УДК 537.621.2

АНИЗОТРОПИЯ ГИГАНТСКОГО МАГНИТОСОПРОТИВЛЕНИЯ В МАГНИТНЫХ МНОГОСЛОЙНЫХ СТРУКТУРАХ И ГРАНУЛИРОВАННЫХ ПЛЕНКАХ

А.Б.Грановский, А.В.Ведяев, А.В.Калицов

Московский государственный университет им.М.В.Ломоносова
Поступила в Редакцию 31 мая 1994 г.

Теоретически исследуется влияние спонтанной анизотропии сопротивления на эффект гигантского магнитосопротивления (ГМС) в многослойных структурах и гранулированных пленках. Показано, что в многослойных структурах и граниулированных пленках ГМС анизотропно, а именно зависит от ориентации тока в плоскости пленок относительно намагниченности. Для пермаллоевых спин-вентильных сэндвичей эта анизотропия может достигать 4.4%.

В последние годы в целом ряде многослойных структур Fe/Cu, Co/Ru, Au/Co, Ag/Co, Co/Cu, NiFe/Cu, NiFe/Cu/Co обнаружен эффект гигантского магнитосопротивления (ГМС) [1]. Этот эффект заключается в том, что сопротивление многослойных структур существенно зависит от относительной ориентации намагниченностей соседних ферромагнитных слоев: при антипараллельной ориентации (АП) намагниченностей этих слоев сопротивление R (АП) больше, чем сопротивление R (П) при параллельной ориентации. Переход от антипараллельной ориентации к параллельной осуществляется внешним магнитным полем. Исходная антипараллельная ориентация намагниченностей определяется либо антиферромагнитным взаимодействием между соседними ферромагнитными слоями через немагнитную прослойку, либо различными удерживающими силами для разных слоев [1]. В частности, в спин-вентильных (spin-valve) сэндвичах [2] NiFe/Cu/NiFe/FeMn эта сила для одного из слоев пермаллоя создается за счет обменной анизотропии, обусловленной наличием подслоя FeMn. ГМС исследовано при двух геометриях: при ориентации тока в плоскости пленки и при ориентации тока перпендикулярно плоскости слоев, причем в последнем случае эффект достигает бóльших значений.

Недавно ГМС обнаружено и в однослойных магнитных гранулированных пленках, представляющих собой композитную среду из магнитных гранул (Fe, Co, NiFe, сплавы FeCo) в немагнитной матрице (Ag, Cu) [3,4]. Для этих сред сопротивление в исходном размагниченном состоянии или в поле, близком к коэрцитивной силе H_c, также существенно больше сопротивления в поле насыщения H_s.

В настоящее время разработана квазиклассическая и квантовая теория ГМС в многослойных системах [1,5–8], согласно которой основным механизмом ГМС является спин-зависящее рассеяние электронов проводимости в объеме ферромагнитных материалов и на поверхности раздела слоев или гранул.

В данной работе исследуется влияние анизотропного магнитосопротивления (АМС) на ГМС. Известно, что сопротивление однородного ферромагнетика зависит от ориентации тока $\mathbf{j}$ относительно намагниченности $\mathbf{M}$ (см., например, [9]). При этом параметр АМС определяется как

$$\frac{\Delta\rho}{\rho} = \frac{\rho_{\parallel} - \rho_{\perp}}{\frac{1}{3}\rho_{\parallel} + \frac{2}{3}\rho_{\perp}}, \tag{1}$$

где $\rho_{\parallel}$, $\rho_{\perp}$ — значения сопротивления ферромагнетика при $\mathbf{j} \parallel \mathbf{M}$ и $\mathbf{j} \perp \mathbf{M}$ соответственно. Хотя, как правило, при комнатных температурах этот эффект мал ($\leqslant 4\%$), при низких температурах для некоторых ферромагнитных сплавов он может достигать 10–15% [9]. Причиной АМС является анизотропия спин-зависящего рассеяния, обусловленная действием спин-орбитального взаимодействия [9]. Поэтому следует ожидать, что АМС может изменить величину ГМС и привести к зависимости ГМС от ориентации тока относительно намагниченности слоев.

