УДК 535.24.2

ГИГАНТСКОЕ ПОГЛОЩЕНИЕ ЗВУКОВОЙ ЭНЕРГИИ В МАГНИТОУПОРЯДОЧЕННЫХ СВЕРХРЕШЕТКАХ

Л.В. Дехтярук
Харьковский государственный технический университет строительства и архитектуры, ул. Сумская, 40, г. Харьков, 61002
E-mail: dekhtyaruk@mail.ru

С *использованием квазиклассического приближения теоретически проанализировано гигантское поглощение звуковой энергии в магнитных сверхрешетках, состоящих из чередующихся слоев магнитного металла, разделенных ультратонкими немагнитными прослойками. Показано, что механизмы гигантского магниторезистивного эффекта могут проявляться в поглощении ультразвука.*

ВВЕДЕНИЕ

Многослойные искусственно созданные магнитные пленочные структуры (сверхрешетки), состоящие из магнитных слоев металла, разделенных немагнитными прослойками (спейсерами), в которых наблюдается эффект гигантского магнитосопротивления (ГМС) [1], являются одними из наиболее перспективных материалов для создания элементной базы акустоэлектроники, микроэлектроники и вычислительной техники (см., например, лит. обзоры [2,3] и цитируемую там литературу). Несмотря на огромное количество экспериментальных и теоретических работ по изучению гигантского магниторезистивного эффекта в таких системах, на сегодняшний день не до конца выяснено, какие механизмы формируют максимальное значение амплитуды эффекта ГМС. Для выяснения этих механизмов, очевидно, следует привлечь новые методы изучения транспортных свойств в магнитных образцах, таких, как изучение акустоэлектронных эффектов [4-7], т.к., очевидно, следует ожидать гигантского изменения коэффициента поглощения звуковой волны в таких системах при их перемагничивании. В настоящем сообщении приводятся результаты теоретического рассмотрения деформационного поглощения звуковой волны, распространяющейся вдоль границы раздела слоев (ГРС) металла (интерфейсов) в магнитной сверхрешетке. Для простоты будем считать, что магнитные слои в образце однодоменные, чтобы исключить из рассмотрения резонансное взаимодействие электронов с доменными границами [8,9], и изотропные по отношению к своим упругим свойствам.

ПОГЛОЩЕНИЕ ЗВУКОВОЙ ЭНЕРГИИ В МАГНИТНОМ ОБРАЗЦЕ С АНТИ - И ФЕРРОМАГНИТНОЙ КОНФИГУРАЦИЕЙ

Рассмотрим магнитную сверхрешетку, состоящую из «бесконечного» числа магнитных слоев разной толщины $\left(d_j \neq d_n,\ j \neq n = 1,2\right)$, разделенных ультратонкими немагнитными спейсерами, роль которых в рассматриваемой простой модели сводится к формированию типа магнитной структуры. Будем полагать, что в сверхрешетке реализуется $a \rightarrow p -$ конфигурация (векторы намагниченности в соседних магнитных слоях антипараллельны), а толщины слоев в образце значительно больше дебройлевской длины волны электронов, так что акустоэлектронный эффект может быть описан с помощью квазиклассической функции распределения.

Для того чтобы вычислить коэффициент электронного поглощения энергии продольной звуковой волны $\mathbf{u} = (0; u_0 \exp\{i \quad k \quad x - i\omega \quad t\}; 0)$, распространяющейся вдоль границы раздела слоев

$$\Gamma = \frac{1}{d}\mathrm{Re}\sum_{\sigma=\pm}\sum_{j=1}^{2}\frac{1}{W_j}\int_0^{d_j} dx \int d^3 p^{(n-j)\sigma} \left\langle \quad g_j^*(\mathbf{p}) f_j^{(n-j)\sigma}\left(|x|, \mathbf{p}^{(n-j)\sigma}\right)\right\rangle, \tag{1}$$

необходимо решить линеаризованное по малому тензору деформации u_{ik} кинетическое уравнение для функции распределения электронов

$$f_j^{(n-j)\sigma}(x, \mathbf{p}^{(n-j)\sigma}, t) = f_0^{(n-j)\sigma} - \frac{\partial \quad f_0^{(n-j)\sigma}}{\partial \varepsilon_{0j}^{(n-j)\sigma}} \Psi_j^{(n-j)\sigma}(x, \mathbf{p}^{(n-j)\sigma}) e^{i\,(k\;x - \omega_j\;t)}, \tag{2}$$

