УДК 538.221:538.632

ИНВЕРСНОЕ МАГНЕТОСОПРОТИВЛЕНИЕ В ФЕРРОМАГНИТНЫХ ГРАНУЛИРОВАННЫХ СПЛАВАХ

А. Б. Грановский, В. А. Ковалев, Ж.-П. Клерк[*)]

(кафедра магнетизма)

Предложена модель, описывающая магнетосопротивление гранулированных сплавов с учетом влияния d-электронов на перенос тока. В рамках этой модели объясняется существование положительного магнетосопротивления для ряда гранулированных сплавов (Co–Cu, Co–Ag и др.) и мультислоев (Fe/Cr, Co/Cu, Fe/Cu и др.).

Величина гигантского магнетосопротивления (ГМС) в магнитных мультислоях (Fe/Cr, Co/Cu, Fe/Cu и др.) и гранулированных сплавах (Co–Cu, Co–Ag и др.), как правило, отрицательна, т. е. при намагничивании их сопротивление ρ уменьшается [1, 2]. Можно считать доказанным, что ГМС в этих системах имеет общую природу. ГМС связано со спин-зависящим рассеянием электронов проводимости на примесях в объеме ферромагнитных слоев или на границах раздела слоев (то же справедливо и для гранулированных сплавов) [1, 2]. В частности, простая модель Шенга–Леви [3], базирующаяся на этих представлениях, позволяет дать объяснение основным закономерностям ГМС в гранулированных сплавах.

Для ряда мультислоев ($F_1/M/F_2$) было обнаружено инверсное (положительное) ГМС, т. е. увеличение сопротивления при намагничивании [4, 5]. Инверсное ГМС в мультислоях возможно при токе, текущем как перпендикулярно слоям, так и в плоскости слоев. Положительный знак ГМС связан с различным характером рассеяния электронов проводимости в ферромагнитных слоях F_1 и F_2. В рамках модели Шенга–Леви ГМС отрицательно при всех параметрах модели. Однако в целом ряде сплавов, содержащих кластеры или гранулы, будь то аморфные сплавы [6] или металлические композиты $\mathrm{Co}_x(\mathrm{CuO})_{100-x}$ [7], наблюдалось положительное магнетосопротивление. В работе [8] высказывается предположение, что инверсия знака магнетосопротивления является следствием вклада, обусловленного спин-зависящим рассеянием. Цель настоящей работы — выяснение условий, при которых спин-зависящее рассеяние в магнитно-неоднородных сплавах приводит к положительному магнетосопротивлению.

Постановка задачи

Будем, как и в работе [3], считать, что гранулированный сплав есть самоусредняющаяся среда, в которой сопротивление определяется усреднением вероятности рассеяния на всех неоднородностях: в объеме гранул, в матрице и на границах гранул и матрицы. Электроны проводимости при этом рассеиваются по-разному в зависимости от направления спина. Процессами спин-смешивания пренебрегаем, что заведомо оправданно при низких температурах.

Следуя формуле Мотта, эквивалентной формуле Друде (см., напр., [9]), проводимость σ можно записать в следующем виде:

$$\sigma = A\frac{g^3(\varepsilon_F)}{\Delta(\varepsilon_F)}, \tag{1}$$

где $g(\varepsilon_F)$ — плотность состояний электронов проводимости со спинами разного направления ($\pm$), $\Delta(\varepsilon_F)$ — мнимая часть собственной энергии функции Грина, A — параметр, зависящий от формы кривой плотности состояния, пропорциональный величине $1/m^4$, где m — эффективная масса электронов проводимости. В случае $3d$-металлов носителями тока являются как s-, так и d-подобные электроны. Для s-электронов $g_s^+(\varepsilon_F) = g_s^-(\varepsilon_F) = g_s(\varepsilon_F)$, а для d-подобных электронов $g_s^+(\varepsilon_F) \neq g_d^-(\varepsilon_F)$ (здесь знаки «плюс» и «минус» соответствуют разным направлениям спина). При этом возможны переходы s-электронов в d-зону. В общем случае для намагниченного состояния получим

$$\sigma = \sigma_s^\pm + \sigma_d^\pm, \tag{2}$$

$$\sigma_s^\pm = A_s\frac{g_s^3}{\Delta_s^\pm}, \quad \Delta_s^\pm = \Delta_{ss0} \pm \Delta_{ss1} + \Delta_{sd0}^\pm \pm \Delta_{sd1}^\pm, \tag{3}$$

$$\sigma_d^\pm = A_d\frac{g_d^3}{\Delta_d^\pm}, \quad \Delta_d^\pm = \Delta_{d0}^\pm \pm \Delta_{d1}^\pm, \tag{4}$$

