

Феноменологическая теория гигантского магнитосопротивления гранулярных сред ферромагнетик–немагнитный металл

© К.Ю. Гуслиенко

Институт магнетизма Академии наук Украины,

252142 Киев, Украина

E-mail: kgus@imp.kiev.ua

(Поступила в Редакцию 24 февраля 1998 г.)

Развита феноменологическая модель гигантского магнитосопротивления гранулярных сред ферромагнетик–немагнитный металл. Принято во внимание как объемное, так и поверхностное спин-зависящее рассеяние на ферромагнитных гранулах. Внутренние электрические поля неоднородны из-за разных проводимостей гранул и матрицы. Вычислена зависимость эффективной проводимости среды от средней намагниченности, которая использована для объяснения эффекта гигантского магнитосопротивления. Магнитосопротивление представлено как функция объемной концентрации ферромагнитных гранул и радиуса гранул. Обсуждаются эксперименты на гранулярных пленках Co–Cu, Co–Ag.

1. В настоящее время исследования гальваномагнитных свойств металлов (в том числе и магнитоупорядоченных) представляют собой обширную область физики твердого тела. Явление магнитосопротивления, т.е. зависимость удельного сопротивления образца ρ от внешнего магнитного поля, привлекает внимание исследователей на протяжении многих лет. Интерес к этому эффекту возродился в конце 80-х годов в связи с обнаружением в неоднородных магнитных пленках эффекта гигантского магнитосопротивления (ГМС). ГМС, характеризуемое отношением $\Delta\rho/\rho = (\rho(H) - \rho(0))/\rho(0)$, составляет обычно десять и более процентов, отрицательно, изотропно и насыщается при увеличении магнитного поля H . Характерный для ГМС является зависимость от степени неоднородности магнитного порядка на расстояниях, сравнимых с длиной свободного пробега электронов проводимости. В гранулярных пленках не ожидается больших величин ГМС, но их приготовление проще, чем других ГМС-систем (многослойных пленок, спиновых вентилей и т.д.). К тому же, несмотря на относительно большое число работ по моделям ГМС, описание магнитных и транспортных свойств гранулярных сред с мелкомасштабными структурными и магнитными неоднородностями далеко от своего завершения. При изменении температуры и концентрации ферромагнитной фазы тут возможны различные типы магнитного поведения: суперпарамагнетик, кластерное спиновое стекло, суперферромагнетик и т.д. Ясно лишь, что причиной ГМС является спин-зависящее рассеяние на поверхности и/или в объеме ферромагнитных гранул $3d$ -металла (Co, Fe, FeNi), находящихся в высокопроводящей немагнитной матрице (Cu, Ag, Au). Металлы гранул и матрицы обладают низкой растворимостью друг в друге и практически не смешиваются.

Обычно кинетические явления описывают на основе квазиклассического уравнения Больцмана или квантового формализма Кубо. В работе сделана попытка построить модель ГМС гетерогенной среды (пленки) ферромагнетик–немагнитный металл на основе спин-зависящей эффективной проводимости среды (что явля-

ется модификацией первого подхода). Такая зависимость является следствием предположения о наличии в ферромагнитных гранулах двух подзон электронов со спином "вверх" и "вниз" с разными проводимостями. Расчет основывается на вычислении распределения локальных электрических полей в кусочно-однородной среде [1], состоящей из ферромагнитных гранул и немагнитной матрицы. Для вычисления ГМС существенным будет различие между направлениями локальной намагниченности (магнитного момента гранулы) и средней намагниченности среды. ГМС будет выражено через намагниченность среды, долю ферромагнитной фазы и размер гранул. Результаты аналогичной модели [2], в частности предсказание ГМС = 50% для проводимости гранул, намного меньшей проводимости матрицы, нельзя считать удовлетворительными. Результаты расчета феноменологической модели [3], где ГМС пропорционально температурному среднему от $(1 + \cos\theta)^2$ (θ — угол между намагниченностями соседних гранул), представляются нам неверными. К тому же модель [3] не предсказывает зависимости ГМС от концентрации и размера гранул. Зависимость ГМС от радиуса гранул гетерогенного сплава рассчитана в [4] на основе нелокальной проводимости, определяемой формулой Кубо, и последующего расчета эффективных локальных проводимостей. Такой подход позволяет учесть как вклад в ГМС, связанный с разностью проводимостей гранула–матрицы, так и зависимость от средней намагниченности. В типичных гранулярных системах Co–Ag, Co–Cu проводимости гранул и матрицы значительно различаются (примерно в 3 раза). Поэтому использование при расчете ГМС в [4] приближения "эффективной среды", которое является достаточно точным лишь при статистической смеси близких по проводимости фаз сплава, позволяет считать вычисления ГМС лишь качественными. Настоящая модель основывается на предположении о локальной (средняя длина свободного пробега меньше масштаба структурных неоднородностей среды) спин-зависящей проводимости и ее последующем усреднении по объему для простого случая отдельных сферических гранул. Это

