

Влияние обменных свойств интерфейса на отражение поверхностных спиновых волн от одноосного мультислоистого ферромагнетика

С.А. Решетняк

Институт магнетизма НАН Украины, бул. Вернадского, 36-б, г. Киев, 03142, Украина
E-mail: rsa@users.ntu-kpi.kiev.ua

Статья поступила в редакцию 28 марта 2006 г.

Рассчитан коэффициент отражения поверхностных спиновых волн от мультислоистой ферромагнитной структуры с периодически модулированными параметрами обменного взаимодействия, одноосной магнитной анизотропии и намагниченности насыщения при неидеальном обмене между слоями. Исследовано влияние частоты волны, внешнего постоянного однородного магнитного поля и параметра поверхностного обмена в интерфейсе на коэффициент отражения поверхностных спиновых волн от мультислоистого ферромагнетика.

Розраховано коефіцієнт відбиття поверхневих спінових хвиль від мультишарової ферромагнітної структури з періодично модульованими параметрами обмінної взаємодії, одноосової магнітної анізотропії й намагніченості насичення при неідеальному обміні між шарами. Досліджено вплив частоти хвилі, зовнішнього постійного однорідного магнітного поля та параметра поверхневого обміну в інтерфейсі на коефіцієнт відбиття поверхневих спінових хвиль від мультишарового ферромагнетика.

PACS: 75.30.Ds, 75.50.Dd

Ключевые слова: поверхностные спиновые волны, ферромагнетик, мультислоистая структура, коэффициент отражения.

Введение

Физика мультислоистых структур — сегодня перспективная и интенсивно развивающаяся отрасль науки, что в первую очередь связано с широкими возможностями прикладного использования таких объектов, в частности в микроэлектронике. В этой связи характер распространения спиновых волн в подобных структурах вызывает повышенный интерес [1–3]. В работах [4–6] исследован спектр объемных спиновых волн и отражение объемных спиновых волн от бесконечной мультислоистой одноосной магнитной структуры в предположении идеальных обменных граничных условий. Настоящая работа посвящена исследованию отражательных характеристик мультислоистого одноосного ферромагнетика с учетом неидеальности магнитных свойств границ раздела слоев, которые ведут к проявлению дефекта обменного взаимодействия в интерфейсе. Кроме того, принимается во внимание модуляция не только параметров обменного

взаимодействия и анизотропии, но и намагниченности насыщения.

Основные уравнения

Рассмотрим систему, состоящую из трех частей, плоскости соприкосновения которых параллельны плоскости yz . Первая и третья (вдоль направления оси x) части представляют собой однородный одноосный полубесконечный ферромагнетик, а между ними находится N -слоистый ферромагнетик с модулированными константами обменного взаимодействия α , одноосной магнитной анизотропии β и намагниченности насыщения M_0 . Слои толщиной a и b расположены параллельно плоскости yz . Величины α , β и M_0 принимают значения $\alpha_1, \beta_1, M_{01}$ и $\alpha_2, \beta_2, M_{02}$ в соответствующих слоях, как показано на рис. 1. Легкая ось параллельна направлению внешнего постоянного однородного магнитного поля H_0 и оси z .

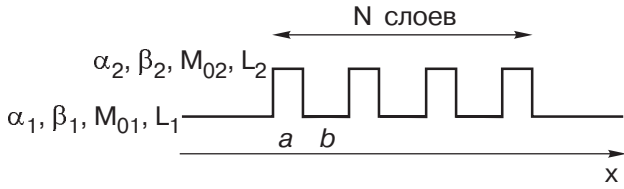


Рис. 1. Изменение параметров обменного взаимодействия α , одноосной анизотропии β , намагниченности насыщения M_0 и параметра закрепления спинов L вдоль структуры, состоящей из трех частей, плоскости соприкосновения которых параллельны плоскости yz .

