R_{ij} между i -м и j -м магнитными ионами³⁸⁻⁴⁰:

$$T_{\text{РККИ}}(x) \sim \frac{|J^2(x)|}{R_{ij}^3} \sim J^2(x)x. \quad (2.3)$$

Сравнивая это выражение с имеющимися экспериментальными данными (см. рис. 4) в диапазоне $x = 0,2—0,7$, можно заключить, что более быстрое, чем линейное, возрастание $T_{\text{РККИ}}(x)$ связано с увеличением параметра J при росте x . На увеличение J указывает также зависимость $T_K(x)$ (см. рис. 1), поскольку согласно (1.1) температура Кондо экспоненциально нарастает при увеличении J .

Выражение (2.3) не объясняет убывание T_{\max}^x на участке $x = 0,7—1,0$, поскольку оно получено при условии *постоянства* эффективного магнитного момента μ_{eff} (Ce^{3+}). Следовательно, пунктир на вставке к рис. 1 отвечает только *ожидаемому* изменению $T_{\text{РККИ}}$ при условии, что $\mu_{\text{eff}}(\text{Ce}^{3+}) = \text{const}$. Наблюдаемое в эксперименте убывание $T_{\max}^x(x)$ (см. рис. 1) свидетельствует об *эффективном* низкотемпературном подавлении магнитного момента μ_{eff} (Ce^{3+}) при $x \rightarrow 1$ в ряду $\text{Ce}_x\text{La}_{1-x}\text{Cu}_2\text{Si}_2$.

Зная характер изменения двух параметров, T_K и $T_{\text{РКК}}$ (см. рис. 1), анализ фазовой $T - x$ -диаграммы (см. рис. 4, а) сплавов $\text{Ce}_x\text{La}_{1-x}\text{Cu}_2\text{Si}_2$ целесообразно провести в рамках подхода, предложенного Дониахом⁷⁴, который в 1977 г. теоретически, на основании одномерной модели «ожерелья Кондо», впервые предсказал немонотонную зависимость температуры магнитного перехода от параметра обменного взаимодействия J (рис. 4, б). Для сплавов $\text{Ce}_x\text{La}_{1-x}\text{Cu}_2\text{Si}_2$ из-за эффектов типа «химсжатия» величина J оказывается монотонно возрастающей функцией концентрации церия x . Поэтому изменение магнитных свойств при переходе от $x \ll 1$ к $x \approx 1$ естественно связать со сменой режима: магнитного при $T_K \ll T_{\text{РКК}}$ на немагнитный при $T_K \gg T_{\text{РКК}}$ (см. рис. 1). Смена режима обусловлена различной зависимостью температур $T_{\text{РКК}}$ и T_K от параметра J . Температура косвенного обменного взаимодействия является квадратичной функцией J (2.3), в то время как эффективность кондовской компенсации магнитных ионов зависит от J экспоненциально (1.1). Поэтому в системах с достаточно большим параметром J экспоненциальная зависимость $T_K(J)$ «обгоняет» степенную $T_{\text{РКК}}(J)$ и реализуется условие $T_K \gg T_{\text{РКК}}$. С этой точки зрения немагнитное состояние при $T \rightarrow 0$ в сплавах $\text{Ce}_x\text{La}_{1-x}\text{Cu}_2\text{Si}_2$ с $x \approx 1$ возникает вследствие эффективного подавления магнитного момента ионов Ce^{3+} за счет кондовских процессов, обеспечивающих при $x \rightarrow 1$ выполнение неравенства $T_K \gg T_{\text{РКК}}$.

Фазовая $T - x$ -диаграмма (см. рис. 4) сплавов $\text{Ce}_x\text{La}_{1-x}\text{Cu}_2\text{Si}_2$ подтверждает теоретическое предсказание Дониаха⁷⁴. Ранее^{75, 76} немонотонное изменение температуры магнитного перехода T_m при варьировании J с помощью давления было обнаружено также у соединения CeAg .

Интересно отметить, что граничное соединение CeCu_2Si_2 , являющееся, по терминологии Дониаха, «кондо-металлом», не только не переходит в магнитное состояние, но, более того,— представляет собой необычный сверхпроводник (см. ниже).

Зависимость температуры T_m от нормированной константы обменного взаимодействия J/W (W — ширина зоны), учитывающая различие в поведении $T_K(J)$ и $T_{\text{РКК}}(J)$ (см. (2.3) и (1.1)), может быть использована для классификации различных типов ККС. Соединения с $T_K \gg T_{\text{РКК}}$ и $T_m = 0$ принято называть немагнитными ККС. Немагнитные ККС с периодически расположенными кондовскими центрами получили название немагнитных кондо-решеток, как, например, соединения CeCu_2Si_2 , CeAl_3 , CeCu_6 , UBe_{13} (см. ниже). Промежуточной ситуации с $T_K \gg T_{\text{РКК}}$, но с отличной от нуля температурой магнитного перехода $T_m \neq 0$, соответствуют магнитные ККС. К ним относятся также магнитные кондо-решетки: CeB_6 , CeAl_2 , CeIn_3 и т. д. В этих соединениях понижение температуры приводит к проявлению отчетливых кондовских аномалий. Тем не менее переход в состояние с замороженными спинами делает невозможным образование немагнитного кондового состояния. Металлические соединения на основе редкоземельных элементов, в которых косвенное обменное взаимодействие доминирует над кондовскими флуктуациями спина и $T_{\text{РКК}} \gg T_K$ (J мало), представляют собой обычные магнитные 4f-металлы. В этих соединениях низкотемпературные кондовские аномалии совершенно не проявляются, поскольку выше по температуре происходит переход, спины локально замораживаются и кондовские флуктуации спина при $T < T_{\text{РКК}}$ становятся невозможными.

2.4. Низкотемпературные аномалии эффекта Холла в кондентрированных кондо-системах

При переходе от нормального металла ($x = 0$) к кондо-решетке ($x = 1$) температурные зависимости коэффициента Холла $R_H(T)$ у сплавов $\text{Ce}_x\text{La}_{1-x}\text{Cu}_2\text{Si}_2$, $\text{Ce}_x\text{La}_{1-x}\text{Al}_3$ и $\text{Ce}_x\text{La}_{1-x}\text{Cu}_6$ изменяются следующим образом^{54, 55, 58-61, 63-66}. У нормальных металлов LaCu_2Si_2 , LaAl_3 и LaCu_6

металлический ход $\rho(T)$ наблюдается на фоне температурно-независимого коэффициента Холла $R_H(T)$ (рис. 5). В режиме кондо-примеси у $\text{Ce}_x\text{La}_{1-x}\text{Cu}_2\text{Si}_2$ и $\text{Ce}_x\text{La}_{1-x}\text{Al}_3$ происходит увеличение $R_H(T)$ в 1,5–2 раза при понижении температуры от комнатной до гелиевой. Качественно подобное поведение $R_H(T)$ наблюдалось ранее у Au (Fe)²⁵ и La (Ce)⁷⁷.

Переход от $x \ll 1$ к $x \approx 1$ в сплавах $\text{Ce}_x\text{La}_{1-x}\text{Cu}_2\text{Si}_2$, $\text{Ce}_x\text{La}_{1-x}\text{Al}_3$, $\text{Ce}_x\text{La}_{1-x}\text{Cu}_6$ приводит к существенному усилению низкотемпературных аномалий коэффициента Холла: отношение $R_H(4,2 \text{ K})/R_H(70 \text{ K})$, характеризующее рост $R_H(T)$, достигает значений 12–15 при $x \rightarrow 1$ (см. вставку на рис. 5). Следует также отметить, что величина этого отношения зависит от концентрации церия нелинейным образом — наиболее существенное усиление низкотемпературного роста $R_H(T)$ происходит в интервале $x = 0,7$ – $1,0$.

В НКР холловские аномалии выражены наиболее отчетливо: если в нормальных металлах понижение температуры приводит к убыванию удельного сопротивления и практически не влияет на величину коэффициента Холла, то в НКР CeAl_3 , CeCu_2Si_2 , CeCu_6 , наоборот, сопротивление изменяется всего в 1,5 раза, а коэффициент Холла возрастает в 15–20 раз в интервале температур $T = 2$ – 100 K .

Знак коэффициента Холла $R_H(4,2 \text{ K})$ у НКР CeAl_3 , CeCu_2Si_2 , CeCu_6 — положительный. Измерение полевых зависимостей холловского напряжения U_H в статических полях до $H = 120 \text{ kE}$ показывает, что зависимости $U_H(H)$ линейны вплоть до $H \approx 90 \text{ kE}$. Имеется также некоторая тенденция к насыщению $U_H(H, T_0)$ при $H \geq 100 \text{ kE}$ для $T_0 = 1,5 \text{ K}$. При более высоких температурах T_0 эта тенденция проявляется в меньшей степени.

Для соединений СПВ необычное поведение $R_H(T)$ было обнаружено в⁷⁸ у соединения CePd_3 , где $R_H(T = 100 \text{ K}) \approx 2,5 \cdot 10^{-3} \text{ см}^3/\text{Кл}$, а понижение температуры индуцирует инверсию знака коэффициента Холла $R_H(T = 4,2 \text{ K}) \approx -4,0 \cdot 10^{-3} \text{ см}^3/\text{Кл}$. Среди соединений типа RECu_2Si_2 (RE — редкоземельный элемент) — YCu_2Si_2 (немагнитный нормальный металл), GdCu_2Si_2 (антиферромагнетик с $T_N = 13,5 \text{ K}$), TbCu_2Si_2 (антиферромагнетик с $T_N = 11,5 \text{ K}$), CeCu_2Si_2 , исследованных в работе⁷⁹, амплитуда низкотемпературного роста коэффициента Холла у CeCu_2Si_2 значительно больше, чем даже у изоструктурных металлов с магнитным переходом.

Среди НКР на основе 5f-элементов низкотемпературный рост $R_H(T)$ был обнаружен у соединения UBe_{13} ⁸⁰. Причем у UBe_{13} , так же как и у CeCu_2Si_2 , CeAl_3 , CeCu_6 , $R_H(4,2 \text{ K}) > 0$, а зависимость $U_H(H)$ выходит на насыщение в магнитном поле $H \sim 90 \text{ kE}$.

2.5. Термоэлектрические свойства сплавов $\text{Ce}_x\text{La}_{1-x}\text{Cu}_2\text{Si}_2$ и $\text{Ce}_x\text{La}_{1-x}\text{Al}_3$

Первые измерения термоэлектрических свойств твердых растворов, в которых реализуется переход кондо-примесь — кондо-решетка, были выполнены Ван Акеном с соавторами⁶⁹ у сплавов $\text{Ce}_x\text{La}_{1-x}\text{Al}_3$ ($x = 0; 0,01$;

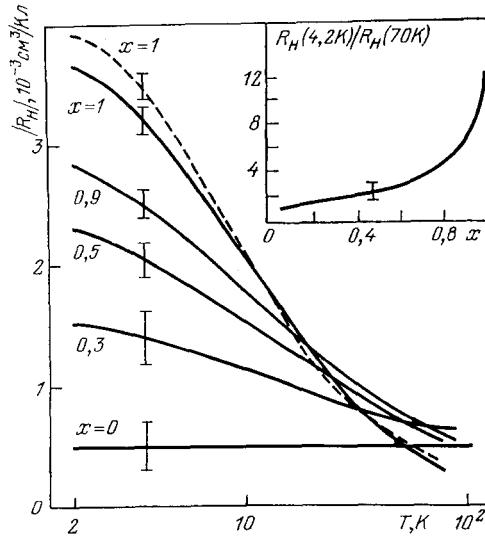


Рис. 5. Температурные зависимости коэффициента Холла $R_H(T)$ у $\text{Ce}_x\text{La}_{1-x}\text{Cu}_2\text{Si}_2$ при различных x ^{54,55}. Штриховая кривая — данные⁶⁹ для CeCu_2Si_2 . На вставке показана концентрационная зависимость отношения $R(4,2\text{K})/R_H(70\text{K})$

штриховая кривая — данные⁶⁹ для CeCu_2Si_2 . На вставке показана концентрационная зависимость отношения $R(4,2\text{K})/R_H(70\text{K})$

0,1; 0,5; 1,0). Позже для сплавов $\text{Ce}_x\text{La}_{1-x}\text{Cu}_2\text{Si}_2$ ⁸¹, $\text{Ce}_x\text{La}_{1-x}\text{Cu}_2\text{Si}_2$ ^{56, 59} и $\text{Ce}_x\text{La}_{1-x}\text{Cu}_6$ ⁶⁶ были получены аналогичные результаты. Температурные зависимости коэффициента Зеебека $S(T)$ для $\text{Ce}_x\text{La}_{1-x}\text{Cu}_2\text{Si}_2$ представлены на рис. 6. Кривые $S(T)$ характеризуются наличием двух особенностей: максимума при $T = T_{\max}^{(2)} \approx 150$ К и экстремума при $T = T_{\text{extr}}^{(1)} \approx 10$ К. Если значения этих температур очень мало изменяются во всем интервале концентраций ($x=0-1,0$), то сама низкотемпературная особенность $S(T)$ существенно трансформируется при переходе от $x \ll 1$ к $x=1$. Вначале (см. рис. 6) увеличение содержания церия приводит к росту амплитуды низкотемпературного максимума. Затем, при $x \rightarrow 1$, $S(T = T_{\text{extr}}^{(1)})$ меняет знак, и абсолютное значение $S(T)$ в минимуме быстро увеличивается с концентрацией церия вплоть до $|S(T_{\text{extr}}^{(1)})| \approx 10 \text{ мкВ/К}$ у CeCu_2Si_2 ⁸,⁵⁸

При анализе характера изменения температурных зависимостей термо-э. д. с. в ряду $\text{Ce}_x\text{La}_{1-x}\text{Cu}_2\text{Si}_2$ необходимо учесть следующие факторы. Известно⁸², что в кондо-системах наличие низкотемпературного максимума $S(T)$ указывает на примесь-примесное взаимодействие магнитных ионов, в то время как изолированная кондо-примесь дает отрицательный вклад в $S(T)$, причем в области $T < T_K$ этот вклад в первом приближении не должен зависеть ни от температуры, ни от концентрации кондо-центров⁸³. Следовательно, можно считать, что максимум $S(T)$ при $T_{\text{extr}}^{(1)} \sim 10$ К (см. рис. 6) отражает тенденцию магнитных ионов Ce^{3+} к переходу в состояние

Рис. 6. Температурные зависимости коэффициента Зеебека $S(T)$ у сплавов $\text{Ce}_x\text{La}_{1-x}\text{Cu}_2\text{Si}_2$ с различным содержанием церия $x = 0,2$ (1), 0,3 (2), 0,7 (3), 0,9 (4)⁵⁶.
5 — CeCu_2Si_2 (моноокристалл)

с замороженными спинами. Максимальная амплитуда особенности $S(T = T_{\text{extr}}^{(1)})$ соответствует таким концентрациям $x \approx 0,3-0,4$, для которых на температурных зависимостях магнитной восприимчивости наблюдается наиболее отчетливый излом (см. рис. 3). Подавление тенденции к магнитному упорядочению при $x \geq 0,7$ (см. рис. 3, 4) сопровождается инверсией знака S и быстрым ростом абсолютного значения $S(T)$ в минимуме. При $T < T_{\text{extr}}^{(1)}$ у CeCu_2Si_2 зависимость $S(T)$ является линейной⁸:

$$S(T) = - \left(\frac{\pi^2}{3} \frac{k_B}{e} \frac{1}{T_F^*} \right) T = -aT. \quad (2.4)$$

Линейность $S(T)$ обычно интерпретируется как результат проявления ферми-жидкостных эффектов, поскольку для изолированной кондо-примеси величина S не должна зависеть от T при $T \ll T_K^{84}$.

Для НКР CeCu_2Si_2 коэффициент a (в 2.3) аномально велик: $a \sim 7-9 \text{ мкВ/К}^2$. Эффективная температура T_F^* для таких значений a составляет 10—30 К. Этот результат находится в соответствии со значением T_F^* , найденным по ферми-жидкостному поведению удельного сопротивления (2.1) $\Delta\rho = AT^2$ (см. рис. 2). Отметим, что эффективная температура $T_F^* \sim 10$ К чрезвычайно низка для металлов с концентрацией носителей $n \sim 10^{22} \text{ см}^{-3}$, которой в нормальных металлах отвечает температура $T_F \sim 10^4-10^5$ К.

В НКР CeCu_2Si_2 , CeAl_3 , CeCu_6 абсолютные значения коэффициента Зеебека примерно на два порядка выше, чем у нормальных металлов. Воспользовавшись формулой

$$S(T) = \frac{\pi k_B^2}{3|e|} T \left(\frac{1}{g(E)} \frac{dg(E)}{dE} - \frac{3}{2E} \right) \Big|_{E=E_F}, \quad (2.5)$$

усиление $|S(T)|$ в НКР можно рассматривать как следствие существования узкого пика в плотности состояний вблизи уровня Ферми E_F , поскольку при низких температурах величина $S(T)$ (2.4) определяется логарифмической производной от плотности состояний $g(E)$.

Следует заметить, что в формуле (2.5) не учтен вклад в термо-Э. д. с., возникающий от нечетного (по энергии) члена в вероятности рассеяния на магнитных примесях. Поскольку термо-Э. д. с. выражается через интеграл, в который входит нечетная функция энергии квазичастиц, то интеграл не обращается в нуль в том случае, когда эта нечетность компенсируется нечетным членом, происходящим либо из вероятности рассеяния, либо из разложения функции плотности состояний⁸³. К сожалению, для ККС теория, учитывающая обе указанные возможности, пока, насколько нам известно, отсутствует.

Чрезвычайно низкая температура вырождения $T_F^* \sim 10$ К в НКР соответствует очень большой — порядка $(10^2-10^3) m_0$ — эффективной массе фермионов. Вклад таких тяжелых квазичастиц в низкотемпературную теплопроводность аномально мал⁸. Так, у CeCu_2Si_2 уже при $T \lesssim 100$ К электронный вклад K_e в теплопроводность пренебрежимо мал по сравнению с фононным вкладом K_{ph} . Для обычных сверхпроводников условие $K_e \ll K_{ph}$ выполняется ниже критической температуры (т. е., при $T < T_c < 25$ К), тогда как для НКР CeCu_2Si_2 неравенство $K_e \ll K_{ph}$ применимо, начиная с температуры $T \sim 100$ К⁸, намного превышающей значения T_c у всех известных сверхпроводников.

2.6. Микроконтактная спектроскопия сплавов $\text{Ce}_x\text{La}_{1-x}\text{Cu}_2\text{Si}_2$

Исследование сплавов $\text{Ce}_x\text{La}_{1-x}\text{Cu}_2\text{Si}_2$ методом микроконтактной спектроскопии было выполнено в работах^{62, 85}, а сплавов $\text{Ce}_x\text{La}_{1-x}\text{Cu}_6$ — Сато с соавторами⁶⁶. В нормальном металле LaCu_2Si_2 реализуется баллистический режим, в котором размер контакта d много меньше упругой длины свободного пробега электронов l , и на второй производной вольт-амперной характеристики микроконтакта $d^2V/dI^2(V)$ наблюдаются⁸⁵ особенности, соответствующие функции $g(\omega)$ электрон-фононного взаимодействия. В сплавах $\text{Ce}_x\text{La}_{1-x}\text{Cu}_2\text{Si}_2$ из-за рассеяния на магнитных ионах Ce^{3+} длина свободного пробега l значительно уменьшается и реализуется тепловой режим ($l \ll d$) протекания тока. В тепловом режиме зависимость дифференциального сопротивления $R_D = dV/dI$ от напряжения V (рис. 7) качественно подобна зависимости удельного сопротивления ρ от температуры T (см. рис. 1) — кривая $R_D(V)$ имеет два максимума: при 5 и 67 мВ. При $V \rightarrow 0$ $R_D(V)$ описывается квадратичной зависимостью, а в области $V = 7-30$ мВ $R_D(V)$ убывает по логарифмическому закону (см. вставки на рис. 7). Корреляция между $R_D(V)$ и $\rho(T)$, характерная для теплового режима, указывает на то, что температура T внутри контакта связана с температурой ванны T_0 следующим образом⁸⁶:

$$T^2 = T_0^2 + \frac{V^2}{4L}; \quad (2.6)$$

здесь L — число Лоренца. В тепловом режиме по экспериментальным кривым $R_D(V)$ можно рассчитать зависимость сопротивления микроконтакта от температуры, $R_{MK}^{\text{теор}}(T)$, используя линейную связь между T и V при $T^2 \gg T_0^2$. В работе⁶² показано, что хорошее соответствие между рассчитан-

ными кривыми $R_{\text{MK}}^{\text{теор}}(T)$ и экспериментальными $R_{\text{MK}}(T)$ наблюдается у сплавов $\text{Ce}_x\text{La}_{1-x}\text{Cu}_2\text{Si}_2$ в достаточно широком температурном интервале $T = 10\text{--}120\text{ K}$, если положить в (2.6) $L/L_0 \approx 5$, где L_0 — стандартное значение числа Лоренца. Таким образом, микроконтактные спектры $R_D(V)$ у сплавов $\text{Ce}_x\text{La}_{1-x}\text{Cu}_2\text{Si}_2$ (см. рис. 7) являются своеобразными аналогами

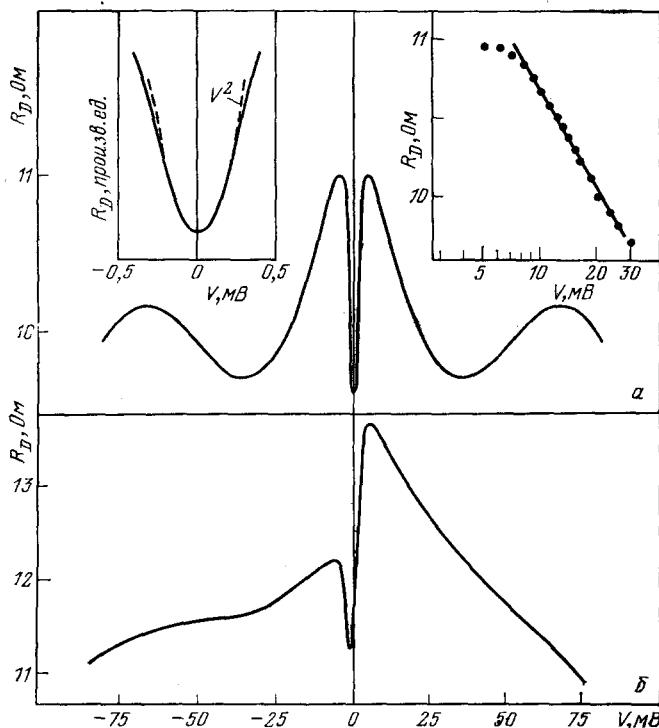


Рис. 7. Зависимость дифференциального сопротивления $R_D(V)$ однородного микроконтакта из CeCu_2Si_2 ($T_0 = 4,2\text{ K}$) (а) и гетероконтакта $\text{Cu} - \text{CeCu}_2\text{Si}_2$ (при $V \rightarrow 0$ ток течет от Cu к CeCu_2Si_2) (б).

