

УДК 538.214. 538.231

© 1991

ВЛИЯНИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ СЛОЕВ НА ФМР В ДВУХСЛОЙНЫХ ФЕРРОМАГНИТНЫХ ПЛЕНКАХ

*Б. П. Вознюк, К. Ю. Гуслиенко, В. И. Козлов,
Н. А. Лесник, А. И. Мицек*

Исследованы угловые и частотные зависимости полей ФМР тонких двухслойных ферромагнитных пленок Co/FeNi и Ni/FeNi при комнатной температуре. Результаты измерений интерпретируются в рамках модели двухслойной пленки, учитывающей обменное и магнитостатическое взаимодействие слоев. Из сравнения экспериментальных данных и результатов численных расчетов определены параметры модели.

1. Интерес к многослойным магнитным пленкам все возрастает [1], и в частности к пленкам, содержащим слои переходных и редкоземельных металлов (РЗ—ПМ). Основное внимание исследователей сосредоточено на изучении моделированных [2-4] и двухслойных пленок [5-16] с немагнитной прослойкой или без. Экспериментаторы ставят своей задачей определение величины энергии взаимодействия слоев и ее зависимости от физических параметров [6, 9, 10], нередко имея в виду применение таких сред для (магнитооптической) записи информации [5, 8, 9, 17]. Теоретиков же волнует вопрос о наиболее простом и адекватном описании свойств таких систем [3, 13]. Модельным объектом для построения теории многослойных пленок может служить двухслойная пленка со взаимодействующими ферромагнитными слоями. Такая модель применима к аморфным пленкам сплавов РЗ—ПМ, так как вблизи поверхности нередко возникает магнитный слой с другими параметрами [17].

Накоплен большой экспериментальный материал, требующий объяснения с единых позиций. Особое место здесь занимают пока относительно немногочисленные работы по магнитному резонансу в многослойных пленках [2, 7, 11, 12, 16]. Из них следует нетривиальные зависимости числа и положения резонансных пиков как от толщин слоев [2, 7, 16], так и от ориентации внешнего поля по отношению к плоскости пленки [7, 11, 16]. Из этих работ и многочисленных статических экспериментов следует вывод о необходимости учета обменного и магнитостатического взаимодействия слоев. Возможно также определение величины этих взаимодействий.

Настоящая работа ставит целью развитие и экспериментальную проверку модели двухслойной пленки [15] с помощью магнитного резонанса в СВЧ-диапазоне. Рассчитываются угловые и частотные зависимости полей ФМР в пленках Co/FeNi и Ni/FeNi с различным соотношением толщин слоев. Соответствующие численные расчеты проведены по схеме: равновесные углы направлений намагниченностей M_j слоев при данной ориентации внешнего магнитного поля H (угол φ) \rightarrow ветви резонансных частот $\omega(H) \rightarrow$ зависимости резонансных полей $H_p(\varphi)$. При подготовке настоящей работы к печати нам стало известно о появлении работы [12], где рассмотрены аналогичные вопросы (эксперимент на двухслойных пленках редкоземельных гранатов). В отличие от [12] в настоящей работе 1) принято, что намагниченности слоев M_j ориентированы под углами θ_j , которые не совпадают в общем случае с направлением внешнего магнитного поля; 2) учтено, что

величины g -факторов слоев могут быть различными; 3) введен критерий ограничения по толщине сверху ($j < \bar{j}_{кр}$ [14]) применимости результатов таких расчетов [7, 11-13, 15, 17]. С этим критерием связана форма учета магнитостатической энергии. При толщинах слоев $d_j < \bar{d}_{кр}^j$ устойчиво магнитное состояние с однородным распределением намагниченности по толщине j слоя. Кроме того, авторы [12] рассчитывают резонансные ветви при антиферромагнитном обмене между слоями без учета магнитной фазовой диаграммы системы (основного состояния).

Установленное нами ранее существование критической толщины ферромагнитного слоя, определение которой введено в [14], позволило целенаправленно изготовить образцы и дать теоретическое истолкование ряду новых эффектов, которые наблюдались нами в этих пленках. В настоящей работе рассмотрены резонансные поля ФМР, соответствующие основному состоянию с однородной намагниченностью слоев, с толщинами, меньшими критических $\bar{d}_{кр}$.

