

## ПОЛЕВАЯ ЗАВИСИМОСТЬ КОЭФФИЦИЕНТА АНОМАЛЬНОГО ЭФФЕКТА ХОЛЛА ГРАНУЛИРОВАННЫХ СПЛАВОВ С ГИГАНТСКИМ МАГНИТОСОПРОТИВЛЕНИЕМ

А.Б.Грановский, А.В.Калицов, Ф.Брауэрс<sup>1)</sup>

*Московский государственный университет им.М.В.Ломоносова  
119899 Москва, Россия*

*Institut de Physique, Sart Tilman*

*Liege 4000, Belgique*

Поступила в редакцию 25 февраля 1997 г.

Теоретически показано, что коэффициент аномального эффекта Холла (АЭХ)  $R_s$  магнитных гранулированных сплавов с гигантским магнитосопротивлением (ГМС) значительно и в общем случае немонотонно зависит от магнитного поля вследствие влияния поля на характер рассеяния носителей тока и АЭХ. Дано объяснение экспериментальным данным [4] относительно полевой зависимости  $R_s(H)$  гранулированных сплавов Co-Ag при низких температурах. Наличие максимума в полевой зависимости  $|R_s(H)|$  в отожженных сплавах Co-Ag свидетельствует о доминирующей роли асимметричного рассеяния в формировании АЭХ и о том, что основными носителями АЭХ в этих сплавах являются состояния с поляризацией спинов против намагниченности. Наличие минимума в этой зависимости для неотожженных образцов указывает на имеющуюся неоднородность распределения гранул по размерам.

PACS: 73.40.-c, 75.30.-m, 75.50.-y

Поле Холла  $E_y$  в магнитных материалах может быть записано в виде

$$E_y = R_0 B_z j_x + 4\pi R_s M_z j_x, \quad (1)$$

где  $B_z$  – магнитная индукция,  $M_z$  – намагниченность,  $j_x$  – плотность тока,  $R_0$  – коэффициент нормального эффекта Холла, обусловленного действием силы Лоренца, а  $R_s$  – коэффициент аномального эффекта Холла (АЭХ). АЭХ связан с влиянием спин-орбитального взаимодействия на рассеяние спин-поляризованных носителей тока [1,2].  $R_s$  обычно называют константой АЭХ, так как для всех ранее исследованных ферро-, антиферро-, парамагнитных металлов и сплавов он не зависит ни от намагниченности, ни от магнитного поля [1,2]. Однако недавно [3,4] было обнаружено, что коэффициент АЭХ в системах с гигантским магнитосопротивлением (ГМС) немонотонно зависит от магнитного поля, в частности, в гранулированных сплавах обнаруживает максимум или минимум в полях порядка 2-5 кЭ. В данной работе предложено простое объяснение этой новой закономерности АЭХ и показано, что по виду полевой зависимости  $R_s$  можно судить как о доминирующем механизме АЭХ, так и об основном типе носителей АЭХ в конкретных гранулированных сплавах.

Суть предлагаемого объяснения состоит в следующем. Согласно определению (1)

$$R_s(H) = \frac{\sigma_{xy}(H)}{4\pi M_z} [\rho(H)]^2, \quad (2)$$

<sup>1)</sup> F.Brouers

где  $\sigma_{xy}$  – недиагональная, линейно зависящая от спин-орбитального взаимодействия, а следовательно и от  $M_z$ , часть тензора проводимости,  $\rho(H)$  – полное сопротивление сплава во внешнем магнитном поле  $H$ . Отличительной особенностью систем с ГМС является то, что магнитное поле, изменяя локальные магнитные конфигурации, сильно влияет на эффективный спин-зависящий потенциал рассеяния  $V$  для спин-поляризованных носителей тока. Поэтому два фактора определяют полевую зависимость  $R_s(H)$ , а именно, значительное уменьшение  $\rho$  при приложении поля и влияние магнитного поля на  $\sigma_{xy}$ , которое зависит как от поляризации спинов носителей АЭХ, так и от конкретных механизмов рассеяния. При асимметричном механизме рассеяния (skew scattering) в низшем приближении по потенциалу рассеяния  $V$  [2]

$$\sigma_{xy} \sim \lambda \frac{\langle V^3 \rangle}{\langle V^2 \rangle^2} M_z, \quad (3)$$

где  $\lambda$  – константа спин-орбитального взаимодействия и знак  $\langle \rangle$  означает конфигурационное усреднение. Поэтому полевые зависимости  $R_s(H)$  и  $(\rho(H))^2$  не совпадают. При механизме бокового смещения (side-jump), как известно [2],

$$\sigma_{xy} \sim \lambda \frac{\langle V^4 \rangle}{\langle V^2 \rangle^2} M_z \sim \lambda M_z, \quad (4)$$

и поэтому согласно выражению (2) должна наблюдаться корреляция  $R_s(H) \sim (\rho(H))^2$ , не имеющая места в эксперименте [3,4]. Отсюда можно сделать вывод о том, что механизм асимметричного рассеяния является доминирующим механизмом АЭХ в гранулированных сплавах.

