

УДК 538.245

© 1993

МАГНИТОСТАТИЧЕСКИЕ ВОЛНЫ В ФЕРРИТОВЫХ ПЛЕНКАХ С ТРИГОНАЛЬНОЙ АНИЗОТРОПИЕЙ

В. Б. Бобков, И. В. Зависляк, В. Ф. Романюк

Рассмотрены особенности спектров магнитостатических волн (МСВ) в (111)-ориентированных ферритовых пленках с тригональной анизотропией. Предложена модифицированная методика определения материальных параметров пленок с учетом трех констант анизотропии. Методика использует спектры прямых и обратных объемных МСВ, а также измерения величины подмагничивающего поля в точке перехода в доменное состояние. Приведены результаты экспериментов для пленок различных толщин и намагниченностей.

Известно, что симметрия эпитаксиальных гранатовых пленок, выращенных на (111)-подложках, является тригональной [1, 2]. Однако до сих пор влияние магнитной анизотропии на свойства магнитостатических волн (МСВ) и колебаний в эпитаксиальных ферритовых пленках учитывалось в лучшем случае в модели смешанной одноосной и кубической анизотропии [3-5].

Целью настоящей работы являются анализ спектров возбуждений в ферритовых (111)-пленках с тригональной анизотропией, выявление особенностей, связанных с магнитной симметрией, и определение полного набора магнитных параметров таких пленок.

1. Используя результаты работы [2], можно получить следующее выражение для плотности энергии анизотропии (111)-пленки:

$$U_a = K_1^{\text{тр}} \alpha_1 \alpha_2 + K_2^{\text{тр}} \alpha_1^2 \alpha_2^2 + K_3^{\text{тр}} \alpha_1^2 \alpha_2 \alpha_3 + \text{ц. п.}, \quad (1)$$

где α_j — направляющие косинусы вектора намагниченности \mathbf{M} , $K_j^{\text{тр}}$ — константы анизотропии, ц. п. — циклические перестановки. Константы $K_j^{\text{тр}}$ связаны с ранее использовавшимися [3-5] константами одноосной K_u и кубической K_1 анизотропии. Так, $3K_1^{\text{тр}} = -2K_u$, а $K_2^{\text{тр}} = K_1$. Третье слагаемое в (1) ранее во внимание не принималось.

В этом случае тензор магнитной проницаемости $\hat{\mu}$ феррита с тригональной анизотропией при касательном подмагничивании вдоль оси $\langle 110 \rangle$ сохраняет использовавшийся в работах [3-5] вид, однако характерные частоты теперь следующие:

$$\left(\frac{\omega_1}{\gamma} \right)^2 = H_0 (H_0 - H_u - H_k - H_p + 4\pi M) - 2 \left(H_k - \frac{1}{2} H_p \right)^2, \quad (2)$$

$$\left(\frac{\omega_2}{\gamma} \right)^2 = (H_0 - H_u - H_k - H_p) (H_0 + 4\pi M) - 2 \left(H_k - \frac{1}{2} H_p \right)^2, \quad (3)$$

$$\left(\frac{\omega_3}{\gamma}\right)^2 = H_0(H_0 - H_u - H_k - H_p) - 2\left(H_k - \frac{1}{2}H_p\right)^2, \quad (4)$$

где

$$H_u = -\frac{3K_1^{\text{tr}}}{M}, \quad H_k = \frac{K_2^{\text{tr}}}{M}, \quad H_p = \frac{K_3^{\text{tr}}}{M}.$$

При нормальном подмагничивании вид тензора $\hat{\mu}$ [4, 5] тоже сохраняется, но характерные частоты

$$\left(\frac{\omega_1}{\gamma}\right)^2 = \left(H_0 + H_u - \frac{4}{3}H_k - \frac{7}{3}H_p\right) \left(H_0 + H_u - \frac{4}{3}H_k - \frac{7}{3}H_p - 4\pi M\right), \quad (5)$$

$$\frac{\omega_3}{\gamma} = H_0 + H_u - \frac{4}{3}H_k - \frac{7}{3}H_p - 4\pi M. \quad (6)$$

Дисперсионные соотношения МСВ, записанные через компоненты тензоров магнитной проницаемости [4, 5], остаются без изменений.

2. Анализ параметров (111)-пленок железо-иттриевого граната (ЖИГ) и семейства пленок, близких к ЖИГ, получаемых легированием, показывает [6], что они слабоанизотропны. Поэтому очевидно, что при больших подмагничивающих полях эффекты, связанные с тригональной анизотропией, невелики и наиболее сильно проявляются в окрестности частоты ω_1 , где существуют анизотропные прямые объемные и обратные объемные МСВ [7]. Однако экспериментально наблюдаемые спектры этих волн выражены недостаточно четко и их трудно использовать для измерительных целей.

