

## ВКЛАД ЭЛЕКТРОН-ЯДЕРНОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ В ОСТАТОЧНОЕ СОПРОТИВЛЕНИЕ МЕТАЛЛОВ

А.М.Дюгаев<sup>\*1)</sup>, И.Д.Вагнер<sup>1)</sup>, П.Видер<sup>1)</sup>

*Max-Planck-Institut für Festkörperforschung  
BP166, F-38042 Grenoble, FRANCE*

*\*Институт теоретической физики им. Л.Д.Ландау РАН  
142432, Черноголовка, Московской обл., Россия*

Поступила в редакцию 8 июля 1996 г.

Для немагнитных металлов спин-спиновое взаимодействие электронов и ядер дает вклад в остаточное сопротивление сильно зависящий от магнитного поля и температуры  $T$ . Ядра выступают в роли магнитных примесей. Для магнитных металлов (Ть, Но, Ду) с сильным внутренним магнитным полем ядерный вклад в сопротивление исчезает при низких значениях  $T$ , когда спины ядер упорядочены, и выходит на насыщение при высоких значениях  $T$ , когда они разупорядочены: аналог эффекта Шоттки для ядерной теплоемкости. Электрон-ядерное взаимодействие может разрушить сверхпроводимость металлов с низкими критическими магнитными полями при ферромагнитном упорядочении ядерных спинов.

PACS: 72.15.Eb

1. Согласно существующим представлениям остаточное сопротивление металла  $\rho(T \rightarrow 0)$  определяется вкладом рассеяния электронов проводимости на примесях. Для чистого металла необходимо учитывать и эффекты изотопического состава материала. Температурная зависимость  $\rho(T)$  при низких значениях  $T$  в основном является следствием электрон-электронного взаимодействия

$$\rho_0(T) \simeq \rho_0 + \rho_1 \frac{T^2}{\epsilon_F^2},$$

$\epsilon_F$  – энергия Ферми.

Значение остаточного сопротивления  $\rho_0$  пропорционально концентрации примесей  $C_0$ . Неаналитический по  $T$  вклад в  $\rho(T)$  дает рассеяние электронов на магнитных примесях – эффект Кондо.

В данной работе мы покажем, что даже для изотопически чистого металла остаточное сопротивление не зануляется при уменьшении концентрации примесей ( $C_0 \rightarrow 0$ ), так как существует вклад в  $\rho$ , связанный со спин-спиновым рассеянием электронов на ядрах. Если температура  $T$  не настолько низка ( $T \gg 10^{-7}$  К для Cu), что ядерные спины упорядочены, то ядра выступают в роли магнитных примесей с концентрацией  $C_n = 1$ . Координатная упорядоченность ядер (кристаллическая решетка) не играет здесь роли, важно, однако, что существует ядерный спиновый беспорядок. Малость "остаточного" ядерного сопротивления  $\rho_n$  является следствием слабости контактного спин-спинового взаимодействия Ферми

$$V_{en} = -\frac{8\pi}{3} \hat{\mu}_e \hat{\mu}_n \Psi_c^2(0) \equiv \hat{\mu}_n \hat{H}_e, \quad (1)$$

<sup>1)</sup>Dyugaev A.M., Vagner I.D., Wyder P.

где  $\hat{\mu}_e, \hat{\mu}_n$  – операторы магнитных моментов электрона и ядра,  $\Psi_e(0)$  – значение волновой функции электрона проводимости на ядре, а  $\hat{H}_e$  – электронное магнитное поле на ядре. Так как  $\Psi_e^2(0) \sim Z$  [1], то  $V_{en}$  сильно зависит от заряда ядра  $Z$ . Для грубой оценки  $V_{en}$  выберем атомную систему единиц  $\hbar = m_e = e = 1$

$$V_{en} \approx Z \alpha^2 \frac{m_e}{m_n} R_y \quad R_y = 27 \text{ эВ} \quad \alpha = 1/137 = \text{постоянная тонкой структуры,} \quad (2)$$

$m_e, m_n$  – массы электрона и нуклона.

