

УДК 538.214, 538.231

©1993

СПИН-ВОЛНОВЫЕ МОДЫ И СВР В ОБМЕННО-СВЯЗАННЫХ ДВУХСЛОЙНЫХ ФЕРРОМАГНИТНЫХ ПЛЕНКАХ

К. Ю. Гуслиенко

В рамках микромагнитного подхода рассмотрены спин-волновые моды и ОВР в двухслойных ферромагнитных пленках со взаимодействующими слоями. Граничные условия использованы в виде, допускающем переход к пределу сильного поверхностного межслойного обменного взаимодействия. При антиферромагнитном межслойном взаимодействии существует спин-волновая мода, локализованная на поверхности раздела слоев. Для одинаковых материалов слоев интенсивности ОВР равны нулю для всех мод, кроме однородной. Проводится количественное сравнение с экспериментом для пленки Co/FeNi .

1. Неослабленный интерес к многослойным магнитным пленкам, обусловленный их практическими применениями, ведет к необходимости описания их многообразных свойств. Современная технология позволяет получать слои, толщины которых измеряются в монослоях, при высоком качестве поверхности раздела (эпитаксиальные пленки). Магнитные свойства таких систем, кроме параметров составляющих слоев, определяются межслойным взаимодействием, которое обычно записывается в виде, билинейном по намагниченностям слоев. Однако остается до конца неясной как форма учета взаимодействия слоев, так и его природа.

Магнитный резонанс в СВЧ диапазоне наряду с бриллюэновским рассеянием света [1-3] является одним из основных методов изучения спин-волнового (СВ) спектра многослойных пленок. Накоплен значительный экспериментальный материал на двухслойных (с прослойкой немагнитного металла — Cu , Ag , Au , Pd , Pt и без) и многослойных пленках $3d$ -металлов. При интерпретации резонансных полей таких систем из-за существенного взаимодействия слова возникают сложности. Экспериментально наблюдаемые низколежащие ветви СВ спектра двухслойных пленок (обычно наблюдаются две моды, не совпадающие с полями ФМР изолированных слоев) при этом интерпретируются как частоты однородного (ФМР) [4-6] и неоднородного [1,7-10] резонансов (СВР), среди которых могут быть возбуждаемые при бриллюэновском рассеянии поверхностные моды типа Дэмона-Эшбаха [1,3]. Различие интерпретаций является следствием предположения о соотношении радиуса межслойного взаимодействия и толщины пленки. Определенная из резонансных экспериментов энергия обменного взаимодействия слова через немагнитную прослойку позволяет проверять адекватность моделей такого взаи-

модействия (в частности, РККИ) и описывать процессы перемагничивания многослойных пленок.

Важную роль играет правильный учет граничных условий, определяющих квантование нормальной компоненты волнового вектора СВ k_z . В недавней работе [11] были получены граничные условия, обобщающие микромагнитные условия [12] и позволяющие рассмотреть предел сильной обменной связи слоев. Попытки объяснить экспериментальные спектры СВР, используя правила $k_z \sim 1/d_m$ [13] (где d_m — набор толщин слоев многослойной планки) или приближение эффективной среды [14] без явного учета взаимодействия слоев, успеха не имели. Задача СВР в двухслойной пленке в работах [15–18] рассматривалась лишь для одинаковых параметров слоев (намагниченностей, толщин, обменной жесткости) и в пределе сильной обменной связи слоев [19]. Анализ [15–18] ограничился вырожденным случаем (что привело к выводу о независимости половины разрешенных мод от параметра обменной связи слоев A_s) и в [15–17] не был доведен до расчета интенсивностей СВР, необходимых для интерпретации эксперимента.

2. Рассмотрим спиновые моды двухслойной ферромагнитной пленки с учетом обменного и магнитостатического взаимодействия слоев. Эксперименты на двухслойных пленках с немагнитной прослойкой [4,7,9,10] и др. показывают, что увеличение ее толщины до ≤ 2 нм практически полностью устраняет влияние межслойного обменного взаимодействия, т.е. последнее в хорошем приближении можно считать поверхностным и учитывать феноменологически. Микромагнитный расчет дальнего диполь-дипольного взаимодействия слоев приводит к пренебрежимо малой величине порядка d/L_x (внутрислойное дипольное взаимодействие), где d — толщина, а L — поперечный размер пленки. Учет этого взаимодействия возможен по аналогии с двухподрешеточным ферромагнетиком в форме [6], что оправдано лишь для ультратонких слоев. Последовательный же учет неоднородного магнитостатического взаимодействия слоев при рассмотрении СВР представляет собой отдельную задачу и будет проведен позднее. Имея в виду СВР, ограничимся лишь нормальной к плоскости пленки компонентой волнового вектора k_z .