позволяет выразить ГМС через непосредственно измеряемую в эксперименте эффективную проводимость. Квантовая модель ГМС [5] построена в противоположном пределе средней длины свободного пробега, намного большей размера неоднородностей. При этом обратная средняя длина свободного пробега (сопротивление) является самоусредняющейся величиной, что нарушается при локальном рассмотрении.

2. Рассмотрим неоднородную среду, состоящую из ферромагнитных гранул с магнитными моментами μ , распределенных в немагнитной металлической матрице. Пусть гранулы имеют сферическую форму с радиусом R и расположены на одинаковых в среднем расстояниях одна от другой. Примем также, что спин-диффузионная длина (расстояние, проходимое электроном без изменения направления спина) намного больше как расстояния между гранулами, так и средней длины свободного пробега. Это эквивалентно приближению независимости двух спиновых токов. Размеры гранул и расстояние между ними считаем сравнимыми или большими средней длины свободного пробега. Поскольку время релаксации электронов проводимости $\sim 10^{-12}$ s, а типичное время релаксации (вращения) магнитного момента суперпарамагнитной гранулы на три-четыре порядка выше, электроны при своем движении "видят" застывшую картину магнитных моментов гранул. Примем, что в ферромагнитных гранулах носителями тока являются электроны двух подзон: с направлением спина "вверх" и "вниз" по отношению к магнитному моменту гранулы. Соответствующие им проводимости обозначим σ_+ и σ_- . Причем при направлении спина электрона, параллельном магнитному моменту гранулы, ее проводимость будет σ_+ , а при антипараллельном — σ_- . Проводимость матрицы σ_N также зависит от направления спина электронов проводимости вследствие их поляризации подмагничивающим полем гранул. Вычислим эффективную проводимость такой среды, предполагая, что магнитные моменты отдельных гранул, вообще говоря, не параллельны приложенному магнитному полю. Эффективная проводимость неоднородной среды σ^{ef} определяется отношением средней по объему плотности тока и электрического поля [1].

Плотность стационарного тока \mathbf{j} и напряженность электрического поля \mathbf{E} удовлетворяют уравнениям $\text{rot } \mathbf{E} = 0$, $\text{div } \mathbf{j} = 0$, $\mathbf{j}(\mathbf{r}) = \sigma(\mathbf{r})\mathbf{E}(\mathbf{r})$, где $\sigma(\mathbf{r})$ — локальная проводимость. Поле внутри гранулы и поле, действующее на гранулу, отличаются друг от друга и от внешнего поля из-за различия проводимостей гранул (σ_{\pm}) и матрицы. Задача определения распределения тока и электрического поля аналогична с точностью до замены $\mathbf{j} \rightarrow \mathbf{D}$ (\mathbf{D} — электрическая индукция), $\sigma \rightarrow \varepsilon$ задаче о распределении поля в кусочно-однородной диэлектрической среде с проницаемостью $\varepsilon(\mathbf{r})$ [1]. Решение уравнения для электростатического потенциала $\Delta\varphi = 0$ с соответствующими граничными условиями на поверхности гранулы позволяет найти электрическое поле внутри (i) и вне гранулы (e). Предположение о сферичности гранул существенно упрощает расчет распределения полей и

эффективной проводимости среды. Отметим, что часто применяющееся для двухфазной системы приближение "эффективной среды" дает удовлетворительные результаты лишь для незначительной разницы проводимостей фаз или малой концентрации одной из фаз.