Значение энергии Ферми металлов  $\epsilon_F$  меняется в широких пределах  $1 \div \div 0.01 R_y$ , а эффективная константа электрон-ядерного взаимодействия  $g_n$  имеет порядок

$$g_n \equiv \frac{V_{ne}}{\epsilon_F} \approx Z \cdot 10^{-7} \frac{R_y}{\epsilon_F}, \quad (3)$$

что составляет  $10^{-6}$  для Li и  $10^{-3}$  для редкоземельных металлов. Оценка для  $g_n(3)$  согласуется с экспериментально определяемым значением поля  $\hat{H}_e(1)$  на ядре [2].

Итак, полное остаточное сопротивление металла есть сумма  $\rho_0$  и ядерного вклада  $\rho_n$ . Так как  $\rho_0(0) \sim C_0$ , а  $\rho_n(T \rightarrow 0) \sim g_n^2$ , то вклад ядер в  $\rho_0^+$  эквивалентен примесному вкладу  $\rho_0$ , когда концентрация примесей  $C_0 \sim g_n^2$ . В этом можно убедиться методом развитым для магнитных примесей [3]. Аналогия с магнитными примесями является здесь полной. Нужно лишь положить их концентрацию равной 1 и переопределить константу связи  $g$ :

$$\rho^+(0^+) \approx \rho_{00}(C_0 + g_n^2),$$

$0^+$  – это предел  $T \rightarrow 0$ , но  $T \gg T_n$ , где  $T_n$  – температура упорядочивания ядерных спинов, а  $\rho_{00} \approx 1$  ат.ед.:  $\rho_{00} \sim 10^{-17}$  с. Следовательно для идеализированного абсолютно чистого металла ( $C_0 = 0$ ) остаточное сопротивление при  $T \gg T_n$  не может быть меньше чем  $\rho_{00} g_n^2$ , а длина свободного пробега – больше чем  $10^{-8}/g_n^2$  см, что составляет для Li  $10^4$  см, а для редкоземельных металлов  $10^{-2}$  см. Исключением являются металлы типа Ca, Ni, Fe, Ce, C (изотопически чистый графит), для которых ядерный спин равен нулю: четно-четные ядра. Такие металлы могут быть идеально чистыми и для них  $\rho(0) = 0$  при  $C_0 = 0$

2. Важно, что даже при  $C_0 \gg g_n^2$  малый ядерный вклад в  $\rho$  может быть выделен по его сильной зависимости от температуры  $T$  и магнитного поля  $H$ , так как примесный вклад в  $\rho$  зависит от  $T$  и  $H$  в основном за счет мезоскопических эффектов, исчезающих при  $C_0 \rightarrow 0$  [4]. В самом деле, в сильном магнитном поле ( $\mu_e H \gg T$ ) спины обычных магнитных примесей заморожены и эффект Кондо на них подавлен. Однако вклад ядер в  $\rho$  имеет температурную зависимость, связанную с частичным упорядочиванием ядерных спинов

$$\rho_n(T) = \rho_n(\infty) f_n(x), \quad \text{где } x = \mu_n H/T \quad (4)$$

функция  $f_n(x)$  имеет асимптотики

$$\begin{aligned} f_n &= 1 - \lambda_1 x^2 \quad \text{при } x \ll 1 \\ f_n &= \lambda_2 e^{-\lambda_3 x} \quad \text{при } x \gg 1 \end{aligned} \quad (5)$$

$\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3$  – числа порядка 1.

Для спина  $= 1/2$  ядро в магнитном поле эквивалентно двухуровневой системе и функция  $f_n(x)$  может быть определена точно методами, развитыми

в [5]

$$f_n(x) = 1 - \frac{1}{2} \tanh x \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\tanh(x+y)dy}{\cosh^2 y}. \quad (6)$$

В этом случае:  $\lambda_1 = \frac{2}{3}$ ;  $\lambda_2 = 4$ ;  $\lambda_3 = 2$  (5). Во всем интервале значений  $x$  функция  $f_n(x)$  хорошо аппроксимируется выражением

$$f_n(x) \approx 1/\cosh^2 x. \quad (7)$$

При  $T \gg \mu_n H$  температурно-зависящая часть  $\rho(T)$  имеет вид

$$\rho(T) - \rho(0^+) \approx \rho_{00} \left( \frac{T^2}{\epsilon_F^2} - g_n^2 \frac{(\mu_n H)^2}{T^2} \right),$$

а производная  $\partial\rho/\partial T$  имеет минимум при  $T \sim g_n^{1/2} (\epsilon_F \mu_n H)^{1/2}$ . Отметим, что в связи с высокой  $\approx 10^{-7}$  точностью измерения  $\rho(T)$  в последних экспериментальных работах приводят значение не  $\rho(T)$ , а именно  $\partial\rho/\partial T$ , так как величина  $\rho(T)$  менее информативна [6].

