

УДК 538.214, 538.231

©1995

СПИН-ВОЛНОВЫЕ МОДЫ В ОБМЕННО-СВЯЗАННЫХ МНОГОСЛОЙНЫХ МАГНИТНЫХ ПЛЕНКАХ

К.Ю.Гуслиенко

Институт металлофизики АН Украины, Киев
(Поступила в Редакцию 9 августа 1994 г.)

Спин-волновые моды и спектр спин-волнового резонанса в многослойных модулированных пленках рассчитаны на основе микромагнитного подхода. Рассмотрены модулированные структуры двух типов: ферромагнетик/немагнитный металл и ферромагнетик-1/ферромагнетик-2. Межслоевое обменное взаимодействие учитывается посредством граничных условий в форме, допускающей предельный переход к случаю сильного обмена. Для получения спин-волновых спектров модулированных пленок используется метод матрицы переноса, связывающей спин-волновые амплитуды в соседних слоях. Явно учтены нелокальность дальнегодействующего обменного взаимодействия (РККИ) ферромагнитных слоев через немагнитную прослойку и поверхностная анизотропия. Определены условия существования щели в зонном спектре объемных и поверхностных спиновых волн, а также условия существования спиновых волн, локализованных на границе раздела разных ферромагнитных слоев.

1. В последние годы интерес исследователей привлекают сложные искусственные пленочные магнитные структуры: многослойные пленки и сверхрешетки. Прогресс пленочной технологии позволяет получать пленки, в которых пары слоев разных ферромагнитных металлов или пары ферромагнетик/немагнитный металл с толщинами от одного монослоя до десятков монослоев повторяются 50–100 раз. Одним из наиболее важных вопросов для таких модулированных структур является природа и величина межслойного взаимодействия, которое определяется двумя основными вкладками — обменным и диполь-дипольным. Статическое диполь-дипольное взаимодействие слоев пренебрежимо мало, а динамическое (неоднородное) существенно только при наличии составляющей волнового вектора спиновой волны в плоскости пленки и при достаточно толстых слоях (прослойках). Экспериментально найдено, что обменное взаимодействие слоев может быть ферромагнитным, антиферромагнитным, осциллирующим (в зависимости от толщины немагнитной прослойки) или биквадратичным [1]. Одним из основных экспериментальных методов исследования магнитных свойств многослойных пленок, и в частности спиновых волн (СВ) в них, наряду с бриллюэновским рассеянием света является спин-волновой резонанс (СВР). Межслоевое взаимодействие, оказывая сильное влияние на спектр СВ многослойной пленки, определяется из СВР-экспериментов только на основе тщательной

теоретической интерпретации. Особый интерес представляет новый тип СВ, которые локализованы на границе раздела слоев [2,3] при антиферромагнитном межслоевом взаимодействии. Несмотря на значительное число теоретических работ по СВ в многослойных структурах (см. обзор [4]), нелокальность обменного взаимодействия в пленках ферромагнетик/немагнитный металл и следствия, к которым она приводит, не рассматривались. В рамках микромагнитного подхода не анализировались также спектры СВ в многослойных пленках ферромагнетик-1/ферромагнетик-2. Цель настоящей работы — восполнить эти пробелы.

2. Рассмотрим модулированную магнитную пленку со структурной ячейкой ферромагнетик/немагнитный металл. Пленка предполагается состоящей из N одинаковых ферромагнитных слоев толщиной l и $N - 1$ немагнитных прослоек толщиной d . Здесь и далее будем пренебрегать дипольным взаимодействием слоев. Нелокальное обменное взаимодействие пары ферромагнитных слоев через прослойку записывается в виде

$$\Phi(d) = - \int dS \int dS' a_s(d, \mathbf{r} - \mathbf{r}') \mathbf{M}(\mathbf{r}) \mathbf{M}'(\mathbf{r}'), \quad (1)$$

где a_s есть параметр межслоевого обменного взаимодействия, \mathbf{M}, \mathbf{M}' — намагниченности соседних слоев, интегрирование производится по поверхности соседних слоев.