которое в τ - приближении для интеграла столкновений имеет следующий вид:

$$v_{x\;j}^{(n-j)\sigma} \frac{\partial \quad \Psi_j^{(n-j)\sigma}}{\partial \quad x} + \{\nu_j^{(n-j)\sigma} + i \quad (k \quad v_{x\;j}^{(n-j)\sigma} - \omega_j)\}\Psi_j^{(n-j)\sigma} = \Lambda_{ik}(\mathbf{p}) \quad \dot{u}_{ik} \equiv g_j(\mathbf{p}). \tag{3}$$

У формулах (1) – (3) введены следующие обозначения: $d = d_1 + d_2$ - толщина элемента периодичности мультислоя, т.е. толщина бислоя; $\sigma = \pm(\uparrow\downarrow)$ - знак проекции спина на локальное направление вектора намагниченности в магнитном слое; $W_j = \frac{1}{2}\left(\rho_j \quad s_j \quad |\dot{\mathbf{u}}(0)|^2\right)$ - плотность потока звуковой энергии; ρ_j - плотность металла; $\omega_j = s_j k$ - частота; s_j - скорость звука; k – волновое число; $|\dot{\mathbf{u}}(0)|$ - скорость смещения атомов металла под действием волны; x, $\mathbf{p}^{(n-j)\,\sigma}$, $v_{x\;j}^{(n-j)\,\sigma}$ –координата, квазиимпульс и скорость электрона; $\nu_j^{(n-j)\sigma} = 1 \setminus \tau_j^{(n-j)\sigma}$ - время релаксации носителей заряда; Λ_{ik} - отличие деформационного потенциала λ_{ik} от его среднего значения на поверхности Ферми, описывающее локальное изменение закона дисперсии электронов в поле звуковой волны и по порядку величины совпадающее с энергией Ферми. Точка означает частную производную по времени, угловыми скобками обозначено интегрирование по поверхности Ферми, а знак “*” означает комплексное сопряжение.

При температурах ниже дебаевской основным механизмом электронного поглощения энергии звуковой волны является деформационное поглощение, которое связанно с перенормировкой энергии носителей заряда в деформированном акустической волной металле, а джоулевыми потерями можно пренебречь [10].

Общее решение кинетического уравнения (3)

$$\Psi_j^{(n-j)\sigma}(x,\mathbf{p}^{(n-j)\sigma}) = F_j^{(n-j)\sigma}\exp\left\{-\frac{\nu_j^{(n-j)\sigma} + i(k\ \upsilon_{x\ j}^{(n-j)\sigma} - \omega_j)}{\upsilon_{x\ j}^{(n-j)\sigma}}(x-x_s)\right\} +$$

$$+\frac{1}{\upsilon_{x\ j}^{(n-j)\sigma}}\int_{x_s}^{x} d\ x'\ g_j(\mathbf{p})\exp\left\{-\frac{\nu_j^{(n-j)\sigma} + i\ (k\ \upsilon_{x\ j}^{(n-j)\sigma} - \omega_j)}{\upsilon_{x\ j}^{(n-j)\sigma}}(x-x')\right\}, \qquad (4)$$

содержит произвольные функции $F_j^{(n-j)\sigma}$, которые следует определить с помощью граничных условий, описывающих характер взаимодействия электронов с интерфейсами многослойного образца.

Пренебрегая незначительными краевыми эффектами и предполагая, что закон дисперсии для носителей заряда в каждом слое многослойной магнитной пленки квадратичный и изотропный, граничные условия для функции $\Psi_j^{(n-j)\sigma}(x,\mathbf{p}^{(n-j)\sigma})$ (4) могут быть записаны в следующем виде [11]:

$$\Psi_j^{a_j;\,(n-j)\sigma}\left(s_n d_j,\mathbf{p}^{(n-j)\sigma}\right) = P_{j\ n}^{(n-j)\sigma}\Psi_j^{a_n;\,(n-j)\sigma}\left(0,(\mathbf{p}')^{(n-j)\sigma}\right) + Q_{n\ j}^{(j-n)\ \sigma}\Psi_n^{a_j;\,(j-n)\ \sigma}\left(0,(\mathbf{p}'')^{(j-n)\ \sigma}\right), \qquad (5)$$

