

ПРИМЕСНОЕ СОПРОТИВЛЕНИЕ В СИСТЕМАХ С ФЛУКТУИРУЮЩЕЙ ВАЛЕНТНОСТЬЮ

Е.П.Фетисов¹⁾, Д.И.Хомский

Рассмотрена температурная зависимость примесного сопротивления в соединениях с промежуточной валентностью и с тяжелыми фермионами, и показано, что при низких температурах оно падает как $\rho_{imp}(T) \simeq \rho_0 - aT^2$, а при высоких, в некогерентном режиме, сопротивление системы с примесями может стать меньше, чем чистой.

В стандартных металлических системах сопротивление $\rho(T)$ обычно подчиняется правилу Маттиассена: оно представляется в виде суммы температурно-зависящего сопротивления чистого металла $\rho_p(T)$ и примесного вклада ρ_{imp} , не зависящего от температуры. Известны многочисленные отклонения от этой закономерности, но они обычно невелики, приблизительно порядка нескольких процентов.

В системах с валентными флуктуациями (соединения с промежуточной валентностью и с тяжелыми фермионами) ситуация иная. Прежде всего, остаточное сопротивление в них обычно весьма велико, намного больше соответствующего геометрическому сечению рассеяния на примеси. И, что не менее интересно, ρ_{imp} сильно зависит от температуры, с изменением порядка единицы¹⁾.

¹⁾ Московский инженерно-физический институт

Особенно четко это продемонстрировано в недавней работе ², где при исследовании сопротивления CePd_3 с примесью La было обнаружено, что примесное сопротивление при низких температурах следует закономерности $\rho_{imp} = \rho_0[1 - (T/T_f')^2]$, где $T_f' = 31 \text{ K}$ — характерная температура порядка температуры вырождения тяжелой f -компоненты. Важно, что по сути тот же масштаб, $T_f = 45 \text{ K}$, определяет и сопротивление чистого CePd_3 $\rho_p = \rho_M(T/T_f)^2$, где ρ_M — характерное сопротивление порядка максимального металлического по Мотту (в этих системах составляющего обычно $\rho_M \sim 100 - 300 \text{ мк}\cdot\text{Ом}\cdot\text{см}$). Сходные закономерности в поведении сопротивления чистых и легированных систем наблюдаются и во многих других веществах этого класса, включая соединения с тяжелыми фермионами, например, CeAl_3 , CeCu_6 ^{1, 3}

В работе ² для объяснения обнаруженного поведения $\rho_{imp}(T)$ была использована модель кондо-решетки и было сделано интересное предположение, что при низких температурах, когда система находится в когерентном режиме (рассеяние на разных кондовских центрах сфазировано), отсутствие спина в каком-либо узле решетки (например, при замене Ce на La) эквивалентно появлению добавочного кондовского рассеяния (модель "кондо-дырки"). Пока неясно, однако, насколько правомочны такие представления: помимо хода сопротивления, никакие другие характеристики (магнитная восприимчивость, теплоемкость) не показывают добавочного "кондовского" поведения; кроме того, как отмечают сами авторы во второй статье ², подобная "кондо-дырка" обладала бы скорее ферромагнитным обменным взаимодействием с электронами проводимости.

Ниже мы предлагаем простое объяснение наблюдаемой температурной зависимости сопротивления в системах с валентными флуктуациями, которое проще всего продемонстрировать в феноменологическом подходе. Можно показать, что низкотемпературные термодинамические свойства этих систем хорошо описываются в двухкомпонентной модели, с массами $m_d \sim m_0$ и $m_f \gg m_0$ ^{4, 5}. В этой картине, весьма сходной с моделью переходных металлов, сопротивление в основном обусловлено рассеянием легких d -электронов в тяжелую f -зону. Такой механизм неоднократно привлекался для объяснения сопротивления переходных металлов и сплавов на их основе ⁶ (например, к соединениям A-15 ⁷). Сопротивление "чистой" системы при этом $\rho_p = AT^2$, $A \sim T_f^{-2}$. При рассеянии на примесях проводимость дается обычным выражением

$$\sigma = \frac{n_d e^2}{m_d} \int \left(-\frac{\partial f}{\partial \epsilon} \right) \tau(\epsilon) d\epsilon, \quad \tau^{-1}(\epsilon) = \frac{2\pi}{\hbar} c |M|^2 N_f(\epsilon) \quad (1)$$

где c — концентрация примесей, $N_f(\epsilon)$ — плотность состояний в f -зоне, $f(\epsilon)$ — ферми-функция, $|M|^2$ — усредненный по углам квадрат матричного элемента $f-d$ -рассеяния. Для $N_f(\epsilon)$ обычно берут выражение в виде

$$N_f(\epsilon) = \frac{2}{\pi} \frac{\Gamma}{(\epsilon - \epsilon_f)^2 + \Gamma^2} \quad (2)$$

(модель "резонансного уровня"); здесь ϵ_f — положение f -уровня относительно уровня Ферми, а Γ — ширина f -зоны. Характеристическая температура $T_f \simeq (\Gamma^2 + \epsilon_f^2)^{1/2}$. В интересующих нас случаях $\epsilon_f \lesssim \Gamma$ и $T_f \simeq \Gamma$.