3. Ядра металлов Li, Na, K, Rb, Cs, Au, Cu имеют не равный  $1/2$  момент  $I$ , поэтому  $2I + 1$  кратное вырождение ядерных уровней частично снимается из-за квадрупольных эффектов даже без внешнего магнитного поля. Квадрупольное расщепление ядерных уровней имеет место и для кубического кристалла из-за дефектов решетки. Оно наблюдалось в ЯМР экспериментах в нулевом магнитном поле [7]. Ядерный вклад в  $\rho_n(T)$  в этом случае имеет температурную зависимость типа (4,5), где величину  $\mu_n H$  следует заменить на характерную величину квадрупольного расщепления уровней.

4. Эффект Кондо на ядерных спинах проявляется в следующих порядках разложения  $\rho_n(T)$  по степеням  $g_n$ . По аналогии с магнитными примесями первая температурная поправка к  $\rho_n(T)$  имеет вид

$$\rho_{00} g_n^3 \ln \frac{\epsilon_F}{T}.$$

При положительном значении магнитного момента ядра  $\mu_n$ , параметр  $g_n > 0$  и спин-спиновое взаимодействие электрона и ядра способствует антиферромагнитному упорядочиванию  $\mu_e$  и  $\mu_n$ . Это дает обычный кондо-эффект на ядрах, то есть  $\rho(T)$  имеет минимум при  $T_0 \approx g_n^{3/2} \epsilon_F$ . Для металлов с большим  $Z$ :  $T_0 \approx 10^{-3} \div 10^{-2}$  К. Для ядерного вклада в  $\rho$  нет необходимости суммировать степени  $\ln(\epsilon_F/T)$ , так как ядерная температура Конда  $T_k = \epsilon_F e^{-1/g_n}$  настолько низка, что при понижении  $T$  начинает играть роль другой, более важный эффект — ядер-ядерное магнитное взаимодействие. Оно является суммой прямого, то есть диполь-дипольного и косвенного, то есть через электроны проводимости, взаимодействий  $J^+$ . Значение  $J^+$  порядка температуры спинового упорядочения ядер  $T_n$ . Если косвенное взаимодействие больше прямого, то  $J^+ \sim g_n^2 \epsilon_F$ . Можно показать, что эффекты ядер-ядерного взаимодействия дают в  $\rho_n(T)$  вклад порядка

$$\rho_{00} g_n^2 \frac{J^+}{T}, \quad (8)$$

который сравнивается с электронным вкладом  $\rho_{00} T^2 / \epsilon_F^2$  при  $T_1 \sim (J^+ \epsilon_F^2)^{1/3} g_n^{2/3} \sim \epsilon_F g_n^{4/3}$ . Так как  $T_1 > T_0$ , то нельзя учитывать эффект Кондо и пренебрегать взаимодействием ядерных спинов. Кондо-эффект на магнитных примесях существует даже при низкой их концентрации  $C_m$ , когда не нужно учитывать спин-спиновое взаимодействие, являющееся эффектом второго порядка по  $C_m$ . Для ядер, однако, нет возможности менять их концентрацию