Примем направление внешнего магнитного поля за ось Oz сферической системы координат. Средняя намагниченность среды, определяемая как

$$\begin{aligned} \langle \mathbf{M}_z \rangle_V &= \frac{1}{V} \sum_i \mu_{zi} = \frac{\mu}{V} \sum_i \langle \cos \theta_i \rangle_T \\ &= \frac{N\mu}{V} \langle \langle \cos \theta \rangle_T \rangle_V, \end{aligned} \quad (1)$$

также направлена вдоль Oz и является осью квантования для спинов электронов проводимости матрицы. Здесь N — число гранул в образце объемом V , индексы T и V означают термодинамическое усреднение для одной гранулы и усреднение по разным гранулам в объеме V . Суммирование производится по всем гранулам в объеме V .

Рассмотрим ток электронов со спином \uparrow . Пусть этот электрон встречает на своем пути гранулу с магнитным моментом, направленным вдоль единичного вектора \mathbf{n} с вероятностью $P(\mathbf{n})$. Направление \mathbf{n} определяется сферическими углами θ, φ . Тогда вероятность попасть в подзону с проводимостью σ_+ (спин параллелен μ) определяется как функцией $P(\mathbf{n})$, так и проекцией спиновой части волновой функции электрона $|+1/2\rangle_z$ на $|+1/2\rangle_n$. Вероятность иметь значение спина $+1/2$ вдоль оси \mathbf{n} подсчитывается с помощью двумерного представления группы вращений $O(3)$ и есть $|\langle n|+1/2\rangle| + |\langle z|+1/2\rangle|^2 = \cos^2(\theta/2)$. Для подзоны с проводимостью σ_- получим соответственно $\sin^2(\theta/2)$. Ток через ферромагнитную гранулу при данном \mathbf{n} есть $j_f^\uparrow(\mathbf{n}) = P(\mathbf{n}) [\cos^2(\theta/2)j_f^\uparrow(\sigma_+) + \sin^2(\theta/2)j_f^\uparrow(\sigma_-)]$. Здесь и далее спиновые индексы \uparrow, \downarrow характеризуют направление спина электрона относительно средней намагниченности (внешнего поля), тогда как индексы \pm характеризуют направление спина относительно локальной намагниченности данной гранулы. Средний ток через образец и среднее поле есть

$$\begin{aligned} \langle j^\uparrow \rangle_V &= f \langle j_f^\uparrow \rangle_\mu + (1-f)j_N^\uparrow, \quad \langle E^\uparrow \rangle_V = f \langle E_\uparrow^i \rangle_\mu + (1-f)E_\uparrow^e, \\ j_N^\uparrow &= \sigma_N^\uparrow E_\uparrow^e. \end{aligned} \quad (2)$$

Здесь f — объемная доля ферромагнитных гранул, а $\langle \dots \rangle_\mu$ означает усреднение по возможным направлениям магнитного момента данной гранулы μ (локального) с плотностью вероятности $P(\mathbf{n})$ и усреднение по величинам магнитных моментов гранул, находящихся в объеме V . Вид функции $P(\mathbf{n})$ определяется как магнитной анизотропией отдельной гранулы, так и взаимодействием моментов гранул. При отсутствии взаимодействия гранул $P(\mathbf{n}) \sim \exp[-(E_A(\mathbf{n}) - \mu H \cos \theta)/T]$, где E_A — энергия анизотропии гранулы. В частности, при изотропном расположении сферических гранул (без собственной анизотропии)