$$\Psi_j^{a_n;\,(n-j)\sigma}\left(0,\mathbf{p}^{(n-j)\sigma}\right) = P_{j\ n}^{(n-j)\sigma}\Psi_j^{a_j;\,(n-j)\sigma}\left(0,(\mathbf{p}')^{(n-j)\sigma}\right) + Q_{n\ j}^{(j-n)\ \sigma}\Psi_n^{a_n;\,(j-n)\ \sigma}\left(0,(\mathbf{p}'')^{(j-n)\ \sigma}\right). \qquad (6)$$

Здесь $P_{j\ n}^{(n-j)\ \sigma} = const$ - вероятность зеркального отражения носителя заряда от границы раздела между j – м и n – м слоями; $Q_{n\ j}^{(j-n)\ \sigma} = const$ – вероятность прохождения электрона с n – го слоя в j – й слой без рассеяния, так что $P_{j\ n}^{(n-j)\ \sigma} + Q_{n\ j}^{(j-n)\ \sigma} \le 1$. Кваиимпульсы $\mathbf{p}^{(n-j)\sigma}$, $(\mathbf{p}')^{(n-j)\sigma}$ и $(\mathbf{p}'')^{(j-n)\sigma}$ связаны условиями сохранения энергии и тангенциальной по отношению к межслойной границе компоненты квазиимпульса. Первый верхний индекс $a_j = \pm$ и указывает знак нормальной к ГРС составляющей скорости $\upsilon_{x\ j}^{(n-j)\sigma}$, а второй верхний индекс определяет знак проекции спина на направление вектора намагниченности в магнитном слое.

Подставляя функции $\Psi_j^{(n-j)\sigma}(x,\mathbf{p}^{(n-j)\sigma})$ в форме (4) в граничные условия (5) и (6), получим систему их 8 линейных алгебраических уравнений относительно $F_j^{(n-j)\sigma}$. Зная функции распределения $\Psi_j^{(n-j)\sigma}(x,\mathbf{p}^{(n-j)\sigma})$, для коэффициента электронного поглощения звуковой энергии (1) в образце с антиферромагнитным упорядочением векторов намагниченности в соседних магнитных слоях может быть получено следующее выражение:

$$\Gamma_{ap} = \frac{1}{d}\mathrm{Re}\left\{\sum_{\sigma=\pm}\sum_{j=1}^{2} d_j \Gamma_{0\ j}^{\sigma}\Phi_{ap\ j}^{\sigma}\right\}, \qquad (7)$$

где d – толщина бислоя; $\Gamma_{0\,j}^{\sigma}$ определяет объемное значение коэффициента поглощения

$$\Gamma_{0\,j}^{\sigma} = \frac{8\pi p_F^2 g_j g_j^*}{W_j h^3 k v_F^2} \operatorname{arctg} kl_j^{\sigma} \equiv G_0 \operatorname{arctg} kl_j^{\sigma}, \tag{8}$$

а функции $\Phi_{ap\,j}^{\sigma}$ определяют степень влияния конечности слоев металла на поглощательную способность многослойного образца и равны

$$\Phi_{ap\,j}^{\sigma} = 1 - \frac{2kl_j^{\sigma}}{\pi t_j^{\sigma} \operatorname{arctg} kl_j^{\sigma}} \int_0^{\pi/2} d\varphi \int_0^1 dx \frac{dxx\left(1 - E_j^{\sigma}\right)}{H_j^{\sigma\,2}} G_j^{\sigma}, \tag{9}$$

$$G_j^{\sigma} = 1 - \frac{1}{\Delta^{\sigma}} \left\{ \left(1 + P_{j\,n}^{\sigma} E_j^{\sigma}\right) \left(1 + P_{n\,j}^{-\sigma} E_n^{-\sigma}\right) - Q_{j\,n}^{\sigma} Q_{n\,j}^{-\sigma} E_j^{\sigma} E_n^{-\sigma} \right\} \left\{ C_j^{\sigma} \left(1 - P_{n\,j}^{-\sigma} E_n^{-\sigma}\right) + \right.$$

$$\left. + Q_{n\,j}^{-\sigma} \frac{\tau_n^{-\sigma}}{\tau_j^{\sigma}} E_n^{-\sigma} C_n^{-\sigma} \right\}, \tag{10}$$