Рассмотрим теперь возможные типы полевых зависимостей  $R_s$  при асимметричном рассеянии. Недавно нами разработана методика расчета АЭХ гранулированных сплавов в модели Шенга–Леви [5]. В этом подходе используется концепция самоусреднения вероятности рассеяния при рассеянии электрона на спин-зависящем потенциале примесей в объеме гранул, на поверхности раздела гранул и матрицы сплава и в объеме матрицы. При этом удается дать качественное объяснение ГМС [6] и АЭХ в достаточно сильных полях, где  $R_s \approx \text{const}$  [5]. Используя эту методику, легко получить выражение для  $R_s$  гранулированного сплава и в произвольном магнитном поле. Постулируя, что полевая зависимость намагниченности  $M(H)$  гранулированного сплава описывается функцией Ланжевена  $L(H)$ , для вклада в коэффициент  $R_s$  носителей со спином против намагниченности получаем

$$R_s^{\downarrow}(H) = \left[ R_s^{b\downarrow} \frac{(1+p_b^2)^2 (1-2p_b L(H) + p_b^2)}{(1+p_b)^4 (1-p_b)^2} + R_s^{s\downarrow} \frac{(1+p_s^2)^2 (1-2p_s L(H) + p_s^2)}{(1+p_s)^4 (1-p_s)^2} \right] \times \frac{(\xi_0 + \xi_1 L(H))^2}{\xi_0^2}, \quad (5)$$

где

$$\xi_0 = \frac{1-c}{l_{nm}} + \frac{c(1+p_b^2)}{l_m} + \frac{3c(1+p_s^2)}{r_0 l_s / a_0}, \quad (6)$$

$$\xi_1 = \frac{2cp_b}{l_m} + \frac{6cp_s}{r_0 l_s / a_0}, \quad (7)$$

$R_s^b$  и  $R_s^i$  – значения коэффициента АЭХ в объеме и на поверхности магнитных гранул,  $l_{nm}$ ,  $l_m$ ,  $l_s$  – средняя длина свободного пробега электронов проводимости в матрице, гранулах и на поверхности гранул, соответственно,  $c$  – объемная концентрация гранул,  $r_0$  – средний радиус гранул,  $a_0$  – постоянная решетки. Параметры  $p_b$  и  $p_s$  характеризуют отношение спин-зависящего к спин-независящему потенциалу рассеяния примесей в объеме и на поверхности гранул. Для вклада в  $R_s$  носителей со спином вдоль намагниченности ( $R_s^i$ ) в выражении (5) следует заменить  $p_b$  на  $-p_b$  и  $p_s$  на  $-p_s$ .

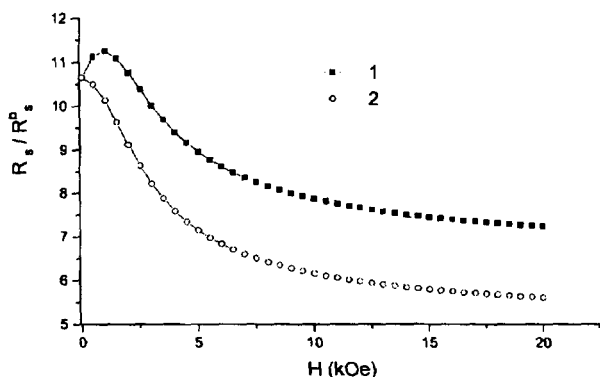


Рис.1. Полевая зависимость коэффициента АЭХ  $R_s/R_s^b$  отожженных магнитных гранулированных сплавов ( $c = 0.2$ ,  $p_b = 0.2$ ,  $p_s = 0.52$ ,  $l_m = 50 \text{ \AA}$ ,  $l_{nm} = 250 \text{ \AA}$ ,  $l_s/a_0 = 4$ ,  $R_s^i/R_s^b = 1$ ):  $r_0 = 20 \text{ \AA}$  – кривая 1,  $r_0 = 80 \text{ \AA}$  – кривая 2

На рис.1 приведены результаты расчета по формулам (5)–(7) полевой зависимости  $R_s$  гранулированных сплавов, в которых основными носителями АЭХ являются состояния с индексом спина против намагниченности (а следовательно,  $R_s^b < 0$ ). Верхняя кривая рассчитана при параметрах, соответствующих реальным гранулированным сплавам с размером гранул  $r_0 \approx 20 \div 80 \text{ \AA}$ , для которых амплитуда ГМС составляет при низких температурах  $\approx 80\%$ . В этом случае имеет место максимум в полевой зависимости  $|R_s(H)|$ , что соответствует экспериментальным данным для отожженных сплавов Co-Ag (см. рис.6 работы [4]). При увеличении размера гранул, сопровождающемся уменьшением роли поверхностного рассеяния и ГМС, экстремум  $R_s(H)$  исчезает. Более того, для вклада  $R_s^i$  экстремум в полевой зависимости не следует из теории при произвольных размерах гранул. Отсюда можно заключить, что основными носителями АЭХ в исследованных гранулированных сплавах Co-Ag являются состояния с индексом спина против намагниченности, что согласуется с выводом Кондорского [7] о типах основных носителей АЭХ в  $3d$ - переходных металлах.

