Письма в ЖЭТФ, том 30, вып. 11, стр. 685 – 688 *5 декабря 1979 г.*

ТЕОРИЯ АНОМАЛЬНОГО ЭФФЕКТА ХОЛЛА СПИНОВЫХ СТЕКОЛ

А.В.Ведяев, А.Б.Грановский
Е.П.Каминская, О.А.Котельникова

Построена теория аномального эффекта Холла (АЭХ) спиновых стекол в приближении молекулярного поля. Получена зависимость константы АЭХ от температуры с учетом эффекта Кондо. Показано, что константа АЭХ не зависит от концентрации примесей c, если $c \ll 1$.

Среди кинетических явлений наиболее чувствительным к магнитным фазовым переходам является аномальный эффект Холла (АЭХ) [1]. Поэтому следует ожидать, что изучение температурной и концентрационной зависимости АЭХ в спиновых стеклах позволит выяснить особенности магнитного состояния последних. В данной работе приводятся результаты расчета АЭХ в спиновых стеклах в приближении молекулярного поля (МП).

Гамильтониан задачи запишем в следующем виде:

$$\hat{H} = \sum_k \epsilon_k a_k^+ a_k - \sum_n g\mu_B H_n (S_n)z_n - \sum_n g\mu_B H^z S_n^z + H_{int}, \tag{1}$$

$$\hat{H}_{int} = \sum_n (V_n)_{kk'} a_k^+ a_{k'} - \sum_n J(\vec{\sigma} S_n) + \sum_n \lambda a^2 [\mathbf{k}\mathbf{k}']^z S_n^z . \tag{2}$$

Первые три члена в (1) описывают соответственно энергию электронов проводимости, взаимодействие между магнитными примесями в приближении МП и взаимодействие примесей с внешним магнитным полем. H_{int} представляет собой сумму кулоновского, обменного и спин-орбитального взаимодействия (СОВ) электронов проводимости с хаотически расположенными магнитными примесями (a — параметр решетки, λ — константа СОВ). СОВ приводит к асимметрии в рассеянии электронов проводимости, что и является причиной возникновения АЭХ. Внешнее магнитное поле H^z направлено вдоль оси Oz лабораторной системы координат, тогда как локальное поле H_n, действующее на n-ую примесь, направлено вдоль оси Oz_n локальной системы координат, определяемой направлением спина n-й примеси при $T = 0$. Случайное распределение локальных осей Oz_n обусловливает обращение в нуль намагниченности спинового стекла.

Константа АЭХ R_a определяется выражением

$$R_a = \frac{\sigma_{xy}^{(1)}}{4\pi \sum_n \langle S_n^z \rangle [\sigma_{xx}^2 + \sigma_{yx}^2]} \approx \frac{\sigma_{yx}^{(1)}}{4\pi \sum_n \langle S_n^z \rangle \sigma_{xx}^2}, \qquad (3)$$

где $\sigma_{xy}^{(1)}$ — линейная по СОВ антисимметричная часть тензора электропроводности. Расчет R_a сводится к следующему. Исходя из кинетического уравнения Больцмана, находим выражения, связывающие σ_{xx} и σ_{yx} с соответствующими вероятностями $w^{(0)}$ и $w^{(1)}$. Предполагая, что рассеяние носит борновский характер ($J/E_F \ll 1$, $V/E_F \ll 1$), а вероятности рассеяния на разных примесях аддитивны ($w = \sum_n w_n$), вычисляем в локальной системе координат, связанной с n-й примесью, величины $w_n^{(0)}$ и $w_n^{(1)}$. В наших расчетах мы использовали диаграммную технику, аналогичную технике, описанной в [2]. При этом вычисление $w_n^{(0)}$ проводилось до третьего порядка, а $w_n^{(1)}$ — до четвертого порядка по потенциалу рассеяния. В последних порядках мы удержали только члены вида λJ^3, определяющие эффект Кондо. Термическое усреднение спиновых корреляторов, входящих в выражения для вероятностей рассеяния, а также усреднение по локальным полям H_n выполнялись в локальной системе координат. Для простоты мы предположили, что значения локальных полей равномерно распределены по интервалу $[-\Delta, \Delta]$; тогда среднее значение произвольной векторной функции $\mathbf{f}(g\mu_B H_n)$ равно