$$\Delta^{\sigma} = 1 - P_{j\,n}^{\sigma\,2} E_j^{\sigma\,2} - P_{n\,j}^{-\sigma 2} E_n^{-\sigma 2} - 2Q_{j\,n}^{\sigma} Q_{n\,j}^{-\sigma} E_j^{\sigma} E_n^{-\sigma} + (Q_{j\,n}^{\sigma} Q_{n\,j}^{-\sigma} - P_{j\,n}^{\sigma} P_{n\,j}^{-\sigma})^2 E_j^{\sigma 2} E_n^{-\sigma 2},$$

$$C_j^{\sigma} = P_{j\,n}^{\sigma}\left(1 - E_j^{\sigma}\right) + Q_{n\,j}^{-\sigma} \frac{\tau_n^{-\sigma}}{\tau_j^{\sigma}} \left(1 - E_n^{-\sigma}\right),$$

$$E_j^{\sigma} = \exp\left\{ -\frac{t_j^{\sigma}}{x} H_j^{\sigma} \right\}, \quad H_j^{\sigma} = 1 + ikl_j^{\sigma} \cos\varphi \sqrt{1 - x^2}, \quad t_j^{\sigma} = \frac{d_j}{l_j^{\sigma}}.$$

Здесь h – постоянная Планка; v_F и p_F – скорость и энергия электронов на поверхности Ферми, которые в рассматриваемой модели будем считать не зависящими от спинового индекса.

Полученное общее выражения (9) для размерной функции $\Phi_{ap\,j}^{\sigma}$ (при произвольных значениях параметром, входящих в конечный результат вычислений) может быть упрощено для образца, состоящего из толстых $\left(t_j^{\sigma} >> 1\right)$ или тонких $\left(t_j^{\sigma} << 1\right)$ слоев металла. Если толщина слоев в многослойном образце значительно больше, чем длина свободного пробега носителей заряда в них, то размерные функции можно представить в следующем виде:

$$\Phi_{ap\,j}^{\sigma} = 1 - \frac{kl_j^{\sigma}}{\operatorname{arctg}\left(kl_j^{\sigma}\right)} \frac{l_j^{\sigma}}{d_j} \left\{ \frac{1}{1 + k^2 l_j^{\sigma 2}} - \frac{1 + P_{j\,n}^{\sigma}}{4k^2 l_j^{2\sigma}} \ln\left(1 + k^2 l_j^{\sigma 2}\right) - \right.$$

$$\left. - \frac{Q_{n\,j}^{\sigma}}{4\left(kl_n^{\sigma} - kl_j^{\sigma}\right)} \frac{\tau_n^{-\sigma}}{\tau_j^{\sigma}} \left(\frac{1}{kl_n^{\sigma}} \ln\left(1 + k^2 l_n^{2\sigma}\right) - \frac{1}{kl_j^{\sigma}} \ln\left(1 + k^2 l_j^{2\sigma}\right) \right) \right\}. \tag{11}$$

Отсюда в областях слабой $\left(kl_j^{\sigma} << 1\right)$ и сильной $\left(kl_j^{\sigma} >> 1\right)$ пространственной дисперсии размерные функции равны

$$\Phi^{\sigma}_{ap\ j}=1-\frac{l_j^{\sigma}}{4d_j}\left\{\left(1-P^{\sigma}_{j\,n}\right)\ \left(1-\frac{5}{12}k^2l_j^{\sigma 2}\right)-Q^{\sigma}_{n\ j}\frac{\tau_n^{-\sigma}}{\tau_j^{\sigma}}\left(1+\frac{1}{12}k^2l_j^{\sigma 2}-\frac{1}{4}k^2l_n^{-\sigma 2}-\frac{1}{4}kl_j^{\sigma 2}kl_n^{-\sigma 2}\right)\right\},$$

$$kl_j^{\sigma}\ll 1\,, \qquad (12)$$

$$\Phi^{\sigma}_{ap\ j}=1-\frac{2}{\pi\ \ k\ \ d_j}\left\{\left(1-P^{\sigma}_{j\,n}\right)\left(1-\frac{1}{kl_j^{\sigma}}\right)-Q^{-\sigma}_{n\ j}\left(1-\frac{kl_j^{\sigma}+kl_j^{-\sigma}}{2kl_j^{\sigma}kl_n^{-\sigma}}\right)\right\}\ ,\ kl_j^{\sigma}\gg 1\,. \qquad (13)$$

