

зависимость $C_V(T)$, коэф. поглощения ультразвука, теплопроводности, времени релаксации сигнала ядерного магнитного резонанса (ЯМР) при $T \sim T_c$ указывает на бесщелевой характер сверхпроводников с Т. ф. Эти данные, а также то обстоятельство, что во всех известных случаях переходу в сверхпроводящее состояние предшествует возникновение антиферромагн. порядка, позволяют предположить возможность сверхпроводящего состояния с ненулевым моментом куперовской пары (скорее всего, d -спаривания с $s=0$ и $l=2$) и нефононного механизма спаривания через антиферромагн. спиновые флуктуации. Сложная фазовая диаграмма URu_2 (рис. 5) в магн. поле H указывает на анизотропию параметра сверхпроводящего порядка и его взаимодействие с магн. параметром порядка.

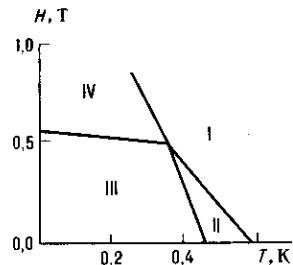


Рис. 5. Фазовая диаграмма URu_2 в магнитном поле H , параллельном гексагональной оси кристалла; I — антиферромагнитная фаза; II—IV — сверхпроводящие антиферромагнитные фазы, отличающиеся различным характером магнитного упорядочения.

Исчерпывающего теоретич. объяснения явления Т. ф. пока не найдено. Если f -уровень лежит глубоко под ϵ_F , то свойства электронов вблизи ϵ_F могут измениться из-за резонансного рассеяния электронов проводимости на локализованных магн. моментах f -центров, сопровождающегося переворотом спина (спин — флип- или sf -рассеяние). При $T \rightarrow 0$ К sf -рассеяние приводит к полному экранированию спина магн. иона (Кондо эффект). Характерная темп-ра, при к-рой происходит смена режима от слабого sf -рассеяния к сильному экранированию магн. иона (темп-ра Кондо T_K), определяется выражением

$$T_K = \epsilon_F \exp(-\epsilon_F / I_{sf}). \quad (1)$$

Здесь ϵ_F — энергия Ферми в отсутствие эффекта Кондо, к-рой отвечает эфф. масса электронов $m = m_0$, а I_{sf} — т. н. sf -обменный интеграл. Как правило, $\epsilon_F \gg I_{sf}$, следовательно, $T_K \ll \epsilon_F$.

В интерметаллич. соединениях на основе f -элементов магн. ионы образуют периодич. Кондо-решётку, но при высоких темп-рах межузельные магн. корреляции слабы и каждый ион является независимым рассеивателем. Отсюда следует кондовское поведение электросопротивления ρ и закон Кюри для магн. восприимчивости χ при $T > T_K$.

При понижении T в конкуренцию с Кондо рассеянием вступает тенденция к антиферромагн. упорядочению, связанному с косвенным обменным Рудермана — Киттеля — Касуя — Иосида взаимодействием (см. РККИ-обменное взаимодействие) локализованных моментов через электроны проводимости. РККИ-взаимодействие характеризуется энергией

$$T_{РККИ} \sim I^2 / \epsilon_F. \quad (2)$$

От соотношения между $T_{РККИ}$ и T_K зависят свойства осн. состояния системы. Если f -уровень лежит близко к уровню Ферми и «размыт» в f -зону за счёт его гибридизации с электронами проводимости, то вблизи ϵ_F плотность состояний $g(\epsilon)$ выше, чем в обычных металлах, на 2—3 порядка. Аномально высокое значение $g(\epsilon)$ в случае Т. ф. может быть связано с промежуточной валентностью.

Можно также предполагать, что возникновение Т. ф. тесно связано с неустойчивостью валентных f -оболочек ионов Се, У, Np. В этих ионах происходит «коллапс» f -оболочки — из атомных оболочек радиусом 10—15 Борра радиусов a_0 в сжатую орбиталь радиусом меньше a_0 . В силу близости к порогу коллапса $4f$ ($5f$)-уровни атомов этих элементов оказываются аномально «мелкими» по сравнению с уровнями типичных ионов редкоземельных элемен-

тов и актинидов даже в свободном состоянии, а в кристалле экранирование может привести к неустойчивости относительно перехода f -электрона либо обратно на «внешнюю» f -орбиту, либо в d -оболочку.