Из (1), (2) легко получить, что, с учетом изменения химпотенциала с температурой, при низких температурах

$$\rho_{imp}(T) = \rho_0 \left[1 - \frac{\pi^2}{3} \frac{T^2 (\Gamma^2 + 3\epsilon_f^2)}{(\Gamma^2 + \epsilon_f^2)^2} \right] \simeq \rho_0 \left[1 - \frac{\pi^2}{3} \left(\frac{T}{T_f} \right)^2 \right], \quad \rho_0 = \frac{4m_d c |M|^2 \Gamma}{n_d e^2 \hbar (\Gamma^2 + \epsilon_f^2)} \quad (3)$$

Видно, во-первых, что из-за большой плотности состояний в f -зоне остаточное сопротивление весьма велико, $\rho_0 \sim T_f^{-1}$ (естественно, эти формулы применимы только при $\rho_{imp} < \rho_M$). Мы видим также, что примесное сопротивление квадратично падает с температурой, с тем же масштабом T_f , который определяет и сопротивление чистой системы. Уменьшение ρ_{imp} с ростом T в этой картине совершенно естественно: при $T > T_f$ вклад в проводимость дают электроны с энергиями $\sim T$, находящиеся вне резонанса, и эффективность примесного $d-f$ -рассеяния падает.

Полученные выводы в точности соответствуют экспериментальным результатам² (имеется даже неплохое количественное согласие, хотя его, конечно, не следует переоценивать: значение $T_f = 45$ К для CePd_3 , найденное из хода $\rho_p(T)$, дало бы, по (3), $T_f' = 26$ К, а экспериментально $T_f' = 31$ К²). Результат (3) объясняет также замеченную в CeCu_6 ⁸ корреляцию между уменьшением ρ_0 и ростом коэффициента A температурно-зависящей части сопротивления $\rho = \rho_0 + AT^2$: второй член в (3) перенормирует A , $A \rightarrow A - (\pi^2/3)(\rho_0/T_f^2)$. Качественно объясняется и обнаруженное в $\text{Ce}_{0,9-x}\text{La}_x\text{Th}_{0,1}$ под давлением одновременное падение ρ_0 и A с ростом T_f , причем более быстрое для A ⁹: у нас $A \sim T_f^{-2}$, $\rho_0 \sim T_f^{-1}$.

Падение ρ_{imp} с T может привести к тому, что при высоких температурах, $T \gtrsim T_f$, когда происходит независимое некогерентное рассеяние на f -центрах, сопротивление системы с примесями может стать меньше, чем "чистой". Действительно, в этом режиме сечение резонансного рассеяния на f -ионах с флуктуирующей валентностью велико (порядка унитарного предела), и замена таких ионов на примесные без валентных флуктуаций приведет к уменьшению общего сопротивления. Такое поведение реально наблюдается во многих системах, например, $\text{CeCu}_6 : \text{La}^3$ или $\text{CeV}_{1,3} : \text{La}^{10}$.

Таким образом, развитые выше простые соображения позволяют объяснить основные особенности влияния примесей на сопротивление систем с флуктуирующей валентностью. В рассмотренном подходе легко исследовать и особенности других кинетических характеристик, например, теплопроводности, термоэдс и т. д., в которых также возникает специфическая температурная зависимость.

Литература

1. Wohlleben D., Wittershagen B. Adv. Phys., 1985, 34, 403.
2. Lawrence J.M., Thompson J.D., Chen Y.Y. Phys. Rev. Lett., 1985, 54, 2537; 1985, 55, 1702.
3. Onuki Y., Shimizu Y., Nishihara M., Machii Y., Komatsubara T. J. Phys. Soc. Jap., 1985, 54, 1964.
4. Jaccard D., Flouquet J., Sierro J. J. Appl. Phys., 1985, 57 (1), 3084.
5. Fetisov E.P., Khomskii D.I. Solid State Comm., 1985, 56, 403.
6. Moit N.F. Adv. Phys., 1964, 13, 325.
7. Александров А.С., Елесин В.Ф. ФТТ, 1980, 22, 1151.
8. Amato A., Jaccard D., Walker E., Flouquet J. Solid State Comm., 1985, 55, 1131.
9. Lawrence J.M., Thompson J.D., Fisk Z., Batlogg B. J. Appl. Phys., 1985, 57 (1), 3131.
10. Kappler J.P., Krill G., Ravet M.F., Besnus M.J., Meyer A. In Valence Fluctuations in Solids, ed. L.M.Falicov, W.Hanke, M.B.Maple, North Holland. Amsterdam, 1981, p. 271.

Физический институт им. П.Н.Лебедева
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
6 февраля 1986 г.

¹) Сходный вывод о большом примесном сопротивлении в системах с тяжелыми фермионами был получен также Б.З.Спиваком в модели однокомпонентной тяжелой ферми-жидкости.