температурных зависимостей удельного сопротивления $\rho(T)$, причем в области $T \gg T_0$ шкала температур пропорциональна шкале напряжений.

Микроконтактные спектры, полученные при контакте однородных веществ, в том числе и кривые $R_D(V)$ для контактов $\text{Ce}_x\text{La}_{1-x}\text{Cu}_2\text{Si}_2 - \text{Ce}_x\text{La}_{1-x}\text{Cu}_2\text{Si}_2$, являются симметричными относительно оси $V = 0$ (см. рис. 7, а) ^{62, 85}. В то же время для гетероконтактов типа $\text{Cu} - \text{CeCu}_2\text{Si}_2$ ^{62, 85} или $\text{Mo} - \text{CeCu}_2\text{Si}_2$, $\text{Pt} - \text{CeCu}_2\text{Si}_2$ ⁸⁷ наблюдается значительная асимметрия кривых $R_D(V)$ (см. рис. 7, б), которую можно охарактеризовать введением нечетной части дифференциального сопротивления $R_D^{\text{нq}}(V) = (1/2) \times (R_D^+(V) - R_D^-(V))$. Для сплавов $\text{Ce}_x\text{La}_{1-x}\text{Cu}_2\text{Si}_2$ функция $R_D^{\text{нq}}(V)$ хорошо коррелирует с температурной зависимостью коэффициента термо-э. д. с. у массивных образцов (рис. 8, а) ^{56, 58}. Поэтому можно предположить, что асимметрия дифференциального сопротивления микроконтакта (см. рис. 7, б) связана с появлением эффектов Зеебека и(или) Пельтье ^{62, 87, 88}. Вклад в $R_D^{\text{нq}}(V)$ от эффектов Зеебека и Пельтье можно оценить по формулам

$$\frac{R_{\text{ct}}^{\text{нq}}(V)}{R(0)} \approx \int_{T_0}^T [S_1(T) - S_2(T)] \frac{dT}{V} \quad (2.7)$$

$$R_{\text{ct}}^{\text{нq}}(V) \approx \frac{\partial R_{\text{ct}}}{\partial T} [S_1(T) - S_2(T)] \frac{T_0}{V} \quad (2.8)$$

где $R_{\text{ст}}^{\text{нq}} = (1/2) (R_{\text{ст}}^+ - R_{\text{ст}}^-)$; $R_{\text{ст}}^+$, $R_{\text{ст}}^-$ — статическое сопротивление микроконтакта в двух полярностях;

$$R_{\text{ст}}(V) = \frac{V}{I(V)} = V^{-1} \int_0^V R_D^{-1}(v) dv;$$

S_1 и S_2 — термо-э. д. с. контактирующих материалов. Оценки по формулам (2.7) и (2.8) показывают, что основной вклад в асимметрию микроконтактных

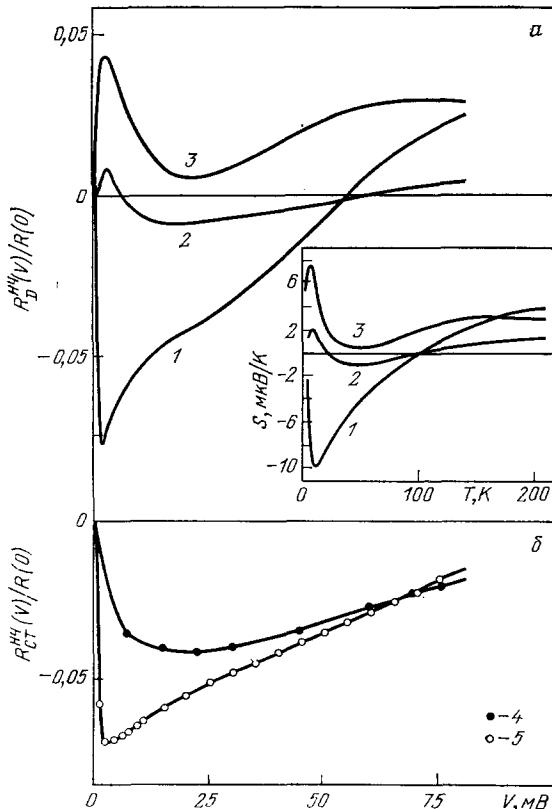


Рис. 8. *a* — Экспериментальные зависимости несимметричной части $R_D^{\text{нq}}(V)$ для гетероконтактов: Cu — CeCu₂Si₂ (1), Cu — Ce_{0.7}La_{0.3}Cu₂Si₂ (2), Cu — Ce_{0.3}La_{0.7}Cu₂Si₂ (3)⁶²; на вставке приведены температурные зависимости коэффициента Зеебека S (T), измеренные в^{58,59} на массивных образцах тех же соединений Ce_xLa_{1-x}Cu₂Si₂ с $x = 1,0$ (1), 0,7 (2) и 0,3 (3). *б* — Сравнение теоретически рассчитанной по формуле (2.7) зависимости $R_{\text{ст}}^{\text{нq}}(V)/R(0)$ для гетероконтакта CeCu₂Si₂ — Cu (4) с экспериментальными данными (5).

спектров (см. рис. 7, б) дает термо-э. д. с., а вклад от эффекта Пельтье примерно на порядок меньше⁶². Зная из сравнения кривых $\rho(T)$ и $R_{\text{МК}}^{\text{теор}}(V)$ коэффициент пропорциональности, связывающий напряжение и температуру, а также величину термо-э. д. с. у массивного образца CeCu₂Si₂^{58,55}, можно сопоставить $R_{\text{ст}}^{\text{нq}}$, вычисленное по формуле (2.7), с экспериментальными результатами (рис. 8, б). Это сопоставление показывает^{62, 85}, что в области $V > 50$ мВ имеется хорошее соответствие между экспериментом и расчетом по формуле (2.7). Однако по мере уменьшения $V \sim T$ возникает расхождение между кривыми $(R_{\text{ст}}^{\text{нq}}(V))_{\text{теор}}$ и $(R_{\text{ст}}^{\text{нq}}(V))_{\text{эксп}}$. Таким образом, асимметрию кривых $R_D(V)$ для гетероконтактов типа «нормальный металл — НКР» нельзя полностью объяснить влиянием термоэлектрических эффектов. В области низких температур дополнительный вклад в асимметрию дифференциального сопротивления $R_D(V)$ может, по-видимому, вносить значительное различие плотности электронных состояний $g(E_F)$ контактирующих материалов. С этой точки зрения асимметрия $R_D(V)$ у гетероконтактов типа CeCu₂ × Si₂ — Cu (см. рис. 7, б), которая в области малых напряжений не может быть сведена только к вкладу от термоэлектрических эффектов, указывает

на наличие асимметрии самого узкого пика в плотности состояний на уровне Ферми у CeCu_2Si_2 .

В работе ⁶⁶ сообщается об измерении асимметрии микроконтактных спектров и термо-э. д. с. у сплавов $\text{Ce}_x\text{La}_{1-x}\text{Cu}_6$. Хотя и в этом случае имеется значительное сходство между температурными зависимостями асимметричной части микроконтактных спектров и термо-э. д. с. массивных образцов (особенно отчетливо это проявляется для НКР CeCu_6), авторы работы ⁶⁶ никак не комментируют это обстоятельство. По нашему мнению, ситуация в случае $\text{Ce}_x\text{La}_{1-x}\text{Cu}_6$ аналогична той, которая описана выше в разделе 2 для $\text{Ce}_x\text{La}_{1-x}\text{Cu}_2\text{Si}_2$ ⁶².

Таким образом, исследование гальваномагнитных, термоэлектрических и магнитных свойств изоструктурных твердых растворов $\text{Ce}_x\text{La}_{1-x}\text{Cu}_2\text{Si}_2$, $\text{Ce}_x\text{La}_{1-x}\text{Al}_3$, $\text{Ce}_x\text{La}_{1-x}\text{Cu}_6$ позволило установить характер изменения параметров $T_K(x)$, $T_{\text{РККИ}}(x)$, $A(x)$, $T_M(x)$, $R_H(4,2 \text{ K})/R_H(77 \text{ K})$, $S_{\text{extr}}^{(1)}(x)$ при переходе от кондо-примеси к кондо-решетке. Этот переход у $\text{Ce}_x\text{La}_{1-x} \times \text{Cu}_2\text{Si}_2$ приводит к смене режима — от магнитного ($T_K \ll T_{\text{РККИ}}$) к немагнитному ($T_K \gg T_{\text{РККИ}}$) — и сопровождается также резким усилением амплитуды ферми-жидкостных эффектов. Экспериментальные данные по системе $\text{Ce}_x\text{La}_{1-x}\text{Cu}_6$ ⁶³⁻⁶⁵ указывают на возможность реализации немагнитного основного состояния $T_K \gg T_{\text{РККИ}}$ во всем интервале составов $0 < x \leq 1$ без смены режима. В этих сплавах расщепление в кристаллическом поле меньше, чем у $\text{Ce}_x\text{La}_{1-x}\text{Cu}_2\text{Si}_2$, и оценивается величиной $\Delta_{\text{CF}} = 50-60 \text{ K}$ ^{64, 89}, поэтому соотношение $T_K \gg T_{\text{РККИ}}$ у $\text{Ce}_x\text{La}_{1-x}\text{Cu}_6$ может выполняться не только за счет роста обменного взаимодействия J при $x \rightarrow 1$, но, по-видимому, главным образом за счет наличия уровней, отщепленных в кристаллическом поле. Как показано в работах ^{72, 80-83}, даже в случае $T_K \ll \Delta_{\text{CF}}$ орбитальное вырождение f-состояний приводит в ККС к доминированию локальных кондовских флуктуаций спина над межцентровым магнитным РККИ-взаимодействием: по мере роста $v = 2j + 1$, по сравнению с $j = 1/2$, кондовский переброс спина по различным проекциям облегчается (см. формулу (1.1) и подавление магнитного момента за счет кондовских флуктуаций превалирует над межцентровым магнитным взаимодействием: $T_K \gg T_{\text{РККИ}}$).

Для понимания природы необычных низкотемпературных свойств НКР весьма важным является то обстоятельство, что эти системы следует рассматривать как системы, в которых обеспечено подавление тенденции к магнитному упорядочению благодаря эффективной кондовской компенсации магнитных ионов $T_K \gg T_{\text{РККИ}}$. Вместе с тем, соединения CeCu_2Si_2 , CeAl_3 , CeCu_6 , в отличие от классических систем с кондо-примесью — Cu $\langle \text{Fe} \rangle$, Au $\langle \text{Fe} \rangle$, Cu $\langle \text{Mn} \rangle$ и т. д., являются *концентрированными* кондо-системами с магнитными ионами Ce^{3+} в каждой элементарной ячейке, поэтому в таких ККС можно ожидать появления РАС гигантской амплитуды.

3. ГИГАНТСКИЙ РЕЗОНАНС АБРИКОСОВА — СУЛА В НЕМАГНИТНЫХ КОНДО-РЕШЕТКАХ

3.1. Низкотемпературные аномалии электронной теплоемкости в немагнитных кондо-решетках

Температурная зависимость теплоемкости нормальных металлов $C(T)$ описывается суммой электронного (γT) и фононного (βT^3) вкладов:

$$C(T) = \gamma T + \beta T^3. \quad (3.1)$$

Зависимость C от T , построенная в координатах $(C(T)/T) - T^2$, позволяет определить электронный коэффициент γ как значение C/T при $T^2 \rightarrow 0$ и фононный коэффициент β — как наклон линейного участка зависимости $C/T = f(T^2)$. Коэффициент γ пропорционален плотности состояний на уровне

Ферми:

$$\gamma = \frac{\pi^2}{3} k_B^2 g(E_F). \quad (3.2)$$

У нормальных и переходных металлов значение γ по порядку величины составляет $1-10$ мДж/моль K^2 ⁹⁴. У НКР CeCu_2Si_2 ⁹⁵ (рис. 9), CeAl_3 ³, CeCu_6 ^{89, 96}, UBe_{13} ^{3, 7} зависимость $C(T)/T = f(T^2)$ при низких температурах отклоняется вверх *), в сторону больших значений C/T , и при $T \rightarrow 0$

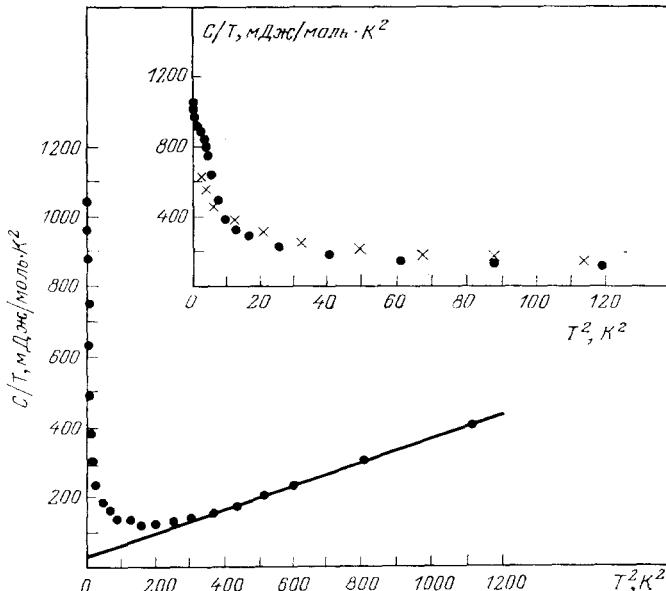


Рис. 9. Температурные зависимости теплоемкости $C(T)$ монокристалла CeCu_2Si_2 в координатах $C/T, T^2$ ⁹⁵.

На вставке показан низкотемпературный участок $C/T = f(T)$; x — данные, полученные в поле $H = 100$ кЭ⁹⁵.

коэффициент γ достигает гигантских значений $\sim 10^3$ мДж/моль $\cdot \text{K}^2$ (табл. II), почти на три порядка превышающих значения γ для нормальных металлов. Заметим, что сравнивая коэффициент γ у НКР, содержащих несколько атомов в одном моле, с коэффициентом γ простых металлов с одним атомом на

Таблица II

Сравнение характеристик немагнитных кондо-решеток (CeCu_2Si_2 , CeAl_3 , CeCu_6 , UBe_{13}) и нормального металла (Cu)

Металл	$\gamma(T \rightarrow 0)$, мДж/моль $\cdot \text{K}^2$	$\chi(0)$, CGS/моль	$\sim A$, мкОм $\cdot \text{см}/\text{K}^2$	$\frac{m^*}{m_0}$	T_F^* , К	k_F , 10^{18} см^{-1}	v_F , см/с	$\frac{R_H(4,2 \text{ К})}{R_H(100 \text{ К})}$
CeCu_2Si_2	1050 ⁹⁵	0,0065 ¹⁵⁵	$10^{54,118}$	500	8	0,74	$1,68 \cdot 10^5$	15 ^{54,55}
CeAl_3	1620 ⁶	0,036 ⁶	35 ⁶	800	5	0,73	$1,00 \cdot 10^5$	18 ^{59,60}
CeCu_6	1450 ⁸⁹	0,027 ⁹⁶	$26,3(i a)$ ⁶³ $13,8(i b)$ ⁶³ $39,3(i c)$ ⁶³	$10^2 - 10^3$	3	1,00	10^5	10 ⁶⁴⁻⁶⁶
UBe_{13}	1100 ⁷	0,015 ⁷	$10^2 - 10^3$	10	$0,87^{173}$	$3,4 \cdot 10^5^{173}$		12 ⁸⁰
Cu ⁹⁴	0,695	$10^{-5} \div 10^{-6}$	10^{-1}	$0,1 - 1,0$	$8 \cdot 10^4$	1,36	$0,57 \cdot 10^8$	1

*) Это отклонение нельзя интерпретировать как рост амплитуды РАС¹⁹⁸, который сформировался уже при $T \sim (10-100)$ $T_K \sim 300$ К. Увеличение C/T при $T \rightarrow 0$ связано с уменьшением ширины производной фермиевского распределения до значения, меньшего ширины РАС.

моль, необходимо данные по γ , приведенные в табл. II для НКР, поделить на 5 (CeCu_2Si_2), 14 (UBe_{13}) и т. д.²¹. Однако и после такого пересчета низкотемпературный электронный вклад в теплоемкость у НКР оказывается на 2–3 порядка выше, чем у нормальных металлов. У НКР при низких температурах наблюдается также усиленный парамагнетизм Паули:

$$\chi_p(T) \approx \text{const} \approx \mu_B^2 g(E_F), \quad (3.3)$$

причем в первом приближении (см. табл. II) величина χ_p увеличивается у НКР по отношению к нормальному металлу во столько же раз, во сколько возрастает коэффициент γ , т. е. для НКР CeCu_2Si_2 , CeCu_6 , CeAl_3 , UBe_{13} обе величины — и χ_p и γ — изменяются в основном за счет увеличения плотности состояний $g(E_F)$. Количественно⁹⁷ вклад перенормированной плотности состояний в экспериментально наблюдаемые значения χ_p можно характеризовать отношением χ_p/χ_p^γ , где χ_p^γ — величина восприимчивости, рассчитанная по формулам (3.3) и (3.2):

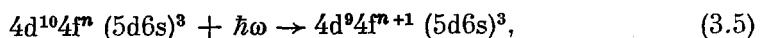
$$\chi_p = 3\mu_B^2 \gamma \frac{\pi^2}{k_B^2}. \quad (3.4)$$

Отношение χ_p/χ_p^γ (см. табл. II) порядка единицы, и, следовательно, низкотемпературное усиление χ и γ у НКР связано главным образом с перенормировкой плотности состояний $g(E_F)$, т. е. у НКР при низких температурах имеется в окрестности уровня Ферми узкий пик с гигантским значением $g(E_F)$.

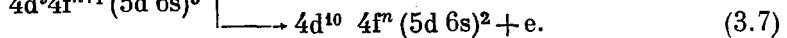
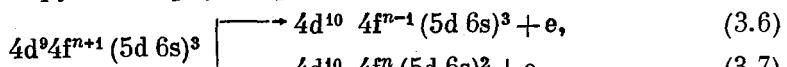
Поскольку в соединениях CeCu_2Si_2 , CeAl_3 , CeCu_6 , UBe_{13} имеется электронная f-оболочка, обладающая крайне малым радиусом локализации, то первоначально предполагалось (см. ниже, рис. 15, a), что пик в плотности состояний $g(E_F)$ связан просто с «попаданием» узкой f-зоны точно на уровень Ферми, т. е. СТФ представляют собой соединения с промежуточной валентностью. С этой точки зрения в СТФ на основе церия должна реализовываться существенно нецелочисленная валентность церия $v(\text{Ce}) \approx 3,5$. Однако имеющиеся экспериментальные данные (см. следующий раздел) показывают, что валентность церия в CeAl_3 и CeCu_2Si_2 близка к целочисленной, $v(\text{Ce}) \approx 3,0$, а сама 4f-зона лежит на 1–2 эВ глубже E_F и не может обеспечить гигантское значение плотности состояний на уровне Ферми.

3.2. Валентное состояние f-ионов в немагнитных кондо-решетках

Для определения плотности f-состояний в зоне проводимости в последнее время часто используется методика резонансной фотоэмиссии⁹⁸, в которой синхротронное излучение применяется в качестве источника фотонов с энергией, достаточной для возбуждения глубоких и узких 4d-уровней. В системах на основе церия эта энергия примерно равна $\hbar\omega \sim 109$ эВ. Варьируя $\hbar\omega$ вблизи этого значения, можно, при $\hbar\omega = 122$ эВ, наблюдать гигантский резонанс в 4f-излучении церия⁹⁸. В процессе резонансной фотоэмиссии 4d-электрон вначале возбуждается в узкую 4f-зону, имеющую большую плотность состояний:



а затем это промежуточное возбужденное состояние релаксирует, испуская электрон и экранируя 4d-дырку в процессе типа Оже:



Релаксация по каналу (3.6) приводит к усилению 4f-эмиссии, в то время как распад по каналу (3.7) — к усилению излучения из валентной sd-зоны. Поскольку 4f-зона, участвующая в промежуточном процессе, является весь-

ма узкой, то резонансное усиление фотоэмиссии удается разрешить раздельно — как для sd -, так и для sd -валентных состояний. Поэтому спектры резонансной фотоэмиссии могут использоваться для оценки ширины Δ_{4f} и положения E_{4f} 4f-зоны. В соответствии с данными⁹⁹ у CeCu_2Si_2 $E_F = E_{4f} \sim 2,5$ эВ и $\Delta_{4f} \sim 2$ эВ, а у соединения CeAl_3 ¹⁰⁰ — $\Delta_{4f} \sim 2$ эВ, $E_F = E_{4f} \sim 2$ эВ.

Информацию о величине хаббардовского параметра U в НКР можно получить в экспериментах по изохроматной спектроскопии с использованием тормозного излучения. В этих экспериментах определяется энергетический интервал между состояниями $4f^{n+1}$ и $4f^n$, который у CeAl_3 составляет приблизительно 6—7 эВ¹⁰⁰.

Следует отметить, что у НКР CeCu_2Si_2 ⁹⁹, CeAl_3 ¹⁰⁰, UBe_{13} ¹⁰¹ спектры резонансной фотоэмиссии, помимо пика при $E \approx E_{4f}$, имеют также особенность вблизи E_F . Ограничение спектрального разрешения величиной 0,13—0,15 эВ не позволяет выполнить детальные исследования особенности при $E = E_F$. Одно из возможных объяснений пика в спектре резонансной фотоэмиссии на уровне Ферми — образование многочастичного резонанса в НКР^{101, 102}. Как показано в работах^{100, 103}, спектры резонансной фотоэмиссии чрезвычайно чувствительны к наличию на поверхности адсорбированного кислорода. Поэтому корректные измерения положения f-зоны могут быть выполнены при скальвании образцов в вакууме и при низких температурах, когда диффузия адсорбированного кислорода из всего объема на облучаемую поверхность пренебрежимо мала¹⁰¹. При высоких температурах уже через несколько минут после скальвания на поверхности образца скапливается столько диффундирующего кислорода, что спектры резонансной фотоэмиссии значительно искажаются.