1. Постановка задачи

Согласно микроскопической теории АМС (см., например, [10]), электропроводность состояний со спином вдоль ($\sigma^{\uparrow}$) и против ($\sigma^{\downarrow}$) намагниченности может быть представлена в виде

$$\sigma^{\uparrow(\downarrow)} = \sigma_0^{\uparrow(\downarrow)} + \sigma_2^{\uparrow(\downarrow)} \cos 2\theta + \sigma_4^{\uparrow(\downarrow)} \cos 4\theta + \ldots, \tag{2}$$

где θ — угол между током $\mathbf{j}$ и намагниченностью $\mathbf{M}$. Учитывая, что третьим и последующими членами разложения (2) можно пренебречь и что

$$\sigma^{\uparrow} = \frac{n^{\uparrow} e^2}{2m_{\uparrow}\Delta^{\uparrow}}, \qquad \sigma^{\downarrow} = \frac{n^{\downarrow} e^2}{2m_{\downarrow}\Delta^{\downarrow}}, \tag{3}$$

где $\Delta^{\uparrow(\downarrow)}$ — затухание (мнимая часть собственно-энергетической части функции Грина) электронов проводимости на уровне Ферми, для затухания можно записать

$$\Delta^{\uparrow(\downarrow)} = \Delta_0^{\uparrow(\downarrow)} + \Delta_2^{\uparrow(\downarrow)} \cos 2\theta, \tag{4}$$

где второй член обусловлен влиянием на рассеяние спин-орбитального взаимодействия. Важно отметить, что для любого механизма рассеяния, будь то в объеме образца или на его поверхности $\Delta_2 \sim \Delta_0$, так что

$$\Delta^{\uparrow(\downarrow)} = \Delta_0^{\uparrow(\downarrow)}\left(1 + \alpha^{\uparrow(\downarrow)} \cos 2\theta\right), \qquad \alpha^{\uparrow(\downarrow)} = \frac{\Delta_2^{\uparrow(\downarrow)}}{\Delta_0^{\uparrow(\downarrow)}}, \tag{5}$$

где $\alpha^{\uparrow(\downarrow)}$ практически не зависит от того, происходит рассеяние в объеме образца на примесях или на поверхности. Очевидно, что в немагнитных материалах второй член в разложении (4) отсутствует и $\Delta^{\uparrow(\downarrow)} = \Delta_0$. Поскольку по определению длина свободного пробега электрона $\lambda^{\uparrow(\downarrow)} = \frac{\varepsilon_F^{\uparrow(\downarrow)}}{k_F^{\uparrow(\downarrow)}\Delta^{\uparrow(\downarrow)}}$, то из (5) вытекает, что для ферромагнетика

$$\lambda^{\uparrow(\downarrow)} = \lambda_0^{\uparrow(\downarrow)}\Big(1 - \alpha^{\uparrow(\downarrow)}\cos 2\theta\Big). \tag{6}$$

Согласно [11], из вырежния (1) следует, что

$$\frac{\Delta\rho}{\rho} = \left(\frac{\Delta\rho^{\uparrow}}{\rho^{\uparrow}}\right)\frac{\rho^{\downarrow}}{\rho^{\uparrow}+\rho^{\downarrow}} + \left(\frac{\Delta\rho^{\downarrow}}{\rho^{\downarrow}}\right)\frac{\rho^{\uparrow}}{\rho^{\uparrow}+\rho^{\downarrow}}, \tag{7}$$

где $\Delta\rho^{\uparrow(\downarrow)} = \rho_{\parallel}^{\uparrow(\downarrow)} - \rho_{\perp}^{\uparrow(\downarrow)}$. Используя соотношения (2)–(5), нетрудно получить, что

$$\frac{\Delta\rho}{\rho} = 2\alpha^{\uparrow}\frac{\rho^{\downarrow}}{\rho^{\uparrow}+\rho^{\downarrow}} + 2\alpha^{\downarrow}\frac{\rho^{\uparrow}}{\rho^{\uparrow}+\rho^{\downarrow}}. \tag{8}$$

Следовательно, введенные параметры $\alpha^{\uparrow(\downarrow)}$ выражаются через экспериментально определяемые [9] параметры АМС соответствующего спинового канала $\alpha^{\uparrow} = \frac{\Delta\rho^{\uparrow}}{2\rho^{\uparrow}}$; $\alpha^{\downarrow} = \frac{\Delta\rho^{\downarrow}}{2\rho^{\downarrow}}$.