где индексы «0» и «1» соответствуют не зависящему и зависящему от спина рассеянию. Введем определения:

$$\Delta_{ss0} = g_s\varkappa_0, \quad \Delta_{ss1} = g_s\varkappa_1, \tag{5}$$

$$\Delta_{d0} = \Delta_{sd0}^\pm = g_d^\pm\varkappa_0, \quad \Delta_{d1} = \Delta_{sd1}^\pm = g_d^\pm\varkappa_1. \tag{6}$$

Отношение $\varkappa_1/\varkappa_0$ является величиной порядка I/V, где I и V — потенциалы обменного и кулоновского взаимодействия соответственно, а выражения для параметров $\varkappa_0$ и $\varkappa_1$ полностью аналогичны работе [3].

В размагниченном состоянии, когда магнитные моменты всех гранул разориентированы и спин-зависящее рассеяние несущественно, а следовательно, $\varkappa_1 = 0$, для магнетосопротивления

*) Университет Прованса, Марсель, Франция.

$\Delta\rho/\rho = [\rho(H_s) - \rho(H_c)]/\rho(H_c)$, где H_c — коэрцитивная сила, H_s — поле насыщения, из выражений (1)–(6) следует

$$\frac{\Delta\rho}{\rho} = \frac{\varkappa_0^2 - \varkappa_1^2}{\varkappa_0^2 + \alpha\varkappa_0\varkappa_1} - 1, \qquad (7)$$

где

$$\alpha = \frac{\{g_s^3(g_d^+ - g_d^-) + A_{ds}[(g_d^-)^2 - (g_d^+)^2](g_s+g_d^+)(g_s+g_d^-)\}}{g_s^3(2g_s+g_d^+ + g_d^-) + A_{ds}[(g_d^-)^2 + (g_d^+)^2](g_s+g_d^+)(g_s+g_d^-)}, \qquad (8)$$

$A_{ds} = A_d/A_s$.

Выражение (7) является обобщенным результатом, полученным на основе теории Шенга–Леви [3], в которой учитывается только перенос s-состояний: в модели Шенга–Леви $g_d^{\pm} = 0$ и $\alpha = \alpha_s = 0$. Тогда

$$\frac{\Delta\rho}{\rho} = -\frac{\varkappa_1^2}{\varkappa_0^2} \quad (\alpha_s = 0) \qquad (9)$$

и магнетосопротивление отрицательно при всех параметрах сплава. В другом предельном случае, когда перенос осуществляется только d-состояниями, $g_s \to 0$ и

$$\alpha = \alpha_{sd} = \frac{(g_d^-)^2 - (g_d^+)^2}{(g_d^-)^2 + (g_d^+)^2}.$$

Как правило, в сплавах $3d$-переходных металлов $g_d^- > g_d^+$ и, следовательно, $\alpha_d > 0$, что может привести к инверсии знака магнетосопротивления.

В s–d-модели Мотта считается, что s-электроны могут рассеиваться в d-зону, но d-состояния не участвуют в переносе. Тогда в выражении (8) надо положить $A_{ds} = 0$ и

$$\alpha = \alpha_{sd} = \frac{g_d^+ - g_d^-}{2g_s + g_d^+ + g_d^-}, \qquad (10)$$

причем поскольку $g_d^- > g_d^+$, то $\alpha_{sd} < 0$.