Если же слои многослойного образца тонкие, то для произвольных значений параметров kl_j^{σ} размерные функции запишутся в виде

$$\Phi^{\sigma}_{ap\ j}=\frac{1}{2}\frac{\left(1+P^{\sigma}_{j\,n}\right)\left(1-P^{-\sigma}_{n\ j}\right)+Q^{\sigma}_{j\,n}Q^{-\sigma}_{n\ j}+2Q^{-\sigma}_{n\ j}d_{n,j}}{\left(1-P^{\sigma}_{j\,n}\right)\left(1-P^{-\sigma}_{n\ j}\right)-Q^{\sigma}_{j\,n}Q^{-\sigma}_{n\ j}}\frac{kd_j}{\operatorname{arctg}kl_j^{\sigma}}\ln\frac{1}{t_j^{\sigma}}\,, \qquad (14)$$

где $d_{n,j}=d_n/d_j$ - отношение толщин соседних слоев металла.

Предположим, что к многослойному образцу приложено относительно слабое перемагничивающее магнитное поле. В этом случае влиянием магнитного поля на траектории движения электронов можно пренебречь, и его роль сводится к тому, что магнитные моменты в магнитных слоях металла будут ориентироваться вдоль магнитного поля. Тогда коэффициент поглощения звуковой энергии Γ_p в сверхрешетке с $p-$конфигурацией будет определяться следующим выражением:

$$\Gamma_p=\frac{1}{d}\mathrm{Re}\left\{\sum_{\sigma=\pm}\sum_{j=1}^{2}d_j\Gamma^{\sigma}_{0\ j}\Phi^{\sigma}_{p\ j}\right\}, \qquad (15)$$

в котором размерные функции $\Phi^{\sigma}_{p\ j}$ и их асимптотические приближения определены формулами (9) – (14), в которых следует произвести замену

$$-\sigma\to\sigma\,. \qquad (16)$$

ПРИБЛИЖЕННЫЕ ВЫРАЖЕНИЯ ДЛЯ АКУСТИЧЕСКОГО АНАЛОГА ЭФФЕКТА ГИГАНТСКОГО МАГНИТОСОПРОТИВЛЕНИЯ

Количественной характеристикой акустического аналога эффекта ГМС является величина

$$\Gamma_G=\frac{\Delta\Gamma}{\Gamma_p}\equiv\frac{\Gamma_p-\Gamma_{a\ p}}{\Gamma_p}, \qquad (17)$$

где Γ_{ap} и Γ_p – коэффициенты электронного поглощения энергии звуковой волны в магнитном мультислое с ap- и p - конфигурациями соответственно, которые определены формулами (7) и (15).

Предположим, что взаимодействие носителей заряда с границами раздела слоев металла не приводит к диссипации электронного спин - поляризованого потока, а его релаксация обусловлена спин – зависимым рассеянием (СЗР) электронов в объеме магнитных слоев металла. В этом случае изменение коэффициента поглощения в сверхрешетке, которое обусловлено ее перемагничиванием, равно:

$$\Gamma_G = \begin{cases} \dfrac{(\alpha_{b1}-1)\ \ (\alpha_{b2}-1)}{1+\alpha_{b1}\beta_b+\alpha_{b2}\left(\ \alpha_{b1}+\beta_b^{-1}\right)}, \\ \dfrac{\left(1-\alpha_b\right)^2}{\left(1+\alpha_b\right)^2},\ \alpha_{b1}=\alpha_{b2}=\alpha_b, \end{cases} \tag{18}$$

где $\beta_b = \Gamma_{02}^{+}/\Gamma_{01}^{+}$, а параметры

$$\alpha_{b\ j} =\equiv \frac{\Gamma_{0\ j}^{+}}{\Gamma_{0\ j}^{-}} \tag{19}$$

определяют асимметрию объемного СЗР носителей заряда.