Использование локального взаимодействия слоев (1) $a_s(d, \mathbf{r} - \mathbf{r}') = A_s(d) \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}')$ при конечной толщине немагнитной прослойки является неоправданным, так как это взаимодействие (например, РККИ через спин-поляризованные электроны проводимости прослойки) является дальнедействующим.

Выберем ось $0z$ декартовой системы координат нормально слоям. Граничное условие на поверхности ферромагнитного слоя, взаимодействующего через прослойку с соседним слоем (плоскости $z = nl$ и $z = nl + d$, $n = 1, \dots, N - 1$), после стандартной линеаризации $\mathbf{M}(\mathbf{r}) = \mathbf{M}_0 + \mathbf{m}(\mathbf{r})$, $\mathbf{M}'(\mathbf{r}') = \mathbf{M}'_0 + \mathbf{m}'(\mathbf{r}')$ и предположения об основном состоянии магнитного насыщения $\mathbf{M}_0 \parallel \mathbf{M}'_0 \parallel 0z$ получим в интегродифференциальном виде

$$\mathbf{M}_0 \times \alpha \frac{\partial \mathbf{m}}{\partial n} - A_s(0) \mathbf{m}(\mathbf{r}) \times \mathbf{M}'_0 - \mathbf{M}_0 \times \int d^2 \mathbf{r}' a_s(\mathbf{r} - \mathbf{r}') \mathbf{m}'(\mathbf{r}') = 0, \quad (2)$$

где $A_s(0) = \int d^2 \mathbf{r}' a_s(\mathbf{r} - \mathbf{r}')$, α — параметр обменной жесткости.

Интегродифференциальные граничные условия (2) упрощаются с помощью фурье-преобразования микроволновых намагниченностей [2] $\mathbf{m}(\mathbf{q}, z) = \int dS \mathbf{m}(\mathbf{r}, z) \exp(i\mathbf{q}\mathbf{r})$ и $A_s(\mathbf{q}) = \int dS' a_s(\mathbf{r} - \mathbf{r}') \exp(i\mathbf{q}(\mathbf{r} - \mathbf{r}'))$.

Это приводит к системе граничных условий ($\mathbf{M}_0 = \mathbf{M}'_0$)

$$\begin{aligned} -\alpha \frac{\partial m^+}{\partial z}(\mathbf{q}) + A_s(0) m^+(\mathbf{q}) - A_s(\mathbf{q}) m'^+(\mathbf{q}) &= 0, \\ \alpha' \frac{\partial m'^+}{\partial z}(\mathbf{q}) + A_s(0) m'^+(\mathbf{q}) - A_s(\mathbf{q}) m^+(\mathbf{q}) &= 0. \end{aligned} \quad (3)$$

В пределах n -го ферромагнитного слоя СВ является решением объемных уравнений движения $u_n(z) = P_n \exp[ik(z - (n - 1)D)] + Q_n \exp[-ik(z - (n - 1)D)]$, где $k = k(\omega)$ есть компонента волнового вектора СВ, параллельная нормали к пленке Oz , $u_n = m^+/M_0$, $m^+ = m_x + im_y$, M_0 есть равновесная намагниченность слоя, $D = l + d$ — период модулированной пленки, ω — частота СВ. Граничные условия на поверхности раздела представляются в матричной форме с помощью матрицы переноса T_d , связывающей спин-волновые амплитуды в соседних слоях:

$$\begin{pmatrix} u_{n+1} \\ -\frac{\partial u_{n+1}}{k \partial z} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} a_q & -\Gamma x a_q \\ \frac{1-a_q^2}{\Gamma x a_q} & a_q \end{pmatrix} \begin{pmatrix} u_n \\ -\frac{\partial u_n}{k \partial z} \end{pmatrix} \quad \text{или} \quad \mathbf{v}_{n+1} = T_d \mathbf{v}_n, \quad (4)$$

где $\Gamma = \alpha / l A_s(0)$ — параметр обменной связи слоев, $a_q = A_s(0) / A_s(\mathbf{q})$, $x = kl$.