2. Гамильтониан двухслойной пленки используем в виде

$$\mathcal{H} = \mathbf{H}(\mathbf{m}_1 + \mathbf{m}_2) + 2\pi(m_1^z + m_2^z)^2 + \kappa' \mathbf{m}_1 \mathbf{m}_2 - (k_1/v_1)(m_1^z)^2 + (k_2/v_2)(m_2^z)^2, \quad (1)$$

где $\mathbf{m}_j = M_j v_j$, $v_j = d_j / \Sigma d_i$, d_j — толщина слоя j , $k_j \geq 0$ — параметры магнитной анизотропии слоев, $\kappa' = \kappa/v_1 v_2$ — параметр межслойного взаимодействия. Основной вклад в κ дает обменное взаимодействие между слоями через разделяющую их поверхность. Поэтому его можно приближенно считать поверхностным. Система аксиально симметрична с осью симметрии Oz , нормальной к плоскости пленки.

Решение уравнений движения для операторов намагниченности слоев m_j^\pm в линейном приближении по поперечным компонентам позволяет получить биквадратное секулярное уравнение для частот ФМР

$$\omega^4 + a\omega^2 + b = 0, \quad (2)$$

где коэффициенты a и b имеют вид

$$\begin{aligned} a &= \sum_j [v_j^2 - h_j^2] - 2g_1 g_2 m_1 m_2 \kappa' (4\pi \sin \theta_1 \sin \theta_2 + \kappa' \cos(\theta_1 - \theta_2)), \\ b &= \left[\prod_j (v_j - h_j) - g_1 g_2 m_1 m_2 \kappa'^2 \right] \times \\ &\times \left[\prod_j (v_j + h_j) - g_1 g_2 m_1 m_2 (4\pi \sin \theta_1 \sin \theta_2 + \kappa' \cos(\theta_1 - \theta_2))^2 \right], \quad (3) \\ v_j &= g_j \sin^2 \theta_j (4\pi m_j + (-1)^j H_{aj})/2, \\ h_j &= g_j [H \cos(\theta_j - \varphi) + (1/2)(4\pi m_j + (-1)^j H_{aj})(1 - 3 \cos^2 \theta_j) - \\ &- 4\pi m_i \cos \theta_1 \cos \theta_2 - \kappa' m_i \cos(\theta_1 - \theta_2)], \quad H_{aj} = 2k_j M_j, \end{aligned}$$

θ_j — полярные углы направлений намагниченностей слоев в системе координат, где ось Oz нормальна к поверхности пленки; φ — полярный угол ориентации внешнего магнитного поля; g_j — g -фактор j слоя. Ниже магнитной анизотропией слоев в (3) пренебрегаем, так как $H_{aj} \ll 4\pi m_j$ и резонансные поля не менее чем на порядок величины превышают поля анизотропии слоев.

Численное решение уравнений минимизации термодинамического потенциала, соответствующего гамильтониану (1), позволяет найти равновесные зависимости $\theta_j(H, \varphi)$ и ветви частот ФМР двухслойной пленки.

3. Были исследованы двухслойные пленки Co/FeNi с толщинами 35 нм/18 нм (I), 35 нм/12 нм (II) и Ni/FeNi — 25 нм/25 нм (III), 20 нм/20 нм (IV), 53 нм/30 нм (V).

Образцы были изготовлены методом термического испарения металлов в вакууме $\sim 10^{-4}$ Па. Слои FeNi, Co и Ni толщиной меньше критической ($d_{кр} = 20 \div 60$ нм) наносились на подложки из слюды в указанных выше комбинациях. Об отсутствии межслойной диффузии свидетельствуют данные Оже- и ЯМР-анализа образцов [14].

Спектры ФМР двухслойных пленок регистрировались на спектрометре фирмы «Радиопан» при комнатной температуре на частотах 7.94, 8.33, 8.89, 9.05, 9.24, 9.52, 10.01 ГГц.