Термодинамический потенциал системы в континуальном приближении записывается в виде (ось Oz нормальна к плоскости пленки, плоскость $z = 0$ — плоскость раздела слоев) суммы объемных и поверхностного вкладов

$$\Phi = \sum_j \int_{V_j} d^3r \left[\frac{1}{2} \alpha_j \left(\frac{\partial \mathbf{M}_j}{\partial z} \right)^2 - \mathbf{M}_j \mathbf{H} - \frac{1}{2} \mathbf{M}_j \mathbf{H}_{d_j} \right] - \int dS A_s A_s \mathbf{M}_1 \mathbf{M}_2, \quad j = 1, 2, \quad (1)$$

где α_j — параметра неоднородного обмена, $\mathbf{H}_{d_j} = -4\pi M_j^z \hat{z}$ — эффективные дипольные поля слоев, A_s — феноменологический параметр поверхностного обменного взаимодействия, d_j — толщины слоев, \mathbf{M}_j — намагниченности слоев.

Используем стандартные линеаризованные уравнения движения $M_j/\gamma_j = M_j \times H_j^{eff}$ намагниченностей $M_j = M_{0j} + m_j(z, t)$ слоев для основного однородного состояния $M_{01} \parallel M_{02} \parallel \mathbf{H} \parallel Oz(Ox)$ ($M_{0j} = M_{0zj}$ или $M_{0j} = M_{0xj}$) и микромагнитные граничные условия на поверхности раздела $z = 0$ (n, n' — внешние нормали к слоям)

$$M_1 \times \left(-\alpha_1 \frac{\partial M_1}{\partial n} + A_s M_2 \right) = 0, \quad M_2 \times \left(-\alpha_2 \frac{\partial M_2}{\partial n'} + A_s M_1 \right) = 0, \quad (2)$$

принимающие после линеаризации вид (здесь $m_j^+ = m_{xj} + im_{yj}$ для $\mathbf{H} \parallel Oz$ и $m_j^+ = m_{zj} + im_{yj}$ для $\mathbf{H} \parallel Ox$)

$$D_1 \frac{\partial m_1^+}{\partial z} = D_1 \frac{\partial m_2^+}{\partial z}, \quad D_1 \frac{\partial m_1^+}{\partial z} = A_s (m_2^+ M_{01} - m_1^+ M_{02}), \quad z=0, \quad D_j = \alpha_j M_{0j}, \quad (3)$$

и свободных поверхностях пленки $\partial m_1^+/\partial z = \partial m_2^+/\partial z = 0$ при $z = -d_1$ и $z = d_2$ в предположении отсутствия поверхностной анизотропии. Однако более точными (хотя и выходящими за рамки микромагнетизма) являются граничные условия [11], которые сводятся к добавлению в правую часть второго из уравнений (3) члена ($M_{0j} = M_j$)

$$\frac{1}{2} a A_s \left(M_2 \frac{\partial m_1^+}{\partial z} + M_1 \frac{\partial m_2^+}{\partial z} \right), \quad (3')$$

который необходим для правильного рассмотрения случая сильного обменного межслойного взаимодействия (когда межслойный обменный интеграл сравним с внутрислойным). В этом пределе из (3), (3') (в частности, для одинаковых материалов слоев) следует, что намагниченность и ее первая производная непрерывны на плоскости раздела $z = 0$. Граничные условия [11] приводятся к виду (3), если произвести замену $D_j \rightarrow \tilde{D}_j = D_j(1 - A_s/A_s^{f.c})$. Предельная величина параметра поверхностного обмена (α — расстояние между атомными плоскостями разных слоев на границе раздела)

$$A_s^{f.c} = \frac{2D_1 D_2}{a(D_1 M_1 + D_2 M_2)} \quad (4)$$

соответствует поверхностной энергии $\sim 10^2$ мДж/м² для слоев 3d-металлов.

Используя решения (с учетом перенормированных граничных условий (3)) краевых задач для слоев в форме

$$m_j^+(z, t) = a_j \frac{\cos[k_{zj}(d_j \pm z)]}{\cos(k_{zj} d_j)} \exp(-i\omega t),$$

где

$$a_j = m_j^+(z=0), \quad k_{zj}^2 = \left(((2\pi M_j)^2 + (\omega/\gamma_j)^2)^{1/2} - 2\pi M_j - H \right) / D_j, \quad \mathbf{H} \parallel Ox,$$

$$k_{zj}^2 = (\omega/\gamma_j - H_z + 4\pi M_j)/D_j, \quad \mathbf{H} \parallel O z,$$