Наиболее ярко влияние анизотропии на статические и динамические свойства ферритовых пленок проявляется при малых подмагничивающих полях, близких к полю фазового перехода насыщенное—ненасыщенное состояние H_0^c . В этом случае при касательном подмагничивании внешним полем H_0 , параллельным оси $\langle 110 \rangle$, можно исследовать устойчивость основного однородного состояния ($M \parallel H_0 \parallel \langle 110 \rangle$). Плотность магнитной энергии, учитывающей зеемановский и анизотропный вклады, имеет в этом случае вид

$$U = -M_0 H_0 \cos \vartheta \cos \varphi + \frac{1}{2}(3K_1^{\text{tr}} - K_2^{\text{tr}} - K_3^{\text{tr}}) \sin^2 \vartheta + \frac{1}{6} \left(2K_2^{\text{tr}} + 5K_3^{\text{tr}} \right) \sin^4 \vartheta - \frac{\sqrt{2}}{3} \left(K_2^{\text{tr}} - \frac{1}{2}K_3^{\text{tr}} \right) \sin \vartheta \cos^3 \vartheta \sin 3\varphi, \quad (7)$$

где ϑ , φ — углы, определяющие положение вектора M в сферической системе координат. При этом ϑ — угол между M и плоскостью (111), φ — угол между проекцией M на плоскость (111) и осью $\langle 110 \rangle$. Исследуя ее на экстремум как функцию двух переменных, получаем, что критерий Сильвестра минимума (точка $\vartheta = 0$, $\varphi = 0$) начинает нарушаться при подмагничивающих полях, удовлетворяющих уравнению

$$H_0^c (H_0^c - H_u - H_k - H_p) - 2 \left(H_k - \frac{1}{2} H_p \right)^2 = 0, \quad (8)$$

из которого определяется H_0^c . Заметим также, что (8) соответствует условию $\omega_3 = 0$.

3. Для исследования влияния тригональной симметрии пленок на спектры МСВ и определения материальных магнитных параметров (111)—ЖИГ пленок проведены экспериментальные исследования спектров МСВ в трехсантиметровом и дециметровом диапазонах. Для селекции возбуждений по волновым числам и реализации неразрушающей методики исследований применялись периодические возбуждающие структуры, устанавливаемые соответственно в полый металлический волновод [8] в трехсантиметровом диапазоне и микрополосковый волновод в дециметровом диапазоне. Рассматривались спектры отраженных сигналов от измерительной ячейки с использованием режимов сканирования как подмагничивающего поля, так и частоты.

По результатам измерений в трехсантиметровом диапазоне спектров ПОМСВ из системы уравнений

$$\begin{aligned} \frac{2\pi n_1}{T_c} s &= \frac{2}{\sqrt{-\mu^{(1)}}} \operatorname{arctg} \frac{1}{\sqrt{-\mu^{(1)}}}, \\ \frac{2\pi n_2}{T_c} s &= \frac{2}{\sqrt{-\mu^{(2)}}} \operatorname{arctg} \frac{1}{\sqrt{-\mu^{(2)}}}, \end{aligned} \quad (9)$$

где

$$\mu^{(l)} = \frac{(\omega^{(l)})^2 - \omega_1^2}{(\omega^{(l)})^2 - \omega_3^2},$$

ω_1^2 и ω_3^2 выражаются формулами (5) и (6), n_1 и n_2 — номера пиков резонансного поглощения, а $\omega^{(1)}$ и $\omega^{(2)}$ — их частоты, s — толщина пленки, определялись $4\pi M$ и $H_a^- = H_u - 4H_k/3 - 7H_p/3$, а по спектрам ООМСВ — $4\pi M$ и $H_a^+ = -H_u - H_k - H_p$ из системы

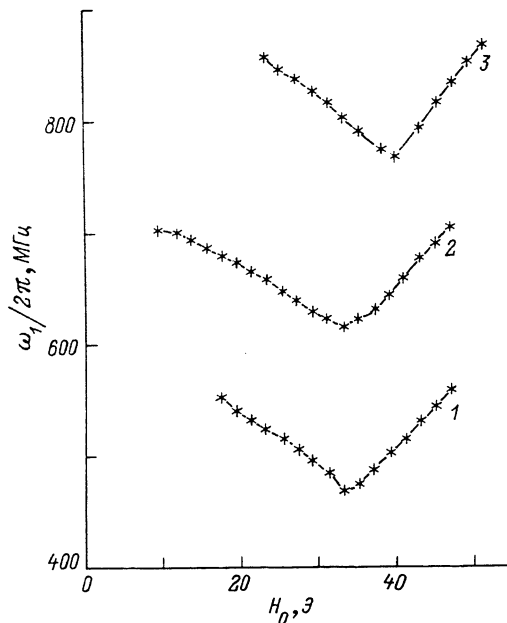
$$\begin{aligned} \frac{2\pi m_1}{T_c} s &= 2 \sqrt{-\mu^{(1)}} \operatorname{arctg} \sqrt{-\mu^{(1)}}, \\ \frac{2\pi m_2}{T_c} s &= 2 \sqrt{-\mu^{(2)}} \operatorname{arctg} \sqrt{-\mu^{(2)}}, \end{aligned} \quad (10)$$