тропии) достаточно параметризации только углом θ

$$\begin{aligned}\langle j_f^\uparrow \rangle_\mu &= p_+ j_f^\uparrow(\sigma_+) + p_- j_f^\uparrow(\sigma_-), \\ \langle E^\uparrow \rangle_\mu &= p_+ E_\uparrow^i(\sigma_+) + p_- E_\uparrow^i(\sigma_-),\end{aligned}\quad (3)$$

где суммарные вероятности p_+ , p_- равны

$$p_+ = \int d\theta P(\theta) \cos^2 \frac{\theta}{2}, \quad p_- = \int d\theta P(\theta) \sin^2 \frac{\theta}{2}.$$

Эффективная проводимость для электронов со спином \uparrow $\sigma_\uparrow^{\text{ef}} = \langle j^\uparrow \rangle_V / \langle E^\uparrow \rangle_V$, согласно (2), (3), есть

$$\sigma_\uparrow^{\text{ef}} = \frac{f(p_+ \sigma_+ k_\uparrow^+ + p_- \sigma_- k_\uparrow^-) + (1-f)\sigma_N^\uparrow}{f(p_+ k_\uparrow^+ + p_- k_\uparrow^-) + (1-f)}, \quad (4)$$

где коэффициенты $k_\uparrow^\pm = E_\uparrow^i(\sigma_\pm) / E_\uparrow^e$ характеризуют отличие электрических полей внутри и вне гранул. Их вычисление при отсутствии поверхностного сопротивления гранул дает

$$k_\uparrow^\pm = \frac{3\sigma_N^\uparrow}{\sigma_\pm + 2\sigma_N^\uparrow} \quad (5)$$

и аналогичное выражение для спина \downarrow .

Введем параметризацию $p_\pm = (1/2) \pm \xi$, где температурное среднее $\xi = (1/2) \int d\theta P(\theta) \cos \theta = \langle \cos \theta \rangle_T$, как видно из определения вероятностей, имеет смысл относительной средней по объему намагниченности, если все гранулы одинаковы, и можно принять $\langle \cos \theta \rangle_T = \langle \langle \cos \theta \rangle_V \rangle$. Это среднее даже при отсутствии собственной магнитной анизотропии гранул отличается от функции Ланжевена из-за взаимодействия (обменного и диполь-дипольного) магнитных моментов гранул.

Полный ток через образец равен сумме токов двух спиновых каналов, или ввиду $\langle E^\uparrow \rangle_V = \langle E^\downarrow \rangle_V$ полная эффективная проводимость равна сумме эффективных проводимостей параллельных каналов

$$\begin{aligned}\sigma^{\text{ef}}(\xi) &= \sigma_\uparrow^{\text{ef}}(\xi) + \sigma_\downarrow^{\text{ef}}(\xi), \\ \xi &= \frac{1}{2} \frac{M}{M_s}, \quad M = \langle M_z \rangle_V,\end{aligned}\quad (6)$$

где M — намагниченность в поле H , M_s — намагниченность насыщения.

Зависимость эффективной проводимости от относительной намагниченности ξ и определяет ГМС гранулярной среды. Появление этой зависимости является следствием различия направлений локальной и средней намагниченностей. По определению эффекта ГМС можем записать относительное магнитосопротивление

$$G(\xi) = \frac{\rho^{\text{ef}}(\xi) - \rho^{\text{ef}}(0)}{\rho^{\text{ef}}(0)} = - \frac{\sigma^{\text{ef}}(\xi) - \sigma^{\text{ef}}(0)}{\sigma^{\text{ef}}(\xi)}. \quad (7)$$

Для описания зависимости ГМС от радиуса гранул R включим также в рассмотрение рассеяние на поверхностях гранул (поверхностное сопротивление). Его причиной может быть, например, контактная разность потенциалов на границе гранула-матрица. Поверхностное

сопротивление, зависящее в общем случае от спина, учтем в граничных условиях электростатической задачи как скачок потенциала при $r = R$

$$\Phi_\pm^e = \Phi_\pm^i = r_s^\pm j_f^{\uparrow,\downarrow}(\sigma_\pm). \quad (8)$$