К сожалению, даже корректно определенный спектр фотоэмиссии — это еще не энергетическая зависимость плотности состояний, поскольку глубокая 4d-дырка (3.5) существенно взаимодействует с заряженными 4f-состояниями $4f^1$ и $4f^2$, что приводит к заметному сдвигу уровней $4f^1$ и $4f^2$ вниз по шкале энергии. В работе¹⁰⁴ предложен метод нахождения параметров 4f-зоны по спектрам рентгеновской фотоэмиссии. С использованием Δ_{4f} и E_{4f} как подгоночных параметров модели найдено, что типичные значения этих параметров даже у соединений, традиционно относимых^{43, 44} к классу СПВ — CeRu_2 , CeNi_2 , CePd_3 , — составляют $\Delta_{4f} \sim 0,1$ — $0,2$ эВ, $E_F - E_{4f} \sim 1$ — 2 эВ.

Валентное состояние церия в CeCu_2Si_2 , CeAl_3 и других цериевых системах можно также найти из данных по краю L_{III} рентгеновского поглощения, сравнивая спектр L_{III} поглощения изучаемого вещества со спектром репера с известной валентностью церия. В качестве репера берутся, как правило, цериевые соединения с ионной связью, например CeF_3 , где $v(\text{Ce}) = 3+$. Для CeCu_2Si_2 ⁴⁵ и CeAl_3 ⁴⁶ эта методика дает значения $v = 3$ — $3,05$.

В целом, анализ имеющихся спектроскопических данных для НКР CeCu_2Si_2 , CeAl_3 , а также для «типовых цериевых СПВ» CePd_3 , CeNi_2 , CeRu_2 и т. д., позволяет заключить, что как в НКР, так и в цериевых СПВ реализуется такое валентное состояние ионов церия, которое ближе к целочисленному состоянию Ce^{3+} , а не к существенно нецелочисленному значению $v(\text{Ce}) = 3,5$.

3.3. Исследование динамики спиновых флюктуаций в немагнитных кондо-решетках в экспериментах по квазиупругому рассеянию тепловых нейтронов

В отличие от таких методов, как рентгеновская фотоэмиссия, изохроматная спектроскопия и т. д., чувствительных к зарядовым флюктуациям, методика квазиупругого рассеяния тепловых нейтронов с энергией 3—180 мэВ позволяет исследовать динамику спиновых флюктуаций в метал-

лах 105 . Обычно линия квазиупругого рассеяния нейтронов наблюдается на фоне пика большой амплитуды, соответствующего упругому ядерному рассеянию. Эту линию аппроксимируют лоренцианом с центром $\hbar\omega \neq 0$ и с полушириной $\Gamma/2$, определяющей время спиновых флуктуаций τ_{sf} : $\Gamma/2 \sim \tau_{sf}^{-1}$. Зависимости $\Gamma/2$ от температуры для CeCu_2Si_2 ⁷⁰ и CeAl_3 ¹⁰⁶ представлены на рис. 10. Оба соединения имеют конечную ширину Γ при $T \rightarrow 0$: $\Gamma/2(T \rightarrow 0) = 0,85$ мэВ для CeCu_2Si_2 и $\Gamma/2(T \rightarrow 0) = 0,35$ мэВ для CeAl_3 . Зависимости $\Gamma/2 = f(T)$ у этих НКР аналогичны соответствующей зависимости для классической системы с кондо-примесью $\text{Cu}(\text{Fe})$ ^{107, 108} и описываются следующим эмпирическим соотношением (см. сплошные линии на рис. 10):

$$\frac{\Gamma}{2} = \left(\frac{\Gamma}{2} \right)_{T=0} + aT^{1/2}. \quad (3.8)$$

Тонкая линия на рис. 10 отвечает равенству $\Gamma/2 = k_B T$ и разделяет координатную плоскость $\Gamma/2, T$ на высокотемпературную область, в которой характерное время τ_T термического сбоя спина меньше времени τ_{sf} кондовских флуктуаций спина: $k_B T > \Gamma/2, \tau_T < \tau_{sf}$, и на низкотемпературную область $k_B T < \Gamma/2$, в которой, наоборот, кондовские флуктуации

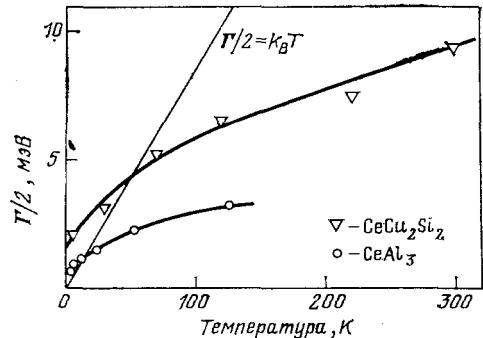
Рис. 10. Температурные зависимости ширины Γ линии квазиупругого рассеяния тепловых нейтронов для CeCu_2Si_2 ⁷⁰ и CeAl_3 ¹⁰⁶

спина идут быстрее, чем процессы термического спина: $\tau_{sf} < \tau_T$. При высоких температурах, когда $\tau_T < \tau_{sf}$, кондовские флуктуации спина из состояния $S = 1/2$ в состояние $S = -1/2$, идущие через состояние на E_F , являются медленными по отношению к τ_T . Поэтому при высокотемпературных измерениях доминируют термические флуктуации нескомпенсированного спина, и в результате выполняется закон Кюри — Вейсса с эффективным магнитным моментом μ_{eff} , близким к соответствующему значению для свободного магнитного иона.

С понижением температуры осуществляется смена режима от $k_B T > \Gamma/2$ к $k_B T < \Gamma/2$ и $\tau_{sf} < \tau_T$. В этом случае кондовские флуктуации спина становятся при $T \rightarrow 0$ настолько быстрыми по отношению к τ_T , что за время τ_T у 4f-электрона несколько раз происходит переброс спина между состояниями $S = 1/2$ и $S = -1/2$. Следовательно, обе проекции спина представлены равновероятно, т. е. быстрые кондовские флуктуации спина приводят к подавлению эффективного магнитного момента: $\mu_{eff} \rightarrow 0$ при $T \rightarrow 0$.

Описанная динамика спиновых флуктуаций в кондо-системах с $S = 1/2$ сохраняется и для случая $S > 1/2$, если при этом за счет расщепления Δ_{CF} в кристаллическом поле при низких температурах эффективно работает только наименший дублет ($T_K \ll \Delta_{CF}$), являющийся аналогом состояний $S = \pm 1/2$. Такая ситуация имеет место, в частности, у НКР CeCu_2Si_2 ⁷⁰ и CeAl_3 ⁷¹, где шестикратно вырожденный уровень $j = 5/2$ церия расщепляется на три дублета, причем выполняется условие $T_K \ll \Delta_{CF}$. В кондо-системах с $j > 1/2$ и малой величиной расщепления в кристаллическом поле $\Delta_{CF} \ll T_K$ следует рассматривать спиновые флуктуации кондовского типа по всем $2j + 1$ состояниям. Тогда при низких температурах ($\tau_{sf} \ll \tau_T$) населенность всех $2j + 1$ -проекций будет одинаковой, что приведет к подавлению эффективного магнитного момента при $T \rightarrow 0$.

Теория квазиупругого рассеяния нейтронов в ККС, учитывающая расщепление 4f-уровня в кристаллическом поле, построена в работах^{92, 93}, причем для ККС, в которых параметры T_K и Δ_{CF} различаются не слишком сильно, предсказано подавление расщепления в кристаллическом поле при



низких температурах, когда реализуется немагнитное синглетное состояние, приводящее к равновероятному перескоку спина по всем проекциям $-j \leq m \leq j$. В результате этого кондовские флуктуации спина при $T \rightarrow 0$ «перемешивают» состояния с различными квантовыми числами m , что, по мнению авторов работ ^{92, 93}, может вызвать эффективное уменьшение расщепления в кристаллическом поле при $T < T_K$. Для ККС с сильно отличающимися параметрами Δ_{CF} и T_K этот эффект, по-видимому, менее существен.

3.4. Немагнитные кондо-решетки как системы N_1 невзаимодействующих кондо-примесей

Перечислим сначала наиболее характерные свойства типичных НКР CeCu_2Si_2 , CeAl_3 , CeCu_6 :

1. Гигантский низкотемпературный вклад в электронную теплоемкость и усиленный низкотемпературный парамагнетизм Паули (см. табл. II).

2. Полное подавление эффективного магнитного момента ионов Ce^{3+} при переходе от $T \gg T_K$ к $T \leq T_K$: $\mu_{\text{eff}}^2 \sim \chi(T)$ при $T \rightarrow 0$.

3. Доминирование кондовской компенсации спинов над тенденцией к магнитному переходу за счет косвенного РККИ-взаимодействия: $T_K \gg T_{\text{РККИ}}$.

4. Смена режима — от медленных, по отношению к τ_T , спиновых флуктуаций при высоких температурах к быстрым флуктуациям спина при низких температурах, т. е. подавление эффективного магнитного момента в НКР связано с выполнением условия $\tau_{\text{sf}} \ll \tau_T$ при достаточно низких температурах.

5. Ферми-жидкостное поведение удельного сопротивления и коэффициента термо-э. д. с.: коэффициенты A ($\Delta\rho = AT^2$) и a ($S = -aT$) резко усиливаются при переходе от кондо-примеси к кондо-решетке в сплавах $\text{Ce}_x\text{La}_{x-1}\text{Cu}_2\text{Si}_2$, $\text{Ce}_x\text{La}_{1-x}\text{Al}_3$ и $\text{Ce}_x\text{La}_{1-x}\text{Cu}_6$.

6. Аномальный низкотемпературный рост коэффициента Холла при уменьшении T от $T \gg T_K$ к $T \leq T_K$.

Во всех перечисленных свойствах НКР фигурирует характерный параметр — температура Кондо T_K . Оценка этого параметра несколькими независимыми способами: из данных по $\rho(T)$ (T_K^ρ); по пейтронному рассеянию ($T_K^\Gamma \sim \Gamma(0)/2$); по зависимости χ от T (T_K^χ); по минимуму ОМС ($T_K^{\text{OMC}} = T_{\text{min}}/2$) дает для CeCu_2Si_2

$$T_K^\rho \sim T_K^\Gamma \sim T_K^\chi \sim T_K^{\text{OMC}} \approx 8\text{ K}, \quad (3.9)$$

5 К для CeAl_3 и 2—3 К для CeCu_6 ^{109, 110}.

Низкотемпературные аномалии НКР 1—6 указывают на наличие узкого ($\sim T_K$) пика в плотности состояний вблизи E_F . Этим пиком не может быть сама 4f-зона (см. ниже рис. 15, б), поскольку валентность церия в НКР CeCu_2Si_2 , CeAl_3 почти целочисленная, т. е. НКР нельзя рассматривать как СПВ с $v(\text{Ce}) \approx 3,5$. Анализ изменения свойств сплавов $\text{Ce}_x\text{La}_{1-x}\text{Cu}_2\text{Si}_2$, $\text{Ce}_x\text{La}_{1-x}\text{Al}_3$, $\text{Ce}_x\text{La}_{1-x}\text{Cu}_6$ наглядно демонстрирует, что «генетически» аномалии НКР связаны именно с кондовскими процессами, которые отчетливо проявляются при $x \ll 1$, а затем плавно переходят в аномалии НКР при $x \rightarrow 1$.

Для кондо-примеси еще в 1965 г. Абрикосовым ^{18, 19} и Сулом ²⁰ была показана возможность образования при низких температурах узкого ($\sim T_K$) многочастичного резонанса при рассеянии электронов с энергией $E \approx E_F$. В 1972 г. Грюнер и Завадовский ³⁶ предложили полуфеноменологическую модель, в рамках которой полагалось, что резонанс в рассеянии приводит к возникновению на уровне Ферми узкого пика в плотности состояний, который они назвали «резонансом Абрикосова — Сула». С помощью этой модели

удалось описать экспериментальные данные по зависимости кондоского вклада в сопротивление от номера переходного элемента в кондо-системах на основе меди и алюминия³⁶.

Рассматривая НКР как концентрированные кондо-системы, естественно предположить^{16, 17, 48, 49}, что и в НКР узкий пик в плотности состояний на уровне Ферми представляет собой РАС, амплитуда которого в приближении N_1 невзаимодействующих кондо-примесей должна усилиться по отношению к одной кондо-примеси в несколько раз. Поскольку в НКР для 1 моля $N_1 = N_A$, то такое усиление, в принципе, вполне может обеспечить наличие гигантской плотности состояний на уровне Ферми: $g^R(E_F) = N_1 g_1^R(E_F) \gg \gg g^0(E_F)$. Для гамильтонiana Кондо²⁶:

$$H_{\text{с-d}} = \sum_{\mathbf{k}, \sigma=\uparrow, \downarrow} E_{\mathbf{k}} c_{\mathbf{k}\sigma}^\dagger c_{\mathbf{k}\sigma} + J \sum_{\mathbf{k}\mathbf{k}', \sigma\sigma'} \hat{\mathbf{S}} \hat{\mathbf{s}} c_{\mathbf{k}\sigma}^\dagger c_{\mathbf{k}'\sigma'} \quad (3.10)$$

($c_{\mathbf{k}\sigma}^\dagger, c_{\mathbf{k}\sigma}$ — операторы рождения и уничтожения состояния с волновым вектором \mathbf{k} и спином σ ; $\hat{\mathbf{S}}, \hat{\mathbf{s}}$ — спиновые операторы магнитной примеси и электрона зоны проводимости), точное решение Витмана — Андрея дает следующие выражения, определяющие низкотемпературные асимптотики теплоемкости и магнитной восприимчивости^{32, 33}:

$$\frac{c_v(T \rightarrow 0)}{T} = \gamma = \frac{\pi k_B}{6T_0}, \quad (3.11)$$

$$\chi(0) = \frac{(\mu_B g)^2}{4\pi k_B T_0}. \quad (3.12)$$

В формуле (3.12) g — фактор Ланде. Параметр T_0 связан с температурой Кондо T_K через постоянную Вильсона \tilde{W} ¹¹¹:

$$\frac{T_K}{T_0} = \tilde{W} = 4\pi \cdot 0,1026 = 1,2902. \quad (3.13)$$

Если гамильтониан Кондо (3.10) обобщить на примесный спин $S > 1/2$, но по-прежнему рассматривать электроны зоны проводимости только с нулевым орбитальным моментом l (как и для случая $S = 1/2$), то при таком подходе не возникает полной компенсации примеси с $S > 1/2$ ¹¹²⁻¹¹⁴. Следовательно, с помощью простой замены $S \rightarrow j$ в (3.10) не удается адекватно описать поведение магнитной примеси с $j > 1/2$, поскольку известно⁴, что и для $j > 1/2$ эффективный момент кондо-примеси $\mu_{\text{eff}}^2 \sim \chi T \rightarrow 0$ при $T \rightarrow 0$. Поведение примесей с $j > 1/2$ лучше описывается моделью Кокблина — Шриффера¹¹⁵, в которой учитываются перескоки зонных электронов, представляемых в виде суммы парциальных волн с ненулевым орбитальным моментом $l > 0$ по всем спиновым проекциям $-j \leq m \leq j$:

$$H_{\text{CS}} = \sum_{\mathbf{k}, m} E_{\mathbf{k}} c_{\mathbf{k}m}^\dagger c_{\mathbf{k}m} + J \sum_{\mathbf{k}, m} \sum_{\mathbf{k}', m'} c_{\mathbf{k}'m'}^\dagger c_{\mathbf{k}m} a_{m'}^\dagger a_m. \quad (3.14)$$

В этой модели обменное взаимодействие электронов зоны проводимости ($l > 0$) с ЛММ ($j > 1/2$) приводит к полной компенсации эффективного момента примеси при $T \rightarrow 0$. Магнитная восприимчивость и электронная теплоемкость для (3.14) была найдена в рамках подхода Бете^{23, 116}:

$$\chi(0) = \frac{\nu (\nu^2 - 1) (\mu_B g)^2}{24\pi k_B T_0}, \quad (3.15)$$

$$\frac{c_v(T \rightarrow 0)}{T} = \gamma = \frac{(\nu - 1) \pi k_B}{6T_0}, \quad (3.16)$$

где $\nu = 2j + 1$. Отношение χ/γ зависит от констант μ_B , g , k_B и ν :

$$\frac{\chi(0)}{\gamma} = \frac{\nu (\nu + 1) \mu_B^2 g^2}{4\pi^2 k_B^2} = \frac{[j + (1/2)] (j + 1)}{\pi^2 k_B^2} \mu_B^2 g^2. \quad (3.17)$$

При подстановке $j = 1/2$ в (3.15) и (3.16) получается магнитная восприимчивость и коэффициент γ для модели Кондо (3.11) — (3.12).

Поскольку в НКР CeCu_2Si_2 , CeAl_3 , CeCu_6 , UBe_{13} $j = 5/2$, то казалось бы, что для нахождения γ и χ можно воспользоваться формулами (3.15) и (3.16) и положить в них $j = 5/2$. Однако в действительности надо учитывать, что уровень $j = 5/2$ в НКР расщепляется под влиянием кристаллического поля. Для НКР CeCu_2Si_2 ⁷⁰ и CeAl_3 ⁷¹ характер этого расщепления изучен в экспериментах по нейтронному рассеянию. Шестикратно вырожденный уровень $j = 5/2$ расщеплен на три дублета, причем выполнено условие $T_K \ll \Delta_{CF}$ и в упругих кондо-процессах при низких температурах эффективно работает наимизшее состояние, являющееся аналогом состояния с $j = 1/2$. В такой ситуации НКР CeCu_2Si_2 , CeAl_3 можно рассматривать как « $j = 1/2$ » НКС с $N_1 = N_A$ ², ¹⁶, ¹¹⁷. В соединении UBe_{13} кубической симметрии f-уровень должен расщепиться на квартет Γ_8 и крамерсовский дублет Γ_7 . Однако к настоящему времени, насколько нам известно, для UBe_{13} положение квартета Γ_8 и дублета Γ_7 друг относительно друга экспериментально не установлено.

Заполнение РАС при $T = 0$, определяющее его положение относительно E_F , как указывалось выше, равно $1/(2j + 1)$ ³¹. Поэтому в « $j = 1/2$ » НКС с $T_K \ll \Delta_{CF}$ $1/(2j + 1) = 1/2$ и РАС расположен точно на уровне Ферми: $E_R = E_F$. Именно с этим обстоятельством связано гигантское низкотемпературное усиление плотности состояний у НКР CeAl_3 , CeCu_2Si_2 . При выполнении обратного соотношения $T_K \gg \Delta_{CF}$ в образовании РАС проявляется суммарный момент j и следует пользоваться формулами (3.15) — (3.16). В периевых НКС с высокой температурой Кондо $T_K \gg \Delta_{CF}$ $j = 5/2$, заполнение РАС равно $1/(2j + 1) = 1/6$ и, следовательно, РАС образуется несколько выше.

Для оценки мольной теплоемкости и магнитной восприимчивости НКР CeCu_2Si_2 , CeAl_3 по модели невзаимодействующих кондо-центров в формулах (3.15) — (3.16) нужно положить $j = 1/2$ и полученный результат умножить на число Авогадро N_A . Для CeCu_2Si_2 такая оценка дает $\gamma_{\text{теор}} \approx \approx 700$ мДж/моль·К² и $\chi_{\text{теор}} \approx 0,03$ CGS/моль при $T_K = 8$ К. У НКР CeAl_3 $T_K = 5$ К и $\gamma_{\text{теор}} \approx 1120$ мДж/моль·К².

Полученные значения по порядку величины согласуются с экспериментальными данными (см. табл. II). Если же использовать T_K как подгоночный параметр, то с помощью модели невзаимодействующих « $j = 1/2$ » кондо-центров удается хорошо описать экспериментальный ход теплоемкости $C(T)$ в достаточно широком интервале температур¹¹⁸ (рис. 11). При высоких температурах вклад в $C(T)$ дают уже все уровни, отщепленные кристаллическим полем (рис. 11), в результате получается аномалия $C(T)$ типа Шоттки.

Для соединения UBe_{13} экспериментальная температурная зависимость теплоемкости $C(T)$ при низких температурах хорошо описывается введением лоренцовского резонанса шириной 12 К, расположенного точно на уровне Ферми²¹. Оверхаузер и Аппель²¹ считают, что этот резонанс представляет собой уширенный за счет гибридизации дублет Γ_7 , попавший точно на уровень Ферми: $E(\Gamma_7) = E_F$, в то время как квартет Γ_8 лежит достаточно глубоко над уровнем Ферми: $E(\Gamma_8) < E(\Gamma_7)$. По нашему мнению, у UBe_{13} , наоборот, дублет Γ_7 лежит ниже квартета Γ_8 , причем выполняется соотношение $T_K \ll \Delta_{CF}$, т. е. UBe_{13} является « $j = 1/2$ » НКР с РАС, расположенным точно на уровне Ферми: $E_R = E_F$. С этой точки зрения хорошее соответствие расчета²¹ с экспериментальными данными по теплоемкости, магнитной восприимчивости, намагниченности связано, по-видимому, с тем обстоятельством, что в диапазоне $T/T_K \leq 10$ решение Витмана — Андрея весьма точно может быть описано расчетом по резонансной модели^{34, 35}, причем ширина этого резонанса определяется температурой Кондо, а его амплитуда в диапазоне $T/T_K \leq 10$ может считаться температурно независимой, т. е. расчет²¹ еще раз проиллюстрировал правильность выводов работ^{34, 35}.