из условия совместимости системы уравнений для амплитуд СВ a_j получим уравнение для определения разрешенных частот СВ ($k_{z1} = k_1, k_{z2} = k_2$)

$$\tilde{D}_1 \tilde{D}_2 k_1 k_2 \operatorname{tg}(k_1 d_1) \operatorname{tg}(k_2 d_2) = A_s \left[\tilde{D}_1 M_1 k_1 \operatorname{tg}(k_1 d_1) + \tilde{D}_2 M_2 k_2 \operatorname{tg}(k_2 d_2) \right], \quad (5)$$

которое при $A_s \neq 0$ имеет корни $k_1 = k_2 = 0$, соответствующие частотам ФМР системы только в вырожденном случае одинаковых материалов слоев ($M_1 = M_2, \gamma_1 = \gamma_2$). Остальные нетривиальные корни уравнения (5) определяют спектр частот СВ двухслойной пленки. Первые частоты СВ (соответствующие минимальным ненулевым разрешенным значениям $k_{1,2}$) находим для предела $k_j d_j \ll 1$ из уравнения ($k_{zj}^2 = \Omega_j/D_j$):

$$\Omega_1 \Omega_2 = A_s [M_1 d_1 \Omega_1 + M_2 d_2 \Omega_2] / d_1 d_2. \quad (6)$$

Так как измерения СВР производят при фиксированной частоте спектрометра ω , удобно записать решение (6) для разрешенных резонансных полей в виде, одинаковом для параллельной и перпендикулярной ориентаций поля

$$2H_{1,2} = H_{01} + H_{02} - \kappa \mu_{\pm} \pm ((H_0 - H_{02} + \kappa \mu_-)^2 + 4\kappa^2 \mu_1 \mu_2)^{1/2}, \quad (7)$$

где

$$\mu_{\pm} = \mu_1^{\pm} \mu_2, \quad \mu_j = M_j v_j, \quad v_j = d_j/d, \quad \kappa = A_s / dv_1 v_2,$$

H_{0j} — резонансные поля ФМР изолированных слоев на частоте ω .

Формула (7) приближенно описывает резонансные поля длинноволновых возбуждений (в вырожденном случае одна из мод соответствует ФМР) при условии близких параметров материалов слоев $|H_{01} - H_{02}| d_j^2 / D_j \ll 1$. При $\kappa = 0$ резонансные поля (7) сводятся к резонансным полям ФМР изолированных слоев. Отметим, что для $\mathbf{H} \parallel O x$ зависимость $\omega_1(H)$, согласно (7), безщелевая, а $\omega_2(H)$ имеет щель, в приближении $\omega/2\pi M_j \ll 1$ равную $(4\pi \kappa M_1 M_2 (v_1 \gamma_2^2 + v_2 \gamma_1^2))^{1/2}$, что позволяет оценить из эксперимента величину κ .

Разрешенные волновые векторы и резонансные поля СВР в зависимости от параметра $b = A_s / A_s^{f,c}$ и соотношения толщин слоев рассчитаны на основе уравнения (3) численно (рис. 1, 2). Для случая одинаковых материалов слоев (но разных толщин) спектр разрешенных волновых векторов k_z показан на рис. 1, а. Все моды зависят от A_s , причем особенно сильно при обычно выполняющемся в эксперименте условии $A_s \ll A_s^{f,c}$. При $A_s = 0$ $k_{zj} = n_j \pi / d_j$ квантуется в слоях независимо, а в пределе сильной связи слоев при $b \rightarrow 1$ ($A_s \rightarrow A_s^{f,c}$) и $D_1 = D_2, M_1 = M_2, \gamma_1 = \gamma_2$ k_z квантуется в единицах суммарной толщины пленки $k_z = n\pi / (d_1 + d_2)$. В отсутствие немагнитной прослойки типичное отношение $A_s / A_s^{f,c}$ порядка 10^{-2} , но сильно зависит от толщины прослойки. Сравнение с экспериментом позволяет определить A_s для различных пар слоев. Например, расстояние ($\sim 10^2$ мТл) между резонансным полем ФМР и первым пиком СВР

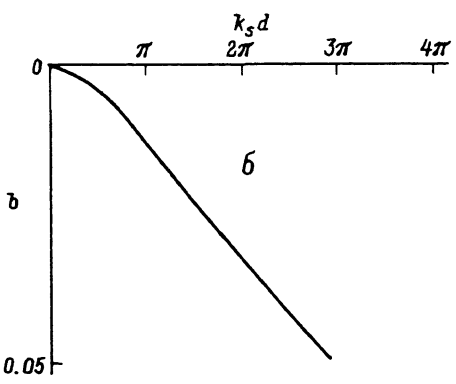
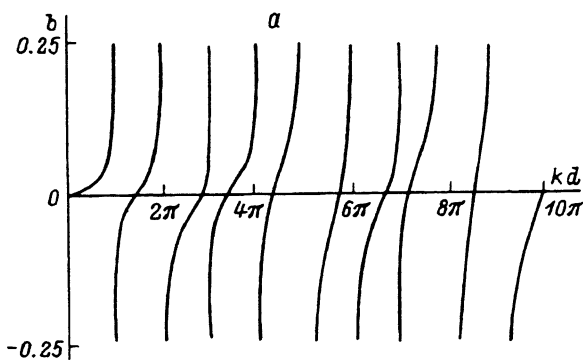