Перенос на период модулированной структуры D задается матрицей переноса $R_{\mathbf{k}}(l) T_d$, где $R_{\mathbf{k}}(l)$ есть матрица- 2×2 вращения на угол kl . Для вычисления спектра СВ многослойной пленки не используется теорема Блоха и условия Борна-Кармана, поскольку граничные условия на внешних поверхностях пленки важны для конечных N и отличны от таковых на поверхностях раздела слоев в объеме пленки. Для рассмотрения предела сильного взаимодействия необходимо провести замену α на $\alpha(1 - A_s/A_s^{f.c.})$ [3], где предельная величина параметра межслойного обмена для слоев $3d$ -металлов $A_s^{f.c.} \sim 10^3$ nm. Допустимые значения волнового вектора СВ k определяются из условия совместимости системы четырех уравнений

$$\mathbf{v}_N = (R_{\mathbf{k}} T_d)^N T_d^{-1} \mathbf{v}_1, \quad \kappa_l u_1 - \alpha \frac{\partial u_1}{\partial z} = 0, \quad \kappa_r u_N + \alpha \frac{\partial u_N}{\partial z} = 0, \quad (5)$$

где $\kappa_l(r)$ есть параметры поверхностной анизотропии на левой (правой) внешней стороне модулированной пленки соответственно.

Собственные значения матрицы переноса $R_{\mathbf{k}} T_d$ с $\det(R_{\mathbf{k}} T_d) = 1$ можно записать в форме $\exp(\pm i K D)$, где

$$\cos K D = a_q \cos x - \frac{1}{2} \left[\frac{1 - a_q^2}{\Gamma x a_q} + \Gamma x a_q \right] \sin x. \quad (6)$$

Для вычисления матричной функции $(R_{\mathbf{k}} T_d)^N$ в (5) используем теорему Сильвестра [5] и получаем (I — единичная матрица)

$$(R_{\mathbf{k}} T_d)^N = \frac{1}{\sin K D} [\sin N K D \cdot R_{\mathbf{k}} T_d - \sin(N - 1) K D \cdot I].$$

Условие совместимости системы (5) тогда можно записать в виде

$$\begin{aligned} & \sin N K D \left[\left(\frac{\kappa_l \kappa_r}{\alpha^2 k^2} - 1 \right) \sin x + \frac{\kappa_l + \kappa_r}{\alpha k} \cos x \right] - \\ & - a_q \sin(N - 1) K D \left[\frac{\kappa_l + \kappa_r}{\alpha k} - \Gamma x \frac{\kappa_k \kappa_r}{\alpha^2 k^2} + \frac{1 - a_q^2}{\Gamma x a_q^2} \right] = 0. \end{aligned} \quad (7)$$

Система уравнений (6), (7) для определения спин-волнового спектра обобщает результаты [6], так как принята во внимание нелокальность межслоевого обменного взаимодействия через немагнитную металлическую прослойку. Эта нелокальность существенна только при наличии компоненты волнового вектора СВ в плоскости пленки. Параметр K характеризует собственные значения матрицы переноса на период модулированной структуры D . При $N \gg 1$ K изменяется квази непрерывно, что соответствует появлению разрешенных и запрещенных зон волновых векторов коллективных СВ. При $N \sim 1-10$ получаем группы дискретных разрешенных волновых векторов СВ. Параметр K может быть мнимым только при наличии поверхностной анизотропии. Причем вещественным K , пробегая значения в интервале $[0, \pi/D]$, соответствуют зоны объемных СВ, а мнимым значениям — зоны поверхностных СВ (по отношению к внешним поверхностям многослойной пленки). Отметим, что даже в отсутствие поверхностной анизотропии $\kappa_l = \kappa_r = 0$ K не есть блоховский волновой вектор для пленки толщиной ND из-за условия $a_q \neq 1$. Нелокальный обмен сильно влияет на спин-волновые зоны даже в пределе толстой пленки $N \gg 1$, когда влияние граничных условий на свободных поверхностях пленки несущественно. В этом пределе систему уравнений (6), (7) можно упростить и СВ спектр определяется уравнением (6), где $KD = \pi n/N$, $n = 0, 1, \dots, N-2$, $KD = \pi$ и $\sin KD = -(a_q^2 - 1)/(2a_q \Gamma x \sin x)$. Однородные решения $K = k = 0$ при $a_q \neq 1$ отсутствуют, и первая спин-волновая зона отделена щелью не только при антиферромагнитном (как для локального обмена), но и при ферромагнитном межслойном обменном взаимодействии (рис. 1). Условие отсутствия щели в спектре как объемных, так и поверхностных (k мнимое) СВ имеет вид $-(1+a_q^{-1})/2 \leq \Gamma \leq -(1-a_q^{-1})/2$. Для $a_q \gg 1$ это узкий интервал вблизи $\Gamma \approx -1/2$.