Детальный расчет показывает, что при этом в коэффициентах k_\uparrow^\pm , k_\downarrow^\pm (5), определяющих эффективные проводимости спиновых каналов $\sigma_{\uparrow,\downarrow}^{\text{ef}}$, необходимо произвести замены $\sigma_N^\uparrow \rightarrow \sigma_N^{\pm\uparrow} = \sigma_N^\uparrow(1 + r_s^\pm \sigma_\pm/R)$, $\sigma_N^\downarrow \rightarrow \sigma_N^{\pm\downarrow} = \sigma_N^\downarrow(1 + r_s^\pm \sigma_\pm/R)$ в знаменателях выражений для $\sigma_{\uparrow,\downarrow}^{\text{ef}}$ и в знаменателях k_\uparrow^\pm , k_\downarrow^\pm .

Пренебрежем поляризацией электронов проводимости матрицы $\sigma_N^\uparrow = \sigma_N^\downarrow = \sigma_N$ и, проведя необходимые преобразования, для эффекта ГМС получим выражение

$$G(\xi) = - \frac{3f^2 \xi^2 (\Delta k)^2}{[(1+f\gamma)(1-2f\gamma) + 2\xi^2 f^2 (\Delta k)^2] [1+f\gamma]}, \quad (9)$$

где параметры модели

$$\Delta k = - \frac{3\sigma_N}{(\sigma_+ + 2\sigma_N^+)(\sigma_- + 2\sigma_N^-)} \left(\Delta\sigma - \frac{\Delta r_s}{R} \sigma_+ \sigma_- \right),$$

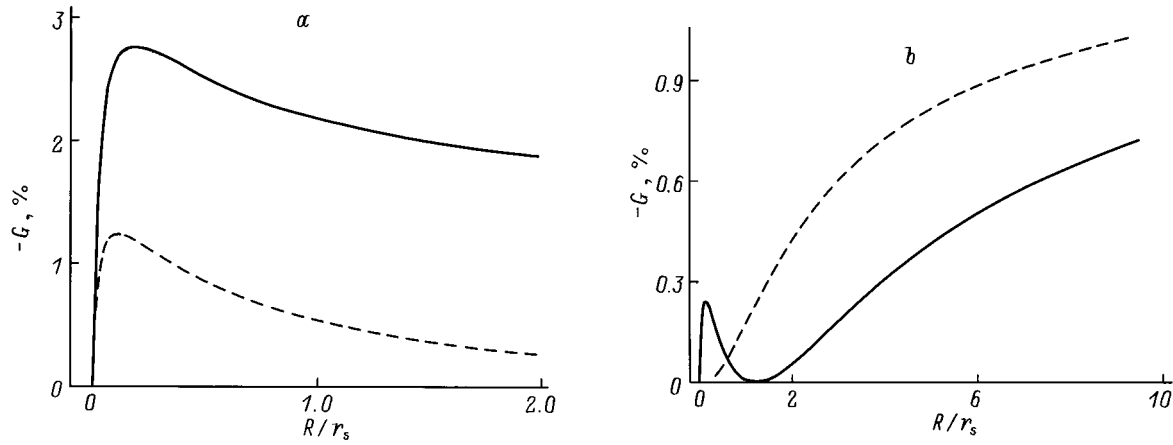
$$\gamma = \frac{1}{2} \frac{(4\sigma_N^+ \sigma_N^- - \sigma_N^+ \sigma_- - \sigma_N^- \sigma_+ - 2\sigma_+ \sigma_-)}{(\sigma_+ + 2\sigma_N^+)(\sigma_- + 2\sigma_N^-)},$$

$$\sigma_N^\pm = \sigma_N \left(1 + \frac{r_s^\pm \sigma_\pm}{R} \right),$$

$$\Delta\sigma = \sigma_+ - \sigma_-, \quad \Delta r_s = r_s^+ - r_s^-, \quad \Delta k = k^+ - k^-.$$

$\gamma = k - 1 = (k^+ + k^-)/2 - 1$ имеет смысл среднего по направлению спина поляризационного фактора гранулы и в зависимости от соотношения проводимостей гранула/матрица принимает значения от -1 до $1/2$. Величина ГМС (9) зависит от двух параметров модели: γ и Δk . Отметим, что $\Delta k \sim (\Delta\rho + \Delta r_s/R)$, $\Delta\rho = \rho_+ - \rho_-$, т.е. вклады в ГМС от спин-зависящего объемного и поверхностного рассеяния на ферромагнитных гранулах аддитивны и могут конкурировать.