Таким образом, определение характера расщепления f-уровня у UBe₁₃ в кристаллическом поле может служить экспериментальным критерием, позволяющим уточнить природу пика $g(E)$ при $E = E_F$ у этого соединения. Если дублет Γ_7 расположен выше квартета Γ_8 , то, по-видимому, верна модель

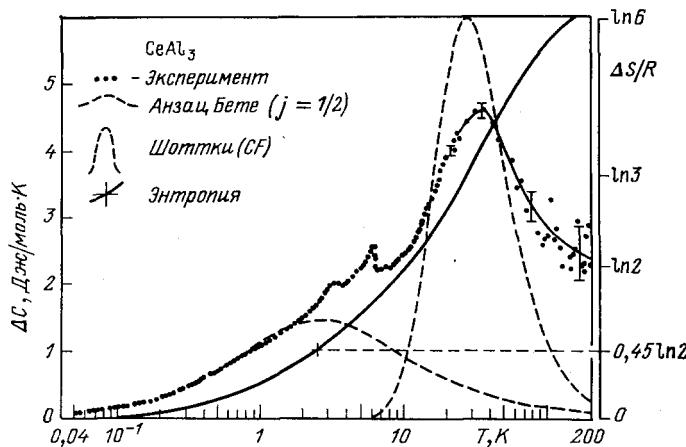


Рис. 11. Температурная зависимость теплоемкости C для CeAl₃¹¹⁸.

Штриховыми линиями показан расчет низкотемпературного вклада в теплоемкость от эффекта Кондо с $j_s = 1/2$ и высокотемпературного вклада типа Шоттки на f-уровне, расщепленном кристаллическим полем (CF)

Оверхаузера и Аппеля²¹, если же наоборот — $E(\Gamma_8) > E(\Gamma_7)$, то скорее всего, UBe₁₃ представляет собой « $j = 1/2$ » НКР с $E_R = E_F$ ^{2, 16, 117}.

Для плотных кондовских систем, в которых вырождение $v = 2j + 1$ f-уровня снимается в кристаллическом поле и образуется, как у CeAl₃, CeCu₂Si₂, трехуровневая система, температура Кондо определяется следующим уравнением⁷²:

$$\left(\frac{T_K}{W}\right)^{v_0} \left(\frac{T_K + \Delta_{CF_1}}{W + \Delta_{CF_1}}\right)^{v_1} \left(\frac{T_K + \Delta_{CF_2}}{W + \Delta_{CF_2}}\right)^{v_2} = \exp\left[-\frac{1}{g(E_F) J}\right], \quad (3.18)$$

где индексы 0, 1, 2 относятся к наименшему, первому и второму возбужденному уровням, v_i — кратность вырождения этих уровней: $v = v_0 + v_1 + v_2$ (для CeAl₃, CeCu₂Si₂ $v_0 = v_1 = v_2 = 2$), а Δ_{CF_1} и Δ_{CF_2} — расстояния от наименшего уровня до первого и второго возбужденных уровней соответственно; W — полуширина зоны проводимости. В рамках теории⁷² при высоких температурах $T \gg \Delta_{CF_1} \Delta_{CF_2}$ целесообразно ввести свою температуру Кондо T_K^h :

$$T_K^h = W \exp\left[-\frac{1}{v g(E_F) J}\right]. \quad (3.19)$$

Это выражение применимо также в случае $T_K \gg \Delta_{CF_1}, \Delta_{CF_2}$ или $\Delta_{CF_1} = \Delta_{CF_2}$. С понижением температуры в область $T \ll \Delta_{CF_1}, \Delta_{CF_2}$ для $T_K \ll \Delta_{CF_1}, \Delta_{CF_2} \ll W$,

$$T_K = \left(\frac{W}{\Delta_{CF_1}}\right)^{v_1/v_0} \left(\frac{W}{\Delta_{CF_2}}\right)^{v_2/v_0} W \exp\left[-\frac{1}{v_0 g(E_F) J}\right]. \quad (3.20)$$

Из формул (3.19) и (3.20) и получается формула $T_K^h = (T_K \Delta_{CF_1} \Delta_{CF_2})^{1/3}$, уже приведенная выше для CeAl₃, CeCu₂Si₂ и других НКР с $\Delta_{CF_1}, \Delta_{CF_2} \gg T_K$ и $v_0 = v_1 = v_2 = 2$. Таким образом, в « $j = 1/2$ » НКР типа CeAl₃, CeCu₂Si₂ имеются две температуры Кондо — T_K и T_K^h , каждая из которых является характерным энергетическим параметром в своем температурном интервале.

Данные по эффекту Холла для НКР^{54, 59-61} могут быть использованы для оценки фермиевской скорости v_F , волнового вектора k_F и эффективной массы m^* (см. табл. II). У CeCu₂Si₂ холловская концентрация при $T = 100$ К составляет $n(100\text{ K}) \approx 1,4 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-3}$, что близко к соответствующему значению для LaCu₂Si₂ и к значению $1,34 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-3}$, найденному из условия, что CeCu₂Si₂ имеет один электрон на элементарную ячейку, т. е. зона проподимости заполнена примерно наполовину.

По теории Ландау¹¹⁰ ферми-жидкости сильное взаимодействие между электронами при $T \rightarrow 0$ не изменяет величину волнового вектора k_F . Учитывая это обстоятельство и полагая, что поверхность Ферми является сферической, имеем

$$n = \frac{k_F^3}{3\pi^2}. \quad (3.21)$$

По формуле (3.18) для CeCu₂Si₂ находим, что $k_F = 0,745 \cdot 10^8 \text{ см}^{-1}$ и, следовательно,

$$m_h^* = \frac{3v_F^2}{(k_F k_B)^2} = 512 m_0, \quad (3.22)$$

$$v_F = \frac{\hbar k_F}{m_h^*} = 1,68 \cdot 10^5 \text{ см/с}, \quad (3.23)$$

$$T_F^* = \frac{m_h^* v_F^2}{2k_B} = 47 \text{ К}. \quad (3.24)$$

Полученные оценки несколько отличаются от аналогичных оценок в¹²⁰. Однако следует иметь в виду, что оба набора значений для k_F , m_h^* , v_F , T_F^* берны только по порядку величины, поскольку при их выводе использовалось много упрощающих предположений. Интересно отметить, что параметры m_h^* , v_F , T_F^* у НКР на 2—3 порядка отличаются от соответствующих параметров нормальных металлов, причем фермиевская скорость, например, CeCu₂Si₂, оказывается даже ниже скорости звука $v_s \approx 2 \cdot 10^5 \text{ см/с}$. При интерпретации холловских аномалий у НКР^{49, 54, 59-61, 80} естественно предположить, что вклад тяжелых фермионов с $m_h^* \sim (10^2 - 10^3) m_0$ в холловское напряжение в полях $H \leq 50$ кЭ пренебрежимо мал, если помимо тяжелых фермионов имеются также подвижные электроны с эффективной массой $m_1^* \ll m_0 \ll m_h^*$. Считая, что суммарная концентрация легких и тяжелых электронов от температуры не зависит, $n(m_h^*) + n(m_1^*) = \text{const}$, низкотемпературное увеличение коэффициента Холла $R_H(T)$ (см. рис. 5) можно связать с убыванием концентрации подвижных электронов при понижении температуры от $T \gg T_K$ к $T \leq T_K$. При такой интерпретации аномальный (изкогомпературный) рост $R_H(T)$ является следствием увеличения эффективной массы значительной части фермиевских электронов вследствие образования РАС с $E_R = E_F$.

Альтернативная интерпретация аномалий $R_H(T)$ у НКР основана на ущественном усилении несимметричного рассеяния⁷⁷ («skew scattering») НКР. Кондровская компенсация спинов в ККС приводит к увеличению лотности электронов с ненулевым орбитальным моментом $l > 0$ в «кондровском облаке» вокруг магнитных центров и тем самым к росту добавки к коэффициенту Холла за счет несимметричного рассеяния¹²¹. Построенная в работе¹²¹ теория неплохо описывает имеющиеся экспериментальные данные^{48, 54, 59-61, 64, 65, 78-80}, включая инверсию знака R_H у CePd₃^{78, 79}, рост $|R_H|$ у НКР^{48, 54, 59-61, 64, 65, 80} и знак $R_H(4,2 \text{ К}) > 0$ коэффициента Холла у CeCu₂Si₂, UBe₁₃, CeAl₃ и CeCu₆. Рост низкотемпературных значений $R_H(T)$ у сплавов Ce_xLa_{1-x}Cu₂Si₂ и Ce_xLa_{1-x}Al₃ при $x \rightarrow 1$ (см. рис. 5), этой точки зрения, отражает увеличение РАС при подходе к НКР CeCu₂Si₂: CeAl₃.

Таким образом, основное различие между кондо-примесными системами и кондо-решетками заключается в величине РАС. Если для кондо-

примеси амплитуда РАС мала по сравнению с невозмущенной плотностью состояний, то у НКР РАС имеет гигантскую амплитуду.

Ширина РАС определяется температурой Кондо $T_K = 1-10 \text{ K}$ (см. также (3.18) — (3.20)), которая у НКР при низких температурах на несколько порядков меньше, чем температура вырождения электронного газа в нормальных металлах. Поэтому у НКР эффективная масса тяжелых фермионов достигает значений $(10^2-10^3) m_e$.

Положение РАС относительно E_F зависит от величины расщепления Δ_{CF} в кристаллическом поле и T_K . У « $j = 1/2$ » ККС с $\Delta_{CF} \gg T_K$ РАС при $T \ll T_K \ll T_K^h$ образуется точно на уровне Ферми. Таким образом, можно ожидать, что для реализации гигантской плотности состояний на уровне Ферми необходимо взять также ККС, у которых наивысшее, отщепленное кристаллическим полем состояние является дублетом и выполняются условия $\Delta_{CF} \gg T_K \gg T_{RKI}$ и $N_1 \sim N_A$, т. е. концентрация кондо-центров велика, но при этом обеспечено подавление магнитного косвенного взаимодействия магнитных ионов друг с другом, а сам резонанс расположен при $E_R = E_F$.

В выполнении соотношения $T_K \gg T_{RKI}$ в ККС основную роль играют два фактора — достаточно сильное обменное взаимодействие J (при условии $v = 2j + 1 = \text{const}$), обеспечивающее превышение экспоненты (1.1), определяющей T_K , над квадратичной зависимостью T_{RKI} от J^{74} , а также сама кратность вырождения f-уровня $v^{72}, 122$. Критическое значение J_c , найденное из условия $T_K(J_c) = T_{RKI}(J_c)$ (см. рис. 1.4), согласно ¹²² должно стремиться к нулю при $v \rightarrow \infty$, т. е. при очень большом числе проекций $-j \leq m \leq j$ локальные кондовские флуктуации спина, приводящие к перескокам по всем m , доминируют над магнитным межцентровым РКИ-взаимодействием уже при сколь угодно малом значении J .

Сравнивая низкотемпературные свойства « $j = 1/2$ » НКР (см. табл. II) со свойствами нормальных металлов, можно видеть различие в 2—3 порядка для тех величин, которые непосредственно связаны с существованием пика $g(E)$ при $E = E_F$. Это обстоятельство позволяет рассматривать « $j = 1/2$ » НКР как новый класс металлических систем, в которых низкотемпературные межэлектронные корреляции кондовского типа, отвечающие некоторому эффективному притяжению между электронами, приводят к образованию вблизи E_F узкого РАС гигантской амплитуды. В первом приближении НКР при $T \ll T_K$ можно рассматривать как совокупность N_1 невзаимодействующих кондо-синглетов. Оценка по такой модели $\chi(0)$, $\gamma(T \rightarrow 0)$, T_F^* , m_F^* и коэффициента Холла $R_H(T)$ дает значения, согласующиеся по порядку величины с соответствующими экспериментальными данными. Для более адекватного описания низкотемпературных свойств НКР необходим учет когерентности кондовских флуктуаций спина при $T < T_{coh} < T_K$.

3.5. Когерентные эффекты в немагнитных кондо-решетках при $T \ll T_K$

К периодическим ККС — кондо-решеткам — при достаточно низких температурах $T < T_{coh}$ применима теорема Блоха, т. е. в системе периодически расположенных кондо-центров должна установиться когерентность кондовских флуктуаций спина. При установлении когерентности тяжелые фермионы образуют энергетические зоны с вполне определенным законом дисперсии $E(\mathbf{k})$, характеризуемым наличием очень больших значений эффективных масс. Для оценки особенностей трансформации поверхности Ферми при образовании зон тяжелых фермионов Мартин ^{123, 124} предложил воспользоваться теоремой Латтингдера. Тяжелый фермион (рис. 12) можно представить себе как некоторое «смешанное» образование из локализованных f-состояний и фермиевских sd-электронов. Формирование такого состояния, с одной стороны, приводит к эффективному подавлению локального магнитного момента f-оболочек за счет быстрых флуктуаций спина, а с другой сто-

зоны, вызывает резкое утяжеление самих фермиевских электронов из-за существенного «смешивания» с локализованными f-состояниями.

Для периодических систем — НКР — предсказана существенная анизотропия (рис. 12, б): для одних направлений квазимпульса \mathbf{k} должно произойти резкое увеличение эффективной массы фермиевских электронов, в то время как для других закон дисперсии изменится очень мало $^{123-125}$. В результате в НКР при $T < T_{coh}$ можно ожидать появления локальной щели на уровне Ферми E_F .

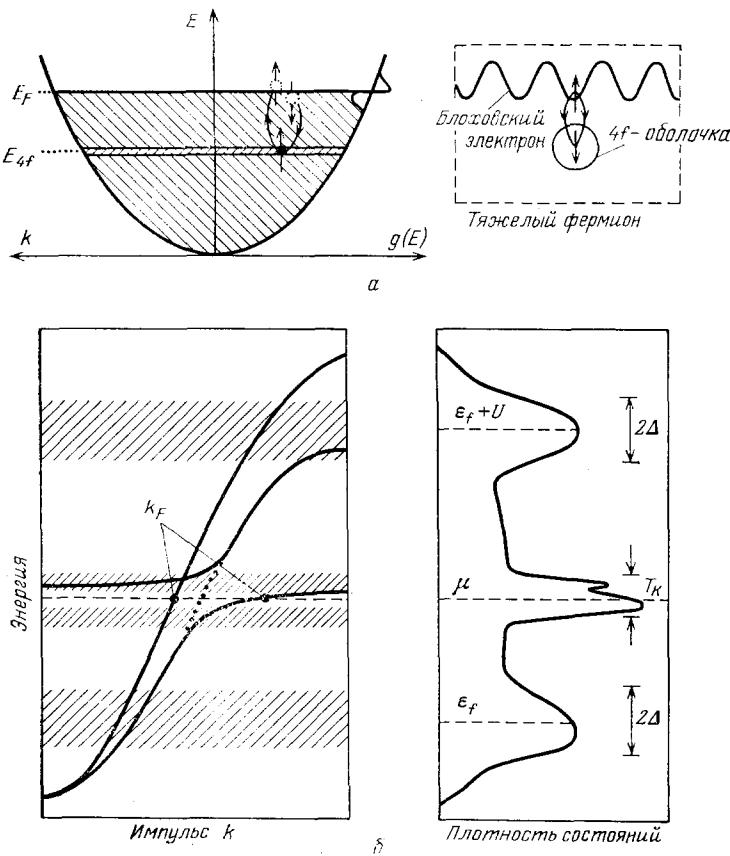


Рис. 12. *a* — Низкотемпературные кондовые флуктуации спина, приводящие к образованию РАС вблизи E_F и утяжелению эффективной массы фермиевских электронов ². *б* — Ход плотности состояний (справа) и энергетический спектр (слева) для немагнитной кондо-решетки ¹²³; масштаб T_K увеличен для ясности; слева схематически изображен закон дисперсии для двух направлений в зоне Бриллюэна — вдоль одного из них утяжеления фермиевских электронов нет, вдоль другого — есть; в целом, ход плотности состояний в немагнитной кондо-решетке — такой же, как и для кондо-примеси, за исключением локальной щели на E_F , которая является следствием периодичности кондовых центров

на уровне Ферми ¹²³⁻¹²⁸. Если в НКР имеется ровно один электрон зоны проводимости на каждый магнитный центр ($n_m = 1$), то возможна ситуация, когда при $T < T_{coh} < T_K$ каждый электрон образует квазисвязанное синглетное состояние на «своем» кондовском центре, и тогда, по-видимому, леседель на E_F должна стать реальной щелью. Авторы работ ¹²⁶⁻¹²⁸ пришли к выводу, что НКР с $n_m = 1$ являются изоляторами при любом J ^{126, 127} либо только при $J > J_c$ ¹²⁸. Для $n_m \neq 1$ изолирующая щель на уровне Ферми не образуется, однако локальный минимум при $E = E_F$ на фоне РАС остается (см. рис. 12, б). Возникновение тонкой структуры РАС связано с переходом от режима некогерентных кондовских синглетов при $T_{coh} \ll$

$\leq T \leq T_K$ к режиму когерентных кондовских флуктуаций в НКР при $T < T_{coh}$. По-видимому, можно сравнить локальную щель на РАС с кулоновской щелью¹²⁹ в примесной зоне в легированных полупроводниках — в обоих случаях уменьшение плотности состояний на уровне Ферми связано с электрон-электронными корреляциями типа эффективного отталкивания.

Изменение плотности состояний на уровне Ферми у НКР при переходе к когерентному режиму экспериментально изучалось в работах^{130, 131}. У НКР переход к когерентному режиму приводит к уменьшению $C/T \sim \gamma \sim g(E_F)$ (рис. 13). Сбой когерентности с помощью замещения церия в НКР CeCu_2Si_2 , CeAl_3 на иттрий и лантан^{130, 131} вызывает подавление участков убывания $C/T \sim \gamma \sim g(E_F)$ (рис. 13). Эти эксперименты показывают, что нарушение периодичности расположения атомов церия при их разбавлении иттрием или лантаном индуцирует переход к РАС без локальной псевдощели на уровне Ферми: $C/T \approx \text{const}$ при $T < T_{coh}$. По данным^{130, 131} характерная температура T_{coh} примерно составляет $T_K/10$.

Возникновение псевдощели у НКР при $E = E_F$ согласно данным¹¹⁸ вызывает инверсию знака коэффициента термо-э. д. с. в области $T < T_{coh}$ у CeCu_2Si_2 , CeAl_3 . И в этом случае нарушение периодичности кондовских центров, достигаемое с помощью замещения Ce на La или Y, приводит к подавлению аномалий термо-э. д. с. при $T_K/10^*$.

Рис. 13. Температурные зависимости теплоемкости C у CeCu_2Si_2 (а), $\text{Ce}_{0.8}\text{Y}_{0.2}\text{Cu}_2\text{Si}_2$ (б) $\text{Ce}_{0.8}\text{La}_{0.2}\text{Cu}_2\text{Si}_2$ в магнитном поле H (кГ) = 0 (1), 10 (2), 20 (3), 40 (4) и 80 (5)^{130, 131}

У НКР CeAl_3 переход от некогерентного режима к когерентному сопровождается инверсией знака термического расширения¹³². В результате этого при $T < 1$ электронный параметр Грюнайзена становится отрицательным: $\Omega_G(\text{CeAl}_3) = -200$. Для сравнения — у нормальной фазы ${}^3\text{He}$ $\Omega_G = -1,1$ ($p = 0$) и $\Omega_G = -2,5$ ($p = 32$ бар).

Таким образом, ферми-жидкостное поведение электронной системы в нормальной НКР CeAl_3 качественно аналогично поведению жидкого ${}^3\text{He}$ в нормальной фазе.

3.6. Соединения с переменной валентностью как ККС с высокой температурой Кондо

У НКР CeCu_2Si_2 под действием давления осуществляется трансформация температурных зависимостей удельного сопротивления от кривых $\rho(T)$ с кондовским ростом ρ , максимумом при $T = T_{max}^{(1)} \simeq 10$ К и ферми-жидкостным убыванием ρ по закону $\Delta\rho = AT^2$ при $T < T_{max}^{(1)}$ (рис. 14) к зависимостям $\rho(T)$ ($p \geq 40$ кбар) с металлическим ходом $\rho(T)$ во всем диапазоне температур $T \leq 300$ К^{133–135}. Аналогичное изменение зависимостей $\rho(T)$ под давлением наблюдается также у CeAl_2 ¹³⁶, CeIn_3 ¹³⁷ и при варьировании со-

*). Переход к когерентному режиму вызывает также резкое уменьшение коэффициента Холла $R_H(T)$ в НКР CeCu_2 ^{200–201}, CeAl_3 ²⁰², UBe_3 ²⁰³, причем в CeCu_2 и UBe_3 $R_H(T)$ даже меняет знак. Нарушение периодичности кондо-центров значительно ослабляет падение $R_H(T)$ ^{202, 204}.

стара x у Ce ($\text{Rh}_{x}\text{Pt}_{1-x}$)₃^{138, 139}, Ce ($\text{In}_{1-x}\text{Sn}_x$)₃¹⁴⁰, Ce ($\text{Sn}_x\text{Pb}_{1-x}$)₃¹⁴¹, Ce ($\text{Rh}_{1-x}\text{Ru}_x$)₂¹⁴², Ce ($\text{Ni}_x\text{Cu}_{1-x}$)₅¹⁴³. Обычно такой переход в ККС трактовался как переход ККС — СПВ — металл с четырехвалентным состоянием

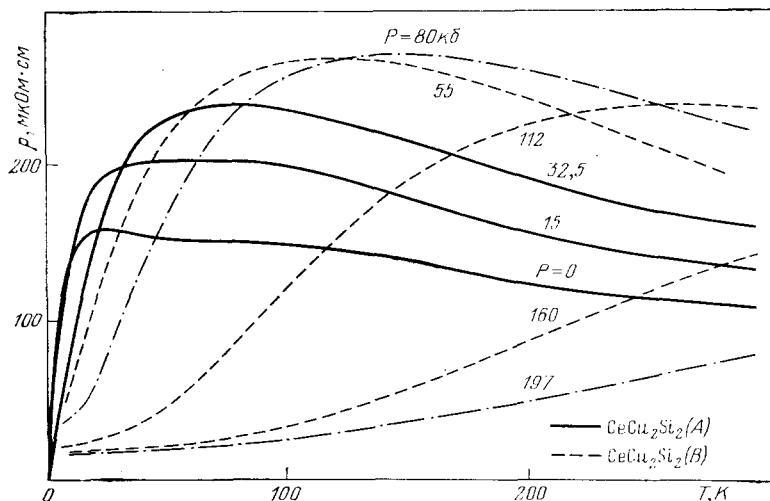


Рис. 14. Температурные зависимости удельного сопротивления ρ (T) у двух образцов CeCu₂Si₂ (A, B) под давлением¹³⁸.