Используем формализм спиновой плотности [7,8], согласно которому намагниченность можно представить в виде

$$\mathbf{M}_j(\mathbf{r}, t) = M_{0j} \Psi_j^+(\mathbf{r}, t) \boldsymbol{\sigma} \Psi_j(\mathbf{r}, t), \quad j = 1, 2. \quad (1)$$

В (1) Ψ_j — квазиклассические волновые функции, играющие роль параметра порядка спиновой плотности; \mathbf{r} — радиус-вектор декартовой системы координат; t — время; $\boldsymbol{\sigma}$ — матрицы Паули.

Уравнения Лагранжа для Ψ_j имеют вид

$$i\hbar \frac{\partial \Psi_j(\mathbf{r}, t)}{\partial t} = -\mu_0 \mathbf{H}_{ej}(\mathbf{r}, t) \boldsymbol{\sigma} \Psi_j(\mathbf{r}, t), \quad (2)$$

где μ_0 — магнетон Бора; ω_j — плотность энергии;

$$\mathbf{H}_{ej} = -\frac{\partial \omega_j}{\partial \mathbf{M}_j} + \frac{\partial}{\partial x_k} \frac{\partial \omega_j}{\partial (\partial \mathbf{M}_j / \partial x_k)}.$$

Отметим, что в обменном приближении при условии $L \gg l = a + b$, где L — характеристическая длина материала, плотность энергии в каждом из однородных слоев имеет вид

$$\omega_j = \frac{\alpha_j}{2} \left(\frac{\partial m_j}{\partial x_k} \right)^2 + \frac{\beta_j}{2} (m_{jx}^2 + m_{jy}^2) - H_0 M_{jz}, \quad (3)$$

$$j = 1, 2.$$

Здесь учтено, что в основном состоянии материал намагничен параллельно \mathbf{e}_z , $M_j^2(\mathbf{r}, t) = \text{const}$ и $\mathbf{M}_j(\mathbf{r}, t) = M_{0j} \mathbf{e}_z + \mathbf{m}_j(\mathbf{r}, t)$, где $\mathbf{m}_j(\mathbf{r}, t)$ — малая поправка к основному состоянию. Тогда, используя линейную теорию возмущений, решение (2) можно записать в виде

$$\Psi_j(\mathbf{r}, t) = \exp(i\mu_0 H_0 t / \hbar) \begin{pmatrix} 1 \\ \chi_j(\mathbf{r}, t) \end{pmatrix}, \quad (4)$$

где $\chi_j(\mathbf{r}, t)$ — малая добавка, характеризующая отклонение намагниченности материала от намагниченности в основном состоянии.

На поверхности $z = 0$ должно выполняться граничное условие [9]:

$$\frac{\partial \chi_j}{\partial z}(x, y, 0, t) - L_j \chi_j(x, y, 0, t) = 0,$$

где L_j — параметр закрепления спинов на поверхности магнетика. Линеаризуя уравнения (2) с учетом (4) и производя преобразование Фурье по времени и координате y , получаем для поверхностной спиновой волны, экспоненциально затухающей в глубь магнетика (вдоль оси z):

$$\left(\frac{d^2 \alpha_j}{dx^2} + \Omega_j - \alpha_j (k_y^2 - L_i^2) - \beta_j - \tilde{H}_{0j} \right) \chi_{j\omega, k}(x) = 0, \quad (5)$$

где $\tilde{H}_{0j} = H_0 / M_{0j}$, $\Omega_j = \omega \hbar / 2\mu_0 M_{0j}$, ω — частота, $j = 1, 2$.