Рис. 1. Разрешенные волновые векторы СВ двухслойной пленки в зависимости от отношения поверхностного и объемного обменных интегралов $b = A_s/A_s^{f,c}$. $M_1 = M_2$, $\alpha_1 = \alpha_2$, $v_1 = 0.7$, $d/a = 100$. d — толщина пленки. $k_s = \text{Im } k$.

для двухслойной пленки FeNi/Cu/FeNi [4] составляет при перпендикулярной ориентации поля $A_s M/dv_1 v_2$, что позволяет оценить поверхностную обменную энергию $E_{ex} = A_s M_1 M_2 \sim 1 \text{ мДж/м}^2$ ($A_s \sim 10 \text{ нм}$).

При антиферромагнитном обменном взаимодействии ($A_s < 0$) уравнение (5) не изменяет вида, имеет действительные корни k_n в фазе $(0, \pi)$, как и при $A_s > 0$, и, кроме действительных, допускает комплексные сопряженные корни $k = \pm i k_s$ в фазе $(0,0)$ (здесь θ_1, θ_2 — полярные углы намагниченностей слоев в основном состоянии в системе координат с $Oz' \parallel \mathbf{H}$, материалы слоев одинаковы), соответствующие поверхностным СВ.

На рис. 1,б показана зависимость мнимой части волнового вектора поверхностной моды (в которую переходит первая разрешенная объемная СВ мода при инверсии знака A_s) от соотношения поверхностного и объемного обменных интегралов. Поверхностная мода локализована вблизи границы раздела $z = 0$. С ростом отношения $|A_s|/A_s^{f,c}$ k_s растет, т.е. степень локализации увеличивается.

Более сложная картина возникает для разных материалов слоев (рис. 2). Спектры построены для двухслойной пленки Co/FeNi с толщинами 18/35 нм [6] на основе уравнения (5) (поле в плоскости пленки). При $A_s < 0$ условие устойчивости фазы $(0,0)$ имеет вид $H > -\chi\mu_+$. При фиксированной частоте в области резонансных полей $H < H_0$; разрешенные k_z действительны в обоих слоях и СВ в слоях объемные. При $H_{01} < H < H_{02}$ (в предположении $H_{01} < H_{02}$ мнимые в первом слое и