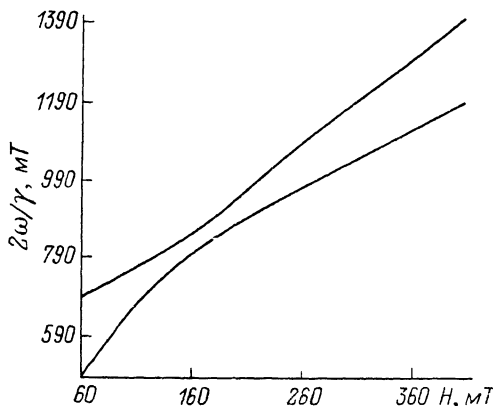


Рис. 1. Ветви резонансных частот пленки Co/FeNi (1) в области кроссинга. $\Phi = 45^\circ$, $g_1 = 2.1$, $g_2 = 2.0$, $\chi = 0.61$.

4. Экспериментальные спектры ФМР образцов имеют два основных резонансных максимума: высокополевой — «киттелевский» (H_p^k) и низкополевой — «обменный» ($H_p^{обм}$) [14].

Расчеты зависимостей $\omega(H)$ с параметрами пленок Co/FeNi и Ni/FeNi приводят к выводу о существовании области сближения (кроссинга) и расталкивания резонансных ветвей для всех углов ϕ . Но частота кроссинга составляет примерно 13—15 ГГц, что несколько выше наибольшей экспериментальной частоты. Кроссинг резонансных ветвей (для пленки

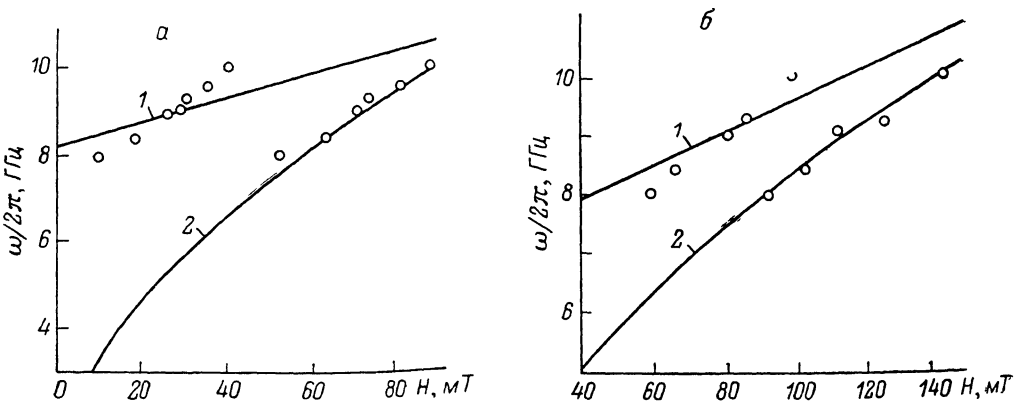


Рис. 2. Ветви резонансных частот для пленок Co/FeNi (а) Ni/FeNi (б) с толщинами слоев 35 нм/25 нм и 53 нм/30 нм.

Сплошные кривые — расчет по (2)—(3), $\chi = 0.61$ (а) и -0.90 (б). 1 — «обменная» ветвь, 2 — «киттелевская». Точки — эксперимент. Поле в плоскости пленки.

Co/FeNi показан на рис. 1) должен иметь своим следствием ряд аномалий физических величин, в частности ширин линий ФМР. Эффективные параметры Гильберта $\Gamma_1, 2$, соответствующие ширинам киттелевской и обменной линий, согласно [15], содержат вклад, пропорциональный $(\omega_1^2 - \omega_2^2)^{-1}$. Вблизи кроссинга $\omega_1 \simeq \omega_2$ и на угловых зависимостях ширин линий появляются аномалии. Измерения резонансных полей всех образцов проведены в области частот ниже кроссинга. Полученные в указанном выше диапазоне частот зависимости $\omega(H)$ сравниваются с расчетными кривыми (рис. 2). Для «киттелевской» ветви согласие удовлетворительное. Однако наклон «обменных» ветвей значительно отличается от предсказываемой теорией величины (с учетом отличия g -факторов изолированных слоев от 2). При

