

Письма в ЖЭТФ, том 11, стр. 353 – 356

5 апреля 1970 г.

АНОМАЛЬНАЯ ТЕРМОЭДС ФЕРРОМАГНИТНЫХ МЕТАЛЛОВ С МАГНИТНЫМИ ПРИМЕСЯМИ

И.Я. Коренблит, Ю.П. Лазаренко

В ферромагнитных металлах рассеяние электронов на магнитных примесях совместно с рассеянием на магнонах может привести к возникновению аномально большой термоэдс, сравнимой с k/e . Качественно причину этого можно понять следующим образом. Электрон со спином по направлению (против направления) магнитного момента \uparrow (\downarrow) может только поглотить (испустить) магнон. Поэтому за счет одномагнитного процесса электрон со спином \uparrow (\downarrow) и с энергией ϵ ниже (выше) уровня Ферми ϵ_F может перейти в область выше (ниже) поверхности Ферми и, тем самым, изменить направление дрейфа под действием градиента температуры, тогда как электрон со спином \uparrow (\downarrow) и энергией выше (ниже) ϵ_F при одномагнитном процессе направления дрейфа не меняет, иными словами, эффективное время релаксации электронов с данным спином не является четной функцией от $\epsilon - \epsilon_F$. Таким образом, каждая из

групп электронов со спином \uparrow и \downarrow дает вклад (с противоположными знаками) в термоэлектрический ток уже в нулевом порядке по параметрам T/ϵ_F и I/ϵ_F , где I — энергия обменного электрон-магнонного взаимодействия. Если при этом времена релаксации электронов со спинами \uparrow и \downarrow на магнитных примесях различаются, то эти вклады не компенсируют друг друга.

Перейдем к вычислению термоэдс. Рассеяние электронов на магнонах, как обычно, описываем при помощи гамильтониана s - d обменного взаимодействия [1]. Неравновесные добавки к функциям распределения электронов со спинами \uparrow и \downarrow удовлетворяют системе кинетических уравнений, содержащих столкновительные члены электронов с магнонами [2, 3] и электронов с магнитными примесями¹⁾. Рассеяние электронов на магнитных примесях будем описывать временами релаксации τ_{\uparrow} и τ_{\downarrow} , которые могут сильно различаться [4, 5].

Мы рассматриваем область температур, ограниченную снизу температурой

$$T_0 = \frac{S^2}{4} \frac{I}{\epsilon_F} \frac{m}{\mu} \frac{I}{k} \approx \left(\frac{I}{\epsilon_F} \right)^2 T_c$$

ниже которой одномагнонное рассеяние электронов неэффективно [2, 6], а сверху температурой, при которой фононное рассеяние начинает преобладать над примесным. В выражении для T_0 — S -спин иона матрицы, m — масса электрона, μ — масса магнона, T_c — температура Кюри.

Предполагая для простоты спектр электронов изотропным, неравновесные добавки $f_{i\rho}$ ($i = \uparrow, \downarrow$; ρ — импульс электрона) ищем в виде

$$f_{i\rho} = -u_i^{(1)} + u_i^{(2)} \frac{\epsilon - \epsilon_F}{T}, \quad \rho \frac{\partial n}{\partial \epsilon}, \quad (1)$$

где $u_i^{(1)}$ и $u_i^{(2)}$ не зависят от энергии электронов, n — равновесная функция распределения. Тогда кинетические уравнения сводятся к системе четырех алгебраических уравнений относительно $u_i^{(1)}$, $u_i^{(2)}$. Пренебрегая членами $\sim \frac{I}{\epsilon_F}$, $\frac{T}{T_c}$ по сравнению с $|1 - \frac{\tau_{\uparrow}}{\tau_{\downarrow}}|$, получаем выражение для термоэдс²⁾

$$\alpha = \frac{\pi^2 k}{3e} \frac{u_{\uparrow}^{(2)} + u_{\downarrow}^{(2)}}{u_{\uparrow}^{(1)} + u_{\downarrow}^{(1)}} = \frac{\pi^2 k}{3e} \frac{\tau_{\uparrow} - \tau_{\downarrow}}{2\tau_s + A(\tau_{\uparrow} + \tau_{\downarrow}) + B\tau_{\uparrow}\tau_{\downarrow}\tau_s^{-1}},$$

1) Рассеяние электронов на немагнитных дефектах и фононах предполагается малым по сравнению с рассеянием на магнитных примесях.