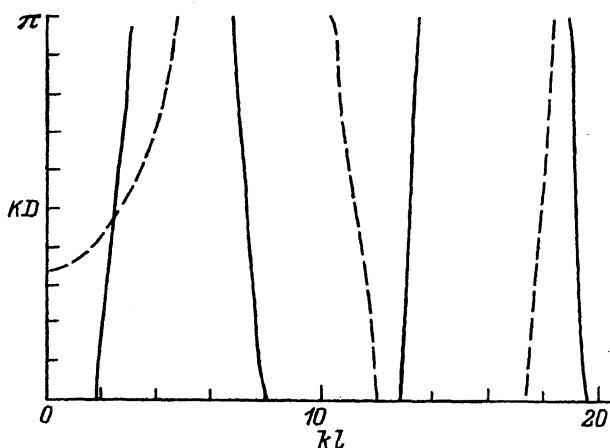


Рис. 1. Зоны объемных спин-волновых мод многослойной модулированной пленки ферромагнетик/немагнитный металл при нелокальном обменном взаимодействии слоев $a_q = 2$.

Сплошные линии — $\Gamma = 1$, штриховые — $\Gamma = -1/2$. Здесь и далее на рисунках принято $\kappa_l = \kappa_r = 0$.

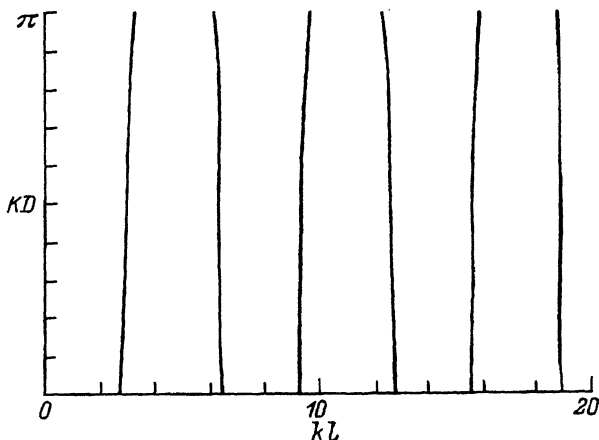


Рис. 2. Зоны разрешенных волновых векторов объемных спин-волновых мод многослойной модулированной пленки ферромагнетик/немагнитный металл при $q = 0$, $\Gamma = -5$.

Проанализируем более подробно случай наличия только нормальной составляющей волнового вектора СВ, соответствующий наблюдению СВ спектра методом спин-волнового резонанса. Зоны СВ сужаются при росте $|\Gamma|$ и росте их номера. Случаю слабой связи слоев $|\Gamma| \gg 1$ соответствуют дискретные уровни $kl = n\pi$ изолированных слоев, а в пределе сильной связи $|\Gamma| \rightarrow 0$ волновой вектор квантуется в единицах суммарной толщины пленки $k = K = n\pi/ND$. В спектре объемных спиновых волн при $q = 0$ будет щель при антиферромагнитном межслойном обмене ($A_s < 0$) и выполнении условия $\Gamma < -1$ (рис. 2). Ширина щели определяется как $k_0 l = 2 \cdot 3^{1/2} (|\Gamma| - 1)^{1/2}$. При $A_s < 0$ существует одна зона поверхностных (локализованных на границе раздела слоев) СВ с волновым вектором $k = ik'$ (рис. 3). СВ такого типа извест-