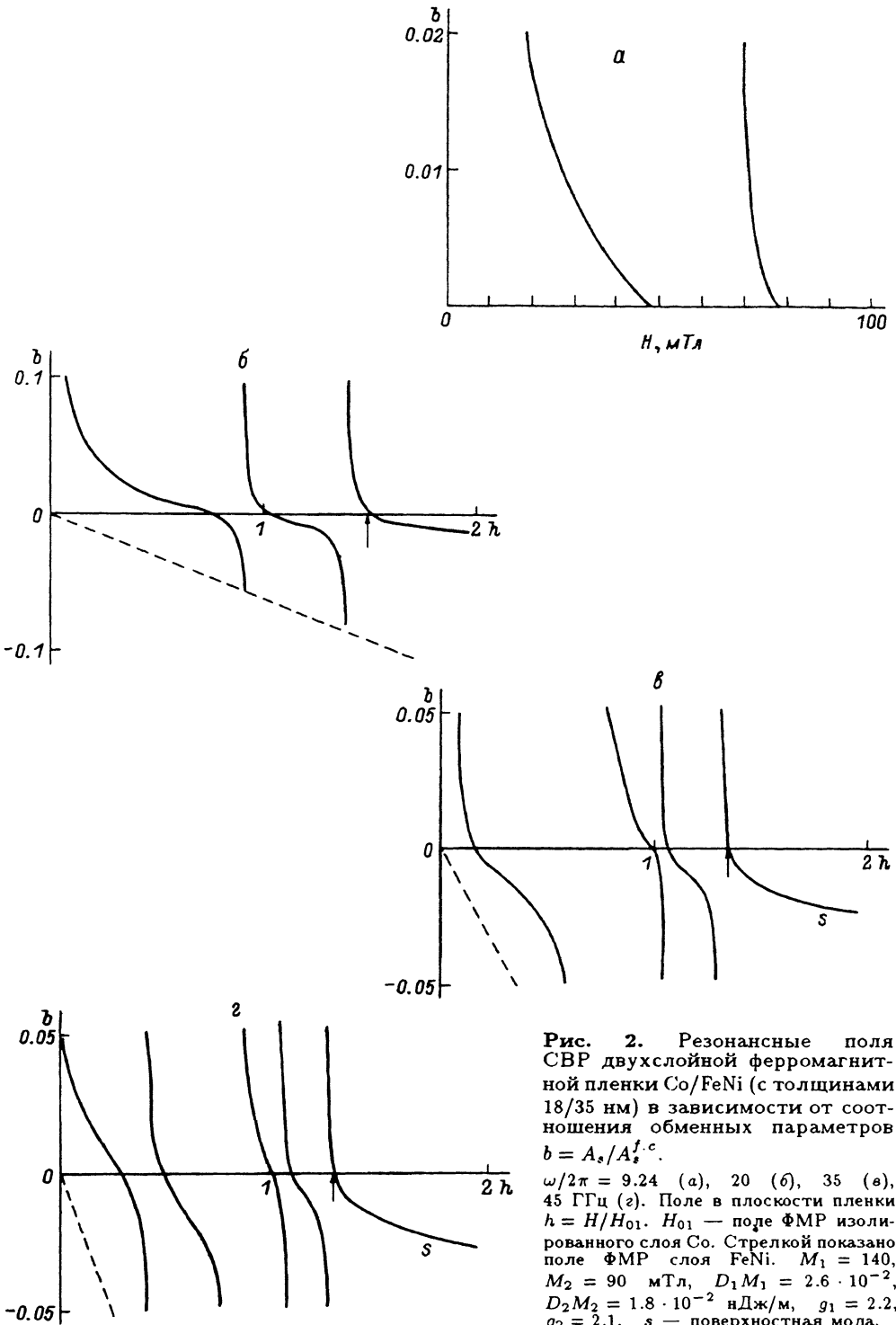


Рис. 2. Резонансные поля СВР двухслойной ферромагнитной пленки Co/FeNi (с толщинами 18/35 нм) в зависимости от соотношения обменных параметров $b = A_s/A_s^f c$. $\omega/2\pi = 9.24$ (а), 20 (б), 35 (в), 45 ГГц (г). Поле в плоскости пленки $h = H/H_{01}$. H_{01} — поле ФМР изолированного слоя Co. Стрелкой показано поле ФМР слоя FeNi. $M_1 = 140$, $M_2 = 90$ мТл, $D_1 M_1 = 2.6 \cdot 10^{-2}$, $D_2 M_2 = 1.8 \cdot 10^{-2}$ нДж/м, $g_1 = 2.2$, $g_2 = 2.1$. s — поверхностная мода.

вещественные во втором. В первом слое амплитуда СВ затухает по мере удаления от интерфейса $z = 0$. При $H > H_{02}$ k_z мнимые в обоих слоях и вне зависимости от частоты существует лишь одно резонансное поле при $A_s < 0$. Т.е. при $H > H_{02}$ есть СВ мода, локализованная вблизи поверхности раздела, как и для случая одинаковых материалов слоев. Резонансное поле и $k_{s1,2}$ этой моды растут с увеличением $|A_s|$. Наличие в СВЧ эксперименте резонансного поля, большего, чем оба поля ФМР изолированных слоев, указывает на антиферромагнитный знак межслойного обменного взаимодействия. Повышение частоты приводит к рождению в низкополевой области все новых разрешенных ветвей резонансных полей, уплотнению спектра и сдвигу ветвей в сторону больших полей.

Для определения спектра СВР из рассчитанного спектра СВ двухслойной пленки необходимо отобрать моды, возбуждаемые однородным переменным магнитным полем ($\parallel Oy$). Для этого рассчитаем относительные интенсивности СВР мод $I_n \sim \text{Im} \chi(\omega = \omega_n)$, пропорциональные мнимой части обобщенной восприимчивости пленки и имеющие, согласно [20], вид

$$I_n \sim \frac{(\int m_{yn} dz)^2}{\int (\Gamma m_{yn}^2 / \gamma M) dz}, \quad I_n \sim \frac{(\int m_{yn} dz)^2}{\int (\Gamma (m_{yn}^2 + m_{zn}^2) / 2\gamma M) dz}, \quad (8)$$

где интегрирование проводится по всей толщине пленки, зависимость Γ , γ , M от z задается ступенчатой функцией, $\Gamma = \Gamma_{1,2}$ — параметры затухания слоев в форме Гильберга, n — номер моды.