2. Анизотропия ГМС при объемном рассеянии в спин-вентильных сэндвичах и мультислоях

Согласно [6], в спин-вентильных сэндвичах при наличии только рассеяния в объеме слоев ГМС достигает максимальной величины в том случае, когда толщина ферромагнитных слоев много меньше λ, а толщина прослойки стремится к нулю. В этом случае величина ГМС, характеризующаяся относительным изменением сопротивления, равна

$$\frac{\Delta R}{R(\mathrm{AP})} = \frac{R(\mathrm{AP}) - R(\mathrm{P})}{R(\mathrm{AP})} = \left(\frac{N-1}{N+1}\right)^2, \tag{9}$$

где $N = \lambda^{\uparrow}/\lambda^{\downarrow}$. Тогда из выражения (6) следует, что АМС дает вклад в ГМС, составляющий

$$\left(\frac{\Delta R}{R(\mathrm{AP})}\right) = \left(\alpha^{\downarrow} - \alpha^{\uparrow}\right)\frac{4N_0(N_0-1)}{(N_0+1)^3}\cos 2\theta, \tag{10}$$

где $N_0 = \lambda_0^{\uparrow}/\lambda_0^{\downarrow}$. Этот вклад зависит от угла θ между током и намагниченностью, поэтому ГМС анизотропно и максимальное различие ГМС при двух ортогональных направлениях тока в плоскости пленок составляет

$$\Delta_{\mathrm{GMR}} = \left(\frac{\Delta R}{R(\mathrm{AP})}\right)_{\mathrm{j}\parallel\mathrm{M}} - \left(\frac{\Delta R}{R(\mathrm{AP})}\right)_{\mathrm{j}\perp\mathrm{M}} = \left(\alpha^{\downarrow} - \alpha^{\uparrow}\right)\frac{8N_0(N_0-1)}{(N_0+1)^3}. \tag{11}$$

Здесь следует отметить следующее. Во-первых, АМС является четным эффектом по намагниченности, поэтому при отсутствии электронного переноса между слоями ГМС не должно зависеть от ориентации тока. Следовательно, анизотропия ГМС (11) целиком связана с тем, что слои не являются независимыми. Во-вторых, величина эффекта (10) определяется разностью $\alpha^{\uparrow}-\alpha^{\downarrow}$, и поскольку как правило (см., табл. 2 работы [9]), $\alpha^{\uparrow}$ и $\alpha^{\downarrow}$ имеют противоположные знаки, то величина Δ может достигать доступных для экспериментального обнаружения значений. В частности, для пермаллоя при 4 K $N_0 \approx 10$ [6], и, используя данные относительно $\frac{\Delta\rho}{\rho}$ для примесей Fe в Ni ($\alpha^{\downarrow} = \frac{\Delta\rho^{\downarrow}}{2\rho^{\downarrow}} = -1.1\%$, $\alpha^{\uparrow} = \frac{\Delta\rho^{\uparrow}}{2\rho^{\uparrow}} = 7\%$ [9]), получаем, что для пермаллоевого спин-вентильного сэндвича $\Delta_{\mathrm{GMR}} \approx -4.4\%$. В-третьих, выражение (11) определяет максимально возможную величину эффекта при объемном рассеянии. Однако, как показано в работе (6), для реальных спин-вентильных структур (с учетом конечной толщины прослойки и при наличии рассеяния на поверхности) величина ГМС незначительно отличается от максимально возможного значения (9). Более того, выражения (10) и (11) применимы в качестве оценки и возможного влияния АМС на ГМС и в случае доминирующей роли поверхностного рассеяния, а также для многослойных структур при токе в плоскости слоев, так как и в этих случаях ГМС определяется параметром $N = \lambda^{\uparrow}/\lambda^{\downarrow}$. Если ток ориентирован перпендикулярно плоскости слоев многослойной системы, то независимо от ориентации намагниченности $\mathbf{j} \perp \mathbf{M}$, а следовательно, анизотропия ГМС возникнуть не может. Однако АМС оказывает влияние на величину эффекта ГМС. Действительно, для рассматриваемого случая [7]

$$\frac{R(\mathrm{AP}) - R(\mathrm{P})}{R(\mathrm{AP})} = \frac{[\beta\rho_F^* \frac{t_F}{t_F - t_N} L + 2\gamma r^* K]^2}{K^2[\rho_F^* + \rho_N^* t_N + 2r^*]}, \tag{12}$$