ГМС, определяемое формулой (9), отрицательно, пропорционально квадрату разности коэффициентов проникновения поля в гранулу k^+ и k^- (отлично от нуля только при $\sigma_+ \neq \sigma_-$ или $r_s^+ \neq r_s^-$) и является четной убывающей функцией намагниченности. В пределе малых гранул или большого поверхностного сопротивления $r_s^\pm \sigma_\pm/R \gg 1$ ГМС стремится к нулю по закону $\sim (R/r_s^\pm \sigma_\pm)^2$ (см. рисунок) при любых знаках $\Delta\sigma$ и Δr_s . Такой предел соответствует случаю, когда при возрастании поверхностного сопротивления ток в гранулы не течет и возможность проявиться спиновым подзонам гранулы с проводимостями σ_\pm отсутствует. При росте гранул $R \rightarrow \infty$ и $\Delta\sigma = 0$ ГМС также стремится к нулю по закону $1/R^2$ (см. рисунок, а) из-за уменьшения относительной доли поверхности гранул, т.е. из-за классического размерного эффекта [4]. Следовательно, зависимость абсолютной величины ГМС от радиуса гранулы имеет максимум. При $R/r_s^\pm \sigma_\pm \gg 1$ и $\Delta\sigma \neq 0$



Зависимость относительного магнитосопротивления от радиуса гранул R . Все проводимости приведены в единицах σ_N . а) Сплошная кривая — $\sigma_+ = 2$, $\sigma_- = 0.5$, $r_s^+ = 0.1$ nm, $r_s^- = 15$ nm, штриховая кривая — $\sigma_+ = 1$, $\sigma_- = 1$, $r_s^+ = 0.1$ nm, $r_s^- = 15$ nm. б) Сплошная кривая — $\sigma_+ = 2$, $\sigma_- = 0.5$, $r_s^+ = 2$ nm, $r_s^- = 0.1$ nm, штриховая кривая — $\sigma_+ = 2$, $\sigma_- = 0.5$, $r_s^+ = 1$ nm, $r_s^- = 1$ nm. $r_s = (r_s^+ + r_s^-)/2$, $f = 0.3$, $\xi = 0.5$.

ГМС стремится к конечному предельному значению, и зависимость модуля ГМС от R сохраняет максимум и превышает величину ГМС при $R/r_s^\pm \sigma_\pm \rightarrow \infty$ лишь при условии $\Delta\sigma\Delta r_s < 0$ (см. рисунок, а). В противном случае $\Delta\sigma\Delta r_s > 0$ из-за конкуренции поверхностного и объемного вкладов в Δk модуль ГМС в зависимости от R обнаруживает незначительный максимум, обращается в нуль, а затем растет с R до насыщения (см. рисунок, б). При $\Delta r_s = 0$ модуль ГМС монотонно растет с R до насыщения (см. рисунок, б). Во всех случаях при $\Delta\sigma \neq 0$ величина насыщения есть $G(r_s^\pm = 0)$.