Следуя [10], амплитуду отражения спиновой волны от мультислойной структуры, состоящей из N слоев, можно представить в виде

$$R_N = R \frac{1 - \exp(2iqLN)}{1 - R^2 \exp(2iqLN)}, \quad (6)$$

где R — амплитуда отражения от полубесконечной мультислойной структуры ($N = \infty$):

$$R = \frac{\sqrt{(\rho + 1)^2 - \tau^2} - \sqrt{(\rho - 1)^2 - \tau^2}}{\sqrt{(\rho + 1)^2 - \tau^2} + \sqrt{(\rho - 1)^2 - \tau^2}}; \quad (7)$$

q — блоховский квазиволновой вектор, определяемый уравнением

$$\exp(iqlN) = \frac{\sqrt{(\tau + 1)^2 - \rho^2} + \sqrt{(\tau - 1)^2 - \rho^2}}{\sqrt{(\tau + 1)^2 - \rho^2} - \sqrt{(\tau - 1)^2 - \rho^2}}; \quad (8)$$

$l = a + b$ — период структуры; ρ и τ — соответственно комплексные амплитуды отражения и прохождения для единичного симметричного (относительно своего центра) периода.

Поскольку уравнение (5) имеет форму, аналогичную уравнению Шредингера, амплитуды отражения и прохождения для отдельного периода можно найти, используя соответствующий метод квантовой механики.

Граничные условия

Для материала, состоящего из двух однородных частей, контактирующих вдоль плоскости yz , плотность энергии можно записать в виде

$$w = \sum_{j=1}^2 \theta[(-1)^j x] w_j + A \delta(x) \mathbf{M}_1 \mathbf{M}_2, \quad (9)$$

где A — параметр, характеризующий обмен в интерфейсе; $\theta(x)$ — ступенчатая функция; w_j определяются соотношением (3). При интегрировании уравнений движения магнитного момента по малой окрестности интерфейса получаем следующие граничные условия, которые будем использовать для каждого интерфейса мультислойной структуры (индексы ω , k опускаем):

$$\begin{aligned} A\gamma(\chi_2 - \chi_1) + \alpha_1 \chi'_1 &= 0, \\ A(\chi_2 - \chi_1) + \gamma\alpha_2 \chi'_2 &= 0, \end{aligned} \quad (10)$$

где $\gamma = M_{02} / M_{01}$.

Амплитуды отражения и прохождения для отдельного периода

Сопоставим в (5) падающей волне функцию $\chi_I = \exp(i k_1 x)$, отраженной волне — $\chi_R = \rho \exp(i \tilde{k}_1 x)$, волне, прошедшей через отдельный период, — $\chi_T = \tau \exp(i k_1 x)$, где k_1 и \tilde{k}_1 — волновые векторы падающей (прошедшей) и отраженной волн соответственно, $\tilde{k}_1 = -k_1$. Подставляя в (10) эти выражения, а также выражение

$$\chi_{\text{layer}} = C_1 \exp(i k_2 x) + C_2 \exp(-i k_2 x),$$

описывающее волну в промежуточном слое, для каждой из двух границ отдельного периода приходим

к выражениям для амплитуд отражения и прохождения спиновой волны:

$$\begin{aligned} \rho &= \exp(i k_1 b) \frac{A^2 C_- + AD_- + E}{A^2 C_+ + AD_+ + E}; \\ \tau &= \exp(-i k_1 a) \frac{2A^2 \alpha_1 \alpha_2 k_1 k_2}{A^2 C_+ + AD_+ + E}, \end{aligned} \quad (11)$$

где

$$\begin{aligned} C_{\pm} &= (1 \pm \gamma^4) \alpha_1 \alpha_2 k_1 k_2 \cos(k_2 a) - \\ &\quad - i \gamma^2 (\alpha_1^2 k_1^2 \pm \alpha_2^2 k_2^2) \sin(k_2 a); \\ D_{\pm} &= \gamma \alpha_1 \alpha_2 k_1 k_2 [(1 \pm \gamma^2) \alpha_2 k_2 \sin(k_2 a) + \\ &\quad + i(1 + \gamma^2) \alpha_1 k_1 \cos(k_2 a)]; \\ E &= i \gamma^2 \alpha_1^2 \alpha_2^2 k_1^2 k_2^2 \sin(k_2 a); \end{aligned}$$

$$k_j = \sqrt{(\Omega_j - \beta_j - \alpha_j k_y^2 - \tilde{H}_{0j}) / \alpha_j}.$$

