

УДК 537.635

МАГНИТОСТАТИЧЕСКИЕ ВОЛНЫ В ПЛЕНКАХ ФЕРРОШПИНЕЛИ

В. Б. Анфиногенов, Л. А. Митлина, А. Ф. Попков,
А. А. Сидоров, В. Г. Сорокин, В. В. Тихонов

Теоретически и экспериментально исследованы магнитоэпитаксиальные волны в эпитаксиальных пленках марганцевого феррита со структурой шпинели. На основании измерений дисперсии и затухания волн определены основные магнитные параметры исследованных образцов. Подробно проанализированы анизотропные свойства магнитоэпитаксиальных волн в насыщенных пленках и в пленках с доменной структурой.

Свойства безобменных спиновых волн, называемых обычно магнитоэпитаксиальными волнами (МЭВ) [1-3], существенно зависят от свойств используемых ферритовых материалов [4]. Это позволяет по спектральным характеристикам МЭВ определять фундаментальные магнитные постоянные — намагниченность насыщения M_0 , константу анизотропии K_1 и прочее. До сих пор основная масса исследований МЭВ проводилась на пластинах и эпитаксиально выращенных пленках железоиттриевого граната (ЖИГ). Интерес к ферритам со структурой шпинели вызван в основном большими по сравнению с ЖИГ значениями намагниченности M_0 и поля анизотропии $H_A = K_1/M_0$. Особый интерес вызывают МЭВ в тонких пленочных образцах, о первом наблюдении которых сообщалось в [5].

В данной работе впервые проводится экспериментальный и теоретический анализ распространения МЭВ в эпитаксиальных пленках марганцевого феррита-шпинели. Подробно обсуждаются анизотропные свойства МЭВ. Определены основные магнитные постоянные. Обнаружены и исследованы волны в пленках феррошпинели при наличии доменной структуры (ДС).

1. Дисперсионные зависимости МЭВ в пленках с кубической магнитной анизотропией подробно рассматривались в [6-8]. Мы здесь ограничимся анализом случая, имевшего место в эксперименте. Рассмотрим МЭВ в касательно намагниченной пленке толщиной d , выращенной в плоскости (001), с волновыми векторами \mathbf{q}' , ортогональными внешнему постоянному магнитному полю \mathbf{H}_0 . Учитывая, что в пленке феррошпинели поле размагничивания значительно превышает поле анизотропии $4\pi M_0 \gg 2H_A$, можно считать, что вектор намагниченности \mathbf{M}_0 всегда лежит в плоскости пленки. Равновесное направление \mathbf{M}_0 вычисляется из условия минимума термодинамического потенциала феррита и при заданных условиях определяется уравнением

$$2H_0 \sin(\varphi - \theta) - H_A \sin 4\varphi = 0, \quad (1)$$

где φ и θ — углы, образуемые векторами \mathbf{M}_0 и \mathbf{H}_0 с осью $\langle 100 \rangle$. Из уравнения (1) следует, что векторы \mathbf{M}_0 и \mathbf{H}_0 в общем случае неколлинеарны. Их коллинеарность достигается только при углах $\theta = k\pi/4$ ($k = 0, 1, 2, \dots$), когда $\mathbf{H}_0 \parallel \langle 100 \rangle$ и $\mathbf{H}_0 \parallel \langle 110 \rangle$, или при сильных внешних полях $H_0 \gg H_A$. При $H_0 = 0$ $\mathbf{M}_0 \parallel \langle 110 \rangle$.

Дисперсионное уравнение МСВ получается в виде

$$2\alpha\mu_1 \operatorname{cth}(\alpha q'd) + \alpha^2\mu_1^2 - \mu_2^2 \cos^2(\varphi - \theta) + 1 = 0, \quad (2)$$

$$\alpha = \sqrt{\frac{\mu_2}{\mu_1} \cos^2(\varphi - \theta) + \frac{1}{\mu_1} \sin^2(\varphi - \theta)}, \quad \mu_1 = \frac{\omega_a^2 - \omega^2}{\omega_1\omega_2 - \omega^2},$$

$$\mu_2 = \frac{\omega_b^2 - \omega^2}{\omega_1\omega_2 - \omega^2}, \quad \mu_a = \frac{\omega\omega_M}{\omega_1\omega_2 - \omega^2}, \quad \omega_a = \sqrt{\omega_1(\omega_2 + \omega_M)},$$

$$\omega_b = \sqrt{\omega_2(\omega_1 + \omega_M)}, \quad \omega_M = \gamma 4\pi M_0, \quad \omega = 2\pi f,$$