Если слои в сверхрешетке тонкие, то доминирующим механизмом релаксации электронов является их рассеяние на интерфейсах образца, а рассеяние носителей заряда в объеме слоев металла будет незначительным и им можно пренебречь. Первоначально предположим, что ГРС диффузным образом рассеивают электроны $\left(P_{j\ n}^{\sigma} \to 0\right)$. В этом случае если пренебречь логарифмическим фактором и несущественным численным множителем в формуле (14), то размерные функции можно записать таким образом:

$$\Phi_{ap\ j}^{\sigma} = \frac{kd_j}{\operatorname{arctg} kl_j^{\sigma}} \frac{4 - T_{Q\ j\ n}^{\sigma} - 3T_{Q\ n\ j}^{-\sigma} + T_{Q\ j\ n}^{\sigma} T_{Q\ n\ j}^{-\sigma}}{T_{Q\ j\ n}^{\sigma} + T_{Q\ n\ j}^{-\sigma} - T_{Q\ j\ n}^{\sigma} T_{Q\ n\ j}^{-\sigma}}, \qquad \Phi_{p\ j}^{\sigma} = \Phi_{ap\ j}^{\sigma}\Big|_{\text{при } -\sigma \to \sigma}, \tag{20}$$

где параметр

$$T_{Q\ j\ n}^{\sigma} = 1 - Q_{j\ n}^{\sigma} \tag{21}$$

определяет вероятность диффузного рассеяния электрона с j – го слоя в n – й слой образца.

Подставляя значения для $\Phi_{ap\ j}^{\sigma}$ (20) в формулу (7), а соотношения для $\Phi_{p\ j}^{\sigma}$ (20) – в формулу (15), для коэффициентов поглощения звуковой энергии в образцах с анти – и ферромагнитным взаимодействием получаем следующие выражения:

$$\begin{aligned} \Gamma_{ap} &= \frac{G_0 kd}{\left(T_{Q\ 12}^{+} + T_{Q\ 21}^{-}\right)\ \left(T_{Q\ 12}^{-} + T_{Q\ 21}^{+}\right)} \Delta^*, \\ \Gamma_{P} &= \frac{G_0 kd}{\left(T_{Q\ 12}^{+} + T_{Q\ 21}^{+}\right)\ \left(T_{Q\ 12}^{-} + T_{Q\ 21}^{-}\right)} \Delta^*, \end{aligned} \tag{22}$$

$$\Delta^* = T_{Q\,12}^{+} + T_{Q\,12}^{-} - T_{Q\,12}^{+} T_{Q\,12}^{-} - T_{Q\,21}^{+} T_{Q\,21}^{-} + \left(T_{Q\,21}^{+} + T_{Q\,21}^{-}\right)\ \left(1 - T_{Q\,12}^{+} - T_{Q\,12}^{-}\right). \tag{23}$$

Зная явные выражения для коэффициентов поглощения $\Gamma_{a\ p}$ и Γ_p, можно определить величину Γ_G:

$$\Gamma_G = \beta_Q^+ \frac{\left(\alpha_{Q\,12}-1\right)\ \left(\alpha_{Q\,21}-1\right)}{\left(1+\alpha_{Q\,12}\beta_Q^-\right)\ \left(\alpha_{Q21}+\beta_Q^+\right)} = \begin{cases} \dfrac{\left(\alpha_Q-1\right)^2}{\left(\alpha_Q+1\right)^2}, & \alpha_{Q\,j\,n}=\alpha_{Q\,n\,j}=\alpha_Q, \beta_Q^{\pm}=1, \\ 0, & T_{Q\,j\,n}^{+}=T_{Q\,n\,j}^{-}. \end{cases} \tag{24}$$

где $\beta_Q^{\pm} = \dfrac{T_{Q\,12}^{\pm}}{T_{Q\,21}^{\pm}}$, а коэффициент $\alpha_{Q\,j\,n}$ определяет спиновую асимметрию вероятности прохождения электронов через границу раздела слоев

$$\alpha_{Q\,j\,n} = \frac{T_{Q\,j\,n}^{+}}{T_{Q\,j\,n}^{-}}. \tag{25}$$

Если границы раздела непрозрачны для электронов $\left(Q_{j\,n}^{\sigma} \to 0\right)$, то, как следует из формулы (14), размерные функции в мультислое с $p-$конфигурацией равны (мы снова пренебрегли численным и логарифмическим множителями и произвели замену (16)):

$$\Phi_{p\,j}^{\sigma} = \frac{kd_j}{\operatorname{arctg} kl_j^{\sigma}} \frac{2-T_{P\,j\,n}^{\sigma}}{T_{P\,j\,n}^{\sigma}}, \tag{26}$$