где t_F и t_N — толщина магнитного и немагнитного слоев, K — число бислоев, $L = \frac{K}{t_F - t_N}$ — суммарная толщина многослойной структуры, параметры β и γ характеризуют асимметрию спин-зависящего рассеяния в объеме и на поверхности ферромагнитного слоя и определяются соотношениями

$$\rho_{\uparrow(\downarrow)} = \frac{1}{\sigma^{\uparrow(\downarrow)}} = 2\rho_F^*\Big(1 - (+)\,\beta\Big), \tag{13}$$

$$r = 2r^*\Big(1 - (+)\,\gamma\Big), \tag{14}$$

а в немагнитном слое $\rho_{\uparrow(\downarrow)} = 2\rho_N^*$. В силу определения (13) с учетом АМС (см. (5)) имеем

$$\frac{1}{\sigma^{\downarrow}} - \frac{1}{\sigma^{\uparrow}} = 4\rho_F^*\beta = \frac{2m}{ne^2}\Big(\Delta_0^{\downarrow} - \Delta_0^{\uparrow}\Big)\left[1 - \alpha^{\downarrow}\frac{\Delta_0^{\downarrow}}{\Delta_0^{\downarrow} - \Delta_0^{\uparrow}} + \alpha^{\uparrow}\frac{\Delta_0^{\uparrow}}{\Delta_0^{\downarrow} - \Delta_0^{\uparrow}}\right], \tag{15}$$

где $\Delta_0^{\uparrow(\downarrow)}$ — затухание в объеме ферромагнитного слоя. Следовательно,

$$\beta = \beta_0\left[1 + \alpha^{\uparrow}\frac{\Delta_0^{\downarrow}}{\Delta_0^{\downarrow} - \Delta_0^{\uparrow}} - \alpha^{\downarrow}\frac{\Delta_0^{\downarrow}}{\Delta_0^{\downarrow} - \Delta_0^{\uparrow}}\right] = \beta_0\left[1 + \alpha^{\uparrow}\frac{1}{N_0 - 1} - \alpha^{\downarrow}\frac{N_0}{N_0 - 1}\right], \tag{16}$$

где $N_0 = \frac{\lambda_0^\downarrow}{\lambda_0^\uparrow} = \frac{\Delta_0^\downarrow}{\Delta_0^\uparrow}$. И аналогично для параметра γ выполняется соотношение

$$\gamma = \gamma_0 \left[1 + \alpha^\uparrow \frac{1}{N_0^s - 1} - \alpha^\downarrow \frac{N_0^s}{N_0^s - 1} \right], \tag{17}$$

где $N_0^s = \frac{\Delta_0^{2\downarrow}}{\Delta_0^{2\uparrow}}$ определяется отношением затуханий электронов с противоположной ориентацией спинов, обусловленных рассеянием на поверхности раздела слоев.

Подставляя (16) и (17) в (12), можно видеть, что АМС изменяет величину эффекта, причем, поскольку, как правило [9], $\alpha^\uparrow > 0$, $\alpha^\downarrow < 0$ и $N_0 > 1$, АМС приводит к увеличению эффекта на величину, не превышающую 2%.

3. Анизотропия ГМС в гранулированных пленках

Для гранулированных пленок, состоящих из магнитных частиц в немагнитной матрице, проводимость является суммой проводимостей двух спиновых каналов [7]. Считая, что носителями ГМС в этих структурах являются s-подобные состояния, можно положить $n^\uparrow = n^\downarrow$, $m^\uparrow = m^\downarrow$, $\varepsilon_F^\uparrow = \varepsilon_F^\downarrow$, $k_F^\uparrow = k_F^\downarrow$. Тогда

$$\sigma = \frac{ne^2}{2m} \left(\frac{1}{\Delta^\uparrow} + \frac{1}{\Delta^\downarrow} \right), \tag{18}$$