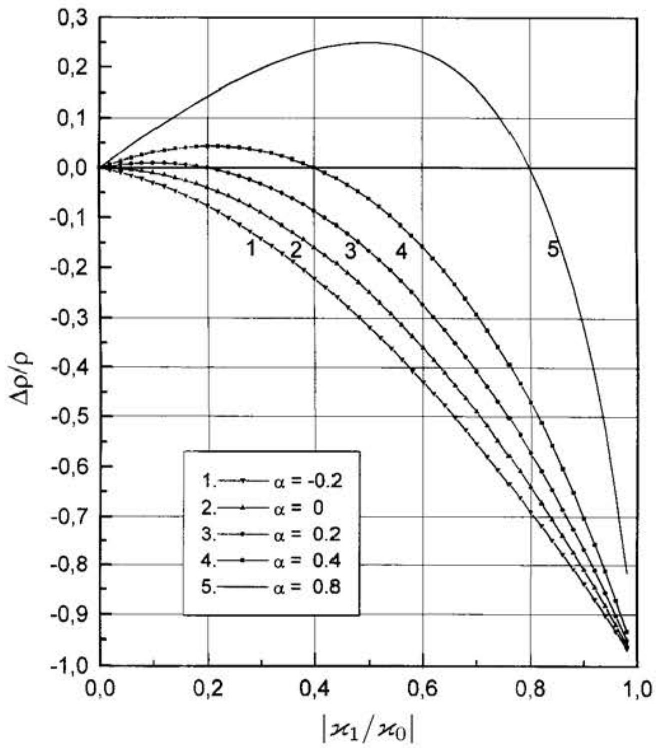

Рис. 1. Зависимость магнетосопротивления $\Delta\rho/\rho$ от величины $|\varkappa_1/\varkappa_0|$ по формуле (7)

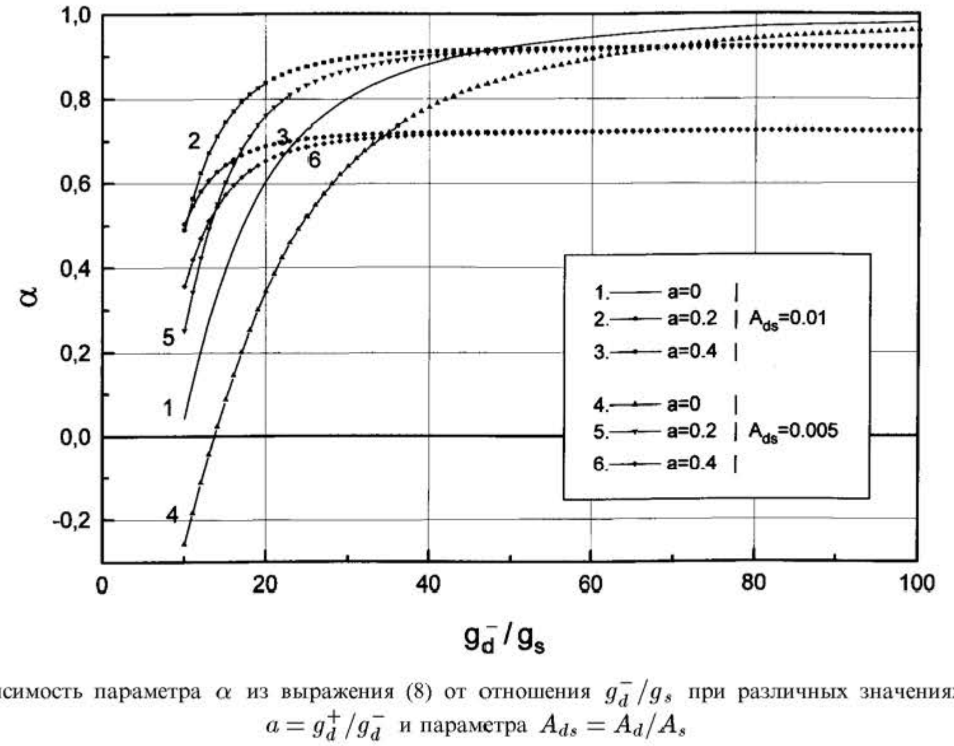

Рис. 2. Зависимость параметра α из выражения (8) от отношения g_d^-/g_s при различных значениях параметра $a = g_d^+/g_d^-$ и параметра $A_{ds} = A_d/A_s$

Результаты расчета и их обсуждение

Результаты расчета магнетосопротивления гранулированного сплава по формуле (7) при различных значениях параметра α (рис. 1) показывают, что инверсное магнетосопротивление может наблюдаться только при положительных значениях параметра α. Ни в модели Шенга–Леви, ни в модели Мотта (10) значение α не может быть положительным. То есть для инверсного магнетосопротивления обязательно участие в переносе d-состояний. Как следует из данных рис. 2, положительное значение α достигается при параметрах, соответствующих реальным сплавам переходных металлов, причем очевидно, что чем меньше роль d-состояний в переносе, тем меньше положительное значение α и меньше (рис. 1) инверсное магнетосопротивление. Участие d-состояний в формировании ГМС может быть частично подавлено в гранулированных сплавах за счет потенциальных барьеров, возникающих на границах раздела гранул и матрицы. Поэтому большие значения α в гранулированных сплавах маловероятны. Характерный вид инверсного магнетосопротивления иллюстрируется кривыми *3* и *4* на рис. 1.