$$\omega_1 = \gamma [H_0 \cos(\varphi - \theta) - 2H_A(1 - 2\sin^2 2\varphi)],$$

$$\omega_2 = \gamma [H_0 \cos(\varphi - \theta) - H_A(2 - \sin^2 2\varphi)].$$

При $\alpha^2 > 0$ уравнение (2) описывает дисперсию поверхностных МСВ (ПМСВ), частоты которых лежат в интервале $\omega_a < \omega < \omega_c$, где ω_c удовлетворяет уравнению

$$(\alpha\mu_1 + 1)^2 - \mu_2^2 \cos^2(\varphi - \theta) = 0, \quad (3)$$

а при $\alpha^2 < 0$ дисперсию обратных объемных МСВ (ООМСВ), спектр которых примыкает снизу к спектру ПМСВ и лежит в интервале частот $\omega_b < \omega < \omega_a$. ПМСВ имеют одномодовый, а ООМСВ многомодовый со-

Параметры пленок марганцевой феррошпинели

Номер пленки	x	d , мкм	$4\pi M_0$, Гс	H_A , э	$K_1 \cdot 10^{-4}$, эрг/см ²	ΔH , э	
						$H_0 \parallel \langle 100 \rangle$	$H_0 \parallel \langle 110 \rangle$
1	1.0	12	2850	108	-2.4	11.8 (2.7)	12.3 (3.1)
2	1.0	20	2900	60	-1.4	6.4 (2.2)	14.8 (3.6)
						10.5 (3.7)	16.4 (3.9)
3	1.0	34	3100	85	-2.0	4.6 (2.0)	10.1 (3.4)
4	1.0	40	3100	90	-2.2	6.1 (2.2)	11.7 (3.3)
5	0.73	9	3450	160	-4.39	7.6 (2.2)	10.7 (3.7)
6	0.73	14	3300	160	-4.2	14.2 (2.7)	16.6 (3.7)
7	0.73	14	3500	150	-4.18	10.1 (2.6)	13.4 (3.7)
8	0.61	20	5000	100	-4.1	10.1 (4.5)	19.4 (4.5)
9	0.61	30	4100	140	-4.6	9.4 (3.8)	16.0 (3.8)
10	1.0	20	2500	200	-3.96	9.4 (3.1)	12.2 (3.5)

Примечание. Состав пленки № 10 (Mg - Mn)Fe₃O₄. Пленки № 1, 2, 4, 6, 10 выращены на свежем сколе MgO, остальные на полированных в H₂PO₄ подложках. В скобках указаны частоты в ГГц, на которых измерялись ΔH .

став. При $H_0 \parallel \langle 100 \rangle$ ($\theta = k\pi/2$) спектр ООМСВ «схлопывается». Дисперсионная зависимость ПМСВ в этом случае выражается простой формулой

$$\omega^2 = \left(\omega_H + \frac{1}{2}\omega_M\right)^2 - \frac{\omega_M^2}{4} \exp(-2q'd), \quad (4)$$

где $\omega_H = \gamma(H_0 - 2H_A)$. Последнее выражение по виду совпадает с известным результатом Деймона—Эшбаха [1] для изотропных ферритов.

2. Экспериментальные образцы представляли собой монокристаллические пленки марганцевой феррошпинели Mn_xFe_{3-x}O₄, выращенные на подложках из окиси магния MgO с ориентацией плоскости (001). Пленки выращивались методом химических газотранспортных реакций в атмосфере хлористого водорода при температуре 980—1150 °C [9]. Была изготовлена партия пленок с различным формульным содержанием марганца в шихте источника $x = 0.6 \div 1.0$ и с разными толщинами 9—40 мкм (см. таблицу). На рис. 1 представлены типичные распределения концентрации n ионов Mn и Fe по толщине пленки, измеренные при помощи рентгеновского микроанализатора. Видно, что пленки на границе с подложкой имеют размытый переходный слой толщиной 3—5 мкм.

