

АНИЗОТРОПИЯ ИНТЕНСИВНОСТИ ЛИНИИ ФМР В ТОНКИХ ДВУХСЛОЙНЫХ ФЕРРИТ-ГРАНАТОВЫХ СТРУКТУРАХ

В.Ф.Шкарь, И.М.Макмак, В.В.Петренко, М.М.Ларионов

*Донецкий государственный университет
340055, Донецк, Украина*

Поступила в редакцию 30 июля 1992 г.

Экспериментально и теоретически установлено, что взаимодействие тонких слоев в точке совпадения их резонансных полей приводит к анизотропии интенсивности основных мод СВР.

Интерес к двухслойным феррит-гранатовым структурам связан с разработкой физических основ спин-волновой электроники ¹. Взаимодействие слоев может привести к расталкиванию мод спин-волнового резонанса (СВР) ², либо проявиться через ферромагнитный резонанс (ФМР) в замыкающих доменах ³.

В работе были проведены исследования угловых зависимостей резонансных полей H_p и интенсивностей основных мод СВР в плоскости (110), нормальной к поверхности образца, в диапазоне частот 4–10 ГГц при комнатной температуре. Структуры имели следующие характеристики. Первая структура, близка к приведенной в ³: подложка – (111) галлий – гадолиниевый гранат, толщиной 0,5 мм, первый наращиваемый на подложку слой (далее подслой) $(Y, Gd, La)_3(Fe, Ga)_5O_{12}$ толщиной $d_1 \approx 0,05$ мкм и намагниченностью насыщения $4\pi M_1 = 380$ Гс, второй – $(Y, Eu, Tm, Lu)_3(Fe, Mn, Ga)_5O_{12}$ толщиной $d_2 = 2,85$ мкм и $4\pi M_2 = 148$ Гс. Обменные константы в слоях равны $A_1 = 2,5 \cdot 10^{-7}$ эрг/см, $A_2 = 2 \cdot 10^{-7}$ эрг/см; гиромагнитные отношения $\gamma_1 = 1,76 \cdot 10^7$ 1/с·Э, $\gamma_2 = 1,47 \cdot 10^7$ 1/с·Э; безразмерный параметр затухания $\alpha_1 = 6 \cdot 10^{-3}$, $\alpha_2 = 25 \cdot 10^{-3}$; константы одноосной магнитной анизотропии $K_1^u = 0$, $K_2^u = 7,7 \cdot 10^3$ эрг/см³, кубической магнитной анизотропии $K_1 = 1,1 \cdot 10^3$ эрг/см³, $K_2 = 4,1 \cdot 10^2$ эрг/см³. Вторая структура: подслой такой же как и в первой структуре, а второй слой, по составу аналогичный подслою, отличался от него только толщиной $d_2 = 0,2$ мкм и константой одноосной анизотропии $K_2^u = 3 \cdot 10^3$ эрг/см³. Константы, характеризующие структуру, были измерены: d_2 – методом интерференции, d_1 – по скорости химического травления, $4\pi M$ – на вибрационном магнитометре, A – по температуре Кюри, а так же из спектров СВР, K^u , K , γ и α – методом ФМР. Для уточнения некоторых параметров использовались однослойные образцы-свидетели. Чтобы выяснить, как толщина основного слоя влияет на интенсивность линии ФМР подслоя, методом химического травления была приготовлена серия образцов диаметром 5 мм из первой структуры. Угловые зависимости интенсивностей для этих образцов с $d_2 = 0$ и 2,85 мкм показаны на рис.1а, а для второй структуры – на рис.1б.