Интенсивности СВР мод выражаются через амплитуды СВ на поверхности раздела $z = 0$. Используя соотношение между амплитудами СВ слоев a_j , определяемое граничными условиями (3), для относительной интенсивности получаем выражение

$$I = \frac{2\gamma_1\gamma_2 M_1 M_2 (H_{01} - H_{02})^2 \text{tg}^2 k_1 d_1 \text{tg}^2 k_2 d_2}{k_1^2 k_2^2 Z}, \quad (9)$$

где

$$Z = \gamma_2 M_2 \Gamma_1 d_1 (D_2 k_2 \text{tg} k_2 d_2)^2 \left(\frac{1}{\cos^2 k_1 d_1} + \frac{\text{tg} k_1 d_1}{k_1 d_1} \right) c_1 + \\ + \gamma_1 M_1 \Gamma_2 d_2 (D_1 k_1 \text{tg} k_1 d_1)^2 \left(\frac{1}{\cos^2 k_2 d_2} + \frac{\text{tg} k_2 d_2}{k_2 d_2} \right) c_2,$$

факторы эллиптичности прецессии $c_j = 1$ для $\mathbf{H} \parallel Oz$ и $c_j = (1 + \gamma_j^2 (D_j k_j^2 + H)^2 / \omega^2) / 2$ для $\mathbf{H} \parallel Ox$.

Из (9) следует вывод о том, что СВР моды в двухслойной пленке с одинаковыми исходными резонансными полями ФМР возбуждаться не будут. Это справедливо как для $A_s > 0$, так и для $A_s < 0$ в основном состоянии (0,0). Но, согласно вышеизложенному, в такой пленке возможно однородное решение. Для разных материалов слоев однородные решения запрещены, а формула (9) определяет интенсивности СВР мод. Автор [18] другим методом пришел к аналогичному запрету мод СВР одинаковых слоев для ферромагнитного обмена.

В длинноволновом пределе $k_j d_j \ll 1$ выражение для интенсивности (9) существенно упрощается и приобретает вид

$$I = \frac{dm_1 m_2 (H_{01} - H_{02})^2}{\frac{\Gamma_1}{\gamma_1} c_1 m_2 \Omega_2^2 + \frac{\Gamma_2}{\gamma_2} c_2 m_1 \Omega_1^2}. \quad (10)$$

Рис. 3. Относительные интенсивности первых двух мод СВР пленки Co/FeNi в зависимости от параметра межслойного обменного взаимодействия $\kappa = A_s/dv_1v_2$.
 $\omega/2\pi = 9.24$ ГГц, $\Gamma_1 = 2\Gamma_2$. Параметры слоев те же, что и на рис. 2.

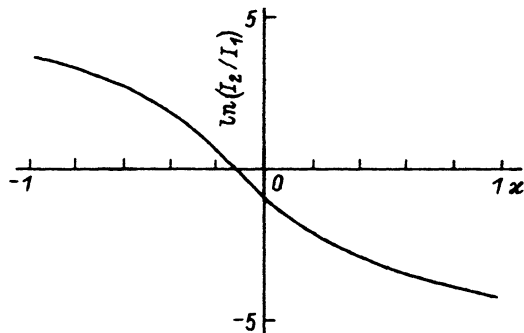
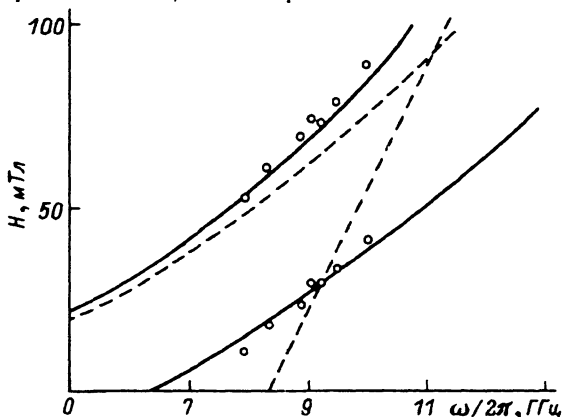


Рис. 4. Частотные зависимости резонансных полей пленки Co/FeNi.

Точки — эксперимент [6], сплошные кривые — расчет по формуле (5) с $b = 0.0085$, штриховые линии — расчет по аппроксимационным формулам работы [6] с $\kappa = 2.55$.
 Параметры слоев те же, что и на рис. 2. Поле в плоскости пленки.

На рис. 3 показана зависимость относительной интенсивности первых двух пиков СВР с резонансными полями (7) пленки Co/FeNi от параметра межслойного обменного взаимодействия A_s . При $A_s > 0$ интенсивность низкополевого («оптического») пика быстро убывает с ростом межслойного взаимодействия. При $A_s < 0$ ситуация обратная и низкополевой пик быстро становится основным при увеличении $|A_s|$, интенсивность же высокополевого (поверхностного) пика падает. Инверсия интенсивностей происходит при $\kappa = -0.12$ ($A_s = -1.43$ нм). Качественно эта картина сохраняется и для других параметров слоев.