$C_n$ , она всегда равна 1. Поправка к  $\rho(T)$  (8) аналогична поправке  $\sim J^+$  к ядерной магнитной восприимчивости  $\chi_n$

$$\chi_n \sim \frac{1}{T} \left( 1 + \frac{J^+}{T} \right),$$

поэтому есть принципиальная возможность установить знак  $J^+$  по измерению сопротивления металла и предсказать какая магнитная структура установится в ядерной системе при понижении  $T$ . Итак, высокотемпературное разложение остаточного сопротивления немагнитного металла имеет вид

$$\frac{\rho(T)}{\rho_{00}} = C_0 + \frac{T^2}{\epsilon_F^2} + g_n^2 \left( 1 + g_n \ln \frac{\epsilon_F}{T} + \frac{J^+}{T} \right) \quad (9)$$

$$T \gg J^+ \sim T_n.$$

Так как неаналитический по  $T$  ядерный вклад в  $\rho$  нужно сравнивать не с остаточным примесным сопротивлением  $\rho_0 = \rho_{00} C_0$ , а с исчезающим при  $T \rightarrow 0$  вкладом от  $e-e$ -взаимодействия  $\sim T^2$ , то ядерные эффекты проявляются уже при  $T \approx 0.1$  К для металлов с большим ядерным зарядом  $Z$ . Существует широкий температурный интервал

$$T_n \sim J^+ \ll T \ll \begin{matrix} T_0 \sim g_n^{3/2} \epsilon_F \\ T_1 \sim (J^+ \epsilon_F^2)^{1/3} g_n^{2/3} \end{matrix},$$

где ядерный вклад в  $\partial\rho/\partial T$  больше электронного и применимо разложение по степеням  $1/T$

$$\frac{T}{\rho_{00}} \cdot \frac{\partial\rho}{\partial T} \approx -g_n^3 - g_n^2 \frac{J^+}{T}$$

5. Самые яркие эффекты электрон-ядерного взаимодействия должны иметь место для магнитных металлов таких как Co, Pr, Nd, Sm, Eu, Gd, Tb, Dy, Ho, Er, Tm. Электроны проводимости создают в этих металлах гигантское внутреннее магнитное поле  $H_e$  на ядре, достигающее значений  $\sim 10^3$  Тл (Dy, Ho, Er, Tm) [2], что приводит к расщеплению ядерных спиновых уровней  $\sim 1$  К. Качественная зависимость ядерного вклада в  $\rho$  дается при этом выражением (4) с  $H = H_e$ . Точное определение функции  $f_n$  (4) затруднено необходимостью учета квадрупольного расщепления ядерных уровней и анизотропии  $\rho(T)$ .

Таким образом, для магнитных металлов с большим  $H_e$  на ядре экспериментально доступна область  $T \ll \mu_n H_e$ , где ядерные спины поляризованы и не дают вклада в сопротивление. В этой области измеряется истинное остаточное сопротивление  $\rho_0$ . В области  $T \gg \mu_n H_e$  ядерные спины неупорядочены и измеряется  $\rho_0 + \rho_n$ . Подобное сильное температурное изменение  $\rho$  наблюдалось 20 лет назад для Tb и Dy [8]. Разница между  $\rho(T \ll \mu_n H_e)$  и  $\rho(T \gg \mu_n H_e)$  достигала значения  $\approx 0.01\rho(0)$ . Подчеркнем, что для указанных магнитных металлов существует гигантский ядерный вклад в теплоемкость (эффект Шоттки), который сравнивается с электронным вкладом при  $T \sim 1 \div 5$  К. Если проводить аналогию между ядерными эффектами для теплоемкости  $C(T)$  и сопротивления  $\rho(T)$ , то можно предсказать обнаружение низкотемпературных аномалий  $\rho(T)$  для металлов типа Co ( $H_e$  на ядре  $\approx 20$  Тл) при  $T \approx 0.01 \div 0.1$  К. Эффект Шоттки для Co обнаружен, его теплоемкость имеет минимум при  $T \approx 1$  К [9].

6. Интересен вопрос о влиянии электрон-ядерного взаимодействия на сверхпроводимость. Если куперовские пары имеют спин, равный нулю, то рассеяние электрона на ядре с переворотом его спина разрушает сверхпроводимости.