параллельной ориентации внешнего поля ($\varphi=90^\circ$) для g -факторов «обменной» и «киттелевской» ветвей из формул (2)–(3) следуют выражения

$$g_{1,2}^{e,f} = g_0 \left(1 \mp \frac{\Delta}{2g_0} \frac{m_-}{m_+} \right), \quad g_0 = (g_1 + g_2)/2, \\ \Delta = g_1 - g_2 \ll g_0, \quad m_{\pm} = m_1 \pm m_2. \quad (4)$$

Общей особенностью пленок Co/FeNi и Ni/FeNi является одинаковый ход угловых зависимостей резонансного поля высокополевого («киттелевского») максимума при разных толщинах слоев. Для низкополевого («обменного») резонанса, напротив, характерна сильная зависимость от толщины слоев, о чем свидетельствует серия кривых

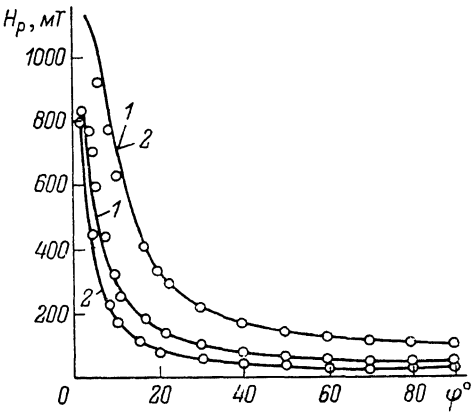


Рис. 3. Угловые зависимости резонансных полей пленок Ni/FeNi на частоте 9.05 ГГц.

1, 2 — «обменный» и «киттелевский» пики для пленки с толщинами слоев 25 нм/25 нм и 20 нм/20 нм соответственно. Сплошные линии — расчет по (2)–(3), $\chi = -1.00$ (1) и -1.0° (2). Точки — эксперимент. Резонансные поля «киттелевских» пиков обеих пленок совпадают во всем интервале углов φ .

$H_p^{\text{обм}}(\varphi)$ (рис. 3, 4). Для малой суммарной толщины слоев частота «обменного» максимума, согласно (2)–(3), лежит выше исследованного диапазона частот. Это было проверено при $\varphi=90^\circ$ на пленках Co/FeNi с толщинами 7 нм/30 нм и подтвердилось.

Расчет угловых зависимостей резонансных полей проводился на основе формул (2)–(3). Параметр χ определялся с использованием экспериментального значения $H_p^{\text{обм}}$ для параллельной ориентации поля ($\varphi=90^\circ$) по формуле

$$\chi = \frac{(H_p^{\text{обм}} - \omega/\gamma)}{m_1 + m_2} v_1 v_2. \quad (5)$$

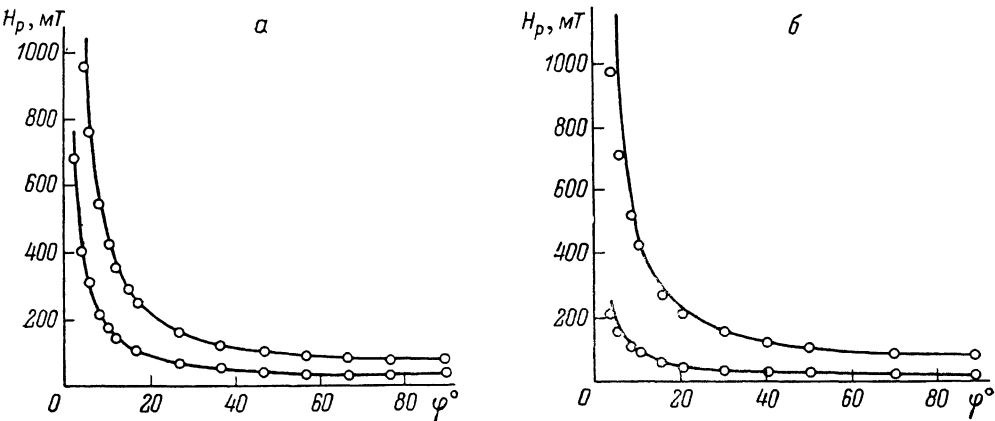


Рис. 4. Угловые зависимости резонансных полей пленок Co/FeNi на частоте 9.05 ГГц с толщинами слоев 35 нм/18 нм (а) и 35 нм/12 нм (б).