где величина $T_{P\,j\,n}^{\sigma}$ определяет вероятность диффузного рассеяния носителей заряда на интерфейсе образца без перехода в соседний слой и равна

$$T_{P\,j\,n}^{\sigma} = 1 - P_{j\,n}^{\sigma}. \tag{27}$$

Если же в многослойном образце реализуется $ap-$ конфигурация, то коэффициент диффузности T_{ap} между магнитными слоями с антипараллельными намагниченностями можно записать в виде [12]

$$T_{ap} = \frac{1}{2}\left(T_{P\,j\,n}^{+} + T_{P\,j\,n}^{-}\right). \tag{28}$$

Произведя замену в формуле (26):

$$T_{P\,j\,n}^{s} \to T_{a\,p} = \frac{1}{2}\left(T_{P\,j\,n}^{+} + T_{P\,j\,n}^{-}\right) \tag{29}$$

и выполнив требуемые алгебраические преобразования, для размерных функций получим следующее выражения:

$$\Phi_{ap\,j}^{\sigma} = \frac{kd_j}{\operatorname{arctg} kl_j^{\sigma}} \frac{4-T_{P\,j\,n}^{\sigma}-T_{P\,n\,j}^{-\sigma}}{T_{P\,j\,n}^{\sigma}+T_{P\,n\,j}^{-\sigma}}. \tag{30}$$

Подставляя формулу (30) в (7), а соотношения (26) в (15), для коэффициентов поглощения в образце с ap- и $p-$конфигурациями получим такие выражения:

$$\Gamma_{ap} \cong \frac{G_0 kd}{\left(T^{+}_{P\,12}+T^{-}_{P\,12}\right)\left(T^{+}_{P\,21}+T^{-}_{P\,21}\right)}\left\{2\left(T^{+}_{P\,12}+T^{-}_{P\,12}\right)+\right.$$
$$\left.+\left(T^{+}_{P\,21}+T^{-}_{P\,21}\right)\left(2-T^{+}_{P\,12}+T^{-}_{P\,12}\right)\right\}, \tag{31}$$

$$\Gamma_{p} \cong \frac{G_0 kd}{T^{+}_{P\,12}T^{-}_{P\,12}T^{+}_{P\,21}T^{-}_{P\,21}}\left\{T^{+}_{P\,12}T^{-}_{P\,12}\left(T^{+}_{P\,21}+T^{-}_{P\,21}\right)+T^{+}_{P\,21}T^{-}_{P\,21}\left(T^{+}_{P\,12}+T^{-}_{P\,12}\right)\right\} \tag{32}$$

Соответственно амплитуда эффекта может быть оценена по следующей формуле:

$$\Gamma_G = \beta^{+}_{P}\frac{(\alpha_{P12}+1)(\alpha_{P21}-1)^2+(\alpha_{P21}+1)(\alpha_{P12}-1)^2}{(1+\alpha_{p12})(1+\alpha_{p21})\left(1+\alpha_{P12}+\beta^{+}_{P}(1+\alpha_{p21})\right)}=$$
$$=\begin{cases}\dfrac{(\alpha_P-1)^2}{(\alpha_P+1)^2}, \alpha_{P\,j\,n}=\alpha_{P\,n\,j}=\alpha_P, \beta^{\pm}_{P}=1,\\ 0,\ T^{\sigma}_{P\,j\,n}=T^{-\sigma}_{P\,n\,j},\end{cases} \tag{33}$$

где $\beta^{\pm}_{P}=\dfrac{T^{\pm}_{P\,12}}{T^{\pm}_{P\,21}}$, а величина $\alpha_{P\,j\,n}$ определяет спиновую асимметрию диффузного рассеяния электронов на интерфейсе образца и равна

$$\alpha_{P\,j\,n}=\frac{T^{+}_{P\,j\,n}}{T^{-}_{P\,j\,n}}. \tag{34}$$

Полученные простые асимптотические выражения (24) и (33) для оценки амплитуды акустического аналога эффекта ГМС, обусловленного интерфейсным СЗР электронов, могут быть использованы для оценки величины самого гигантского магниторезистивного эффекта. Также заметим, что при выполнении равенств $\alpha_{P\,jn}=\alpha_{P\,n\,j}$ формула (33) формально совпадает с формулой (4) работы [12], в которой следует пренебречь квадратичным по параметру диффузности множителем и ввести величину $\alpha_{P\,j\,n}$, которая определена формулой (34).