где $\Delta^\sigma = \Delta_n + \Delta_b^\sigma + \Delta_s^\sigma$, Δ_n — затухание, обусловленное рассеянием в немагнитной матрице, Δ_b^σ — рассеянием в объеме магнитных частиц, Δ_s^σ — рассеянием на поверхности магнитных частиц, причем [8]

$$\Delta_{b,s}^{\uparrow(\downarrow)} = \left(\Delta_1^{\uparrow(\downarrow)} \right)_{b,s} + (-) \left(\Delta_2^{\uparrow(\downarrow)} \right)_{b,s}, \tag{19}$$

где первый член определяется потенциальным рассеянием и зависит от индекса спина только за счет различия плотностей d-состояний со спином вдоль и против намагниченности (s-электрон после рассеяния может перейти в d-зону). Второй член целиком связан со спин-зависящим рассеянием. Тогда, согласно (5), при учете АМС имеем

$$\Delta^{\uparrow(\downarrow)} = \Delta_n + \Delta_1^{\uparrow(\downarrow)} \left(1 + \alpha^{\uparrow(\downarrow)} \cos 2\theta \right) + (-) \Delta_2^{\uparrow(\downarrow)} \left(1 + \alpha^{\uparrow(\downarrow)} \cos 2\theta \right), \tag{20}$$

где

$$\Delta_1^{\uparrow(\downarrow)} = \left(\Delta_1^{\uparrow(\downarrow)} \right)_b + \left(\Delta_1^{\uparrow(\downarrow)} \right)_s, \quad \Delta_2^{\uparrow(\downarrow)} = \left(\Delta_2^{\uparrow(\downarrow)} \right)_b + \left(\Delta_2^{\uparrow(\downarrow)} \right)_s. \tag{21}$$

Тогда, подставляя (20) в (18), получаем

$$\sigma = \frac{ne^2}{2m} \frac{2\Delta_n + (\Delta_1^\uparrow + \Delta_2^\uparrow)(1 + \alpha^\uparrow \cos 2\theta) + (\Delta_1^\downarrow - \Delta_2^\downarrow)(1 + \alpha^\downarrow \cos 2\theta)}{\left[\Delta_n + (\Delta_1^\uparrow + \Delta_2^\uparrow)(1 + \alpha^\uparrow \cos 2\theta) \right] \left[\Delta_n + (\Delta_1^\downarrow - \Delta_2^\downarrow)(1 + \alpha^\downarrow \cos 2\theta) \right]}. \tag{22}$$

При хаотической ориентации магнитных моментов гранул в поле, равном коэрцитивной силе H_c, $\Delta_2 = 0$, поэтому магнитосопротивление определяется соотношением

$$\frac{\Delta\rho}{\rho(H_c)} = \frac{\rho(H_c) - \rho(H)}{\rho(H_c)} = \frac{\rho(\Delta_2 = 0) - \rho(\Delta_2)}{\rho(\Delta_2 = 0)} = 1 - \frac{\sigma(\Delta_2 = 0)}{\sigma(\Delta_2)} =$$

$$= 1 - \frac{2\Delta_n + \Delta_1^{\uparrow}(1+\alpha^{\uparrow}\cos 2\theta) + \Delta_1^{\downarrow}(1+\alpha^{\downarrow}\cos 2\theta)}{\left[\Delta_n + \Delta_1^{\uparrow}(1+\alpha^{\uparrow}\cos 2\theta)\right]\left[\Delta_n + \Delta_1^{\downarrow}(1+\alpha^{\downarrow}\cos 2\theta)\right]} \times$$

$$\times \frac{\left[\Delta_n + (\Delta_1^{\uparrow} + \Delta_2^{\uparrow})(1+\alpha^{\uparrow}\cos 2\theta)\right]\left[\Delta_n + (\Delta_1^{\downarrow} - \Delta_2^{\downarrow})(1+\alpha^{\downarrow}\cos 2\theta)\right]}{\left[2\Delta_n + (\Delta_1^{\uparrow} + \Delta_2^{\uparrow})(1+\alpha^{\uparrow}\cos 2\theta) + (\Delta_1^{\downarrow} - \Delta_2^{\downarrow})(1+\alpha^{\downarrow}\cos 2\theta)\right]}. \quad (23)$$