* Низкотемпературные участки всех кривых ρ (T) хорошо спрямляются в координатах ρ , T^2

церия. Считалось, что внешнее давление или контролируемое изменение состава существенно варьируют положение самой $4f$ -зоны относительно E_F (рис. 15, а): от целочисленной валентности РЗЭ (режим ККС) через нецелочисленную валентность РЗЭ (режим СПВ) к нормальному металлу с опустошенной $4f$ -оболочкой. Однако в последнее время эта модель («promotion model»)

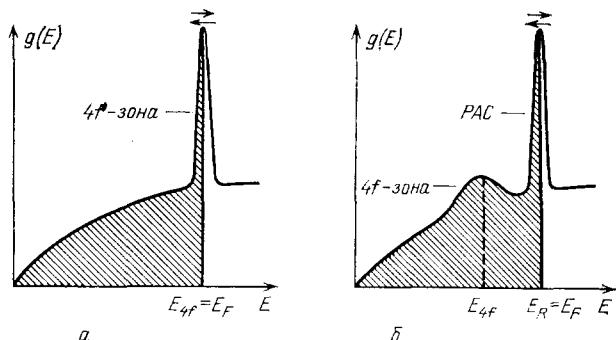


Рис. 15. Схематическое изображение хода плотности состояний в концентрированных кондо-системах¹⁶.

а — «Promotion model»; пик $g(E_F)$ объясняется совпадением $4f$ -зоны с уровнем Ферми, б — Новая модель, в рамках которой пик $g(E_F)$ является ревонансом Абрикосова — Сула, а сама $4f$ -зона лежит значительно глубже под E_F и имеет большую ширину

испытывает серьезные трудности при интерпретации целого ряда экспериментальных данных. Допустим, что аномалии СПВ, проявляющиеся в «слабовозмущающих» экспериментах (измерениях магнитной восприимчивости, теплоемкости, термо-э. д. с., удельного сопротивления, коэффициента Холла и т. д.) связаны с попаданием узкой $4f$ -зоны на уровень Ферми, и будем использовать ширину (Δ_{4f}) и положение ($E_F - E_{4f}$) этой зоны как подгоночные параметры. Тогда удовлетворительно описать результаты «слабовозмущающих» измерений можно только при значениях $\Delta_{4f} \leq 0,01$ эВ и $E_F \approx E_{4f}$. В этом случае, кроме того, для различных цериевых СПВ должен перекрываться весь интервал валентных состояний церия: $v(\text{Ce}) = 3 - 4$. Однако оцененные таким образом значения параметров Δ_{4f} , $E_F - E_{4f}$, $v(\text{Ce})$ находят

дятся в противоречии с данными, полученными с помощью различных спектроскопических методов, в которых исследуемая система возмущается достаточно сильно. В «сильно возмущающих» экспериментах валентность церия v (Ce) в металлических ККС никогда не превышает значения v (Ce) = 3,25—3,29^{46, 144, 145}, а для 4f-зоны получаются существенно большие ширина $\Delta_{4f} \sim (0,1-1)$ эВ и глубина залегания ($E_F - E_{4f}$) $\sim 1-2$ эВ^{98-104, 146, 147}.

Каковы же в действительности параметры 4f-зоны? Попадает ли особенность в плотности состояний на уровень Ферми и имеет ширину $\sim 0,01$ эВ или эта особенность расположена достаточно глубоко под E_F и уширена до $\Delta_{4f} \sim 0,1-1$ эВ? Как показывает детальный анализ, проведенный в работе², обе указанные группы экспериментов отражают действительное положение вещей, поскольку в слабовозмущающих измерениях и в спектроскопических экспериментах видны *две различные особенности* в плотности состояний: узкая зона вблизи E_F — это РАС, а зона с шириной 0,1—1 эВ, расположенная на 1—2 эВ глубже E_F — это и есть сама 4f-зона (рис. 15, б). Такая интерпретация снимает противоречия между спектроскопическими данными и данными, полученными в «слабовозмущающих» экспериментах.

Характер изменения температурных зависимостей $\rho(T)$ (см. рис. 14) у CeCu₂Si₂ под давлением, обычно трактуемый в рамках традиционной модели как переход ККС — СПВ, в действительности допускает альтернативную интерпретацию: наблюдаемая под давлением трансформация кривых $\rho(T)$ является следствием сдвига максимума $\rho(T)$ вправо по шкале температур (см. рис. 14). При этом температура Кондо T_K возрастает от $T_K \sim 8$ К $\ll \Delta_{CF}$ при $p = 0$ до $T_K \sim 300$ К $\gg \Delta_{CF}$ при $p \geq 100$ кбар. В такой ситуации металлический ход $\rho(T)$ при $p \geq 100$ кбар можно рассматривать как участок $\Delta\rho = AT^2$, наблюдаемый ниже максимума $\rho(T)$, который при высоких давлениях смещается в область $T \geq 300$ К и не виден в диапазоне $T < 300$ К. Индуцируемый варьированием внешних параметров переход от « $j = 1/2$ » ККС с $T_K \ll \Delta_{CF}$ и $E_R = E_F$ к « $j = 5/2$ » ККС с $T_K \gg \Delta_{CF}$ и $E_R \neq E_F$ приводит к смещению РАС относительно E_F , что и имитирует переход ККС — «СПВ», в котором в действительности сама 4f-зона смещается очень незначительно, а значительное смещение относительно E_F испытывает РАС (рис. 15).

Одним из наиболее веских аргументов в пользу рассмотрения СПВ, по крайней мере цериевых СПВ, как ККС с высокой температурой Кондо $T_K > \Delta_{CF}$ является существование предельной валентности церия в металлических системах: v (Ce) $\leq 3,25-3,29$ ^{46, 144, 145} (по данным¹⁴⁸ v (Ce) $\leq 3,40$). Поскольку для описания данных, полученных при исследовании цериевых СПВ в «слабовозмущающих» экспериментах, узкий пик в плотности состояний необходимо расположить несколько *выше* E_F ², то это давало бы для валентности церия в этих соединениях значения 3,5—4,0, если пик $g(E_F)$ связан с самой 4f-зоной. Очевидно, что последнее допущение противоречит имеющимся данным по v (Ce)^{46, 144, 145, 148}.

Означает ли все это, что СПВ вообще нет? На этот вопрос утвердительно ответить, конечно же, нельзя, поскольку известно^{23, 37, 149, 150}, что при выполнении определенного соотношения между Δ_f и U (в случае нецелочисленной валентности) РАС и 4f-зона сливаются в один пик вблизи E_F , т. е. для малой концентрации невзаимодействующих 4f-примесей режим с промежуточной валентностью заведомо существует. Однако при переходе к концентрированным системам состояние с существенно нецелочисленной валентностью может оказаться термодинамически неустойчивым относительно перехода редкоземельного элемента (РЗЭ) к почти целочисленной валентности. Такой переход может быть следствием тенденции к фиксации такой валентности РЗЭ, которая обеспечивает максимальный выигрыш в свободной энергии из-за процессов кондо-конденсации. Если этот переход является скачкообразным, то его называют «кондо-коллапсом»^{50, 51}. Интересно, что, например, для металлического церия¹⁴⁵ «вытолкнуть» 4f-зону выше уровня Ферми не удается даже при сильном всестороннем сжатии с $p \leq 200$ кбар, поскольку вы-

годнее (за счет перестройки решетки) удерживать 4f-уровень несколько ниже E_F , так, чтобы при каждой перестройке иметь оптимальный выигрыш в свободной энергии за счет кондо-конденсации.

Таким образом, в ряде случаев в большей степени применимо описание цериевых «СПВ» как $j = 5/2$ ККС с $T_K > T_{РККИ}$ и РАС, заполненными на $1/6$ и расположенным поэтоому выше E_F . Для этих соединений традиционная терминология «СПВ» не отражает адекватно сути процессов, определяющих природу пика вблизи E_F . Поэтому представляется целесообразным введение нового термина — $j = 5/2$ ККС или ККС с высокой T_K , — который подчеркивал бы природу особенности $g(E_F)$ как РАС, возникающего вследствие кондовских флуктуаций спина.

Более детальное рассмотрение СПВ как ККС с высокой T_K можно найти в работе².

4. СВЕРХПРОВОДЯЩИЕ КОНДО-РЕШЕТКИ

4.1. Св е р х п р о в о д и м о с т ь CeCu_2Si_2

Одним из удивительных свойств НКР CeCu_2Si_2 является сверхпроводимость по системе тяжелых фермионов, открытая в 1979 г. Штеглихом с соавторами⁵. Используя фазовую диаграмму магнитных свойств, полученную

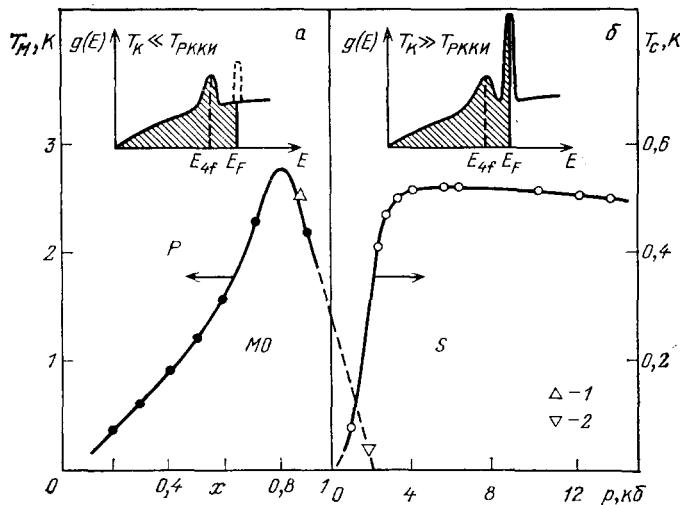


Рис. 16. Фазовая диаграмма магнитных и сверхпроводящих свойств сплавов $\text{Ce}_x\text{La}_{1-x}\text{Cu}_2\text{Si}_2$ при $0 < x \leq 1$ и CeCu_2Si_2 под давлением до 13,4 кбар^{17,54}.

P — парамагнитная фаза, S — сверхпроводящая фаза, MO — магнитное упорядочение (состояние с замороженными спинами). Вставки иллюстрируют ход плотности состояний в двух крайних случаях: магнитном $T_K \ll T_{РККИ}$ (а) и немагнитном $T_K \gg T_{РККИ}$ (б). Исходя из предположения, что варьирование содержания меди в CeCu_2Si_2 действует аналогично давлению, представлены также данные¹⁶⁷ (1 — образец с дефицитом меди) и данные¹⁵⁸ (2 — образец с избытком меди).

для сплавов $\text{Ce}_x\text{La}_{1-x}\text{Cu}_2\text{Si}_2$ (рис. 16), можно проследить генезис необычных свойств CeCu_2Si_2 при переходе от нормального металла ($x = 0$) к НКР ($x = 1$). Смена режима — от магнитного ($T_K \ll T_{РККИ}$) к немагнитному ($T_K \gg T_{РККИ}$) (см. рис. 1, 4) — приводит к тому, что в этих сплавах при $x \rightarrow 1$ кондовая компенсация спинов доминирует над тенденцией к магнитному упорядочению через косвенное РККИ-взаимодействие. Поэтому температура магнитного перехода (рис. 16) резко падает при $n \rightarrow 1$ и поликристаллы CeCu_2Si_2 с гигантским РАС переходят в сверхпроводящее состояние. Сверхпроводящий переход сопровождается скачком теплоемкости,

возникновением аномального диамагнетизма и обращением в нуль сопротивления при $T = T_c$ ⁵. Следует отметить, что скачок теплоемкости при $T = T_c$ имеет такой же порядок величины, как теплоемкость CeCu_2Si_2 до перехода, т. е. за сверхпроводимость в CeCu_2Si_2 ответственны именно тяжелые фермионы.

При всестороннем сжатии CeCu_2Si_2 , так же как и при увеличении x в ряду $\text{Ce}_x\text{La}_{1-x}\text{Cu}_2\text{Si}_2$, осуществляется рост температуры Кондо T_K . Поэтому на фазовой диаграмме магнитных и сверхпроводящих свойств (рис. 16) изменение T_M у сплавов $\text{Ce}_x\text{La}_{1-x}\text{Cu}_2\text{Si}_2$ и T_c у граничного соединения CeCu_2Si_2 под давлением можно рассматривать в единой шкале $x - p$, при смещении вдоль которой слева направо растет величина J и T_K . Зная скорости смещения низкотемпературного максимума $\rho(T)$ при $T = T_{\max}^{(1)}$ под давлением и при варьировании состава, масштаб на оси давлений (рис. 16) можно выбирать таким, чтобы обеспечивалось равенство производных $dT_{\max}^{(1)}/dp$ и $dT_{\max}^{(1)}/dx$ ^{48, 54, 56}.

На фазовой диаграмме (рис. 16) НКР CeCu_2Si_2 лежит в узкой критической области, соответствующей переходу от магнитного состояния к сверхпроводящему. Это обстоятельство приводит к сильной зависимости свойств

CeCu_2Si_2 от внешних параметров — давления, изменения состава и даже от способа приготовления и режима последующей термической обработки. Стехиометрические монокристаллы, в отличие от поликристаллов, не переходят в сверхпроводящее состояние при нормальном давлении, по крайней мере, в области $T \geq 0,02 \text{ K}$ ^{48, 49, 56, 95, 151-154}, а становятся сверхпроводниками только под действием давления $p \geq 1 \text{ кбар}$ (рис. 16, зависимость $T_c(p)$). В то же время монокристаллы CeCu_2Si_2 , выращенные из составов с избытком меди, являются уже при $p = 0$ сверхпроводниками с $T_c = 0,5 - 0,65 \text{ K}$ ^{120, 153, 155-157}.

Данные, полученные в¹⁵⁶, дают дополнительную информацию о характере поведения зависимостей $T_M(x)$ и $T_c(x, p)$ (рис. 16) вблизи $x = 1$: для монокристалла CeCu_2Si_2 с избытком меди (большими значениями J и T_K)

Рис. 17. Кривые критических полей $H_{c2}(T_c)$ для $|H_1| \parallel i \perp c_1$ (i — ток, c — тетрагональная ось), монокристалла CeCu_2Si_2 при различных давлениях (в кб): 2,2 (1), 3,3 (2), 3—5,0 (3) и 12,0 (4)⁵⁶

было обнаружено возвратное поведение в постоянном магнитном поле при понижении температуры, указывающее на возможность пересечения зависимостей $T_M(x)$ и $T_c(x, p)$. Это означает, что магнетизм кондовски редуцированных ЛММ в НКР может, в принципе, существовать со сверхпроводимостью в системе тяжелых фермионов.

Исследование кривых критических полей $H_{c2}(T_c)$ у CeCu_2Si_2 (рис. 17) показывает, что производная $-dH_{c2}/dT$ ($T = T_c$) аномально велика, а отношение $H_{c2}(0)/T_c(0)$ для $T_c \approx 0,5 \text{ K}$ более чем в два раза превышает параметрмагнитный предел (табл. III)^{151, 152, 48, 49, 56, 120, 155, 156}.

В пределе $l \ll \xi_0$ (l — длина свободного пробега, ξ_0 — длина когерентности) значение dH_{c2}/dT ($T = T_c$) определяется произведением электронного коэффициента теплоемкости γ и остаточного сопротивления ρ_0 :

$$\frac{dH_{c2}}{dT} \Big|_{T=T_c} = 5,26 \cdot 10 \left(\frac{\text{эрг}}{\text{см}^3 \text{К}^2} \right) \rho_0 (\text{Ом} \cdot \text{см}). \quad (4.1)$$

Оценка по формуле (4.1) дает значения 100—200 кЭ/К, что хорошо соглашается с экспериментальными данными (см. табл. III). Корреляция между

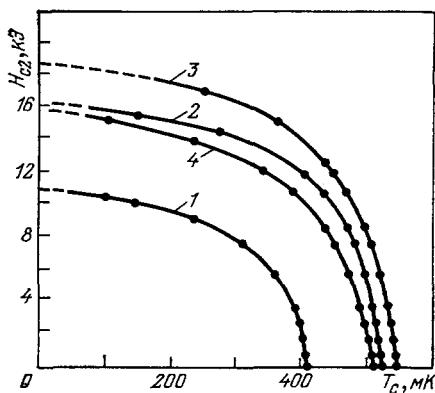


Таблица III

Характеристики сверхпроводящих систем с тяжелыми фермионами по сравнению с «нормальными» сверхпроводником Sn

Сверх- проводник	$\gamma (T \rightarrow 0)$, мДж/моль·К ²	T_c , К	$H_{c2}(0)$, кЭ	$H_{c2}(0)/T_c(0)$, кЭ/К	$-dH_{c2}/dT (T = T_c)$, кЭ/К	ξ_0 , Å (длина коэффициента проникновения)	λ , Å (лондоновская глубина проникновения)	H_{c1} , Э (нижнее критическое поле)
CeCu_2Si_2	1050 ⁹⁵	0,04—0,6 ¹⁵¹	10—18 ⁵⁴	20—40 ⁵⁶	100—250 ⁵⁶ 60 ¹²⁰	190 ¹²⁰	2000 ¹²⁰	23 ¹²⁰
	1000 ⁵	0,5 ⁶	0,85 ⁷	130 ¹⁷⁴	150 ¹⁷⁴	257 ⁷ 350 ¹⁷⁴ 275 ¹⁷⁵	142 ¹⁷³	142 ¹⁷³
UBe_{13}	1100 ⁷							
UPt_3	450 ¹⁰	0,54 ¹⁰	> 16 ¹⁷⁷	> 32 ¹⁷⁷	63 ¹⁷⁷ 44 ¹⁹⁷	120 ¹⁷⁷ 170 ¹⁷⁷ 200 ¹⁹⁷	3600 ¹⁹⁷	22 ¹⁹⁷
	422 ¹⁹⁷	0,52 ¹⁷⁷						
Sn ⁹⁴	1,78	3,733	0,3	0,08	0,14			

гигантскими значениями γ и $-dH_{c2}/dT (T = T_c)$, так же как и величина скачка теплоемкости ΔC при $T = T_c$, показывает, что сверхпроводимость в CeCu_2Si_2 связана с системой тяжелых фермионов, образующих узкий (~ 10 К) РАС. Высокие критические поля $H_{c2}(0)$, пропорциональные обратной фермиевской скорости $(v_F^*)^{-1}$, указывают, что v_F^* в CeCu_2Si_2 аномально мала (см. табл. III).

Типичные сверхпроводящие характеристики CeCu_2Si_2 были определены в работе¹²⁰ для образца с весьма низким остаточным сопротивлением $\rho_0 = 3,5$ мкОм·см: $\xi_0 = 1,9 \cdot 10^{-6}$ см, лондоновская глубина проникновения $\lambda = 2 \cdot 10^{-5}$ см, длина свободного пробега $l = 1,2 \cdot 10^{-6}$ см, нижнее критическое поле $H_{c1} \approx 23,3$ Э. Приведенные данные следует рассматривать как оценочные, поскольку они изменяются от образца к образцу и, кроме того, при их получении использовались упрощающие предположения. Например, считалось¹²⁰, что при низких температурах анизотропия у CeCu_2Si_2 уменьшается и становится препнебрежимо малой. Это предположение противоречит имеющимся экспериментальным данным^{154, 157} для монокристаллов CeCu_2Si_2 , у которых при низких температурах анизотропия сопротивлений в базисной плоскости и перпендикулярно ей равна 3—4.

4.2. Влияние давления и контролируемого изменения состава на сверхпроводящие и нормальные характеристики CeCu_2Si_2

Влияние давления на свойства НКР CeCu_2Si_2 было впервые изучено в работах^{48, 49, 54, 56, 134, 151, 152} и позже Белларби с соавторами¹³⁵.

Поскольку свойства CeCu_2Si_2 значительно изменяются при переходе от образца к образцу, то представляет интерес проанализировать данные, полученные при измерении различных характеристик на одном и том же образце с использованием давления в качестве внешнего параметра (рис. 18). Под действием давления наблюдается усиление низкотемпературных аномалий коэффициента Холла и коэффициента термо-Э. д. с., причем коэффициент Холла R_H (4,2 К) и коэффициент термо-Э. д. с. $S(T) = T_{\text{extr}}^{(1)}$ проходят через максимум примерно при тех же давлениях, при которых реализуется максимальное значение T_c и $H_{c2}(0)$ (см. рис. 18). Такая корреляция в изменениях нормальных и сверхпроводящих характеристик под давлением ука-

зывает на то, что при $p \approx 4-5$ кбар РАС, по-видимому, имеет максимальную амплитуду.

При интерпретации данных, полученных для CeCu_2Si_2 под давлением, необходимо учитывать следующее^{2, 117}.

1. В соответствии со спектроскопическими данными^{99, 100, 103, 158} варьирование J и T_c у цериевых ККС осуществляется, по-видимому, главным образом за счет изменения гибридизации 4f- и sd-состояний. Для CeCu_2Si_2 гибридизация существенно зависит от положения 3d-зоны меди относительно 4f-уровня⁹⁹.

2. Занимая промежуточное положение между магнитными и немагнитными ККС, соединение CeCu_2Si_2 должно быть весьма чувствительным ко вкладу

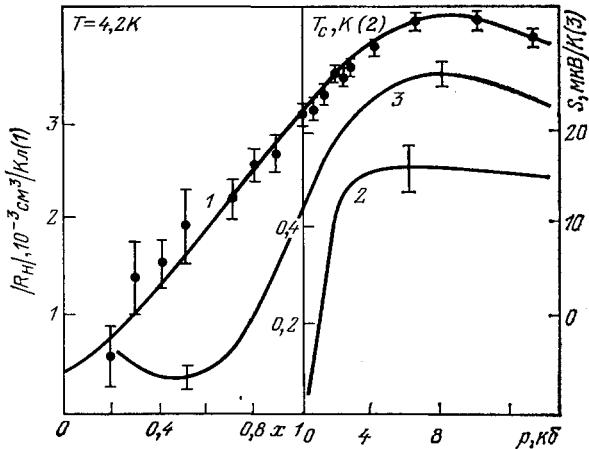


Рис. 18. Изменение коэффициента Холла R_H ($T = 4,2$ К) (1), значения коэффициента термоэ. д. с. в низкотемпературном экстремуме (3) (минимуме или максимуме; см. рис. 6) и температуры сверхпроводящего перехода T_c (2) в ряду $\text{Ce}_x\text{La}_{1-x}\text{Cu}_2\text{Si}_2$, и у CeCu_2Si_2 под давлением^{16, 17}

в свободную энергию от процессов кондо-конденсации, которые могут приводить к увеличению эффективности фононного механизма притяжения между тяжелыми фермионами¹⁵⁹.