Амплитуды отражения и прохождения для мультислойной структуры

Используя выражения (11), можно переписать равенство (7) следующим образом:

$$R = \frac{\sqrt{F_+ F_-} - \sqrt{G_+ G_-}}{\sqrt{F_+ F_-} + \sqrt{G_+ G_-}}, \quad (12)$$

где

$$\begin{aligned} F_{\pm} &= A^2 \{ [\cos(k_1 b/2) - i \gamma^4 \sin(k_1 b/2) \pm 1] \cos(k_2 a) - \\ &\quad - [(\gamma^2 \zeta \pm 1) \sin(k_1 b/2) + i(\gamma^2 \zeta^{-1} \pm 1) \cos(k_1 b/2)] \sin(k_2 a) \} + \\ &\quad + A \gamma \alpha_1 k_1 \{ \zeta [\cos(k_1 b/2) - i \gamma^2 \sin(k_1 b/2)] \sin(k_2 a) + i(1 + \gamma^2) \cos(k_1 b/2) \cos(k_2 a) \} + \\ &\quad + i \gamma^2 \alpha_1^2 k_1^2 \zeta \cos(k_1 b/2) \sin(k_2 a); \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} G_{\pm} &= A^2 \{ [i \sin(k_1 b/2) - \gamma^4 \cos(k_1 b/2) \mp 1] \cos(k_2 a) + \\ &\quad + [(\gamma^2 \zeta^{-1} \pm 1) \sin(k_1 b/2) + i(\gamma^2 \zeta \pm 1) \cos(k_1 b/2)] \sin(k_2 a) \} + \\ &\quad + A \gamma \alpha_1 k_1 \{ \zeta [i \sin(k_1 b/2) - \gamma^2 \cos(k_1 b/2)] \sin(k_2 a) - (1 + \gamma^2) \sin(k_1 b/2) \cos(k_2 a) \} - \\ &\quad - \gamma^2 \alpha_1^2 k_1^2 \zeta \sin(k_1 b/2) \sin(k_2 a); \end{aligned}$$

$$\zeta = \alpha_2 k_2 / \alpha_1 k_1.$$

Как указывалось выше, амплитуда отражения для мультислойной структуры, состоящей из N слоев, определяется выражением (6). Следует отметить, что при расчете амплитуды отражения (12) необходимо помнить, что квадратные корни извле-

каются из комплексных выражений, поэтому точки ветвления выбираемых значений определяются уравнениями

$$F_+ F_- = 0, \quad G_+ G_- = 0.$$

Обсуждение результатов

На рис. 2 изображены зависимости коэффициентов отражения $|R|^2$ и $|\rho|^2$ от частоты при фиксированном значении магнитного поля для четырех различных значений A и параметрах материала, характерных для феррит-гранатов [11]. Видно, что интенсивность отраженной волны существенно зависит от частоты, что приводит к появлению как запрещенных зон, так и периодически повторяющихся точек, соответствующих полному прохождению волны сквозь мультислойную структуру. На рис. 3 приведены аналогичные полевые зависимости при фиксированной частоте. На этих графиках можно проследить процесс смещения характерных пиков в сторону меньших полей с уменьшением значения параметра A . Кроме того, подобные зависимости позволяют управлять коэффициентом отражения в широком диапазоне его возможных значений путем изменения величины внешнего магнитного поля при фиксированных параметрах материала и частоте. Рисунок 4 отражает зависимость коэффициентов отражения $|R|^2$ и $|\rho|^2$ от параметра A при фиксированных значениях частоты и внешнего поля. Отметим, что случай $A = 0$ равнозначен отсутствию обмена на границе слоев, а $A \rightarrow \infty$ соответствует идеальной границе. Таким образом, при $A \rightarrow \infty$ получаем переход к обычным обменным граничным условиям [9]. Вообще, изменение значения параметра A можно интерпретировать как изменение эффективного расстояния между соседними слоями, в результате которого межслоевой обмен либо усиливается ($A \rightarrow \infty$), либо ослабляется ($A \rightarrow 0$). Оценки показывают, что параметр A имеет порядок α/d , где d — эффективная толщина интерфейса. Отметим, что для приведенных параметров материала зависимости, соответствующие отражению спиновой волны от трехслойной структуры ($N = 3$), практически совпадают с зависимостями, соответствующими амплитуде отражения R от полубесконечной мультислойной структуры, поэтому на рисунках приводятся лишь графики, соответствующие $|R|^2$ и $|\rho|^2 \equiv |R_1|^2$.