Следовательно, параметр анизотропии ГМС в пленках можно определить следующим образом:

$$\Delta^{f}_{\mathrm{GMR}} = \left(\frac{\Delta\rho}{\rho(H_c)}\right)_{\mathbf{j}\parallel\mathbf{M}} - \left(\frac{\Delta\rho}{\rho(H_c)}\right)_{\mathbf{j}\perp\mathbf{M}} = \frac{2\Delta_n + \Delta_1^{\uparrow}(1-\alpha^{\uparrow}) + \Delta_1^{\downarrow}(1-\alpha^{\downarrow})}{\left[\Delta_n + \Delta_1^{\uparrow}(1-\alpha^{\uparrow})\right]\left[\Delta_n + \Delta_1^{\downarrow}(1-\alpha^{\downarrow})\right]} \times$$

$$\times \frac{\left[\Delta_n + (\Delta_1^{\uparrow} + \Delta_2^{\uparrow})(1-\alpha^{\uparrow})\right]\left[\Delta_n + (\Delta_1^{\downarrow} - \Delta_2^{\downarrow})(1-\alpha^{\downarrow})\right]}{2\Delta_n + (\Delta_1^{\uparrow} + \Delta_2^{\uparrow})(1-\alpha^{\uparrow}) + (\Delta_1^{\downarrow} - \Delta_2^{\downarrow})(1-\alpha^{\downarrow})} -$$

$$- \frac{2\Delta_n + \Delta_1^{\uparrow}(1+\alpha^{\uparrow}) + \Delta_1^{\downarrow}(1+\alpha^{\downarrow})}{\left[\Delta_n + \Delta_1^{\uparrow}(1+\alpha^{\uparrow})\right]\left[\Delta_n + \Delta_1^{\downarrow}(1+\alpha^{\downarrow})\right]} \times$$

$$\times \frac{\left[\Delta_n + (\Delta_1^{\uparrow} + \Delta_2^{\uparrow})(1+\alpha^{\uparrow})\right]\left[\Delta_n + (\Delta_1^{\downarrow} - \Delta_2^{\downarrow})(1+\alpha^{\downarrow})\right]}{2\Delta_n + (\Delta_1^{\uparrow} + \Delta_2^{\uparrow})(1+\alpha^{\uparrow}) + (\Delta_1^{\downarrow} - \Delta_2^{\downarrow})(1+\alpha^{\downarrow})}. \quad (24)$$

В отсутствии АМС ($\alpha = 0$) и при $\Delta_1^{\uparrow} = \Delta_1^{\downarrow}$; $\Delta_2^{\downarrow} = \Delta_2^{\uparrow}$ из выражения (23) следует

$$\frac{\Delta\rho}{\rho(H_c)} = \frac{\Delta_2^2}{(\Delta_n + \Delta_1)^2}, \quad (25)$$

что совпадает с результатом работы [8]. В этом же случае $\Delta_1^{\uparrow} = \Delta_1^{\downarrow}$; $\Delta_2^{\uparrow} = \Delta_2^{\downarrow}$ из выражения (24) легко получить, что

$$\Delta^{f}_{\mathrm{GMR}} = \frac{2\Delta_n + \Delta_1[(\Delta_n + \Delta_1)^2 - \Delta_2^2]}{(\Delta_n + \Delta_1)^3} \times$$

$$\times \left(\alpha^{\uparrow}\left[\frac{\Delta_1}{\Delta_n + \Delta_1} - \frac{\Delta_1}{2\Delta_n + \Delta_1} + \frac{\Delta_1 + \Delta_2}{2(\Delta_n + \Delta_1)} - \frac{\Delta_1 + \Delta_2}{\Delta_n + \Delta_1 + \Delta_2}\right] + \right.$$

$$\left. + \alpha^{\downarrow}\left[\frac{\Delta_1}{\Delta_n + \Delta_1} - \frac{\Delta_1}{2\Delta_n + \Delta_1} + \frac{\Delta_1 - \Delta_2}{2(\Delta_n + \Delta_1)} - \frac{\Delta_1 - \Delta_2}{\Delta_n + \Delta_1 + \Delta_2}\right]\right). \quad (26)$$