$$\langle \mathbf{f}(g\mu_B H_n) \rangle = \frac{g\mu_B}{2\Delta} \int_{-\Delta}^{\Delta} \mathbf{f}(g\mu_B H_n)\, dH_n, \qquad (4)$$

$$\Delta = g\mu_B \sqrt{q} H_0 .$$

Здесь q — зависящий от температуры параметр порядка спинового стекла [3], а величина H_0 непосредственно связана с температурой замерзания спинового стекла T_f соотношением $g\mu_B H_0 = m\kappa T_f$ (κ — постоянная Больцмана), где m — численный коэффициент, зависящий от величины спина примеси. Для $S = 1/2$ $m = 2\sqrt{3}$. Хотя все выкладки производились для произвольной величины S и H^z, ниже мы приводим результаты только для $S = 1/2$ и $g\mu_B H^z \ll \kappa T_k$ (T_k — температура Кондо).

Окончательное выражение для R_a имеет вид

$$R_a = \lambda A [V^2 + J^2 B_1(T, S) + J^3 B_2(T, S)], \qquad (5)$$

где константа A не зависит от концентрации примесей c и температуры.

Для спина $S = 1/2$ при $T > T_f$ и $T \lesssim T_f$ коэффициент B_1 не зависит от температуры и равен 1/4, а при $T_k << T << T_f$ $B_1 = {}^1/_4(1 - {}^{\kappa T}/_{E_F} e^{-\Delta/\kappa T})$. При низких температурах экспоненциальная температурная зависимость связана со щелью в спектре возбуждения, возникающей в приближении МП, и может измениться, если учесть возможность существования спиновых волн в спиновых стеклах. Подчеркнем, что использование теории возмущений при расчете $w^{(0)}$ и $w^{(1)}$ ограничивает применение полученных результатов условием $T >> T_K$.

Рассмотрим теперь последний член в (5). При $\Delta/\kappa T < 2$ он имеет следующий вид:

$$B_2\left(T, S = \frac{1}{2}\right) = \frac{3n}{E_F} \ln \frac{\kappa T}{2E_F} \quad , \tag{6}$$

где n – концентрация электронов проводимости, а при $\Delta/\kappa T > 10$

$$B_2\left(T, S = \frac{1}{2}\right) = \frac{3n}{E_F} \ln \frac{\Delta}{2E_F} \quad . \tag{7}$$

В пределе $\Delta \to 0$ т. е. для обычных кондо-систем, $B_1(T, S) = \mathrm{const}$, а $B_2(T, S)$, как и в спиновом стекле, содержит логарифмический член.

Как видно из (5), R_a не зависит от концентрации примесей при $c << 1$. Это связано с тем, что $\dfrac{\sigma^{(1)}_{xy}}{\sigma^2_{xx}} \sim w^{(1)} \sim c$, но и намагниченность пропорциональна c (см. формулу (3)). Так как ЭДС Холла имеет вид

$$E_H = R_o H^z (1 + 4\pi\chi) + R_a 4\pi\chi H^z,$$

где χ – восприимчивость, то ее аномальная часть линейно зависит от c. Максимум $E_H(T)$ при $T = T_f$, обнаруженный экспериментально [4], связан с максимумом $\chi(T)$. Для экспериментального определения температурной и концентрационной зависимости константы АЭХ и сравнения предлагаемой теории с экспериментом необходимо, кроме измерений ЭДС в слабых магнитных полях и разделения аномального и нормального вкладов в ЭДС определить для тех же образцов и в тех же условиях восприимчивость, что до настоящего времени сделано не было. Такого рода исследования позволят уточнить представления как о природе спинового стекла, так и о механизмах возникновения АЭХ.

Московский
государственный университет
им. М.В.Ломоносова

Поступила в редакцию
9 июля 1979 г.

Литература

[1] С.В.Вонсовский. Магнетизм. М., изд. Наука, 1971, стр. 948.

[2] Ю.А.Изюмов, Ф.А.Кассан-Оглы, Ю.Н.Скрябин. Полевые методы в теории ферромагнетизма. М., изд. Наука, 1974.

[3] S.F.Edwards, P.W.Anderson. J. Phys. F5, 965, 1975.
[4] S.P.McAlister, C.M.Hurd. J. Phys., F8, 239, 1978.