где

$$\mu^{(l)} = \frac{(\omega^{(l)})^2 - \omega_1^2}{(\omega^{(l)})^2 - \omega_3^2}.$$

Здесь для ω_1^2 и ω_3^2 используются выражения (2) и (4), в которых отбрасывается слагаемое $2\gamma^2 (H_k - H_p/2)^2$ как малая поправка.

В дециметровом диапазоне исследовалась зависимость $\omega_1(H_0)$ по наблюдениям ПМСВ с $k \approx 0$, которая имела вид, изображенный на рисунке. Эта зависимость позволяет с достаточно высокой точностью определить H_0^c и минимальное значение частоты ω_1^{\min} , отвечающее этому полю. Поскольку в точке фазового перехода ($H_0 = H_0^c$) $\omega_3 = 0$, имеет место следующее соотношение:



Зависимость частоты ω_1 от величины подмагничивающего поля H_0 вблизи точки периода насыщенное—ненасыщенное состояние.

$s = 15.3$ (1), 20.6 (2), 23.3 мкм (3). s — толщина пленки.

$$4\pi M^* = \frac{(\omega_1^{\min}/\gamma)^2}{H_0^c}. \quad (11)$$

Таким образом, можно определить величину $4\pi M^*$. С другой стороны, выполняется (8), что позволяет с учетом результатов, полученных из (9) и (10), записать систему уравнений для определения полей анизотропии

$$-H_u - H_k - H_p = H_a^+,$$

$$H_u - \frac{4}{3} H_k - \frac{7}{3} H_p = H_a^-,$$

$$H_0^c (H_0^c - H_u - H_k - H_p) - 2 \left(H_k - \frac{1}{2} H_p \right)^2 = 0. \quad (12)$$

Найденные значения $4\pi M$ и полей анизотропии приведены в таблице для трех образцов.

Экспериментально определенные магнитные параметры гранатовых пленок

s , мкм	$4\pi M^{\perp}$, Гс	$4\pi M^{\parallel}$, Гс	$4\pi M^*$, Гс	H_u , Э	H_k , Э	H_p , Э
15.3	785	785	835	-50	-60	-15
20.6	1220	1220	1435	-35	-55	-10
23.3	1760	1750	1840	-35	-60	-10

Проведенный анализ показывает, что тригональная симметрия в случае чистого ЖИГ приводит к различным значениям $4\pi M$ для нормального и касательного подмагничиваний, чего и следовало ожидать согласно [9].

Составляющая поля анизотропии, определяемая третьим слагаемым в (1), по своей величине сравнима с двумя предыдущими, и ее следует учитывать как при исследованиях МСВ при малых подмагничивающих полях, так и при теоретических и экспериментальных исследованиях доменных структур в эпитаксиальных пленках. Отличие величин $4\pi M^{\parallel}$ и $4\pi M^*$, скорее всего, связано с небольшой (единицы эрстед) неоднородностью H_u и H_k , которая приводит к неопределенности H_0^c в формуле (11), предполагающей, что пленка однородна.

Список литературы

- [1] Muller M. W. // Phys. Stat. Solidi (b). 1977. V. 83. N 1. P. 177.
- [2] Szymczak H., Tsuya N. // Phys. Stat. Solidi (a). 1979. V. 54. P. 117—120.
- [3] Берегов А. С., Кудинов Е. В. // Электронная техника. Электроника СВЧ. 1986. В. 6. (390). С. 41—47.

- [4] Gieniusz R., Smoczynski L. // J. Magn. Mater. 1987. V. 66. N 2. P. 366—372.
- [5] Данилов В. В., Зависляк И. В., Балинский М. Г. Спин-волновая электродинамика. Киев: Лыбидь, 1991. 212 с.
- [6] Зависляк И. В., Романюк В. Ф. // УФЖ. 1989. Т. 34. № 10. С. 1534—1536.
- [7] Зависляк И. В., Талалаевский В. М., Чевнюк Л. В. // ФТТ. 1989. Т. 31. № 5. С. 319—321.
- [8] Панкрац А. И., Петраковский Г. А., Смык А. Ф. // ДАН СССР. 1987. Т. 294. № 5. С. 1097—1101.
- [9] Туров Е. А. Физические свойства магнитоупорядоченных кристаллов. М.: Изд-во АН СССР, 1963.

Киевский университет
им. Т. Г. Шевченко

Поступило в Редакцию
21 сентября 1992 г.