Рассмотрим следствия из выражения (26). Сначала положим $\Delta_2 = 0$, что соответствует отсутствию ГМС. Поскольку при хаотической ориентации моментов гранул АМС не возникает, то в этом случае

$$\Delta^f = \frac{\rho(H_s)_{\mathrm{j}\perp\mathrm{M}} - \rho(H_s)_{\mathrm{j}\parallel\mathrm{M}}}{\rho(H_c)} = -\frac{1}{2}\left(\alpha^\uparrow + \alpha^\downarrow\right)\frac{\Delta_1^2}{(\Delta_n + \Delta_1)^2} = -2\left(\frac{\rho_m}{\rho}\right)^2\left(\alpha^\uparrow + \alpha^\downarrow\right), \tag{27}$$

где H_c — поле насыщения, а ρ_m — вклад магнитных гранул в сопротивление. Следовательно, АМС гранулированной пленки существенно зависит от объемной доли магнитных гранул, что заведомо уменьшает АМС композита по сравнению с однородным ферромагнетиком. В противоположном предельном случае, когда ГМС достигает 100%, ($\Delta_2 = \Delta_n + \Delta_1$) $\Delta^f_{\mathrm{GMR}} = 0$. Это связано с тем, что АМС не влияет на величину $\rho(H_c)$, а при величине ГМС, равной 100%, $\rho(H_c) = 0$. В области средних значений отношения $\frac{\Delta_2}{\Delta_n + \Delta_1} \sim \frac{1}{2}$, что соответствует реальным гранулированным пленкам с ГМС, из (26) следует, что Δ^f_{GMR} может быть любого знака (в зависимости от отношения параметров Δ_n, Δ_1 и Δ_2), того же порядка величины, что и выражение (27). Сделанные выводы об анизотропии магнитосопротивления в гранулированных пленках остаются справедливыми и в более общем случае, когда $\Delta_1^\uparrow \neq \Delta_1^\downarrow$, $\Delta_2^\uparrow \neq \Delta_2^\downarrow$ (см. (18)). Однако численные оценки показывают, что эта анизотропия в гранулированных пленках не превышает 1%.

Таким образом, можно сделать следующие выводы.

1) Спонтанная анизотропия сопротивления ферромагнетиков приводит к анизотропии ГМС в спин-вентильных сэндвичах и мультислоях, заключающейся в зависимости ГМС от ориентации тока относительно намагниченности в плоскости слоев. Для пермаллоевых спин-вентильных сэндвичей эта анизотропия может достигать при 4 K 4.4 %.

2) При токе, ориентированном перпендикулярно плоскости слоев многослойной системы, спонтанная анизотропия сопротивления приводит к изменению величины ГМС на величину, не превышающую 2%.

3) Магнитные гранулированные пленки обладают анизотропией магнитосопротивления как при наличии, так и при отсутствии ГМС.

Список литературы

[1] Levy D.M. Giant magnetoresistance in magnetic layered and granular materials. Submitted to Solid State Physics // Ed. D. Turnbull, H. Ehrenreich. 1994.
[2] Dieny B., Speriosu V.S., Parkin S.S., Gurney B.A., Wilhoit D.R., Mauri D. // Phys. Rev. B. 1991. V. 43. N 4. P. 1297–1300.
[3] Berkowitz A.E., Mitchell J.R., Carey M.J., Yong A.P., Zhang S., Spada F.E., Parker F.T., Hutter A., Thomas G. // Phys. Rev. Lett. 1992. V. 68. N 25. P. 3745–3748.
[4] Xiao Y.Q., Jiang J.S., Chien C.L. // Phys. Rev. Lett. 1992. V. 68. N 25. P. 3749–3751.
[5] Camley R.E., Barnas J. // Phys. Rev. Lett. 1989. V. 63. N 20. P. 664–667.
[6] Vedyayev A., Dieny B., Ryzhanova N. // Europhys. Lett. 1992. V. 19. N 4. P. 329–335.
[7] Valet T., Fert A. // Phys. Rev. B. 1993. V. 48. N 3. P.7099–7113.
[8] Zhang S., Levy P.M. // J. Appl. Phys. 1993. V. 73. N 10. P. 5315–5319.
[9] Malozemoff A.P. // Phys. Rev. B. 1986. V. 34. N 3. P. 1853–1863.
[10] Potter R.I. // Phys. Rev. B. 1974. V. 10. N 11. P. 4626–4634.
[11] Dorleijn W.F. // Phil. Res. Rep. 1976. V. 31. N 3. P. 287–410.