3. Изменение T_c под давлением может привести к сдвигу характерной температуры T_{coh} и, следовательно, к зависимости от давления параметров локальной щели, образующейся на РАС при $E = E_F$ в когерентном режиме $T \ll T_{coh}$.

4. При сжатии возможно уменьшение величины расщепления 4f-уровня в кристаллическом поле вследствие уменьшения анизотропии под действием давления. В свою очередь, изменение соотношения между T_c и Δ_{CF} влияет на положение РАС.

5. Нельзя исключить из рассмотрения также зависимость числа электронов n_m на магнитный центр от давления, поскольку от n_m зависит глубина псевдощели при $E = E_F$ на РАС.

К сожалению, имеющиеся экспериментальные данные не позволяют определить, какие именно факторы являются доминирующими. Тем не менее поведение T_c под давлением в общих чертах можно интерпретировать следующим образом¹⁵⁷. Рост T_c в области $p \ll 5$ кбар (см. рис. 16, 18) свидетельствует о резком уменьшении параразрушающего фактора¹⁶⁰ в этом диапазоне давлений, что может быть связано с увеличением при всестороннем сжатии кондукторской экранировки магнитных моментов ионов церия. Поскольку не полностью скомпенсированные спины препятствуют возникновению сверхпроводимости, рост $T_c(p)$ на участке $p = 0-5$ кбар можно интерпретировать как отслеживание критической температурой T_c процесса увеличения T_K : $dT_K/dp \approx dT_{max}^{(1)}/dp \simeq 0,7$ к/кбар. Это значение по порядку величины соответствует производной $dT_c/dp = 0,1-0,2$ К/кбар. Выход $T_c(p)$ на насыщение при $p \geq 4-5$ кбар, по-видимому, свидетельствует о том, что в диа-

пазоне $p \geq 5$ кбар кондловская экранировка спинов очень эффективна и полностью скомпенсированные магнитные ионы уже не влияют на T_c .

В работе ¹³⁵ было исследовано влияние давления до 80 кбар на T_c у образца CeCu_2Si_2 с избытком меди и обнаружено, что в интервале $p = 25-40$ кбар T_c увеличивается до 1,8 К. Пока такое высокое значение T_c нельзя связать со всей определенностью со сверхпроводимостью в системе тяжелых фермионов, поскольку в работе ¹³⁵ не были измерены ни dH_{c2}/dT ($T = T_c$), ни электронный вклад в теплоемкость. Поэтому возможно, что рост T_c при $p = 25-40$ кбар связан со структурным переходом в фазу типа LaRh_2Si_2 . Отметим, что соединение LaRh_2Si_2 является сверхпроводником с $T_c = 3,8$ К ¹⁶¹. Гипотеза о возможности структурного перехода частично подтверждается изменением характера сверхпроводящего перехода: если в области $p \lesssim 19$ кбар ширина перехода весьма мала ($\Delta T_c = 0,04-0,08$ К), то при $p = 25-40$ кбар $\Delta T_c \approx 1$ К ¹³⁵.

Сверхпроводящие характеристики $\text{CeCu}_{2+\delta}\text{Si}_2$ очень чувствительны к отклонению δ от стехиометрии ^{153, 162, 163}. Например, вариация $\delta \sim 1$ % для меди понижает T_c от 0,67 К до $T_c < 0,07$ К. Для меди зависимость $T_c(\delta)$ выглядит так же, как барическая зависимость критической температуры $T_c(p)$ (см. рис. 16, 18). Варьирование содержания меди влияет на остаточное сопротивление: $\rho_0 = 3-10$ мкОм·см для $\delta = +(1-3)\%$, в то время как $\rho_0 = 50-80$ мкОм·см при $\delta = -(1-3)\%$. Замещение Ce, Cu, Si в CeCu_2Si_2 на другие элементы действует аналогично варьированию степени отклонения от стехиометрии. При изучении твердых растворов замещения $\text{Ce}_{1-x}\text{M}_x\text{Cu}_2\text{Si}_2$ ($M = \text{La}, \text{Y}, \text{Sc}$), $\text{Ce}(\text{Cu}_{1-x}\text{T}_x)_2\text{Si}_2$ ($T = \text{Ag}, \text{Au}, \text{Mn}, \text{Ru}, \text{Ph}, \text{Pd}$) и $\text{CeCu}_2 \times (\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x)_2$ было установлено ¹⁶², что во всех случаях замещение исходных элементов на другие вызывает уменьшение T_c . Критическая концентрация x_c , соответствующая полному подавлению T_c , изменяется в пределах 0,5—10 ат. %. Для сплавов $\text{Ce}_{1-x}\text{M}_x\text{Cu}_2\text{Si}_2$ величина x_c тем больше, чем ближе постоянная решетки a в $\text{Ce}_{0,8}\text{M}_{0,2}\text{Cu}_2\text{Si}_2$ к значению a у CeCu_2Si_2 , т. е. большее химсжатие приводит к меньшим x_c . При этом имеется определенная корреляция между x_c и T_K , оцененная по положению $T_{\max}^{(0)}$ максимума $\rho(T)$ ¹⁶².

Анализируя эти данные, необходимо учесть следующие факторы. Во-первых, уменьшение содержания церия в CeCu_2Si_2 уменьшает амплитуду РАС. Во-вторых, в соответствии с расчетами Тачики и Маекавы ¹⁶⁴ в НКР в когерентном режиме $T < T_{coh}$ осуществляется резкое уменьшение энергии кулоновского отталкивания между тяжелыми фермионами, что способствует возникновению сверхпроводимости. Поэтому подавление сверхпроводимости в СТФ при введении примесей — как магнитных, так и немагнитных — может трактоваться как следствие сбоя когерентности ^{16, 17}, поскольку для очень узкого, ~ 10 К, РАС нужна весьма мала концентрация примесей, чтобы создать флуктуации потенциала $\Delta U \sim T_K \sim 10$ К, достаточные для разрушения когерентного состояния. В такой ситуации чем больше различие в параметрах a у CeCu_2Si_2 и $\text{Ce}_{0,8}\text{M}_{0,2}\text{Cu}_2\text{Si}_2$, тем меньше значение x_c , нужное для сбоя когерентности.

У сплавов $\text{Ce}(\text{Cu}_{1-x}\text{T}_x)_2\text{Si}_2$, помимо сбоя когерентности, большое значение имеет также сдвиг d-зоны относительно 4f-зоны. Этот сдвиг возможен при замещении Cu на T, поскольку в соответствии со спектроскопическими данными ⁹⁹ перекрытие 4f- и d-зон сильно изменяется при замене Cu на Ag или Au. В отличие от 3d-зоны Cu, зоны 4d (Ag) и 5d (Au) весьма слабо перекрываются с 4f-зоной. Поэтому при введении Ag и Au возможно уменьшение J и T_K , приводящее, в свою очередь, к понижению T_c . В сплавах $\text{CeCu}(\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x)_2$ замещение кремния на германий вызывает увеличение объема элементарной ячейки ¹⁶², что действует аналогично приложению «отрицательного» давления, уменьшающего T_c .

При исследовании монокристаллов CeCu_2Si_2 , полученных при медленном охлаждении CeCu_2Si_2 , растворенного в расплаве In или Sn, было обнаружено ¹⁶⁷, что замещение Cu на In или Sn действует аналогично смешению уровня

Ферми вверх относительно 4f-зоны, т. е. In и Sn выступают в роли донорных примесей. В образцах с дефицитом меди (а значит, с избытком индия или олова) величина $E_F - E_{4f}$ возрастает, что приводит к уменьшению J и T_K (см. (1.4) и (1.1)). Поэтому такие образцы следует располагать на фазовой $T - x$ -диаграмме (см. рис. 16) левее стехиометрического состава CeCu_2Si_2 . В этих образцах с понижением температуры частично заэкранированные локализованные магнитные моменты ионов Ce^{3+} замораживаются при $T_M = 3,5 \text{ K}$ (см. рис. 16), сверхпроводящий переход отсутствует, а максимум $T_{\max}^{(1)}$ на кривой $\rho(T)$ соответствует температуре $T_K \sim 8 \text{ K}$. В образцах с избытком меди (с недостатком In или Sn), наоборот, магнитный переход отсутствует, $T_c \approx 0,5 \text{ K}$ и значение $T_{\max}^{(1)} \sim T_K$ увеличено до 14 K.

В целом, отмеченные выше особенности поведения CeCu_2Si_2 при варьировании состава и под действием давления, несомненно, подчеркивают необычность сверхпроводимости в CeCu_2Si_2 , связанной с существованием узкого РАС, очень «чувствительного» к воздействию различных внешних параметров.

4.3. Сверхпроводимость тяжелых фермионов в урановых и цериевых соединениях

Соединение CeCu_2Si_2 оставалось единственным представителем сверхпроводящих СТФ с 1979-го по 1983 г. В 1983 г. были открыты новые необычные сверхпроводники — UBe_{13}^7 , $\text{U}_6\text{Fe}^{165}$, а затем, в 1984 г. — UPt_3^{10*}). В этих соединениях на основе 5f-элемента урана проявляются характерные аномалии, аналогичные тем, которые ранее были обнаружены у НКР CeCu_2Si_2 (см. табл. III): гигантский электронный коэффициент теплоемкости, усиленный парамагнетизм Паули, гигантская производная верхнего критического поля, коррелирующая с большим значением $\rho_0\gamma$ (4.1), сильная зависимость T_c от добавления магнитных и немагнитных примесей и т. д. Следует отметить, что у трех СТФ — CeCu_2Si_2 , UBe_{13} , UPt_3 — необычные сверхпроводящие свойства проявляются наиболее отчетливо. Однако существуют еще несколько цериевых и урановых сверхпроводников (табл. IV, V).

Таблица IV

Нормальные и сверхпроводящие характеристики цериевых соединений¹⁶⁶.
 T_c^{Ce} , T_c^{La} — температуры сверхпроводящего перехода для цериевых и лантановых гомологов

Соединение	χ_p , CGS/моль	γ , мДж/моль·К ²	T_K , K	T_c^{Ce} , K	T_c^{La} , K
$\text{CeRu}_2^{167-170}$	$0,6 \cdot 10^{-3}$	23	770	6,2	4,1
$\text{CeRu}_3\text{Si}_2^{169}$	$0,9 \cdot 10^{-3}$	39	440	1,0	7,2
$\text{CeSn}_3^{169, 171, 172}$	$1,5 \cdot 10^{-3}$	53	270	< 0,02	6,4
$\text{CeCu}_2\text{Si}_2^{155}$	$6,5 \cdot 10^{-3}$	1000	10	0,65	< 0,02

которые занимают промежуточное положение между сверхпроводниками с тяжелыми фермионами и обычными сверхпроводниками.

Для выявления природы сверхпроводимости цериевых соединений представляет интерес сравнить их критическую температуру T_c^{Ce} (табл. IV) с критической температурой T_c^{La} соответствующих гомологов с лантаном. Выполнение неравенства $T_c^{\text{Ce}} \gg T_c^{\text{La}}$ (например, для CeCu_2Si_2 и LaCu_2Si_2)

*.) В последнее время обнаружены две новые сверхпроводящие СТФ: в магнитной кондо-решетке CePb_3^{205} сверхпроводимость индуцируется сильным магнитным полем $H \geq 120 \text{ кГц}$; в СТФ $\text{URu}_4\text{Si}_2^{206}$ с $\gamma = 180 \text{ мДж/моль}\cdot\text{К}^2$ магнитный переход ($T_M = 17,5 \text{ K}$) предшествует сверхпроводимости ($T_c = 0,8 \text{ K}$).

можно рассматривать как свойство, присущее нетривиальной сверхпроводимости в СТФ. Возможно, что и CeRu₂ (см. табл. IV) является, с этой точки зрения, необычным сверхпроводником¹⁷⁰.

Для урановых сверхпроводников (табл. V) обращает на себя внимание корреляция между γ и расстоянием U — U между атомами урана: чем больше

Таблица V

Физические свойства урановых сверхпроводников⁹⁷

Соединение	T_c , К	$-\frac{dH_{Cp}}{dT}(T = T_c)$, кЭ/К	γ , мДж/моль · К ²	$\chi, 10^{-4}$ CGS/моль	Расстояние между атомами урана, Å
UBe ₁₃ ^{7, 173-175}	0,8—0,95	257—440	1100	151	5,13
UPt ₃ ^{10, 176, 177}	0,5	63 ($H \parallel c$) 40 ($H \perp c$)	450	89	4,1
U ₂ PtC ₂ ⁹⁷	1,47	90	75 *)	15—22 *)	3,52
U ₆ Fe ¹⁶⁵	3,8	34	25 *)	5,0 *)	3,2
α -U ⁹⁷	2,1	?	12	3,7	3,12

*) Значения γ и χ пересчитаны на один атом урана для удобства сравнения с остальными соединениями, содержащими по одному атому U или Ce.

расстояние между атомами урана, тем выше низкотемпературная плотность состояний на уровне Ферми. Можно предположить, что отмеченная закономерность отражает обратно пропорциональную зависимость γ от T_K (3.16), которая, в частности, неплохо выполняется для цериевых систем (см. табл. IV).

Между сверхпроводниками СТФ CeCu₂Si₂ и UBe₁₃ существует аналогия в температурных зависимостях удельного сопротивления $\rho(T)$. Зависимости $\rho(T)$ имеют два различных участка кондуктивного роста ρ , характерных для расщепления f-уровня в кристаллическом поле $\Delta_{CF} \gg T_K$. Кроме того, зависимости $\chi(T)$, $C(T)$ и $R_H(T)$ очень похожи у обоих соединений в широком интервале температур. Исходя из аналогии низкотемпературного поведения CeCu₂Si₂ и UBe₁₃, можно предположить, что и у UBe₁₃ узкий пик в плотности состояний вблизи E_F — это РАС, т. е. и UBe₁₃ представляет собой, по-видимому, « $j = 1/2$ » НКР с $E_R = E_F$.

По совокупности низкотемпературных свойств соединение UPt₃ значительно отличается от CeCu₂Si₂ и UBe₁₃. Прежде всего, у UPt₃ кондуктивный рост ρ отсутствует и во всем диапазоне температур $T \leq 300$ К наблюдается металлический ход $\rho(T)$ ¹⁰. В теплоемкости $C(T)$ у UPt₃ имеется вклад, пропорциональный $T^3 \ln(T/T_{sf}^*)$, что характерно для вклада в $C(T)$ от спиновых флуктуаций¹⁰. В целом температурные зависимости $C(T)$, $\rho(T)$, $S(T)$ у UPt₃ весьма похожи на соответствующие зависимости у магнитного соединения со спиновыми флуктуациями UAl₂^{178, 179}. Если не учитывать парамагнитный вклад в магнитную восприимчивость и электронный коэффициент теплоемкости, то пауловский парамагнетизм χ и γ пропорциональны плотности состояний на уровне Ферми. В связи с этим представляет интерес сравнить отношение χ/γ у трех СТФ — CeCu₂Si₂, UBe₁₃, UPt₃. У первых двух соединений χ усиливается в меньшее число раз, чем γ , причем особенно сильно это выражено у CeCu₂Si₂. У UPt₃, наоборот, χ усиливается почти в четыре раза больше, чем γ , т. е. у UPt₃ имеется существенный парамагнитный вклад в χ , и поэтому не исключена возможность спаривания тяжелых фермионов через парамагноны¹⁸⁰.

Для НКР CeCu₂Si₂ и UBe₁₃ характерно отрицательное магнитосопротивление, в то время как у UPt₃ имеется достаточно большое положительное магнитосопротивление. В поле $H \approx 90$ кЭ при $T = 1,2$ К относительное

изменение магнитосопротивления у этих трех соединений составляет 4, 5, 34 и 41 % соответственно¹⁸¹.

Проведенное сравнение сверхпроводящих СТФ CeCu_2Si_2 , UBe_{13} и UPt_3 показывает, что UPt_3 — соединение, у которого велик вклад спиновых флюктуаций в различные низкотемпературные характеристики. Поскольку для таких соединений более предпочтительным является ферромагнитное спаривание, то, с этой точки зрения, среди всех известных сверхпроводящих СТФ триплетное спаривание наиболее вероятно у соединения UPt_3 .

4.4. О природе необычной сверхпроводимости в системах с тяжелыми фермионами

В нормальном сверхпроводнике БКШ при $T \leq T_c$ для всех направлений \mathbf{k} в зоне Бриллюэна открывается ненулевая щель $\Delta(\mathbf{k})$. Поэтому в экспериментах по измерению электронной теплоемкости $C(T)$, поглощения звука $\alpha(T)$, скорости $1/T_1$ спин-решеточного времени релаксации методом ЯМР, электронного вклада в теплопроводность $K_e(T)$ видны экспоненциальные зависимости $C(T)$, $\alpha(T)$, $1/T_1(T)$, $K_e(T)$ в области температур ниже критической T_c . Во всех сверхпроводящих СТФ при $T \leq T_c$ вместо обычных экспоненциальных зависимостей этих параметров обнаружены степенные температурные зависимости (рис. 19, 20): у CeCu_2Si_2 — $C(T) \sim T^2$ ($T \leq T_c$) и $C(T) \sim T^3$ ($T \ll T_c$)¹¹⁸, $1/T_1 \sim T^3$ ^{182, 183}, $K_e(T) \sim T^2$ ($T \ll T_c$)^{118, 178}; у UBe_{13} — $C(T) \sim T^3$ ¹⁸⁴, $K_e(T) \sim T^2$ ($T \ll T_c$)¹⁷⁸, $1/T_1 \sim T^3$ ¹⁸⁵; у UPt_3 — $C(T) \sim T^{2+3}$ ^{10, 178}, $K_e(T) \sim T^2$ ¹⁷⁸, $\alpha(T) \sim T^{2+3}$ ^{15, 186}.

Отсутствие экспоненциальных зависимостей свидетельствует о занулении сверхпроводящей щели $\Delta(\mathbf{k})$ для определенных направлений вектора \mathbf{k} . Напомним, что зануление щели $\Delta(\mathbf{k})$ в некоторых точках на поверхности Ферми должно приводить к следующим степенным зависимостям при $T \leq T_c$: $C(T) \sim T^3$, $\alpha(T) \sim T^4$, $1/T_1 \sim T^6$, $K_e(T) \sim T^3$, в то время как зануление сверхпроводящей щели вдоль некоторой линии на поверхности Ферми должно сопровождаться наличием

прямая в координатах C/T , T ниже T_c соответствует обращению в нуль сверхпроводящей щели на линии

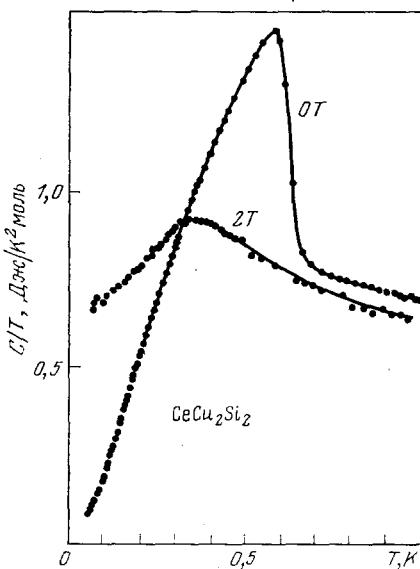
Рис. 19. Температурные зависимости теплоемкости у CeCu_2Si_2 при $H = 0$ и $H = 20$ кЭ¹⁷⁸.

Прямая в координатах C/T , T ниже T_c соответствует обращению в нуль сверхпроводящей щели на линии

некоторой линии на поверхности Ферми должно сопровождаться наличием при $T \leq T_c$ степенных зависимостей вида $C(T) \sim T^2$, $\alpha(T) \sim T^2$, $1/T_1 \sim T^3$, $K_e(T) \sim T^2$.

Зануление сверхпроводящей щели в СТФ у CeCu_2Si_2 , UBe_{13} , UPt_3 указывает на необычный характер сверхпроводимости в этих соединениях. В системах с сильными электрон-электронными корреляциями, в том числе и во всех СТФ, содержащих f-электроны с хаббардовским отталкиванием $U \sim 8$ эВ, вместо обычного БКШ спаривания двух s-электронов с противоположными спинами более выгодным может оказаться p- или d-спаривание с ненулевым орбитальным моментом $l \neq 0$, включающее случаи синглетной ($S = 0$) и триплетной ($S = 1$) сверхпроводимости.

Если отвлечься от реальной кристаллической структуры и считать, что тяжелые фермионы образуют изотропную ферми-жидкость, то для описания сверхпроводящих свойств изотропных систем с p-спариванием можно вос-



пользоваться результатами, полученными для сверхтекущего ${}^3\text{He}$ ^{187, 188}. Помимо фаз «А» (анизотропная фаза Андерсона — Бринкмана — Моррела, АВМ) и «В» (изотропная фаза Балиана — Вертхаймера, BW), реализующихся у ${}^3\text{He}$, имеются также полярная (Р) и планарная (PL) фазы, соответствующие локальным минимумам свободной энергии. Квадрат сверхпроводящей щели для всех этих фаз задается соотношениями $\Delta_{\text{ABM}}^2 (1 - k_z^2)$, Δ_{BW}^2 , $\Delta_{\text{P}}^2 k_z^2$ и $\Delta_{\text{PL}}^2 (1 - k_z^2)$ соответственно. Видно, что для полярной фазы

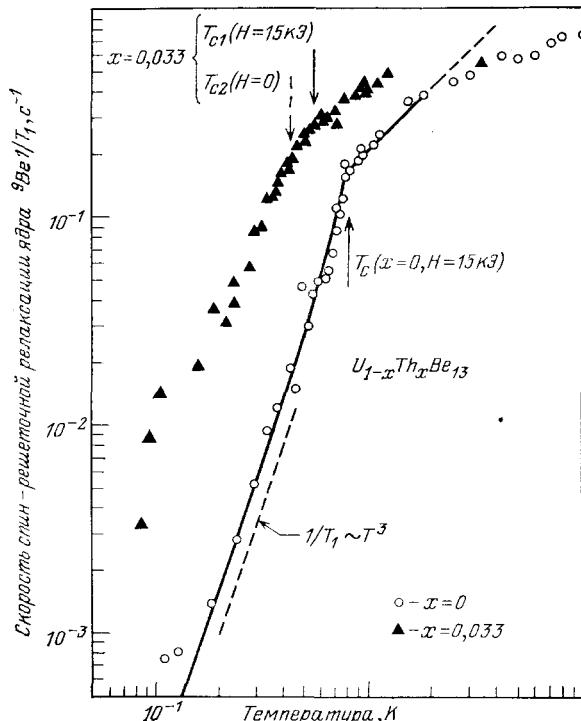


Рис. 20. Температурные зависимости скорости $1/T_1$ спин-решеточной релаксации ядра ${}^9\text{Be}$ у $\text{U}_{1-x}\text{Th}_x\text{Be}_{13}$ ($x = 0, x = 0,033$)¹⁸⁸. Стрелки показывают положение температур сверхпроводящего перехода в поле $H = 15$ кЭ. Зависимость $1/T_1 \sim T^3$ отвечает обращению в нуль сверхпроводящей щели $\Delta(k)$ вдоль некоторой линии на поверхности Ферми

сверхпроводящая щель зануляется вдоль линии, проходящей по экватору ($k_z = 0$), в то время как для фаз АВМ и планарной сверхпроводящая щель обращается в нуль в двух точках ($k_z = \pm 1$), отвечающих полюсам.