Абсолютное значение ГМС (9) монотонно растет с увеличением концентрации ферромагнитной фазы f . Это является следствием того, что не учтено взаимодействие магнитных моментов гранул, существенное с $f \approx 0.2-0.3$, т.е. формула (9) получена фактически в одногранульном приближении, когда действие всех окружающих гранул на данную предполагалось пропорциональным средней намагниченности M . Простейшим способом учета межгранульного взаимодействия является учет в (9) остаточной намагниченности $M_r = M(H=0)$, которая появляется при концентрации ферромагнитной фазы больше критической f_c (концентрации ферромагнитной перколяции [6]). M_r монотонно растет с увеличением f . Однако вычисление зависимости $M_r(f)$ представляет собой сложную перколяционную задачу, выходящую за рамки настоящей работы. С учетом M_r ГМС приобретает вид

$$G(\xi) = \frac{3f^2(\Delta k)^2(1+f\gamma)(\xi^2 - \xi_r^2)}{[(1+f\gamma)(1-2f\gamma) + 2\xi^2 f^2(\Delta k)^2][(1+f\gamma)^2 - \xi_r^2 f^2(\Delta k)^2]}, \quad (10)$$

где $\xi_r = M_r/2M_s$.

3. Согласно (10), ГМС растет с возрастанием f (по закону f^2 при $f \ll 1$). Это соответствует росту числа ферромагнитных гранул. Затем монотонный рост ГМС

с ростом концентрации (с появлением ферромагнитных корреляций магнитных моментов гранул и последующей ферромагнитной перколяции) сменяется падением при достаточно больших f , т.е. ГМС имеет максимум при $f \approx f_c$. Отметим, что f_c может быть значительно меньше концентрации соприкосновения (слипания) одинаковых сферических частиц $f'_c = 0.52$, определяемой как корень уравнения $(4\pi/3f)^{1/3} = 2$. При достижении концентрации f_c образуется сильно связанный ферромагнитный кластер, охватывающий весь образец [6]. При дальнейшем росте f этот кластер растет, а число слабо связанных с ним гранул уменьшается, и ГМС превращается в обычное анизотропное магнитосопротивление. Такая зависимость модуля ГМС от концентрации с максимумом неоднократно наблюдалась экспериментально на гранулярных пленках, например CoCu [7] и CoAg [8–10]. Причем в эксперименте [10] в силу специального метода получения пленок методом кластерных пучков все гранулы Co имели примерно одинаковый радиус. В эксперименте на гранулярных пленках CoAg [9] в суперпарамагнитной области наблюдаются приближенные зависимости ГМС от радиуса гранул $\Delta\rho \sim R^3$ и от их концентрации $\Delta\rho \sim \exp(-c/f^{1/3})$, где c — положительная константа. Это находится в качественном согласии с формулами для ГМС (9), (10), где в суперпарамагнитном пределе магнитосопротивление следует законам $\Delta\rho \sim R^2$ и $\Delta\rho \sim f^2$. Модель [15] не предсказывает нелинейную и немонотонную зависимость от концентрации, которая определяется (10).

Зависимость ГМС от радиуса гранулы можно экспериментально проследить, изменяя температуру (или время) отжига сплава — пересыщенного твердого раствора. В зависимости от этих параметров отжига в экспериментах (см. ссылки в [2]) наблюдается максимум модуля ГМС. Это указывает на определяющий вклад в ГМС спин-зависящего поверхностного рассеяния. Отметим, что в квантовой модели [5] ГМС монотонно растет с уменьшением размера гранулы, что не согласуется

с выводами из формулы (9). Максимум зависимости ГМС от R [5] предсказывается лишь при дополнительном предположении о распределении гранул по размерам $F(V) \sim 1/V$ ($F(V)$ — функция распределения). Такое предположение сильно завышает долю малых супермагнитных гранул, которые не насыщаются в фиксированном магнитном поле, а это приводит к резкому падению величины ГМС при малых R . В [2] при $\Delta\sigma = 0$ ГМС монотонно растет с R , что также противоречит формуле (9). Различие ГМС после изотермического и изохронного отжига в пленках FeCo–Cu, Co–Cu [7] обусловлено тем, что в первом случае происходит в основном рост ферромагнитных гранул (увеличение R), тогда как во втором из пересыщенного твердого раствора появляются новые гранулы (увеличение f). Именно рост концентрации ферромагнитной фазы приводит к монотонному росту величины ГМС до насыщения. Как в [7], так и на пленках Co–Ag в [8,11] зависимость величины ГМС от температуры отжига имела максимум. Но растворимость Co (FeCo) в Cu существенно выше, чем Co в Ag. Последнее приводит к хорошей фазовой сегрегации уже в свеженанесенных пленках CoAg, а изохронный отжиг приводит лишь к росту гранул. Это подтверждается прямыми электронно-микроскопическими наблюдениями эволюции гранул Co при отжиге пленок CoAg [11]. Максимум величины ГМС достигается при среднем диаметре гранул $2R = 11$ nm, что позволяет на основе формулы (9) оценить поверхностное сопротивление границы Co-гранула/Ag-матрица как $r_s = 10^{-11} \Omega \cdot \text{cm}^2$. Эксперименты [10,12] показывают, что распределение гранул по размерам приближенно логарифмически нормальное.