Так как многослойный образец формально можно рассматривать как сандвич, внешние границы которого зеркальным образом рассеивают электроны, то полученные формулы (18), (24) и (33) могут быть также использованы для оценки величины Γ_G в трехслойной магнитной пленке.

ВЫВОДЫ

Таким образом, при распространении продольной звуковой волны вдоль ГРС металла в сверхрешетке следует ожидать гигантского поглощения энергии акустической волны, если многослойный образец перемагнитить. Как следует из полученных приближенных выражений (18), (24) и (33), гигантское изменение коэффициента поглощения обусловлено асимметричным СЗР носителей заряда в объеме магнитных слоев металла и на их интерфейсах.

SUMMARY

GIANT ABSORPTION SOUND ENERGY IN MAGNETIC SUPERLATTICES

L.V. Dekhtyaruk
Kharkiv State Technical University of building and architecture
40, Sumska Str., Kharkov, 61002, Ukraine
e-mail: dekhtyaruk@mail.ru

It is shown that the mechanisms of the giant magnetoresistance effect observed in metal magnetic multiplayer films manifest themselves in the absorption of ultrasound penetrating the films.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Baibich M.N., Broto J.M., Fert A., Nguyen Van Dau, Petroff F., Eitenne P., Greuzet G., Friederich A., Chazelas J. Giant magnetoresistance of (001) Fe/(001) Cr magnetic superlattices // Phys. Rev. Lett. – 1998. – V.61, № 21. – P. 2472 – 2475.
2. Дорогань В.Г., Моцний Ф.В. Спін – поляризовані електрони в електроніці майбутнього // УФЖ. – 2004. – Т.49, №12. – С.1174 –1187.
3. Tsymbal E.Y., Pettifor D.G. Perspectives of giant magnetoresistance // Solid State Physics. – 2002. - V. 56 . P.113 - 237.
4. Окулов В.И., Памятных Е.А., Устинов В.В., Машарова И.С. Акустический аналог эффекта гигантского магнитосопротивления в металлических многослойных пленках //ФНТ. – 1995. – Т.21, №8. – С.885 – 887.
5. Окулов В.И., Устинов В.В., Памятных Е.А., Словиковская В.В. Электронный механизм изменения скорости звука с магнитным полем в магнитоупорядоченных металлических сверхрешетках // ФНТ. – 1996. – Т.22, №7. – С.832 – 834.
6. Машарова И.С., Окулов В.И., Памятных Е.А., Словиковская В.В., Устинов В.В. Влияние процесса намагничивания в металлических многослойных пленках на спектр и затухание поверхностных акустических волн Лява // Письма в ЖТФ. – 1996. – Т.22, Вып.13. – С.53 – 56.
7. Окулов В.И., Памятных Е.А., Словиковская В.В., Устинов В.В., Акустический магнитный резонанс в поглощении и дисперсии поверхностных упругих волн в многослойных пленках // ФНТ. – 1999. – Т.25, №2. – С.201 – 203.
8. Басс Ф.Г., Фалько В.Л. Энергетический спектр электрона в проводниках с магнитной доменной структурой // ФНТ. – 1980. – Т.6, №1. – С.60 – 71.
9. Басс Ф.Г., Фалько В.Л. Магнитоакустические электронные резонансы в проводниках с периодической доменной структурой // ФНТ. – 1982. – Т.8, №4. – С.412 – 419.
10. Абрикосов А.А. Основы теории металлов. – М.: Наука, 1987. – 520 с.
11. Camley R.E., Stamps R.L. Magnetic multilayers: spin configurations, excitations and giant magnetoresistance // J. Phys. Condens. Matter. – 1993. – V.5. - P.3727-3786.
12. Окулов В.И. К объяснению гигантского магнитосопротивления в металлических сверхрешетках // ФНТ. – 1994. – Т.20, №4. – С.400 – 402.

Дехтярук Л.В., кандидат физико-математических наук, доцент ХГТУСА, г. Харьков

Поступила в редакцию 6 апреля 2007 р.