В отличие от работы ² при совпадении резонансных полей подслоя H_{p1} и слоя H_{p2} , то есть при $H_{p1} = H_{p2}$ расталкивания мод СВР не наблюдается. Как видно из рис.1, существует ярко выраженная анизотропия интенсивности этих мод в подслое J_1 и слое J_2 . Для первой структуры на частоте $F = 4,86$ ГГц $H_{p1} = H_{p2}$ для полярного угла $\theta = 35^\circ$, а максимум J_1 находится при $\theta = 45^\circ$, на частоте $F = 8,73$ ГГц $H_{p1} = H_{p2}$ для $\theta = 45^\circ$, а максимум J_1 – при $\theta = 55^\circ$,

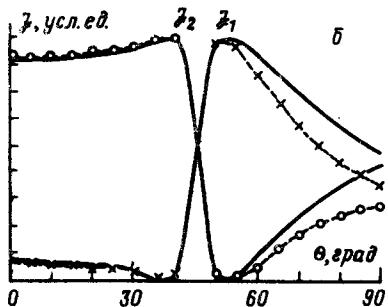
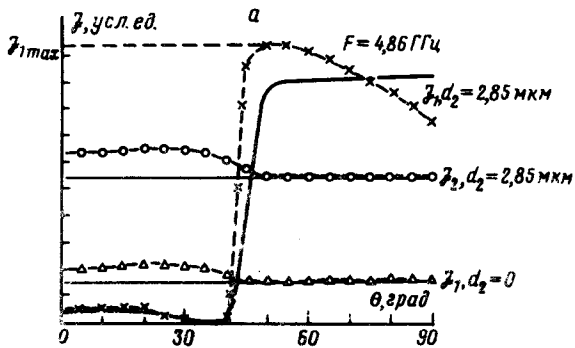


Рис.1

Рис.1. *a* – Зависимости интенсивностей линии ФМР подслоя J_1 и слоя J_2 от полярного угла θ для первой структуры. Сплошной линией приведены теоретические кривые. *б* – Зависимости интенсивностей линии ФМР подслоя J_1 и слоя J_2 от полярного угла θ для первой структуры. Сплошной линией приведены теоретические кривые

Рис.2. Зависимость максимального значения амплитуд линии ФМР подслоя $J_{1,max}$ от толщины слоя d_2 . Сплошной линией приведена теоретическая кривая

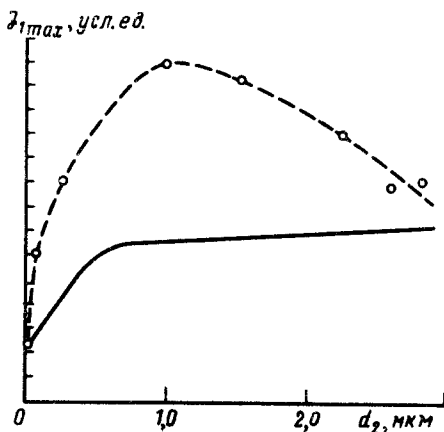


Рис.2

то есть анизотропия J_1 и J_2 обусловлена только взаимодействием слоев и наблюдается при $H_{p1} = H_{p2}$. Когда отсутствует второй слой ($d_2 = 0$), нет и анизотропии J_1 (см. рис.1*a*). На рис.2 показана зависимость максимального значения $J_{1,max}$ в подслое в зависимости от толщины слоя d_2 . Видно, что $J_{1,max}$ имеет наибольшую величину в образце с $d_2 = 1$ мкм, что может иметь важное прикладное значение.

Было высказано предположение, что поведение J обусловлено фазовыми соотношениями между связанными колебаниями M в слое и подслое в районе $H_{p1} = H_{p2}$, аналогично тому, как это соотносится между колебаниями магнитной h компоненты СВЧ поля и прецессией намагниченности M вблизи точки магнитного резонанса.