В отдельных образцах пленок хорошо просматривалась полосовая субдоменная структура (СДС). Визуализация СДС осуществлялась порошковым методом в коллоидном растворе (рис. 2). Ширина полос составляла 3—5 мкм. Полосовые домены были сгруппированы в крупные блоки — основные домены намагниченности — с характерными размерами 2—5 мкм. В соседних доменах направления полос СДС были взаимоортогональны и с точностью до 20° совпадали с осями $\langle 110 \rangle$ подложки. Граница двух основных доменов хорошо видна на рис. 2. Там же можно наблюдать нарушения периодичности полосовой СДС на структурных дефектах пленки. Плотность дефектов в среднем составляла величину порядка 100 см^{-2} . Приложение в плоскости пленки слабого поля $H_0 \sim 10 \text{ Э}$ приводило к росту одного из доме-

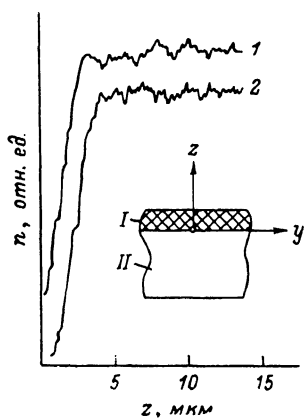


Рис. 1. Распределение концентрации ионов по толщине пленки.

1 — ионы Mn, 2 — ионы Fe. На вставке — геометрия структуры. I — пленка $\text{Mn}_{0.8}\text{Fe}_{2.2}\text{O}_4$, II — подложка MgO.

нов практически до размеров всего образца. При этом период полосовой СДС практически не меняется.

3. Экспериментальные исследования проводились по следующей методике. Возбуждение и прием МСВ осуществлялись микрополосковыми преобразователями шириной 50 мкм, длиной 2—12 мм. Пленки прижимались к полоскам и помещались в постоянное магнитное поле H_0 , парал-

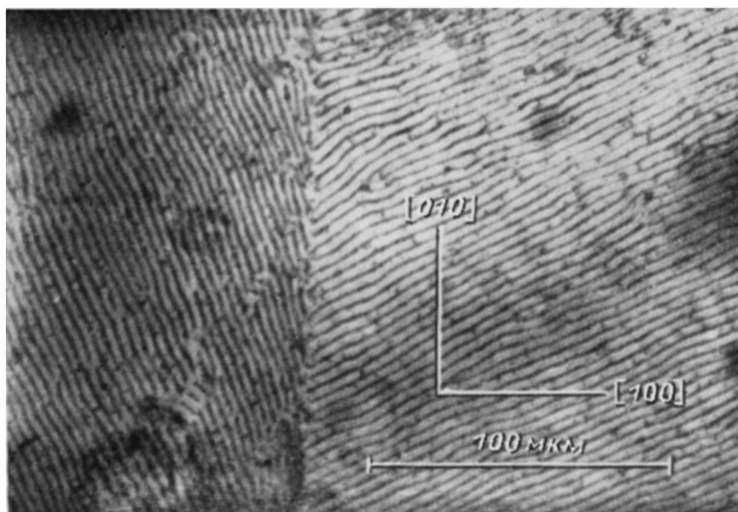


Рис. 2. Доменная структура пленки феррошпинели.

лельное полоскам. Измерялись амплитудно-частотные характеристики (АЧХ) прошедшего сигнала и амплитудно-пространственные характеристики поперечного сечения (профиля) луча МСВ. Измерялись волновые числа q' , декременты q'' и групповые скорости МСВ $V_{гр}$, причем эти измерения проводились двумя независимыми методами — методом движущегося преобразователя [10, 11] и фазочастотным методом [12]. Ошибки измерений q' и $V_{гр}$ не превышали 5%.

Ниже для иллюстрации приведены результаты, полученные на одном из типичных образцов пленки феррошпинели, выращенной из шихты

состава $Mn_{0.8}Fe_{2.2}O_4$ на химически полированной подложке. Толщина пленки, измеренная по сколу, составляла 15 мкм. Доменная структура данной пленки представлена на рис. 2. Для удобства измерений образец вырезался в виде диска диаметром 10 мм.

В выбранном образце при полях $H_0 > 200$ Э МСВ могли наблюдаться на расстояниях до ~ 10 мм от входного преобразователя. Частоты наблюдения волн существенно зависели от ориентации пленки относительно преобразователей и поля, достигая минимальных значений при $H_0 \parallel \langle 100 \rangle$ и максимальных при $H_0 \parallel \langle 110 \rangle$. Как и в ЖИГ, при смене знака поля H_0 наблюдалась характерная для ПМСВ невязимость волн порядка 10—20 дБ. При $H_0 \parallel \langle 110 \rangle$ на АЧХ наблюдались слабые сигналы в полосе частот ООМСВ. О возбуждении ООМСВ говорило также то, что эти сиг-