Из этих кривых видно, что величина инверсного магнетосопротивления не превышает 5%, что соответствует эксперименту [8]. Более того, представленные на рис. 1 данные можно интерпретировать и как полевые зависимости магнетосопротивления, так как спин-зависящее рассеяние ($\varkappa_1$) возрастает с увеличением поля. Поэтому смена знака магнетосопротивления с положительного на отрицательный в области средних значений параметра $\varkappa_1$ (кривые *3* и *4* на рис. 1) полностью соответствует экспериментальным данным о полевых зависимостях магнетосопротивления [6–8].

Таким образом, можно сделать вывод о том, что инверсное магнетосопротивление в гранулированных сплавах при наличии спин-зависящего рассеяния связано с участием d-электронов в переносе.

Литература

1. *Levy P.M.* // Sol. St. Phys. 1994. **47**. P. 367.
2. *Gijs M.A., Bauer E.W.* // Adv. Phys. 1997. **46**. P. 285.
3. *Zhang S., Levy P.* // J. Appl. Phys. 1993. **73**. P. 5315.
4. *Hsu S.U., Berthelemy A., Holody P.* et al. // Phys. Rev. Lett. 1997. **78**. P. 2653.
5. *Binder J., Zahr P., Mertig I.* // J. Magn. Magn. Mat. 1997. **165**. P. 100.
6. *Fert A., Hsu S.U., Barthelemy A., Holody P.* et al. // Phys. Rev. Lett. 1997. **78**. P. 2652.
7. *Prudnikov V., Granovsky A., Prudnikova M.* et al. Itinerant Electron Magnetism: Fluctuation Effects. Kluwer Acad. Publ., 1998. P. 353.
8. *Khan H.R., Granovsky A., Prudnikova M.* et al. // J. Magn. Magn. Mater. 1998. **183**. P. 374.
9. *Ведяев А.В., Грановский А.Б., Котельникова О.А.* Кинетические явления в неупорядоченных ферромагнитных сплавах. М.: Изд-во Моск. ун-та, 1992.

Поступила в редакцию
19.05.99

ГЕОФИЗИКА

УДК 537.86:519.2; 537.876:551.510

ВЛИЯНИЕ ДРЕЙФА СЛУЧАЙНО-НЕОДНОРОДНЫХ ПРИРОДНЫХ СРЕД НА СТАЦИОНАРНОСТЬ СТАТИСТИКИ РАСПРОСТРАНЯЮЩИХСЯ ВОЛН

А. Г. Вологдин, В. Д. Гусев

(*кафедра физики атмосферы*)

Исследовано влияние дрейфа случайно-неоднородных сред на стационарные свойства волн при поперечном и продольном распространении. Решена задача для экспериментально-значимого случая усреднения на конечном временном интервале. Показано, что малые изменения (1%) скорости дрейфа приводят к заметному отклонению (10%) от стационарности стохастических характеристик волн. Поэтому необходимо осторожное отношение к гипотезе о постоянстве скорости ветра, доминирующей в радиофизике и геофизике.

Введение

В случайно-неоднородных природных средах неоднородности, которые определяют свойства показателя преломления электромагнитных волн, имеют случайный характер и могут участвовать в общем дрейфовом движении (ветер, течение), что необходимо учесть при анализе стохастических свойств рассеянных на них волн. В натурных экспериментальных исследованиях, вследствие отсутствия статистического ансамбля, обычно используют временное усреднение, выдвигая гипотезу об эргодичности сигналов. Это естественное для данных условий предположение связывают с наличием временной стационарности исследуемых сигналов.

При исследовании временной стационарности рассеянных сигналов в работах [1, 2], а также более детально в настоящей работе показано, что стационарность следует из полной статистической однородности рассеивающих неоднородностей среды при обязательной гипотезе постоянства во времени