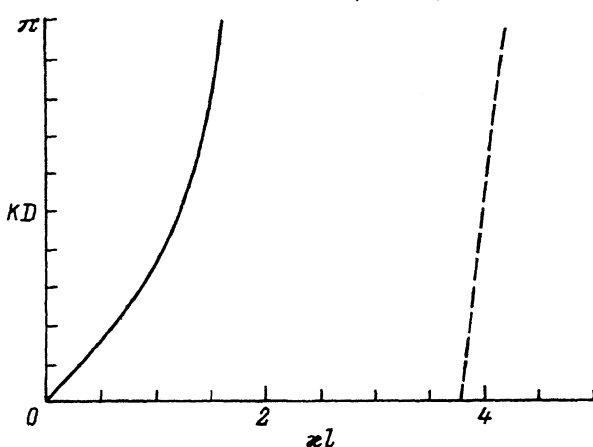


Рис. 3. Зона поверхностных спин-волновых мод многослойной модулированной пленки ферромагнетик/немагнитный металл при $q = 0$.

Сплошная линия — $\Gamma = -2$, штриховая — $\Gamma = -1/2$. $x = \text{Im}k$.

ны для двухслойных пленок [3,4] и получили название «интерфейсных» поверхностных мод [4]. При этом $0 < k' < k'_0$, где k'_0 определяется уравнением $\text{cth}(k'_0 l/2) = |\Gamma|k'_0 l/2$. Если же $-1 < \Gamma < 0$, то первая зона для объемных СВ щели не имеет. Но зона поверхностных СВ $k'_g < k' < k'_0$ имеет щель k'_g , определяемую уравнением $\text{th}(k'_g l/2) = |\Gamma|k'_g l/2$ (рис. 3).

3. Рассмотрим многослойную модулированную пленку ферромагнетик-1/ферромагнетик-2. Элементарная ячейка структуры состоит из пары слоев разных материалов 2-1 и повторяется N раз. Ось Oz нормальна к слоям. Здесь удобно ввести микромагнитные граничные условия на границах раздела слоев, аналогичные (4), в несколько другом виде

$$\mathbf{v}_{2,n+1} = T_{12}\mathbf{v}_{1,n}, \quad \mathbf{v}_{1,n} = T_{21}\mathbf{v}_{2,n}, \quad \mathbf{v}_{j,n} = \begin{pmatrix} P_{j,n} \\ Q_{j,n} \end{pmatrix}, \quad (8)$$

где $u_{1,n} = P_{1,n} \exp(ik_1[z - (nl - l_1)]) + Q_{1,n} \exp(-ik_1[z - (nl - l_1)])$, $u_{2,n} = P_{2,n} \exp(ik_2[z - (n - 1)l]) + Q_{2,n} \exp(-ik_2[z - (n - 1)l])$, $l = l_1 + l_2$ — период модулированной пленки, l_j — толщины ферромагнитных слоев, z изменяется в интервале $[0, Nl]$, комплексные матрицы переноса через границу раздела соседних слоев $1 \rightarrow 2(2 \rightarrow 1)$ имеют форму Кейли [5]

$$T_{12} = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} \mu_1 & \nu_1 \\ \nu_1^* & \mu_1^* \end{pmatrix}, \quad T_{21} = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} \mu_2 & \nu_2 \\ \nu_2^* & \mu_2^* \end{pmatrix} \quad (9)$$

с матричными элементами $\mu_j = (\eta_j + \xi_j) \exp(ix_j)$, $\nu_j = (\eta_j^* - \xi_j) \exp(-ix_j)$, $\eta_j = 1 + i\Gamma_j x_j$, $\xi_1 = 1/\xi_2 = A_1 k_1 / A_2 k_2$, $x_j = k_j l_j$, $\Gamma_j = 2A_j / A_g l_j$, $A_g = A_s M_1 M_2$. Здесь A_j — параметры спин-волновой жесткости, фигурирующие в законе дисперсии СВ в слоях $\omega/\gamma_j = H + H_{aj} + (2A_j/M_j)k_j^2$; H_{aj} — эффективные поля анизотропии, γ_j — гиромагнитное отношение в j -слое.