мость, что является ограничением на температуру сверхпроводящего перехода:  $T_c > g_n^2 \epsilon_F \sim J^+ \sim T_n$ . Этот переход может произойти при совсем низких температурах, если ядерная система перейдет в антиферромагнитное состояние. Если же она станет ферромагнитной при понижении  $T$ , то можно ожидать исчезновения сверхпроводимости у металлов с низкими  $T_c$  и малыми значениями критического поля  $H_c$ . Для таких металлов сверхпроводимость и ядерный ферромагнетизм несовместимы. Например,  $W$  имеет  $T_c = 0.012$  К и  $H_c = 10^{-4}$  Тл, а для  $Ig$   $T_c = 0.14$  К и  $H_c = 0.0019$  Тл. Упорядоченные ядерные спины вполне могут создать для электрона внутреннее обменное поле  $H_n$  большее, чем  $H_c$ . Оценку для этого поля можно дать на основе (1)

$$V_{en} = \mu_n H_e = \mu_e H_n \quad H_n \approx H_e \frac{m_e}{m_n}.$$

Для типичного значения  $H_e \sim 10$  Тл [2] имеем  $H_n \sim 0.01$  Тл. Такое сильное поле может разрушить сверхпроводимость даже у  $Zn$  ( $T_c = 0.88$  К,  $H_c = 0.0053$  Тл) и  $Cd$  ( $T_c = 0.56$  К,  $H_c = 0.003$  Тл), если при  $T = 0$  ядра ферромагнитны. Чтобы увидеть на эксперименте рассматриваемые эффекты, необязательно охлаждать металл до  $T_n \sim 10^{-5} \div 10^{-7}$  К, когда ядерные спины упорядочены. Есть другая, хорошо известная [7], экспериментальная методика ЯМР в сверхпроводниках. Металл при  $T$  чуть меньше  $T_c$  помещают в сильное магнитное поле  $H \gg H_c(T)$ . При этом сверхпроводимость разрушена и поле  $H$  проникает в металл, создавая неравную заселенность ядерных спиновых уровней. Потом поле резко выключают. Так как время ядерной релаксации  $\tau_n$  велико при низких температурах, то даже при выключенном внешнем поле  $H$  в течение времени  $\sim \tau_n$  на электрон действует подмагничивающее его ядерное поле, которое при  $T \rightarrow T_c$  больше, чем  $H_c(T)$ . Поэтому существует эффект временной задержки сверхпроводящего перехода. Неравновесную заселенность ядерных уровней можно создать и на эффекте Оверхаузера [7]. Например, для двумерных электронных систем динамически поляризованные ядра создают эффективное магнитное поле для электронов  $\approx 0.5$  Тл [10]. Ядерные эффекты для  $\rho(T)$  были обнаружены и в легированных полупроводниках в сильном магнитном поле [11, 12].

Мы благодарим за обсуждение работы Н.Гаусса, А.Янсена, В.Иосса, И.Коренблита и А.Зюзина. Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований. И.Д.В. и П.В. благодарят немецко-израильский фонд поддержки научных исследований I-0222-136.07/91.

1. Л.Д.Ландау, Е.М.Лифшиц, Квантовая механика. М.: Наука, 1974.
2. *Magnetism*, Ed. G.T.Rado and H.Suhl, Academic Press, 1965.
3. А.А.Абрикосов, *Phys.* **2**, 21 (1965).
4. B.L.Altshuler, P.A.Lee, and R.A.Webb, *Mesoscopic Phenomena in Solids*, North-Holland, 1991.
5. А.А.Абрикосов, Л.П.Горьков, И.Е.Дзялошинский, *Методы квантовой теории поля в статистической физике*.
6. J.Bass, W.P.Pratt, and P.A.Schraeder. *Rev. Mod. Phys.* **62**, 645 (1990).
7. Ж.Вингер, *Магнитный резонанс в металлах*. М.: Мир, 1976.
8. D.A.Tindall and M.H.Jericko, *J. Phys. F: Metal Phys.* **5**, 1359 (1975).
9. C.V.Heer and R.A.Erikson. *Phys. Rev.* **108**, 898 (1957).
10. A.Berg, M.Dobers, R.R.Gerhardts, and K.von Klising. *Phys. Rev. Lett.* **64**, 2563 (1990).
11. B.Sapoval, D.Kaplan, and G.Lampel, *Solid State Commun.* **9**, 1591 (1971).
12. N.Gauss and A.G.M.Jansen. *LTXX, Czechoslovak J. of Phys.*, **S4**, **64**, 2037 (1996).