Для построения теоретической модели запишем уравнение Ландау–Лифшица для каждого из слоев с учетом обменного взаимодействия:

$$\begin{aligned}
 -A_1^0 \frac{d^2 m_1}{dz^2} + (X_1^0)^{-1} m_1 &= h, \\
 -A_2^0 \frac{d^2 m_2}{dz^2} + (X_2^0)^{-1} m_2 &= h,
 \end{aligned}
 \tag{1}$$

здесь z – координата по нормали к поверхности пленки. $A^0 = A/M^2$ имеет

размерность квадрата длины и характеризует неоднородный обмен, χ^0 – магнитная восприимчивость однородно намагниченной пленки ⁴. Будем считать, что на внешних границах структуры отсутствует пиннинг:

$$\begin{aligned} \frac{dm_1(z)}{dz} &= 0, & \text{при } z = d_1, \\ \frac{dm_2(z)}{dz} &= 0, & \text{при } z = -d_2, \end{aligned} \quad (2)$$

а внутренние граничные условия определяются поверхностным обменным взаимодействием. Поверхностная плотность обменной энергии $W = -\beta M_1 \cdot M_2$.

Отсюда эффективные поверхностные поля $H_1 = \beta M_2$ – в подслое, $H_2 = \beta M_1$ – в слое. Подставим эти поля в (1) для поверхностной намагниченности и, пренебрегая пиннингом, получим граничные условия на внутренней поверхности:

$$\begin{aligned} \frac{A_1^0}{\beta} \frac{dm_1(z)}{dz} + Gm_1(z) - m_2(z) &= 0, \\ M_1 A_1^0 \frac{dm_1(z)}{dz} = M_2 A_2^0 \frac{dm_2(z)}{dz}, & \text{при } z = 0. \end{aligned} \quad (3)$$

Здесь M_1 и M_2 – намагниченность слоев, β – константа с размерностью длины, которая, при фиксированном M_1 и M_2 стремится установить динамические намагниченности m_1 и m_2 параллельно, $G = M_2/M_1$. Решая систему (1) с граничными условиями (2) и (3) получим восприимчивость структуры:

$$\chi = d_1 \chi_1^0 + d_2 \chi_2^0 + \frac{\Delta_1 \sin k_1 d_1}{\Delta k_1} + \frac{\Delta_2 \sin k_2 d_2}{\Delta k_2}, \quad (4)$$

где

$$\begin{aligned} \Delta_1 &= k_2 B_2 \sin k_2 d_2 (\chi_2^0 - G \chi_1^0), \\ \Delta_2 &= -k_1 B_1 \sin k_1 d_1 (\chi_2^0 - G \chi_1^0), \\ \Delta &= (k_1 B_1 \sin k_1 d_1 + G \cos k_1 d_1) k_2 B_2 \sin k_2 d_2 + k_1 d_1 \cos k_2 d_2, \\ k_1^2 &= -\frac{1}{A_1^0 \chi_1^0}, \quad k_2^2 = -\frac{1}{A_2^0 \chi_2^0}, \quad B_1 = \frac{A_1^0}{\beta}, \quad B_2 = \frac{A_2^0}{\beta} G. \end{aligned}$$

k_1 и k_2 – некоторые комплексные числа. На рис.1 сплошной линией показаны теоретические зависимости J_1 и J_2 от угла θ . Для первой структуры $\beta = -1$ мкм, для второй $\beta = -0,3$ мкм. На рис.2 сплошная линия – теоретическая зависимость $J_{1,max}$ от d_2 для первой структуры.

В заключение авторы выражают благодарность Фиохиноу В.И. за помощь в построении теоретической модели и Николаеву Е.И., Линнику А.И., Саяпину В.Н. за любезно предоставленные образцы.

1 О.Г.Вендик, Б.А.Калиникос. Изв. вузов, физика 11, 3 (1988).

2 A.M.Grishin, V.S.Dellalov, V.F.Shkar, et al., Phys. Lett. A 140, 133 (1989).

3 В.Ф.Шкар, И.М.Макмак, В.В.Петренко, Письма в ЖЭТФ, 55, 329, (1992).

4 А.Г.Гуревич, Магнитный резонанс в ферритах и антиферромагнетиках. М.: Наука, 1973.