Матрица переноса на период l модулированной структуры $U = T_{21}T_{12}$ с собственными значениями (которые ввиду условия $\det U = 1$ записываем как $\exp(\pm iKl)$) задает первое уравнение для определения разрешенных волновых векторов СВ в виде

$$\cos Kl = \frac{1}{2} \text{Sp} U = \cos x_1 \cos x_2 - \Gamma_1 x_1 \sin x_1 \cos x_2 - \Gamma_2 x_2 \sin x_2 \cos x_1 + \\ + \frac{1}{2} \Gamma_1 \Gamma_2 x_1 x_2 \left[1 - \frac{1}{(\Gamma_1 x_1)^2} - \frac{1}{(\Gamma_2 x_2)^2} \right] \sin x_1 \sin x_2. \quad (10)$$

Это уравнение существенно отличается от аналогичного уравнения работы [6], полученного в пределе сильной межслойной связи. Для получения второго уравнения необходимо связать с помощью матрицы переноса U спин-волновые амплитуды на свободных поверхностях многослойной пленки. Нетрудно видеть, что

$$\mathbf{v}_{1,N} = U^{N-1} T_{21} \mathbf{v}_{2,1} = U^N T_{12}^{-1} \mathbf{v}_{2,1}, \quad (11)$$

где

$$U^N = [\sin N Kl \cdot U - \sin(N-1) Kl \cdot I] / \sin Kl.$$

Микромагнитные граничные условия на левой и правой внешних поверхностях пленки удобно записать через СВ амплитуды в виде

$$\beta_l P_{2,1} + \beta_l^* Q_{2,1} = 0, \quad \exp(ix_1) \beta_r P_{1,N} + \exp(-ix_1) \beta_r^* Q_{1,N} = 0, \quad (12)$$

где

$$\beta_l = \kappa_l - ik_2 A_2, \quad \beta_r = \kappa_r + ik_1 A_1.$$

Условие совместности системы четырех линейных уравнений (11), (12) для спин-волновых амплитуд $P_{2,1}$, $Q_{2,1}$, $P_{1,N}$, $Q_{1,N}$ и дает второе недостающее уравнение для определения спин-волнового спектра многослойной модулированной пленки

$$\begin{aligned} & \sin N Kl \left\{ \left(\kappa_l + \kappa_r + \frac{2}{A_s} \kappa_l \kappa_r \right) \cos x_1 \cos x_2 + \left(\frac{2}{A_s} A_1 A_2 k_1 k_2 - \xi_1 \kappa_l - \xi_2 \kappa_r \right) \times \right. \\ & \times \sin x_1 \sin x_2 + \left(\frac{\kappa_l \kappa_r}{(A_1 k_1)^2} - \frac{2}{A_s} \kappa_l - 1 \right) A_1 k_1 \sin x_1 \cos x_2 + \left(\frac{\kappa_l \kappa_r}{(A_2 k_2)^2} - \right. \\ & \left. - \frac{2}{A_s} \kappa_r - 1 \right) A_2 k_2 \sin x_2 \cos x_1 \left. \right\} - \sin(N-1) Kl \left(\kappa_l + \kappa_r - \frac{2}{A_s} \kappa_l \kappa_r \right) = 0. \end{aligned} \quad (13)$$

Для анализа спектра СВ предположим отсутствие поверхностной анизотропии $\kappa_l = \kappa_r = 0$ (K вещественно). Уравнение (13) имеет два типа решений: 1) коллективные, определяемые уравнениями $\sin N Kl = 0$ (этот тип решений образует квазинепрерывные зоны разрешенных частот или резонансных полей при $N \gg 1$) и (10); 2) ячеистые, волновые векторы которых не зависят от зонного параметра K и числа пар слоев N . Уравнение для частот СВ для ячеистых решений совпадает с таковым для двухслойной пленки [3]. Разрешенные волновые векторы СВ этого типа дискретны и отстоят друг от друга на величины $\sim \pi/l_j$ [3]. Ячеистые решения существуют и для пленки ферромагнетик/немагнитный металл, но они тривиальны ($kl = n\pi$).