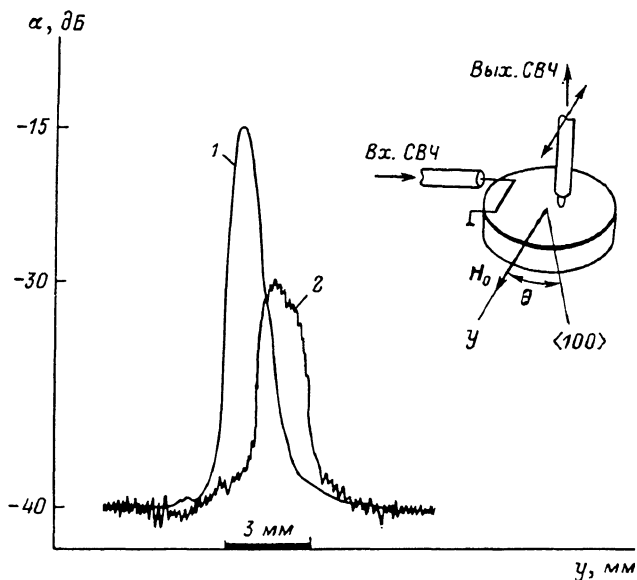


Рис. 3. Профили лучей ПМСВ в единицах ослабления сигнала α .

Частота сигнала $f=5.2$ ГГц, угол $\theta=30^\circ$, $H_0=+210$ (1) и -210 Э (2). Жирной чертой на оси y отмечено положение входного преобразователя. На вставке — конструкция измерительного узла. Диаметр зонда < 1 мм, расстояние между зондом и входным преобразователем 5 мм.

налы полностью исчезали при $H_0 \parallel \langle 110 \rangle$, где спектр ООМСВ, согласно (2), схлопывается. При произвольной ориентации пленки при полях $H_0 < 1000$ Э наблюдались отклонения луча МСВ от нормали к преобразователю. Угол отклонения определялся при помощи записи профиля луча петлевым микронзондом [13], как показано на вставке к рис. 3. Из рис. 3 видно, что при смене знака поля H_0 лучи отклоняются в противоположные стороны. Угол отклонения в данном случае составлял приблизительно 6° . При слабых полях $H_0 \leq 100$ Э, когда в пленке возникала полосовая СДС, МСВ могли наблюдаться только при ориентациях, близких к $H_0 \parallel \langle 110 \rangle$. При уменьшении поля до $H_0=10$ Э сектор углов наблюдения волн сужался до $\sim 10^\circ$, а при $H_0 \leq 1$ Э МСВ не обнаруживались.

На рис. 4 представлены результаты измерений и расчетов дисперсионных зависимостей МСВ в насыщенной и ненасыщенной пленке. Измерения проводились методом [10, 11] на частотах ПМСВ. Измерить дисперсию ООМСВ не удалось из-за слабого возбуждения и сильного затухания. В расчетах использовались следующие параметры пленки: $d=12$ мкм, $4\pi M_0=4500$ Гс, $H_A=170$ Э, $K_1=-6.09 \cdot 10^{-4}$ эрг/см, которые определялись с погрешностью не более 10 % по результатам измерения дисперсии при $H_0 \parallel \langle 100 \rangle$ (кривая 1 на рис. 4, а) из формулы (4) по следующей методике. По экспериментальным точкам строилась интерполяционная кривая, на которой выбирались три точки $(\omega_{(i)}, q'_{(i)})$ так, чтобы $q'_{(2)} - q'_{(1)} =$

$= q'_{(3)} - q'_{(2)}$. Подстановка $(\omega_{(i)}, q'_{(i)})$ в (4) давала систему трех уравнений, из которой определялась эффективная толщина пленки

$$d = \frac{1}{q'_{(3)} - q'_{(1)}} \ln \frac{\omega_{(2)}^2 - \omega_{(1)}^2}{\omega_{(3)}^2 - \omega_{(2)}^2}. \quad (5)$$

Аналогично по двум точкам и рассчитанному d из (4) определялась намагниченность

$$4\pi M_0 = \frac{2}{\gamma} \sqrt{\frac{\omega_{(2)}^2 - \omega_{(1)}^2}{\exp(-2q'_{(1)}d) - \exp(-2q'_{(2)}d)}} \quad (6)$$

и по одной точке и рассчитанным d и $4\pi M_0$ определялось поле анизотропии

$$H_A = \frac{1}{2\gamma} \left[\gamma H_0 + \frac{\omega_M}{2} - \sqrt{\omega_{(1)}^2 + \frac{\omega_M^2}{4} \exp(-2q'_{(1)}d)} \right]. \quad (7)$$

Параметры других пленок, исследованных в эксперименте, представлены в таблице.