Заключение

Таким образом, отражательная способность мультислойной структуры имеет не только ярко выраженную зависимость от частоты и внешнего поля, но и во многом определяется значением параметра A на границах раздела, причем особенно существенно это проявляется при малых значениях A . Этот факт необходимо учитывать при создании фильтров и других приборов спин-волновой микроэлектроники и делать поправку на нерегулярность обмена в интерфейсе.

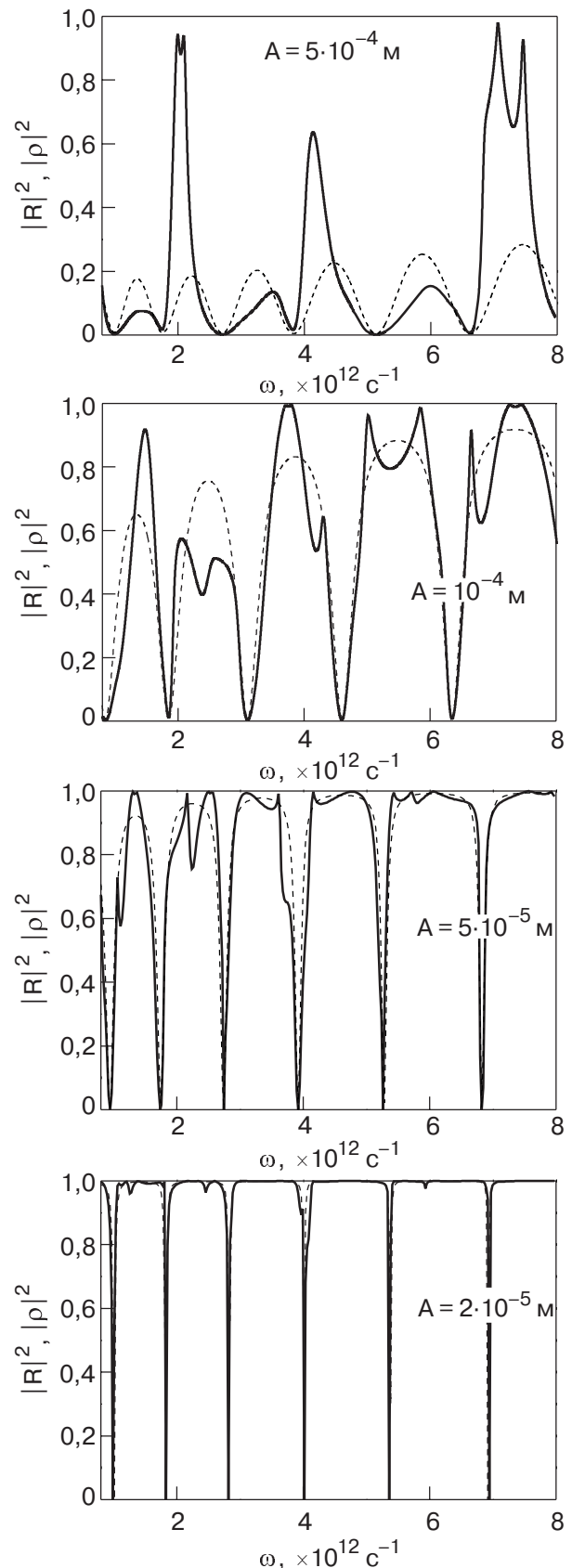


Рис. 2. Зависимость коэффициентов отражения $|R|^2$ (—) и $|\rho|^2$ (- - -) от частоты при $\alpha_1 = 10^{-11} \text{ м}^2$, $\alpha_2 = 2 \cdot 10^{-11} \text{ м}^2$, $\beta_1 = 40$, $\beta_2 = 90$, $M_{01} = 100 \text{ Гс}$, $M_{02} = 105 \text{ Гс}$, $H_0 = 1,5 \text{ кЭ}$, $a = 2 \cdot 10^{-6} \text{ м}$, $b = 10^{-6} \text{ м}$, $L_1 = L_2 = 4 \cdot 10^6 \text{ м}^{-1}$ при различных значениях параметра A , характеризующего обмен в интерфейсе.

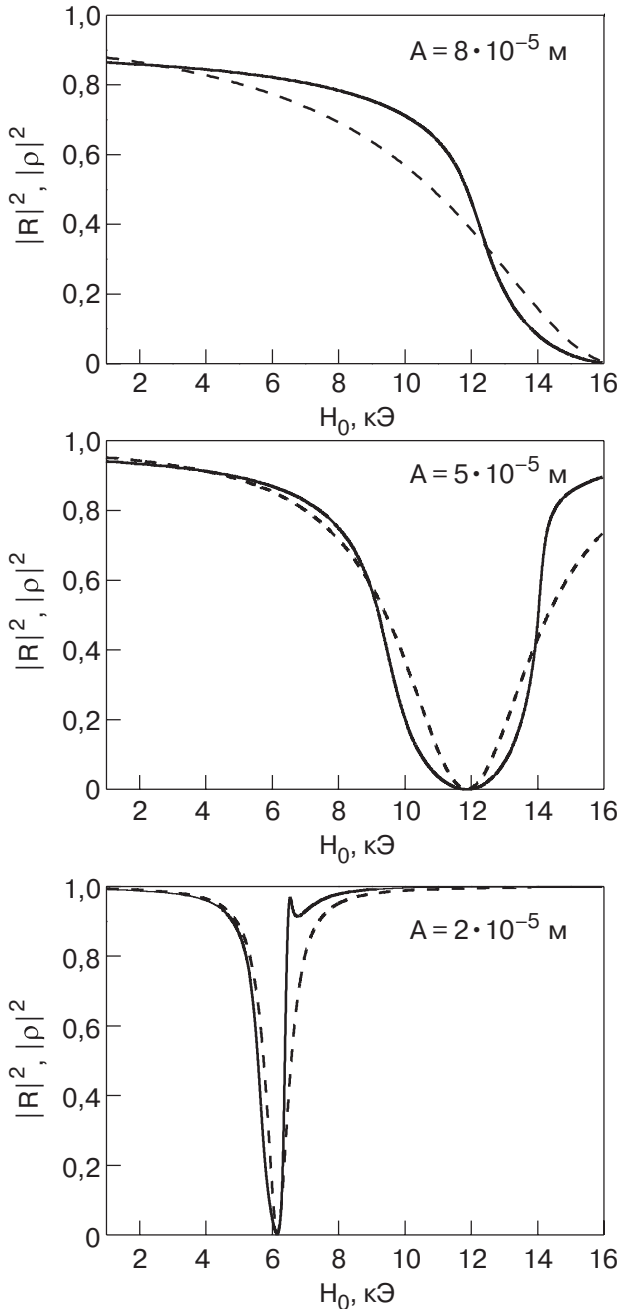


Рис. 3. Зависимость коэффициентов отражения $|R|^2$ (—) и $|\rho|^2$ (- - -) от величины внешнего постоянного магнитного поля при $\alpha_1 = 10^{-11} \text{ м}^2$, $\alpha_2 = 2 \cdot 10^{-11} \text{ м}^2$, $\beta_1 = 40$, $\beta_2 = 90$, $M_{01} = 100 \text{ Гс}$, $M_{02} = 105 \text{ Гс}$, $\omega = 7 \cdot 10^{12} \text{ с}^{-1}$, $a = 2 \cdot 10^{-6} \text{ м}$, $b = 10^{-6} \text{ м}$, $L_1 = L_2 = 4 \cdot 10^6 \text{ м}^{-1}$ при различных значениях параметра A , характеризующего обмен в интерфейсе.