Применим систему уравнений (10)–(13) для нахождения спектра СВ многослойной модулированной пленки Co/FeNi (рис. 4). Поскольку ячеистые решения для пары слоев Co и FeNi подробно проанализированы в [3], рассмотрим зонные решения. В отсутствие поверхностной анизотропии (или пренебрегая ею, предполагая $N \gg 1$) используем для численных расчетов значение параметра обменной связи слоев $A_s = 4.8$ nm как для двухслойной пленки [3] и $\gamma_1 \approx \gamma_2$. В области резонансных полей, где параметры x_1 , x_2 оба вещественны (объемные СВ и в слое Co, и в слое FeNi), после численного расчета получаем спектр СВ в виде узких зон со щелью (рис. 4,а). В области, где x_1 вещественное, а x_2 мнимое, получаем только одну зону СВ (рис. 4,б). В области же резонансных полей, где x_j оба мнимые (что соответствует внешнему полю большему, чем поля ФМР H_{0j} обоих изолированных слоев), зонных решений для СВ нет. Если изменить знак A_s , то объемные зоны

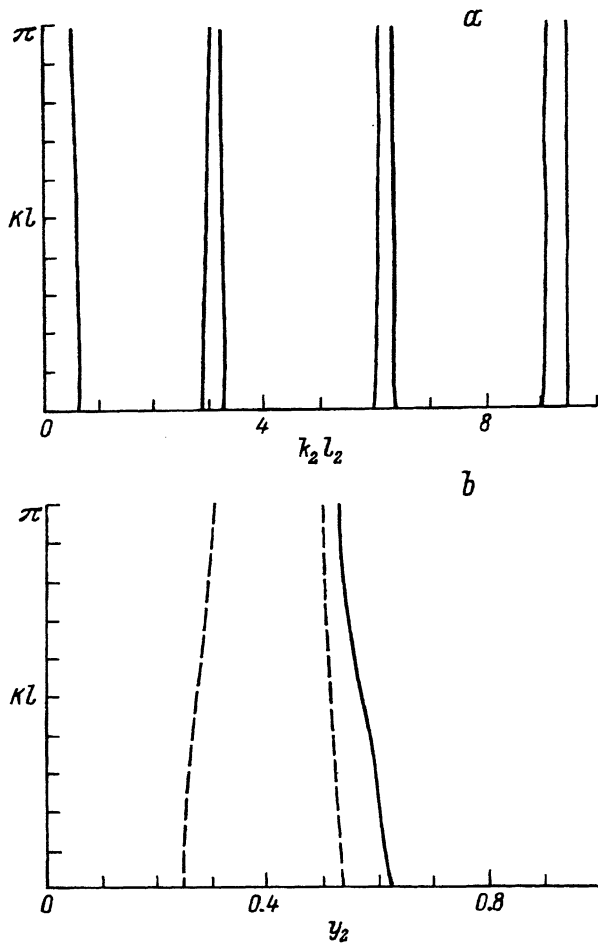


Рис. 4. Спектр стоячих СВ (СВР) многослойной модулированной пленки Co/FeNi.

a — область резонансных полей $H < H_{0j}$, *b* — $H_{02} < H < H_{01}$. $M_1 = 140$ мТ, $M_2 = 90$ мТ, $A_1 = 1.3 \cdot 10^{-2}$ нДж/м, $A_2 = 0.9 \cdot 10^{-2}$ нДж/м, $l_1 = l_2 = 5$ нм. Сплошные линии — $\Gamma_1 = 8.6$, $\Gamma_2 = 6.0$, штриховые — $\Gamma_1 = -8.6$, $\Gamma_2 = -6.0$.