2) Отброшенные члены определяют термоэдс ферромагнитных металлов при низких температурах в отсутствие магнитных примесей [2, 3].

где

$$A = 2 + \frac{9\zeta(3)}{\pi^2} + 2 \ln \frac{T}{T_0} = 3,1 + 2 \ln \frac{T}{T_0},$$

$$B = \frac{36\zeta(3)}{\pi^2} - \frac{2\pi^2}{3} + \frac{36\zeta(3)}{\pi^2} \ln \frac{T}{T_0} = 2,2 \left(2 \ln \frac{T}{T_0} - 1 \right),$$

$\zeta(3)$ — функция Римана. Время релаксации электронов на магнонах по энергии [2]

$$\tau_s = \left(\frac{\epsilon_F}{l} \right)^2 \frac{m}{\mu} \frac{4\pi\hbar^3}{p_F^2 \Omega S} \frac{\hbar}{kT} = \left(\frac{\epsilon_F}{l} \right)^2 \frac{\hbar T_c}{\epsilon_F T}. \quad (3)$$

Здесь Ω — объем элементарной ячейки.

Если $r_s \gg r_\uparrow, r_\downarrow$, то

$$\alpha = \frac{\pi^2 k}{6e} \frac{r_\uparrow - r_\downarrow}{r_s} \sim T. \quad (4)$$

При $r_s \ll r_\uparrow, r_\downarrow$

$$\alpha = \frac{\pi^2 k}{3eB} \frac{r_s(r_\uparrow - r_\downarrow)}{r_\uparrow r_\downarrow} \sim T^{-1}. \quad (5)$$

Термоэдс достигает максимума

$$\alpha_{max} = \frac{\pi^2 k}{3e} \frac{r_\uparrow - r_\downarrow}{A(r_\uparrow + r_\downarrow) + 2\sqrt{2B\xi_\uparrow \xi_\downarrow}} \quad (6)$$

при

$$\tau_s = \sqrt{\frac{B}{2} \xi_\uparrow \xi_\downarrow}. \quad (7)$$

Наибольшего значения $|\alpha_{max}|$ достигает, когда $r_\uparrow \gg r_\downarrow$ или $r_\downarrow \ll r_\uparrow$, при этом

$$|\alpha_{max}| = \frac{\pi^2 k}{3|e|A} \sim \frac{k}{|e|}. \quad (8)$$

Знак термоэдс, как видно из (2), определяется знаком разности $r_\uparrow - r_\downarrow$, т. е. согласно [4, 5] зависит от примеси.

Есть основания считать, что наблюдаемое на эксперименте рассеяние электронов с переворотом спина определяется именно электрон-магнонным взаимодействием [6]. Имеющиеся экспериментальные данные о временах τ_s ($\approx r_{\uparrow\downarrow}$ из [6]), r_\uparrow и r_\downarrow позволяют надеяться, что условие максимальности термоэдс (7) может быть выполнено при малых концентрациях дефектов. Например, в

Ni с примесью 1 ат.‰ Co время τ_s сравнивается с $\tau_p \approx (13 + 30)\tau_s$ при $T \approx 40^\circ\text{K}$ [4, 5]. Таким образом, условию (7) можно удовлетворить, если уменьшить концентрацию Co в несколько раз.

Физико-технический институт
им. А.Ф.Иоффе
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
10 февраля 1970 г.

Литература

- [1] С.В.Вонсовский, Ю.А.Изюмов. УФН, 78, 3, 1962.
 - [2] Л.Э.Гуревич, Г.М.Нэдлин. ЖЭТФ, 45, 576, 1963.
 - [3] T.Kasuya. Progr. Theor. Phys., 22, 227, 1959.
 - [4] T.Farrel, D.Greig. J.Phys. C (Proc. Phys. Soc.), 1, 1359, 1968.
 - [5] A.Fert, A.Combell. Phys. Rev. Lett., 21, 1190, 1968.
 - [6] A.Fert. J. Phys. C (Proc. Phys. Soc.), 2, 1784, 1969.
-