Таким образом, исходя из сравнения с фазами сверхтекущего ${}^3\text{He}$, можно заключить, что сверхпроводящие СТФ UPt_3 и CeCu_2Si_2 «похожи» на полярную фазу, поскольку у них характер изменения $C(T)$, $\alpha(T)$, $K_e(T)$, $1/T_1(T)$ указывает на зануление сверхпроводящей щели вдоль линии при $T \leq T_c$. Однако такое сравнение не вполне корректно, поскольку во всех известных сверхпроводящих СТФ, в отличие от ${}^3\text{He}$, спин-орбитальное взаимодействие весьма сильно, и, следовательно, спин является плохим квантовым числом, так что в большинстве случаев «работает» полный магнитный момент j , который «заполняется» за узлы решетки и поворачивается вместе с ней, при преобразованиях симметрии^{11, 189}. Это обстоятельство позволило выполнять симметрийный анализ возможных сверхпроводящих классов для систем с кубической (UBe_{13}), гексагональной (UPt_3) и тетрагональной (CeCu_2Si_2) решетками^{11, 189-191}. Горьковым было показано¹⁹⁰, что для идентификации сверхпроводящих классов, реализующихся в сверхпроводящих СТФ, можно использовать данные по угловой зависимости верхнего критического поля H_{c2} , полученные при вращении вектора \mathbf{H} перпендикулярно осям высокой симметрии. Для триплетной сверхпроводимости с $S = 1$ в случае тетрагональной симметрии (CeCu_2Si_2) предсказана существенная анизотропия полей H_{c2} с симметрией четвертого порядка при $T_c - T \ll T_c$ ¹⁹⁰, а также воз-

можность появления при сверхпроводящем переходе спонтанного магнитного момента¹⁸⁹ (даже в отсутствие внешнего магнитного поля).

Для CeCu₂Si₂ исследование анизотропии H_{c2} вблизи T_c , т. е. фактически анизотропии производной — dH_{c2}/dT ($T = T_c$), было выполнено в работе¹⁹² на монокристалле, имеющем форму пластинки, перпендикуляр к плоскости которой совпадал с тетрагональной осью c . При пересечении вектором \mathbf{H} плоскости образца $\mathbf{H} \perp c$ производная верхнего критического поля увеличилась в 1,6—1,7 раза по отношению к случаю $\mathbf{H} \parallel c$, однако пока, к сожалению, не ясно, связано ли это с пересечением плоскостью, в которой поворачивался вектор \mathbf{H} , линии нулей $\Delta(\mathbf{k}) = 0$, расположенной по экватору (на возможность этого указывалось в работе¹⁹²), либо с «геометрическими» факторами — формой образца, поверхностной сверхпроводимостью, выпаданием примесей и т. д. Для ответа на эти вопросы, безусловно, требуются дополнительные исследования.

В работе¹⁹³ при исследовании у CeCu₂Si₂ угловой зависимости $H_{c2}(\phi)$ вблизи T_c в базисной плоскости $\mathbf{H} \perp c$ анизотропии H_{c2} в пределах $\pm 7\%$ обнаружено не было, хотя была найдена тетрагональная анизотропия H_{c2} , причем последняя оказалась зависящей от материала тигля, в котором выращивались монокристаллы: ~40% для тигля из вольфрама и ~10% для тигля из нитрида бора. Причины такого поведения $H_{c2}(\phi)$ пока не ясны.

Первые измерения анизотропии H_{c2} у UBe₁₃ выполнены Алексеевским с соавторами¹⁹⁴. Для двух ориентаций — $\mathbf{H} \parallel c_2$ и $\mathbf{H} \parallel c_4$ — вблизи T_c получаются одни и те же значения верхнего критического поля, т. е. для указанных направлений \mathbf{H} анизотропия — dH_{c2}/dT ($T = T_c$) отсутствует.

Заканчивая эту главу, отметим, что в настоящее время исследования сверхпроводимости в СТФ находятся на начальном этапе и в этой области имеется много нерешенных вопросов. Однако уже сейчас ясно, что сверхпроводимость в СТФ является необычной, нетривиальной. Природа притяжения между тяжелыми фермионами неясна. За это притяжение может быть ответственен фононный механизм — тогда необходим учет эффектов типа кондо-коллапса в НКР UBe₁₃, CeCu₂Si₂¹⁵⁹, хотя предсказана также возможность притяжения за счет механизма обменного взаимодействия¹⁴. Само сверхпроводящее состояние может быть как синглетным, так и триплетным. Необычайно высокая плотность состояний $g(E)$ на уровне Ферми у CeCu₂Si₂ и UBe₁₃ связана, как это обсуждалось выше, с образованием гигантского РАС, т. е. CeCu₂Si₂ и UBe₁₃ представляют собой сверхпроводящие НКР. Соединение UPt₃ значительно отличается от CeCu₂Si₂, UBe₁₃, и не вполне понятно, с чем связано усиление $g(E_F)$ у этого материала.

Необычная сверхпроводимость СТФ вызывает в настоящее время большой интерес и изучается чрезвычайно интенсивно. Поэтому материал, изложенный в настоящем обзоре, не претендует на законченность и полноту, а, по сути дела, служит лишь введением в физику сверхпроводящих систем с тяжелыми фермионами.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Основной задачей настоящего обзора являлся анализ низкотемпературных аномальных свойств НКР. В обзоре показано, что существование этих аномалий связано с образованием на уровне Ферми чрезвычайно узкого (~10 К) РАС гигантской амплитуды.

По совокупности низкотемпературных свойств НКР не имеют аналогов среди всех известных типов твердых тел, и НКР должны, по сути дела, рассматриваться как принципиально новый класс металлических систем.

Предлагаемая в обзоре трактовка многих цериевых СПВ как ККС с $T_K > \Delta_{CF}$ и $E_R > E_F$ приводит к иной интерпретации низкотемпературных свойств этих систем и стимулирует постановку новых экспериментов, в

которых переход от $T_K \ll \Delta_{CF}$ к $T_K > \Delta_{CF}$ можно индуцировать с помощью внешних воздействий, таких, как давление и контролируемое изменение состава.

Чрезвычайно интересными представляются также различные эксперименты, в которых спектроскопическими методами можно было бы непосредственно проследить процесс возникновения РАС при понижении температуры от $T \gg T_K$ до $T \leq T_K$, а также эксперименты по изучению характера перенормировки поверхности Ферми НКР в когерентном режиме, когда уже сформированы зоны тяжелых фермионов.

Одним из центральных вопросов в физике НКР является, бесспорно, дальнейшее экспериментальное и теоретическое исследование сверхпроводимости в системах с тяжелыми фермионами, где, в принципе, может реализовываться спаривание электронов с ненулевым орбитальным моментом.

Хотелось бы здесь указать, что несмотря на огромный интерес, проявляемый к сверхпроводимости в системах с тяжелыми фермионами, понимание всех особенностей этого удивительного явления может быть достигнуто только через действительное понимание свойств СТФ в нормальной фазе при $T > T_c$. Это обстоятельство неоднократно подчеркивалось в заключительном слове Ч. Вармы¹⁹⁵ на IV Международной конференции по валентным флуктуациям.

В цепочке переходов кондо-примесь — концентрированные («плотные») кондо-системы можно пойти дальше — к «сверхплотным» кондо-системам — CeSb, CeBi¹⁹⁶. Если в системах в кондо-примесью реализуется ситуация, когда на каждый кондовский центр приходится много электронов проводимости, $n_m \gg 1$, а в ККС это число порядка единицы $n_m \sim 1$, то в «сверхплотных» кондо-системах мы имеем обратное соотношение $n_m \ll 1$. Исследование таких систем, в которых достигается варьирование n_m в широких пределах, также представляется весьма перспективным.

К физике немагнитных ККС непосредственно примыкает и такая область, как физика магнитных кондо-решеток — CeB₆, CeIn₃, CeAl₂ и т. д. Работы в этой области чрезвычайно важны для понимания последовательности явлений в цепи магнитный металл ($T_{PKK} \gg T_K$) — магнитная кондо-решетка ($T_{PKK} \geq T_K$) — немагнитная кондо-решетка ($T_{PKK} \ll T_K$), однако из-за ограниченности объема настоящего обзора мы не имели возможности остановиться на этом интересном вопросе.

* * *

Работа над рукописью статьи была закончена в июне 1985 г. Однако исследования НКР, и в первую очередь сверхпроводников с тяжелыми фермионами, развиваются настолько бурно, что за время подготовки рукописи к публикации появилось большое число работ, в которых получены чрезвычайно интересные данные.

Достаточно сказать, что проблеме поведения тяжелых фермионов в металлах было уделено основное внимание на прошедших международных конференциях по кристаллическим полям в аномальных f-системах²⁰⁷ (Сендай, Япония, апрель 1985 г.), по теории систем с тяжелыми фермионами²⁰⁸ (VIII симпозиум Танигучи, Япония, апрель 1985 г.), по магнетизму²⁰⁹ (Сан-Франциско, США, август 1985 г.), по сверхпроводящим материалам и механизмам сверхпроводимости (Айова, США, май 1985 г.). В течение ближайшего полугодия предстоят также международные конференции по редким землям (Гамильтон, Канада, июнь 1986 г.), по аномальным системам на основе редких земель и актинидов (Гренобль, Франция, июль 1986 г.), по валентным флуктуациям (Бангалор, Индия, январь 1987 г.).

В связи с этим хотелось бы отметить несколько недавно появившихся работ, отражающих прогресс в физике кондо-решеток и СТФ. Прежде всего,

были открыты два новых необычных сверхпроводника с тяжелыми фермионами — CePb_3 ²⁰⁵ и URu_2Si_2 ²⁰⁶. Соединение CePb_3 представляет собой магнитную кондо-решетку, в которой при достаточно низких температурах сильное магнитное поле индуцирует переход вначале к немагнитному, а затем (~ 120 кЭ) — к сверхпроводящему состоянию. Величина магнитного поля, разрушающего индуцированную сверхпроводимость, пока еще не определена.

В соединении URu_2Si_2 по измерениям магнитной восприимчивости, теплоемкости, удельного сопротивления обнаружено²⁰⁶, что магнитный переход с $T_m = 17,5$ К (предшествует сверхпроводящему ($T_c = 0,8$ К), причем наклон производной dH_{c2}/dT ($T = T_c$) = 40 кЭ/К коррелирует с большим значением коэффициента электронной теплоемкости $\gamma = 180$ мДж/моль К². Эта корреляция указывает на возможность существования сверхпроводимости тяжелых фермионов с антиферромагнитным упорядочением.

Большой интерес вызвало продолжение исследований природы второго (в области температур ниже T_c) пика теплоемкости в $\text{U}_x\text{Th}_{1-x}\text{Be}_{13}$ ²¹⁰. Оказалось²¹⁰, что второй пик отвечает магнитному переходу на сильно редуцированных моментах ионов урана. По-видимому, магнитный переход в $\text{U}_x\text{Th}_{1-x}\text{Be}_{13}$, так же как и в $\text{Ce}_x\text{La}_{1-x}\text{Cu}_2\text{Si}_2$ (см. рис. 16), соответствует тому, что при варьировании параметра J в ККС ветви $T_c(J)$ и $T_m(J)$ могут пересекаться.

Дальнейшее изучение анизотропии H_{c2} в CeCu_2Si_2 ²¹¹ дало возможность исключить геометрический фактор. При этом установлено, что производная dH_{c2}/dT ($T = T_c$) изотропна (с точностью $\sim 8\%$) в базисной плоскости и резко, в интервале углов $\pm 5^\circ$, уменьшается в 1,5—2 раза при отклонении вектора \mathbf{H} от нее. Такая анизотропия H_{c2} может соответствовать или анизотропному s-спариванию²⁰⁸, или p-спариванию²¹², но с такой эффективной массой вдоль оси С₄, которая не менее чем в 2 раза превышала бы эффективную массу в базисной плоскости. В последнем случае согласно²¹² анизотропия H_{c2} в базисной плоскости должна быть весьма малой.

Заслуживает внимания следующая эмпирическая закономерность: в CeCu_2Si_2 ²¹¹, UPt_3 ¹⁷⁷ и URu_2Si_2 ²⁰⁶ значение H_{c2} выше вдоль тех направлений, вдоль которых меньше магнитная восприимчивость.

В соединении UBe_{13} обнаружены аномалии поглощения звука²¹³ при $T < T_c$, указывающие на возможность появления коллективной моды, аналогичной той, которая существует в сверхтекучем ^3He . Авторы работы²¹³ считают, что это обстоятельство свидетельствует в пользу триплетного спаривания в UBe_{13} .

Интересные данные получены при исследовании коэффициента Холла $R_H(T)$ у НКР CeCu_6 ^{200, 201}, UBe_{13} ²⁰³, CeAl_3 ²⁰², CePd_3 ²⁰⁴: переход в область температур $T < T_{coh}$, отвечающую установлению когерентности кондовских флуктуаций спина, сопровождается резким убыванием $R_H(T)$ и изменением характера полевых зависимостей холловского напряжения^{200, 201, 203}.

Ограничиваюсь процитированными выше примерами, мы хотим отметить, что дополнительную литературу по проблеме СТФ и ККС можно найти также в²¹⁴ и в работах^{208, 215}, в которых анализируются последние результаты, полученные в теории СТФ и ККС. Авторы настоящего обзора заранее хотели бы оговорить, что в силу объективных обстоятельств, связанных с исключительно быстрым ростом объема информации по СТФ и ККС, список литературы, приведенный в обзоре, не может претендовать на полноту.

Авторы выражают искреннюю признательность А. А. Абрикосову, Н. Е. Алексеевскому, Л. П. Горькову, Д. И. Хомскому, А. И. Буздину, Ф. Г. Алиеву за полезные обсуждения и Ф. Штеглиху, Дж. Смиту, Т. Ка-суюе, А. Окидзи, Д. Воллебену, С. Маекаве, Т. Комапубаре, Р. Парксу за присылку препринтов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Stewart G. R.//Rev. Mod. Phys. 1984. V. 56. P. 755.
2. Brandt N. B., Moshchalkov V. V.//Adv. Phys. 1984. V. 33. P. 373.
3. Ott H. R., Rudiger H., Fisk Z., Smith J. L.//Physica. Ser. B. 1984. V. 127. P. 359.
4. Физические свойства соединений на основе редкоземельных элементов/ Под ред. И. А. Смирнова.— М.: Мир, 1982.
5. Steglich F., Aarts J., Bredl C. D., Lieke W., Meschede D., Franz W., Schäfer M.//Phys. Rev. Lett. 1979. V. 43. P. 1892.
6. Andres K., Graebner J. E., Ott H. R.//Ibidem. 1975. V. 35. P. 1779.
7. Ott H. R., Rudiger H., Fisk Z., Smith J. L.//Ibidem. 1983. V. 50. P. 1595.
8. Franz W., Griessel A., Steglich F., Wohlleben D.//Zs. Phys. Kl. B. 1978. Bd 31. S. 7.
9. Буздин А.И., Булаевский Л.Н., Кулич М.Л., Панюков С.В.//УФН. 1984. Т. 144. С. 597.
10. Stewart G. R., Fisk Z., Willis J. O., Smith J. L.//Phys. Rev. Lett. 1984. V. 52. P. 679.
11. Воловик Г. Е., Горьков Л. П.//Письма ЖЭТФ. 1984. Т. 39. С. 550.
12. Горьков Л. П.//Ibidem. Т. 40. С. 351.
13. Vargma C. M.//Bull. Am. Phys. Soc. 1984. V. 29. P. 404.
14. Anderson P. W.//Phys. Rev. Ser. B. 1984. V. 30. P. 1182, 1549.
15. Bishop D. J., Vargma C. M., Battlogg B., Bucher E., Fisk Z., Smith J. L.//Phys. Rev. Lett. 1984. V. 53. P. 1009.
16. Moshchalkov V. V.//J. Magn. and Magn. Mater. 1985. V. 47—48. P. 7.
17. Moshchalkov V. V., Aliev F. G.//Zs. Phys. Kl. B. 1985. Bd 58. S. 243.
18. Абрикосов А. А.//ЖЭТФ. 1965. Т. 48. С. 990.
19. Abrikosov A. A.//Physics. 1965. V. 2. P. 5.
20. Suhl H.//Phys. Rev. 1965. V. 138. P. A515.
21. Overhauser A. M., Appel J.//Ibidem. Ser. B. 1985. V. 31. P. 193.
22. Vanden Berg G. J.//Progr. Low Temp. Phys. 1964. V. 4. P. 4.
23. Tsvetick A. M., Wiegmann P. B.//Adv. Phys. 1983. V. 32. P. 453.
24. Алексеевский Н. Е., Гайдуков Ю. П.//ЖЭТФ. 1956. Т. 31. С. 947.
25. Гайдуков Ю. П.//ЖЭТФ. 1958. Т. 34. С. 836.
26. Konod J.//Progr. Theor. Phys. 1964. V. 32. P. 37.
27. Nagaoaka Y.//Phys. Rev. Ser. A. 1965. V. 138. P. 1112.
28. Абрикосов А. А.//УФН. 1969. Т. 97. С. 403.
29. Grüner G., Zawadowski A.//Rep. Progr. Phys. 1974. V. 37. P. 1497.
30. Nozieres P. A.//J. Low Temp. Phys. 1974. V. 17. P. 31.
31. Newns D. M., Hewson A. C.//J. Phys. Ser. F. 1980. V. 10. P. 2429.
32. Вигман П. Б.//Письма ЖЭТФ. 1980. Т. 31. С. 392.
33. Andrej N.//Phys. Rev. Lett. 1980. V. 45. P. 379.
34. Oliveira L. N., Wilkins J. W.//Ibidem. 1981. V. 47. P. 1553.
35. Desgranges H. U., Schotte K. D.//Phys. Lett. Ser. A. 1982. V. 91. P. 240.
36. Grüner G., Zawadowski A.//Sol. State Commun. 1972. V. 11. P. 663.
37. Lacroix C.//J. Appl. Phys. 1982. V. 53. P. 2131.
38. Ruderman M. A., Kittel C.//Phys. Rev. 1954. V. 96. P. 99.
39. Kasuya T.//Progr. Theor. Phys. 1956. V. 16. P. 45.
40. Yosida K.//Phys. Rev. 1957. V. 106. P. 893.
41. Schrieffer J. R., Wolff P. A.//Ibidem. 1966. V. 149. P. 491.
42. Anderson P. W.//Ibidem. 1961. V. 124. P. 41.
43. Хомский Д. И.//УФН. 1979. Т. 129. С. 443.
44. Valence Instabilities/Eds L. M. Falikov, P. Wachter, H. Boppart.— Amsterdam: North-Holland, 1982.
45. Левин Е. М., Луцив Р. В., Финкельштейн Л. Д., Самсонова Н. Д., Ясницкий Р. И.//ФТТ. 1981. Т. 23. С. 2401.
46. Wohlleben D., Röhler J.//J. Appl. Phys. 1984. V. 55. P. 1904.
47. Umlauf E., Hess E.//Physica. Ser. B. 1981. V. 108. P. 1347.
48. Алиев Ф. Г., Брандт Н. Б., Мощалков В. В., Случанко Н. Е., Чудинов С. М., Ясницкий Р. И.//Письма ЖЭТФ. 1983. Т. 37. С. 299.
49. Aliev F. G., Brandt N. B., Moshchalkov V. V., Chudinov S. M.//Sol. State Commun. 1983. V. 47. P. 693.
50. Allen J. W., Martin R. M.//Phys. Rev. Lett. 1982. V. 49. P. 1106.
51. Lavagna M., Lacroix C., Cyrot M.//Phys. Lett. Ser. A. 1982. V. 90. P. 210.
52. Rieger W., Parth E.//Monatsh. Chem. 1969. Bd 100. S. 444.
53. Holland-Moritz E., Wohlleben D., Loewenhaupt M.//Phys. Rev. Ser. B. 1982. V. 25. P. 7482.