Величина ГМС определяется соотношением проводимостей ферромагнитных гранул и немагнитной матрицы, спиновой асимметрией объемного и поверхностного вкладов в сопротивление ферромагнитных гранул, а также концентрацией ферромагнитной фазы (гранул).

Зависимость величины ГМС от концентрации ферромагнитной фазы с учетом остаточной намагниченности проявляет максимум. Появление остаточной намагниченности (раскрытие петли гистерезиса) при росте концентрации приводит к соответствующему гистерезису эффекта ГМС, а также смещению максимума кривой ГМС как функции поля. Помимо этого, при $f > f_c$ вклад в результирующее магнитосопротивление образца кроме ГМС будет вносить обычное анизотропное магнитосопротивление. Зависимость величины ГМС от намагниченности (магнитного поля) существенно отклоняется от закона $\sim M^2$ при немалых концентрациях f и значительной спиновой асимметрии Δk объемного и поверхностного сопротивлений ферромагнитных гранул.

Из-за наличия поверхностного вклада в сопротивление ГМС зависит от размера гранул R ферромагнитной фазы в немагнитной матрице. Эта зависимость проявляет максимум как при $\Delta\sigma \Delta r_s > 0$, так и при $\Delta\sigma \Delta r_s < 0$. Наибольшего значения величина ГМС достигает при соотношении знаков параметров спиновой асимметрии проводимостей (сопротивлений) $\Delta\sigma \Delta r_s < 0$.

Автор благодарит Б.А.Иванова за обсуждение результатов работы.

Работа выполнена при частичной поддержке Украинского научно-технологического центра в рамках гранта № 300.

Список литературы

- [1] Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. Электродинамика сплошных сред. М. (1982). Т. 8. 620 с.
- [2] M. Rubinstein. Phys. Rev. **B50**, 6, 3830 (1994).
- [3] N. Wiser. J. Magn. Magn. Mater. **159**, 1, 119 (1996).
- [4] A. Vedyayev, B. Mevel, N. Ryzhanova, M. Tshiev, B. Dieny, A. Chamberod, F. Brouers. J. Magn. Magn. Mater. **164**, 1, 91 (1996).
- [5] S. Zhang, P.M. Levy. J. Appl. Phys. **73**, 10, 5315 (1993).
- [6] Б.И. Шкловский, А.Л. Эфрос. УФН **117**, 3, 401 (1975).
- [7] S.H. Ge, Y.Y. Lu, Z.Z. Zhang, C.X. Li, T. Xu, J.Z. Zhao. J. Magn. Magn. Mater. **168**, 1, 35 (1997).
- [8] W. Zhang, I.W. Boyd, M. Elliott, W. Herrenden-Harkerand. J. Magn. Magn. Mater. **165**, 2, 330 (1997).
- [9] S. Honda, T. Okada, M. Nawate. J. Magn. Magn. Mater. **165**, 2, 326 (1997).
- [10] F. Parent, J. Tuillon, L.B. Stern et al. Phys. Rev. **B55**, 6, 3683 (1997).
- [11] H. Sang, N. Xu, J.H. Du et al. Phys. Rev. **B53**, 22, 15023 (1996).
- [12] O. Redon, J. Pierre, B. Rodmacq, B. Mevel, B. Dieny. J. Magn. Magn. Mater. **149**, 2, 398 (1995).