Выражение (5) и представленные на рис.1 полевые зависимости  $R_s$ , справедливы, лишь если все гранулы сплава примерно одного размера, характерного для однодоменного состояния. Для неотожженных гранулированных сплавов в немагнитной матрице могут быть диспергированы как достаточно большие ферромагнитные многодоменные гранулы, так и однодоменные частицы. Это может привести к другому типу полевой зависимости  $R_s(H)$  (см. рис.2). Примем для простоты, что в сплаве имеется только два типа гранул с концентрациями  $c_1$  и  $c_2$ , коэффициентами АЭХ  $R_{s,1}$  и  $R_{s,2}$ , а электропроводность гранул и матрицы совпадает. Тогда в рамках теории эффективной среды [8]

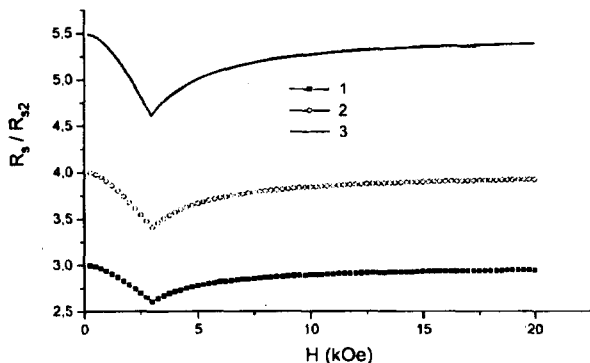


Рис.2. Полевая зависимость коэффициента АЭХ  $R_s/R_s^b$  неотожженных магнитных гранулированных сплавов ( $c_1 = 0.1$ ,  $c_2 = 0.1$ ):  $R_{s1}/R_{s2} = 5$  - кривая 1, 7 - кривая 2, 10 - кривая 3

для коэффициента  $R_s$  сплава получаем

$$R_s = c_1 R_{s1} \frac{M_1}{M} + c_2 R_{s2} \frac{M_2}{M}, \quad (8)$$

где  $M = c_1 M_1 + c_2 M_2$ . Для однодоменных гранул  $M_1 = M_0 L(H)$ , тогда как для ферромагнитных гранул полагаем, что  $M_2(H) = M_0 H/H_0$  при  $H \leq H_0$  и  $M_2 = M_0$  при  $H > H_0$ . Тогда, как видно из рис.2, полевая зависимость  $|R_s(H)|$  характеризуется минимумом, что согласуется с экспериментальными данными для АЭХ неотожженных образцов Co-Ag [4]. Резкий излом  $R_s(H)$  при  $H \approx H_0$ , очевидно, связан с принятой грубой моделью намагничивания больших гранул.

Приведенный анализ позволяет сделать следующие выводы. Коэффициент  $R_s$  в системах с ГМС может значительно, и даже в большей степени чем сопротивление, зависеть от поля. Наличие максимума в зависимости  $|R_s(H)|$  в отожженных сплавах Co-Ag указывает на доминирующую роль асимметричного рассеяния в формировании АЭХ, а также на то, что основными носителями АЭХ в таких сплавах являются состояния с индексом спина против намагниченности. Наличие минимума на кривой  $|R_s(H)|$  в неотожженных сплавах Co-Ag свидетельствует о существующей в них неоднородности распределения гранул по размерам.

Данная работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант 96-02-681а), ИНТАС (грант 93-0718) и НАТО (грант НТЕСН.LG 951527).

1. С.В.Вонсовский, *Магнетизм*, М.: Наука, 1971.
2. А.В.Ведяев, А.Б.Грановский, О.А.Котельникова, *Кинетические явления в неупорядоченных ферромагнитных сплавах*, Изд-во МГУ, 1992.
3. H.Sato, Y.Kobayashi, Y.Aoki et al., *Phys. Rev. B*, **52**, 9823 (1995).
4. H.Sato, H.Henmi, Y.Kobayashi et al., *J. Appl. Phys.* **76**, 6919 (1994).
5. A.Granovsky, F.Brouers, A.Kalitsov, and M.Chshiev, *J. Magn. Magn. Mat.* (to be published in 1997).
6. S.Zhang and P.M.Levy, *J. Appl. Phys.* **73**, 5315 (1993).
7. Е.И.Кондорский, *ЖЭТФ* **55**, 558 (1968).
8. A.Granovsky, A.Vedyayev, and F.Brouers, *J. Magn. Magn. Mat.* **136**, 229 (1994).