54. Алиев Ф. Г., Брандт Н. Б., Мощалков В. В., Петренко О. В., Чудинов С. М., Ясинецкий Р. И. //ЖЭТФ. 1984. Т. 86. С. 255.
55. Umlauf E., Hess E. //Sol. State Commun. 1983. V. 44. P. 311.
56. Aliev F. G., Brandt N. B., Moshchalkov V. V., Chudinov S. M. //J. Low Temp. Phys. 1984. V. 57. P. 61.
57. Алиев Ф. Г., Брандт Н. Б., Мощалков В. В., Луцив Р. В., Чудинов С. М. //ФТТ. 1983. Т. 25. С. 2413.
58. Алиев Ф. Г., Брандт Н. Б., Мощалков В. В., Петренко О. В., Ясинецкий Р. И. //ФТТ. 1984. Т. 26. С. 1124.
59. Брандт Н. Б., Мощалков В. В., Случанко Н. Е., Савицкий Е. М., Шкатова Т. М. //Ibidem. С. 913.
60. Brandt N. B., Moshchalkov V. V., Sluchanko N. E., Savitskii E. M., Shkatova T. M. //Sol. State Commun. 1985. V. 53. P. 645.
61. Брандт Н. Б., Мощалков В. В., Случанко Н. Е., Савицкий Е. М., Шкатова Т. М. //ФТТ. 1985. Т. 27. С. 1141.
62. Найдюк Ю. Г., Грибов Н. Н., Лысых А. А., Янсон И. К., Брандт Н. Б., Мощалков В. В. //Письма ЖЭТФ. 1985. Т. 41. С. 325.
63. Sumiyama A., Oda Y., Nagano H., Onuki Y., Komatsubara T. //J. Phys. Soc. Japan. 1985. V. 54. P. 877.
64. Onuki Y., Shimizu Y., Noshihara M., Machii Y., Komatsubara T. Ibidem. P. 1964.
65. Onuki Y., Shimizu Y., Komatsubara T., Sumiyama A., Oda Y., Nagano H., Fujita T., Maeno Y., Satoh K., Ohtsuka T. //Proc. of 5th Intern. Conference on Crystalline Fields and Anomalous Mixing Effects in f-Electron Systems. April 1985/Ed. T. Kasuya. —J. Magn. and Magn. Mater. 1985. V. 52. P. 344.
66. Sato H., Sakamoto I., Yonemitsu K., Onuki Y., Komatsubara T., Kaburagi Y., Hishiyama Y. //Ibidem.
67. Groft M., Levine H. H. //J. Appl. Phys. 1982. V. 53. P. 2122.
68. Zlatić V. //J. Phys. Ser. F. 1981. V. 11. P. 2147.
69. Van Aken P. B., van Daal H. J., Buschow K. H. J. //Phys. Lett. Ser. A. 1974. V. 49. P. 201.
70. Horn S., Holland-Moritz E., Loewenhaupt M., Steglich F., Scheuer H., Benoit A., Flouquet J. //Phys. Rev. Ser. B. 1981. V. 23. P. 3171.
71. Алексеев П. А., Садиков И. П., Маркова И. А., Савицкий Е. М., Терехова В. Ф., Чистяков О. Д. //ФТТ. 1976. Т. 18. С. 2509.
72. Hanzawa K., Yamada K., Yosida K. //J. Magn. and Magn. Mater. 1985. V. 47—48. P. 357.
73. Barber W. G., Wills H. H. //Proc. Roy. Soc. Ser. A. 1937. V. 158. P. 383.
74. Doniach S. //Physica. Ser. B. 1977. V. 91. P. 231.
75. Eiling A., Schilling J. S. //Phys. Rev. Lett. 1981. V. 46. P. 364.
76. Kurisu M., Kadomatsu H., Fujiwara H. //J. Phys. Soc. Japan. 1983. V. 52. P. 4349.
77. Fert A. //J. Phys. Ser. F. 1973. V. 3. P. 2126.
78. Cattaneo E., Hafner V., Wohlleben D. //⁴⁴. — P. 451.
79. Cattaneo E. //J. Magn. and Magn. Mater. 1985. V. 47—48. P. 529.
80. Алексеевский Н. Е., Нарожный В. Н., Нижниковский В. И., Николаев Е. Г., Хлыбов Е. П. //Письма ЖЭТФ. 1984. Т. 40. С. 421.
81. Petersen T. S., Legvold S., Moogman J. O., McMasters O. D., Gschneidner K. A. //J. Appl. Phys. 1979. V. 50. P. 6363.
82. Блатт Ф. Дж., Шредер П. А., Фойлз К. Л., Грег Д. Термоэлектродвижущая сила металлов. — М.: Металлургия, 1980.
83. Абрикосов А. А. Введение в теорию нормальных металлов. — М.: Наука, 1972.
84. Kondo J. //Progr. Theor. Phys. 1965. V. 34. P. 372.
85. Найдюк Ю. Г., Грибов Н. Н., Лысых А. А., Янсон И. К., Мощалков В. В. //ФТТ. 1985. Т. 27. С. 3571.
86. Веркин Б. И. //Изв. АН СССР. Сер. физ. 1980. Т. 44. С. 1330.
87. Paulus E., Voss G. //J. Magn. and Magn. Mater. 1985. V. 47—48. P. 539.
88. Bussian B., Frankowski F., Wohlleben D. //Phys. Rev. Lett. 1982. V. 49. P. 1026.
89. Fujita T., Satoh K., Onuki Y., Komatsubara T. //J. Magn. and Magn. Mater. 1985. V. 47—48. P. 66.
90. Coleman P. //Phys. Rev. Ser. B. 1983. V. 23. P. 5255.
91. Kawakami M., Okiji A. //⁶⁵. — J. Magn. and Magn. Mater. 1985. V. 52. P. 220.
92. Maeckawa S., Takahashi S., Kashiba S., Tachiki M. //J. Phys. Soc. Japan. 1985. V. 54. P. 1955.
93. Maeckawa S., Takahashi S., Kashiba S., Tachiki M. //J. Appl. Phys. 1985. V. 57. Pt 1. P. 3169.

94. Киттель Ч. Введение в физику твердого тела.— М.: Наука, 1978.
95. Stewart G. R., Fisk Z., Willis J. O.//Phys. Rev. Ser. B. 1983. V. 28. P. 172.
96. Stewart G. R., Fisk Z., Wire M. S.//Ibidem. 1984. V. 30. P. 482.
97. Meissner G. P., Giorgi A. L., Lawson A. C., Stewart G. R., Willis J. O., Wire M. S., Smith J. L.//Phys. Rev. Lett. 1984. V. 53. P. 1829.
98. Peterman D. J., Weaver J. H., Croft M., Peterson D. T.//Phys. Rev. Ser. B. 1983. V. 27. P. 808.
99. Parks R. D., Reihl B., Martensson N., Steglich F.//Ibidem. P. 6052.
100. Baer Y., Ott H. R., Fuggle J. C., De Long L. E.//Ibidem. 1981. V. 24. P. 5384.
101. Arko A. J., Olson C. G., Wieliczka D. M., Fisk Z., Smith J. L.//Phys. Rev. Lett. 1984. V. 53. P. 2050.
102. Allen J. W., Oh S. J., Maple M. B., Torikachvili M. S.//Phys. Rev. Ser. B. 1983. V. 28. P. 5347.
103. Parks R. D., den Boer M. L., Raaij S., Smith J. L., Williams G. P.//Ibidem. 1984. V. 30. P. 1580.
104. Gunnarson O., Schönhämmer K.//Ibidem. 1983. V. 28. P. 4345.
105. Loewenhaupt M., Holland-Moritz E.//J. Appl. Phys. 1979. V. 50. P. 7456.
106. Murani A. P., Knorr K., Buschow K. H. J., Benoit A., Flouquet J.//Sol. State Commun. 1980. V. 36. P. 523.
107. Loewenhaupt M., Just W.//Phys. Lett. Ser. A. 1975. V. 53. P. 305.
108. Alloul H.//Physica. Ser. B. 1977. V. 86—88. P. 449.
109. Onuki Y., Shimizu Y., Komatsubara T.//J. Phys. Soc. Japan. 1984. V. 53. P. 1210.
110. Shimizu T., Takigawa M., Yasuoka H., Onuki Y., Komatsubara T.//Ibidem. 1985. V. 54. P. 470.
111. Wilson K. G.//Rev. Mod. Phys. 1975. V. 75. P. 773.
112. Rajan V. T., Lowenstein J. H., Andrej N.//Phys. Rev. Lett. 1982. V. 49. P. 497.
113. Fateev V. A., Wiegmann P. B.//Ibidem. 1981. V. 46. P. 1595.
114. Мельников В. И.//Письма ЖЭТФ. 1982. Т. 35. С. 444.
115. Coqblin B., Schrieffer J. R.//Phys. Rev. 1969. V. 185. P. 847.
116. Rajan V. T.//Phys. Rev. Lett. 1983. V. 51. P. 308.
117. Мощалков В. В. Низкотемпературные межэлектронные корреляции в концентрированных кондо-системах и легированных полупроводниках: Автореферат докт. диссертации.— М.: МГУ, 1985.
118. Steglich F., Bredl C. D., Lieke W., Rauchschwalbe U., Sparn G.//Physica. Ser. B. 1984. V. 126. P. 82.
119. Ландау Л. Д.//ЖЭТФ. 1956. Т. 30. С. 1058; 1957. Т. 32. С. 59; 1958. Т. 34. С. 262.
120. Rauchschwalbe U., Lieke W., Bredl C. D., Steglich F., Aarts J., Martin K. M., Mota A. C.//Phys. Rev. Lett. 1982. V. 49. P. 1448.
121. Ramakrishnan T. V., Coleman P., Anderson P. W.//J. Magn. and Magn. Mater. 1985. V. 47—48. P. 493.
122. Read N., Newns D. M., Doniach S.//Phys. Rev. Ser. B. 1984. V. 30. P. 3841.
123. Martin R. M.//Phys. Rev. Lett. 1982. V. 48. P. 362.
124. Martin R. M.//J. Appl. Phys. 1982. V. 53. P. 2134.
125. D'Ambrumenil N., Fulde P.//J. Magn. and Magn. Mater. 1985. V. 47—48. P. 1.
126. Jullien R., Pfeuty P., Bhattacharjee A. K., Coqblin B.//J. Appl. Phys. 1979. V. 50. P. 7555.
127. Lacroix C., Cugot M.//Phys. Rev. Ser. B. 1979. V. 20. P. 1969.
128. Hanke W., Hirsch J. E.//Ibidem. 1982. V. 25. P. 6748.
129. Шкловский Б. И., Эфрос А. Л. Электронные свойства легированных полупроводников.— М.: Наука, 1979.
130. Bredl C. D., Hogn S., Steglich F., Lüthi B., Martin R. M.//Phys. Rev. Lett. 1984. V. 52. P. 1982.
131. Bredl C. D., Grawe N., Steglich F., Umlauf E.//LT-17: Contributed Papers/Eds U. Eckern, A. Schmid, W. Weber, H. Wuhl.— Amsterdam: Elsevier, 1984.— P. 327.
132. Flouquet J., Lasjaunias J. C., Peyrard J., Ribault M.//J. Appl. Phys. 1982. V. 53. P. 2127.
133. Алиев Ф. Г., Брандт П. Б., Мощалков В. В., Чудинов С. М., Ясинский Р. И.//ФТТ. 1982. Т. 24. С. 289.
134. Алиев Ф. Г., Брандт Н. Б., Мощалков В. В., Сидоров В. И., Луцив Р. В.//Ibidem. С. 3151.

135. Bellarbi B., Benoit A., Jaccard D., Mignot J. M., Braun H. F.//Phys. Rev. Ser. B. 1984. V. 30. P. 1182.
136. Croft M., Jayaraman A.//Sol. State Commun. 1979. V. 29. P. 9.
137. Mignot J. M., Wittig J.//Physics of Solids under High Pressure/Eds J. S. Schilling, R. N. Shelton.—Amsterdam: North-Holland, 1981.—P. 311.
138. Barberis G. E., Roden B., Weidner P., Gupta L. C., Davydov D., Felner I.//Sol. State Commun. 1982. V. 42. P. 659.
139. Harrus A., Timlin J., Mihalisin T., Abou-Aly A. I.//Ibidem. 1983. V. 47. P. 731.
140. Maury A., Freitag R., Crow J. E., Mihalisin T., Abou-Aly A. I.//Phys. Lett. Ser. A. 1982. V. 92. P. 411.
141. Teter J., Freitag R., Maury A., Crow J. E., Mihalisin T.//J. Appl. Phys. 1982. V. 53. P. 7910.
142. Harrus A., Timlin J., Mihalisin T., Batlogg B.//Ibidem. 1984. V. 55. P. 1990.
143. Брандт Н. Б., Мощалков В. В., Случанко Н. Е., Савицкий Е. М., Шкатора Т. М.//ФТТ. 1984. Т. 26. С. 2110.
144. Финкельштейн Л. Д., Самсонова Н. Д.//ФММ. 1983. Т. 56. С. 466.
145. Röhler J., Wohlleben D., Kappler J. P., Krill G.//Phys. Lett. Ser. A. 1984. V. 103. P. 220.
146. Allen J. W., Oh S. J., Lindau I., Lawrence J. M., Johansson L. I., Hagström S. B.//Phys. Rev. Lett. 1981. V. 46. P. 1100.
147. Croft M., Weaver J. H., Peterman D. J., Franciosi A.//Ibidem. P. 1104.
148. Шабуров В. А., Смирнов Ю. П., Советников А. Е., Тюнис А. В.//Письма ЖЭТФ. 1985. Т. 41. С. 213.
149. Okiji A., Kawakami N.//J. Appl. Phys. 1984. V. 55. P. 1931.
150. Zlatić V., Horvatić B., Sokčević D. Z.//Zs. Phys. Kl. B. 1985. Bd 59. S. 251.
151. Алиев Ф. Г., Брандт Н. Б., Мощалков В. В., Чудинов С. М., Лудив В. В.//Письма ЖЭТФ. 1982. Т. 35. С. 435.
152. Aliev F. G., Brandt N. B., Moshchalkov V. V., Chudinov S. M.//Sol. State Commun. 1983. V. 45. P. 215.
153. Ishikawa M., Braun H. F., Jordal J. L.//Phys. Rev. Ser. B. 1983. V. 27. P. 3092.
154. Schneider H., Kletowski Z., Oster F., Wohlleben D.//Sol. State Commun. 1983. V. 48. P. 1093.
155. Lieke W., Rauchschwalbe U., Bredl C. B., Steglich F., Aarts J. de Boer F. R.//J. Appl. Phys. 1982. V. 53. P. 211.
156. Assmus W., Herrmann M., Rauchschwalbe U., Riegel S., Lieke W., Spille H., Horn S., Weber G., Steglich F., Cordier G.//Phys. Rev. Lett. 1984. V. 52. P. 469.
157. Batlogg B., Remeika J. P., Cooper A. S., Fisk Z.//J. Appl. Phys. 1984. V. 55. P. 2001.
158. Croft M., Weaver J. H., Peterman D. J., Franciosi A.//Phys. Rev. Lett. 1981. V. 46. P. 1104.
159. Razafimandimbry H., Fulde P., Keller J.//Z. Phys. Kl. B. 1984. Bd 53. S. 111.
160. Абрикосов А. А., Горьков Л. П.//ЖЭТФ. 1960. Т. 39. С. 1781.
161. Felner I., Nowik I.//Sol. State Commun. 1983. V. 47. P. 83.
162. Spille H., Rauchschwalbe U., Steglich F.//Helv. Phys. Acta. 1983. V. 56. P. 165.
163. Алиев Ф. Г., Мощалков В. В., Петренко О. В., Левин Е. М.//ФТТ. 1985. Т. 27. С. 1550.
164. Tachiki M., Maekawa S.//Phys. Rev. Ser. B. 1984. V. 29. P. 2497.
165. De Long L. E., Huber J. G., Yang K. N., Maple M. B.//Phys. Rev. Lett. 1983. V. 51. P. 312.
166. Steglich F.//Physica Ser. B. 1985. V. 130. P. 145.
167. Hillenbrand B., Wilhelm M.//Phys. Lett. Ser. A. 1970. V. 33. P. 61.
168. Smith T. F., Luo H. L., Maple M. B., Harris I. R.//J. Phys. Ser. F. 1971. V. 1. P. 846.
169. Rauchschwalbe U., Lieke W., Steglich F., Gordart C., Gupta L. C., Parks R. D.//Phys. Rev. Ser. B. 1984. V. 30. P. 444.
170. Allen J. W., Oh S. J., Lindau I., Maple M. B., Suassuna J. F., Hagström S. B.//Ibidem. 1982. V. 26. P. 445.
171. Newns D. M., Hewson A. C.//— P. 27.
172. Umlauf E., Schmid W., Bredl C. D., Steglich F., Loewenhaupt M.//Zs. Phys. Kl. B. 1979. Bd. 34. S. 65.
173. Maple M. B., Chen J. W., Lambert S. E., Fisk Z., Smith J. L., Ott H. R., Brooks J. S., Naughton M. J.//Phys. Rev. Lett. 1985. V. 54. P. 477.

174. Chen J. W., Lambert S. E., Maple M. B., Naughton N. J., Brooks J. S., Fisk Z., Smith J. L., Ott H. R.//Proc. of Conference on Magnetism and Magnetic Materials. San Diego, November 1984; *J. Appl. Phys.* 1985. V. 57. P. 3040.
175. Alekseevskii N. E.//¹³¹.—P. 357.
176. Willis J. O., Fisk Z., Smith J. L., Chen J. W., Lambert S. E., Maple M. B.//*Ibidem*.—P. 245.
177. Chen J. W., Lambert S. E., Maple M. B., Fisk Z., Smith J. L., Stewart G. R., Willis J. O.//*Phys. Rev. Ser. B*. 1984. V. 30. P. 1583.
178. Steglich F., Ahlheim U., Franse J. J. M., Grawe N., Rainier D., Rauchschwalbe U.//⁶⁵.—P. 54.
179. Stewart G. R., Giorgi A. L., Brandt B. L., Foner S., Arko A. J.//*Phys. Rev. Ser. B*. 1983. V. 28. P. 1524.
180. Anderson P. W., Brinkman W. F.//*Phys. Rev. Lett.* 1973. V. 30. P. 1108.
181. Stewart G. R., Fisk Z., Willis J. O., Smith J. L.//*Physica. Ser. B*. 1984. V. 127. P. 448.
182. Kitaoaka Y., Ueda K., Kohara T., Asayama K.//*Sol. State Commun.* 1984. V. 51. P. 461.
183. Kitaoaka Y., Ueda K., Kohara T., Asayama K., Onuki Y., Komatsubara T.//⁶⁵.—P. 341.
184. Ott H. R., Rudiger H., Rice T. M., Ueda K., Fisk Z., Smith J. L.//*Phys. Rev. Lett.* 1984. V. 52. P. 1915.
185. MacLaughlin D. E., Cheng Tien, Clark W. G., Glover K., Lan M. D., Fisk Z., Smith J. L., Ott H. R.//*Ibidem*. V. 53. P. 1833.
186. Bishop D. J., Battlogg B., Varma C. M., Bucher E., Fisk Z., Smith J. L.//*Physica. Ser. B*. 1984. V. 126. P. 455.
187. Мищеев В. П.//УФН. 1983. Т. 139. С. 303.
188. Боловик Г. Е.//УФН. 1984. Т. 143. С. 73.
189. Боловик Г. Е., Горьков Л. П. Препринт ИТФ АН СССР 1984-17.—Черноголовка, 1984.
190. Горьков Л. П.//Письма ЖЭТФ. 1984. Т. 40. С. 351.
191. Горьков Л. П., Боловик Г. Е.//ЖЭТФ. 1985. Т. 88. С. 1412.
192. Алиев Ф. Г., Брандт Н. Б., Мошалков В. В., Залялютдинов М. К., Лудив Р. В., Ясницкий Р. И., Чудинов С. М.//Письма ЖЭТФ. 1985. Т. 41. С. 421.
193. Онуки Y., Hirai T., Komatsubara T., Takaya Nagai S., Saito Yama A., Furukawa A., Oda Y., Nagano H.//⁶⁵.—P. 338.
194. Алексеевский Н. Е., Митин А. В., Нижниковский В. И., Фирсов В. И., Хлыбов Е. П.//Письма ЖЭТФ. 1985. Т. 41. С. 335.
195. Varma C. M.//*J. Magn. and Magn. Mater.* 1985. V. 47—48. P. 606.
196. Kitazawa H., Oguro I., Hirai M., Kondo Y., Suzuki T., Kasuya T.//*Ibidem*. P. 532.
197. Palstra T. T. M., Kes P. H., Mydosh J. A., de Visser A., Fransen J. J. M., Menovsky A.//*Phys. Rev. Ser. B*. 1984. V. 30. P. 2986.
198. Bickers N. E., Cox D. L., Wilkins J. W.//*Phys. Rev. Lett.* 1985. V. 54. P. 230.
199. Бодак О. И., Гладышевский Е. И. Тройные системы, содержащие редкоземельные металлы.—Львов: Изд-во Львов. ун-та, 1985.—С. 328.
200. Penney T., Stankiewicz J., van Molnag S., Fisk Z., Smith J. L., Ott H. R.//*J. Magn. and Magn. Meter.* 1986. V. 54—57. P. 370.
201. Winzger K.//Preprint.—Göttingen, 1986.
202. Алиев Ф. Г., Брандт Н. Б., Мошалков В. В., Залялютдинов М. К., Ковачик В., Случанко Н. Е., Бурханов Г. С.//Письма ЖЭТФ. 1986. С. 482.
203. Алексеевский Н. Е., Алиев Ф. Г., Брандт Н. Б., Мошалков В. В., Залялютдинов М. К., Ковачик В., Митин А. В.//*Ibidem*. С. 482.
204. Fert A., Pureur P., Hamzic A., Kappeler J. P.//*Phys. Rev. Ser. B*. 1985. V. 32. P. 7003.
205. Lin C. L., Teter J., Crow J. E., Mihalisin T., Brooks I., Abou-Aly A. I., Stewart G. R.//*Phys. Rev. Lett.* 1985. V. 54. P. 2541.
206. Palstra T. T. M., Menovsky A. A., van den Berg J., Dirkmaat A. J., Kes P. H., Nieuwenhuys G. J., Mydosh J. A.//*Phys. Rev. Lett.* 1985. V. 55. P. 2727.
207. Proc. of the 5th Intern. Conference on Crystalline Fields and Anomalous Mixing Effects in f-Electron Systems/Ed. T. Kasuya//*J. Magn. and Magn. Mater.* 1985. V. 52.
208. Theory of Heavy Fermions and Valence Fluctuations/Eds. T. Kasuya, T. Sasō.—Berlin; Heidelberg; New York; Tokyo: Springer-Verlag, 1985.—(Springer Series in Solid-State Science. V. 62).

209. Proc. of the Intern. Conference on Magnetism//J. Magn. and Magn. Mater. 1986. V. 54—57. Pt 1.
210. Batlogg B., Bishop D., Golding B., Vurga C. M., Fisk Z., Smith J. L., Ott H. R.//Phys. Rev. Lett. 1985. V. 55. P. 1349.
211. Алиев Ф. Г., Брандт Н. Б., Мощалков В. В., Заялютдинов М. К., Kovachik B., Чудинов С. М., Ясинецкий Р. И.//ЖЭТФ. 1986.
212. Бурлачков Л. И.//ЖЭТФ. 1985. Т. 89. С. 1382.
213. Golding B., Bishop D. J., Batlogg B., Haemmerle W. H., Fisk Z., Smith J. L., Ott H. R.//Phys. Rev. Lett. 1985. V. 55. P. 2479.
214. Алексеевский Н. Е., Хомский Д. И.//УФН. 1985. Т. 147. С. 767.
215. Lee P. A., Rice T. M., Serene J. W., Sha J. L., Wilkins J. W.//Comm. Sol. State Phys. 1986.