Автор выражает благодарность Ю.И. Горобцу за участие в обсуждении результатов работы.

1. B. Skubic, E. Holmström, and O. Eriksson, *Phys. Rev.* **B70**, 094421 (2004).
2. J. Zhang and Peter M. Levy, *Phys. Rev.* **B70**, 184442 (2004).

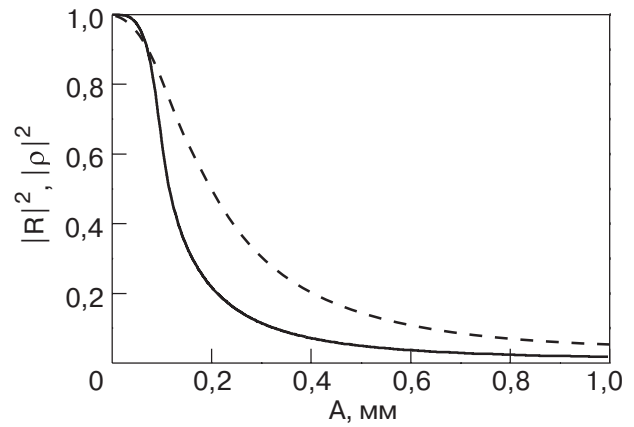


Рис. 4. Зависимость коэффициентов отражения $|R|^2$ (—) и $|\rho|^2$ (- - -) от параметра поверхностного обмена A на границах слоев при $\alpha_1 = 10^{-11} \text{ м}^2$, $\alpha_2 = 2 \cdot 10^{-11} \text{ м}^2$, $\beta_1 = 40$, $\beta_2 = 90$, $M_{01} = 100 \text{ Гс}$, $M_{02} = 105 \text{ Гс}$, $\omega = 7 \cdot 10^{12} \text{ с}^{-1}$, $H_0 = 1,5 \text{ кЭ}$, $a = 2 \cdot 10^{-6} \text{ м}$, $b = 10^{-6} \text{ м}$, $L_1 = L_2 = 4 \cdot 10^6 \text{ м}^{-1}$.

3. Y. Gu, D. Zhang, X. Zhan, Z. Ji, and Y. Zhang, *JMMM* **297**, 7 (2006).
4. Ю.И. Горобец, А.Е. Зюбанов, А.Н. Кучко, К.Д. Шеджури, *ФТТ* **34**, 1486 (1992).
5. V.V. Kruglyak and A.N. Kuchko, *Physica* **B339**, 130 (2003).
6. Ю.И. Горобец, А.Н. Кучко, С.А. Решетняк, *ФТТ* **38**, 575 (1996).
7. В.Г. Барьяхтар, Ю.И. Горобец, *Цилиндрические магнитные домены и их решетки*, Наукова думка, Киев (1988).
8. С.А. Решетняк, *ФНТ* **30**, 398 (2004).
9. А.И. Ахиезер, В.Г. Барьяхтар, С.В. Пелетминский, *Спиновые волны*, Наука, Москва (1967).
10. В.К. Игнатович, *УФН* **150**, 145 (1986).
11. А. Эшенфельдер, *Физика и техника цилиндрических магнитных доменов*, Мир, Москва (1983).

Influence of interface exchange properties on reflection of surface spin waves from uniaxial multilayer ferromagnetic medium

S.A. Reshetnyak

The coefficient of surface spin wave reflection from a multilayer ferromagnetic structure with periodically modulated parameters of exchange interaction, uniaxial magnetic anisotropy and saturation magnetization is calculated at a non-ideal exchange between the layers. The influence of wave frequency, external permanent homogeneous magnetic field, and interfacial exchange parameter on the coefficient of reflection is investigated.

Keywords: surface spin waves, ferromagnetic medium, multilayer structure, reflection index.