Классификацию интерметаллич. соединений, содержащих f -элементы, иллюстрирует рис. 6. В большинстве со-

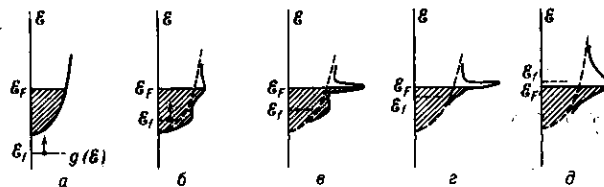


Рис. 6. Схема энергетических электронных уровней интерметаллических соединений, содержащих f -элементы, при различных величинах энергии связи ϵ_f электрона в f -оболочке. Пунктиром показана плотность состояний $g(\epsilon)$ в отсутствие sf -взаимодействия. Стрелки символизируют нескомпенсированные магнитные моменты f -ионов и электронов проводимости.

единений реализуется ситуация, в к-рой $T_{РККИ} \gg T_K$ и многоэлектронные эффекты несущественны. Эти соединения представляют собой магнетики с локализованными на f -ионах магн. моментами и слабо подмагниченными электронами проводимости.

В системах с менее глубокими f -уровнями (рис. 6, б) наряду с РККИ-взаимодействием начинает играть роль гибридизация f -электронов с электронами проводимости:

$$I_{sf} \approx V^2 / (\epsilon_F - \epsilon_f). \quad (3)$$

Здесь V — матричный элемент sf -взаимодействия. Разность $\epsilon_F - \epsilon_f$ характеризует положение f -уровня. В этом случае $T_{РККИ} \geq T_K$ система обладает целочисленной валентностью, но Кондо рассеяние существенно усложняет магн. структуру. В её формирование наряду с локализованными моментами существенный вклад вносят экранирующие их электроны проводимости.

В случае $T_{РККИ} < T_K$ (рис. 6, в) экранирующее действие Кондо рассеяния почти полностью уничтожает магн. порядок, но при этом вблизи ϵ_F возникает узкая зона шириной порядка T_K в виде пика (резонанса) плотности состояний $g(\epsilon)$. Этот резонанс определяет низкотемпературные ферми-жидкостные свойства системы. В теории решётки Кондо характерная энергия при низких темп-рах $T^* \approx T_K \ll \epsilon_F$. В случаях б (б, в) валентность остаётся почти целочисленной, т. е. имеют место Кондо решётки.

В случае б (з) уровень ϵ_f столь близок к ϵ_F , а его гибридизационное уширение $\Gamma \sim I_{sf}$ столь велико, что система приобретает свойство промежуточной валентности. При этом рассеяние на флуктуациях валентности даёт в формирование резонанса не менее существенный вклад, чем рассеяние с переворотом спина. В случае б (д), когда $\Gamma \sim \epsilon_F$, f -электроны перестают отличаться от обычных электронов проводимости и мы имеем дело с f -металлами типа U или Np, хотя флуктуации спиновой плотности могут и здесь давать существенный вклад в m . Системы с Т. ф. на основе Се, как правило, относятся к случаю б (в), а соединения U — к случаю б (з).

К группе веществ с Т. ф. обычно относят соединения, у к-рых $\gamma > 400$ мДж/моль \cdot К². Это выделение условно, т. к. обнаружены десятки соединений, среди к-рых есть металлы, полуметаллы и даже полупроводники, у к-рых γ значительно превышает характерные для нормальных металлов величины, принимая значения от 10 до 2000 мДж/моль \cdot К². Эти системы образуют класс соединений с нестабильной валентностью, и своеобразие их свойств определяется спиновыми и зарядовыми флуктуациями в f -оболочках входящих в их состав ионов лантанидов и актинидов.

Лит.: Алексеевский Н. Е., Хомский Д. И., Сверхпроводники с тяжёлыми фермионами, «УФН», 1985, т. 147, с. 767; Мошталков В. В., Брандт Н. Б., Немангнитные кондо-решетки, «УФН», 1986, т. 149, с. 585; Stewart G. R., Heavy-fermion systems,