СВ (рис. 4, *a*) практически не сместятся, но первая зона исчезнет. В области резонансных полей, где x_2 мнимое, в отличие от случая $A_s > 0$ получим две зоны поверхностных (локализованных на границе раздела слоев) СВ (рис. 4, *b*).

Спектр СВР в многослойных модулированных пленках Fe/Ni, экспериментально измеренный в [7], существенно отличается от такового в пленках сплава FeNi такого же состава и толщины. Все наблюдаемые СВР пики [7] лежат между полями ФМР слоев Fe и Ni, что указывает на $A_s(\text{Fe} - \text{Ni}) > 0$ [3]. СВ являются объемными в слоях Fe и поверхностными (гиперболического типа) в слоях Ni. Альтернативным работам [7] описанием интенсивного высокополевого пика является интерпретация его как СВ ячеистого типа, а группы низкополевых пиков — как

одной квазинепрерывной зоны СВ ($N = 10$), подобно аналогичной зоне для Co/FeNi (рис. 4, б). N относительно невелико и интервал между соседними значениями резонансных полей для Fe/Ni, составляющий величину ~ 0.02 Т, оказывается порядка ширины линии пиков СВР, что позволяет их разрешить экспериментально [7].

4. Нелокальный обмен слоев через немагнитную прослойку в многослойной модулированной пленке приводит к тому, что первая спин-волновая зона отделена щелью не только при антиферромагнитном (как для локального обмена), но и при ферромагнитном межслоевом обменном взаимодействии. Условие отсутствия щели в спектре как объемных, так и поверхностных СВ имеет вид $-(1+a_q^{-1})/2 \leq \Gamma \leq (1-a_q^{-1})/2$.

При $A_s < 0$ и $q = 0$ существует одна зона поверхностных (локализованных на границе раздела слоев) СВ. Эта зона бесщелевая при $\Gamma < -1$. В спектре объемных СВ при $q = 0$ будет щель при антиферромагнитном межслоевом обмене ($A_s < 0$) и выполнении условия $\Gamma < -1$. Если же $-1 < \Gamma < 0$, то первая зона для объемных СВ щели не имеет. Но зона поверхностных СВ имеет щель.

Для многослойной модулированной пленки ферромагнетик-1/ферромагнетик-2 в отсутствие поверхностной анизотропии имеется два типа решений: 1) квазинепрерывные зоны разрешенных частот СВ или резонансных полей, соответствующие как объемным, так и поверхностным коллективным СВ; 2) дискретные ячеистые, волновые векторы которых не зависят от зонного параметра K и числа пар слоев N . Характер обоих типов решений определяется как знаком и величиной интеграла межслоевого обменного взаимодействия, так и соотношением соответствующих СВР полей с полями ФМР изолированных слоев.

Аналог блоховского волнового вектора, параметр K , характеризует собственные значения матрицы переноса на период структуры модулированной магнитной пленки. Ширины зон коллективных спин-волновых возбуждений определяются соотношением интегралов межслоевого и внутрислоевого обменных взаимодействий (Γ).

Настоящая работа выполнена при частичной финансовой поддержке грантом Фонда Дж. Сороса, присужденным Американским физическим обществом.

Список литературы

- [1] Ruhrig M., Schafer R., Hubert A. Phys. Stat. Sol. (a) **125**, 2, 635 (1991).
- [2] Puzzkarski H. Phys. Rev. **B46**, 14, 8926 (1992).
- [3] Гуслиенко К.Ю. ФТТ **35**, 8, 2076 (1993).
- [4] Puzzkarski H. Surf. Sci. Rep. **20**, 2, 45 (1994).
- [5] Корн Г., Корн Т. Справочник по математике. М. (1984), 831 с.
- [6] van Staple R.P., Greidanus F.J.A.M., Smits J.W. J. Appl. Phys. V. **57**, 4, 1282 (1985).
- [7] Kordecki R., Meckenstock R., Pelzl J.J. Appl. Phys. **70**, 10, 6418 (1991).