Сплошные кривые — расчет по (2)–(3), $\chi = 0.61$ (а) и -0.57 (б). Точки — эксперимент.

Далее с этим значением χ численно рассчитывались угловые зависимости обоих резонансных пиков (сплошные кривые на рис. 3, 4).

5. При сравнении экспериментальных результатов с теорией установлено совпадение в пределах ошибки эксперимента угловых зависимостей резонансных полей, что подтверждает адекватность выбранной модели.

Параметр обменного взаимодействия слоев χ равен -0.61 , -0.57 , -1.00 , -1.08 и -0.90 для I, II, III, IV и V пленок соответственно. Это взаимодействие ферромагнитно и оказывает существенное влияние на положение двух основных резонансных максимумов во всем интервале углов φ . Значения обменного поля $\chi' m_i$, действующего со стороны i -слоя на j -слой, согласуются по порядку величины с полученными в работах [7] (≈ 30 мТ) и [17] (≈ 10 мТ).

Влияние взаимодействия слоев на ФМР в тонких ($d_j < d_{\text{кр}}^j$) двухслойных пленок приводит к тому, что наблюдаются не резонансные поля отдельных слоев, а резонансные поля связанной магнитной системы двух слоев, явно зависящие от параметров взаимодействия слоев. Расчеты резонансных частот ФМР, проведенные на основе модели двухслойной пленки [15], позволяют описать положение резонансных максимумов пленок Co/FeNi, Ni/FeNi во всем интервале углов ориентации внешнего магнитного поля и определить параметр межслойного обменного взаимодействия χ .

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Puchalska I. B., Niedoba H. // Proc. IV Int. Conf. «Physics of Magnetic Materials». 1988. P. 98—108.
- [2] Shin S. C., Coefield M. L., Nuttall R. H. D. // J. Appl. Phys. 1987. V. 61. N 8. P. 4326—4328.
- [3] Vittoria C. // Phys. Rev. 1988. V. B37. N 4. P. 2387—2390.
- [4] Suzuki Y., Masuda H., Shibata T. // IEEE Trans. Magn. 1987. V. 23. N 5. P. 3704—3706.
- [5] Tsunashima S., Tsuji H., Kobayashi T. // IEEE Trans. Magn. 1981. V. 17. N 6. P. 2840—2842.
- [6] Ounadjela K., Suran G. // J. Appl. Phys. 1988. V. 63. N 8. P. 3244—3246.
- [7] Pomerantz M., Slonczewski J. C., Spiller E. // См. [1]. P. 134—150.
- [8] Sato N., Habu K., Oyama T. // J. Appl. Phys. 1987. V. 61. N 8. P. 4287—4289.
- [9] Gambino R. J., Plaskett T. S., Ruf R. R. // IEEE Trans. Magn. 1988. V. 24. N 6. P. 2557—2559.
- [10] Pearey L. A., Comstock C. S., Pohm A. V. // IEEE Trans. Magn. 1987. V. 23. N 5. P. 3716—3717.
- [11] Кобелев А. В., Гогин В. П., Матвеев В. А. и др. // ЖТФ. 1989. Т. 59. № 2. С. 95—100.
- [12] Кобелев А. В., Смородицкий Я. Г. // ФТТ. 1989. Т. 31. № 10. С. 6—11.
- [13] Бабкин Е. В. // ФТТ. 1989. Т. 31. № 9. С. 181—187.
- [14] Гуслиенко К. Ю., Лесник Н. А., Мицек А. И. // Препринт ИМФ АН УССР. № 2. 89. Киев, 1989. 28 с.
- [15] Мицек А. И., Гуслиенко К. Ю. // ФММ. 1987. Т. 64. № 1. С. 43—53.
- [16] Grishin A. M., Dellalov V. S., Shkar V. F. et al. // Phys. Lett. 1989. V. 140. N 3. P. 133—135.
- [17] Васьяковский В. О., Кандаурова Г. С., Свалов А. В., Герасимов Е. Г. // Аморфные пленочные сплавы переходных и редкоземельных металлов. Красноярск, 1988. С. 163—181.

Институт металлофизики АН УССР
Киев

Поступило в Редакцию
22 марта 1990 г.

В окончательной редакции
16 июля 1990 г.