3. При типичных экспериментах на частоте ~ 10 ГГц наблюдаются два резонансных значения поля («акустический» и «оптический» пики). Используя, например, зависимости резонансных полей пленки Co/FeNi при $\omega/2\pi = 9.24$ ГГц (поле в плоскости пленки) от A_s (рис. 2, а), по экспериментальным величинам полей [6] можно найти $b = 0.0085$, что соответствует $A_s = 0.48$ нм ($E_{ex} = 0.60$ мДж/м²). Используя это значение A_s , можно построить частотные зависимости резонансных полей и сравнить их с экспериментом [6]. Согласие расчетных кривых с экспериментальными вполне удовлетворительное (рис. 4), что позволяет идентифицировать наблюдаемые пики как пики СВР в отличие от [6]. Неточная интерпретация привела авторов [6] к завышению межслойной обменной энергии.

Наблюдаемые в Fe/Cu/Fe [27], Fe/Au/Fe [22], Co/Cu/Co [23] и Fe/Pd/Fe [24] два резонансных пика, зависящих от толщины немагнитной прослойки

ки d_0 , авторами на основе работы [25] интерпретируются как «акустическая» и «оптическая» моды ФМР (на основании чего определяется параметр A_s), тогда как, согласно вышеизложенному, резонансные поля ФМР от поверхностного обменного взаимодействия зависеть не могут. Либо оба резонансных поля можно интерпретировать как обусловленные дипольным внутрислойным и межслойным (зависящим от d_0) взаимодействием пики ФМР двухслойной пленки, либо необходимо интерпретировать пики как СВР (и только в этом случае можно определить A_s). Ввиду малости межслойного дипольного взаимодействия более убедительной представляется вторая интерпретация, так как положения пиков сильно зависят от d_0 . Однородного резонанса (вырожденный случай) на практике достичь не удастся, поскольку даже слои одинакового материала различаются по своим параметрам [9]. Малая относительная интенсивность высокополюевого пика магнитного резонанса в Fe/Cu/Fe [21] качественно объясняется формулой (10) с $A_s < 0$, причем его резонансное поле выше резонансного поля изолированного слоя Fe. Обратное соотношение интенсивностей наблюдается в Co/Cu/Co [23], что соответствует, согласно (10), $A_s > 0$. Интенсивность низкополюевого пика быстро растет с увеличением толщины прослойки Cu в FeNi/Cu/FeNi [9], сравниваясь с интенсивностью основного пика при $d_{Cu} = 2$ нм. Такое монотонное поведение указывает на отсутствие осцилляций $A_s(d_0) > 0$.

Аналогичная [25] неточная интерпретация резонансных пиков дана и в работах [4-6,26], где в эффективных полях слоев фактически была произведена замена $\delta(z)A_s M_1 M_2 \rightarrow (1/d_j)A_s M_1 M_2$ для $j = 1, 2$, позволившая ввести A_s в объемное дисперсионное уравнение для частот ФМР и определить его как подгочный параметр из сравнения с экспериментом. Такая интерпретация является практически допустимой только при аппроксимации двух низших резонансных ветвей для тонких слоев или слабой обменной связи при выполнении критерия $A_s d_j / \alpha_j \ll 1$, эквивалентного $k_j d_j \ll 1$. В то же время решение уравнения на собственные частоты (5) позволяет найти весь спектр двухслойной пленки во всей области изменения A_s вплоть до $A_s^{f.c}$. Например, в работе [22] использование приближения [25] позволило объяснить положения резонансных полей, но не относительные интенсивности пиков.

Для устранения неоднозначностей идентификации наблюдаемых пиков магнитного резонанса в двухслойных пленках также желательно измерять зависимости их положения от толщин магнитных слоев (а не только от d_0) и соответствующие относительные интенсивности. Представляет интерес и измерение СВР с ростом температуры (при фиксированной частоте увеличивается число наблюдаемых СВР пиков), в частности прохождение точки Кюри одного из слоев.

4. Как для одинаковых, так и для разных материалов слоев двухслойной ферромагнитной пленки при антиферромагнитном ($A_s < 0$) обменном межслойном взаимодействии существует поверхностная СВ мода, локализованная на границе раздела слоев. При увеличении $|A_s|$ степень ее локализации растет, а относительная СВР интенсивность падает.

Простой критерий определения знака межслойного обменного взаимодействия по первым двум пикам СВР таков. Взаимодействие ферромагнитно, если интенсивность высокополюевого пика больше, и антиферромагнитно, если резонансное поле высокополюевого пика больше полей

ФМР исходных слоев, а интенсивность меньше интенсивности низкополюсового пика.

Моды СВР в двухслойной пленке с одинаковыми резонансными полями ФМР изолированных слоев не возбуждаются как для $A_s > 0$, так и для $A_s < 0$ в основном состоянии насыщения — фазе (0,0). Спектр СВР содержит лишь пик однородного резонанса.

Согласие расчетных и экспериментальных частотных зависимостей резонансных полей в пленке Co/FeNi позволяет сделать вывод о применимости к ней изложенной модели, интерпретировать наблюдаемые в [6] пики как СВР и определить параметр межслойного обменного взаимодействия $A_s = 4.8$ нм.

Список литературы

- [1] Grunberg P., Schreiber R., Fang V. et al. // *Phys. Rev. Lett.* 1986. V. 57. N 19. P. 2442-2445.
- [2] Muir W.B., Cochran J.F., Rudd J.M. et al. // *J. Magn. Magn. Mat.* 1991. V. 93. P. 229-232.
- [3] Toru O., Voichi H., Akira Y. et al. // *J. Appl. Phys.* 1990. V. 67. N 7. P. 3456-3461.
- [4] Naksymowicz A.Z., Whiting J.S., Watson M.L. et al. // *J. Appl. Phys.* 1991. V. 94. N 1-2. P. 109-112.
- [5] Layadi A., Artman J.O. // *J. Appl. Phys.* 1990. V. 92. N 1. P. 143-154.
- [6] Вознюк Б.П., Гуслиенко К.Ю., Козлов В.И. и др. // *ФТТ*. 1991. V. 33. № 2. С. 438-442.
- [7] Świątek P., Saurenbach F., Pang Y. et al. // *J. Appl. Phys.* 1987. V. 61. N 8. Pt 11A. P. 3753-3755.
- [8] Cochran J.F., Dutcher J.R. // *J. Appl. Phys.* 1988. V. 64. N 10. P. 6092-6094.
- [9] Bosse H., Gartner H. // *J. Magn. Magn. Mat.* 1989. V. 80. P. 339-346.
- [10] Whiting J.S.S., Watson M.L., Chambers A. et al. // *IEEE Trans. Magn.* 1990. V. 26. N 5. P. 2350-2352.
- [11] Barnas J. // *JMMM*. 1991. V. 102. N 3. P. 319-322.
- [12] Hoffman F. // *Phys. St. Sol.* 1970. V. 41. P. 807-813.
- [13] Kordecki R., Meckenstock R., Pelzl J. et al. // *J. Magn. Magn. Mat.* 1991. V. 93. P. 281-284.
- [14] Rivoire M., Suran G., de Wit H.J. et al. // *J. Magn. Magn. Mat.* 1991. V. 93. P. 489-493.
- [15] Vayhinger K., Kronmuller H. // *J. Magn. Magn. Mat.* 1988. V. 72. N 3. P. 307-314.
- [16] Barnas J., Grunberg P. // *J. Magn. Magn. Mat.* 1989. V. 82. P. 186-198.
- [17] Vohl M., Barnas J., Grunberg P. // *Phys. Rev. B*. 1989. V. 36. N 16B. P. 12003-12012.
- [18] Grishin A.M., Dellalov V.S., Shkar V.F. et al. // *Phys. Lett.* 1989. V. A140. N 3. P. 133-135.
- [19] Puzkarski H. // *Phys. St. Sol. (b)*. 1992. V. 171. P. 205-226.
- [20] Wilts C.H., Prasad S. // *IEEE Trans. Magn.* 1981. V. 17. N 5. P. 2405-2414.
- [21] Heinrich B., Celinski Z., Cochran J.F. et al. // *Phys. Rev. Lett.* 1990. V. 64. N 6. P. 673-676.
- [22] Yamazaki H., Ajiro Y., Hosoito N. et al. // *J. Phys. Soc. Jap.* 1991. V. 60. N 3. P. 764-767.
- [23] Heinrich B., Cochran J.F., Kowalewski M. et al. // *Phys. Rev. B*. 1991. V. 44. N 17. P. 9348-9361.
- [24] Celinski Z., Heinrich B., Cochran J.F. // *J. Appl. Phys.* 1991. V. 70. P. 5870-5872.
- [25] Cochran J.F., Heinrich B., Arrott A.S. // *Phys. Rev. B*. 1986. V. 34. N 11. P. 7788-7801.
- [26] Bloemen P.H.J., van Alphen E.A.M., de Jonge W.J.M. // *J. Magn. Magn. Mat.* 1992. V. 104-107. P. 1175-1176.

Институт металлофизики АН Украины
Киев

Поступило в Редакцию
24 декабря 1992 г.