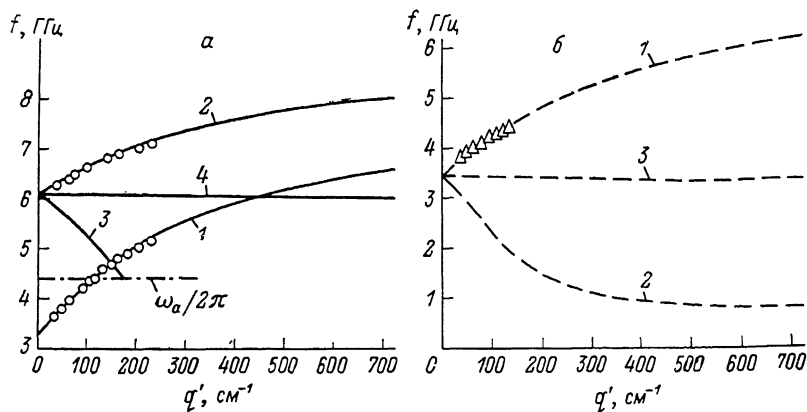


Рис. 4. Дисперсионные зависимости МСВ.

а: в насыщенной пленке при $H_0 = 620$ Э. 1 — ПМСВ при $\theta = 0^\circ$; 2 — ПМСВ при $\theta = 45^\circ$; 3, 4 — нулевая и первая моды ООМСВ при $\theta = 45^\circ$; б: в ненасыщенной пленке при $H_0 = 10$ Э и $\theta = 45^\circ$. 1 — ПМСВ; 2, 3 — нулевая и первая моды ООМСВ.

На рис. 5 представлены экспериментальные и теоретические зависимости групповых скоростей, полученные при $H_0 \parallel \langle 100 \rangle$ и при $H_0 \parallel \langle 110 \rangle$, когда направления групповой $V_{гр} = d\omega/dq'$ и фазовой $V_\phi = \omega/q'$ скоростей МСВ, согласно (2), совпадают. Измерения проводились методом [12], а в расчетах использовались ранее найденные параметры пленки. Совпадение двух независимых измерений с теоретическими расчетами (рис. 4, 5) подтверждало правильность определения параметров.

На рис. 6 представлены угловые зависимости частот МСВ. Видно, что эти зависимости в точности повторяются с периодом 90° . Минимум частот МСВ достигается при $\theta = k\pi/2$, когда $H_0 \parallel \langle 100 \rangle$, а максимум — при $\theta = (2k+1)\pi/4$, когда $H_0 \parallel \langle 110 \rangle$. Для определения точек на кривых 2, 3 рис. 6 измерялась серия дисперсионных кривых при различных значениях θ , и по ним, используя интерполяцию, определялись частоты ПМСВ при заданных значениях q' . Отметим, что характер угловых зависимостей менялся от величины приложенного поля. При слабых полях $H_0 \leq 100$ Э вблизи углов $\theta = k\pi/2$ возникали разрывы, а при сильных полях $H_0 > > 2000$ Э угловые зависимости приближались к синусоидальным.

На рис. 7 представлены экспериментальные зависимости декрементов ПМСВ, измеренные методом [10, 11]. Видно, что с ростом волновых чисел декременты сильно возрастали. Это не позволяло наблюдать в экспериментах коротковолновых МСВ с $q' > 300$ см $^{-1}$. Измеренные значения декрементов и групповых скоростей использовались для определения временных декрементов $\omega'' = V_{гр} q''$ и с учетом дисперсионного уравне-

ния (2) для вычисления ΔH . Для расчета ΔH в (2) проводились замены [14]

$$H_0 \rightarrow H_0 - j\Delta H, \quad q' \rightarrow q' - jq'', \quad \omega \rightarrow \omega - j\omega''.$$

При условиях $q'd \ll 1$ и $q'' \ll q'$, которые хорошо выполнялись в наших экспериментах, ΔH выражалась простыми формулами:

при $H_0 \parallel \langle 100 \rangle$

$$\Delta H = 2\omega\omega''/\gamma(2\omega_D + \omega_M), \quad (8)$$

при $H_0 \parallel \langle 110 \rangle$

$$\Delta H = 2\omega\omega''/\gamma(\omega_1 + \omega_2 + \omega_M). \quad (9)$$

Полученные зависимости ΔH (q') также имели нарастающий характер (см. вставку к рис. 7), причем минимальное значение $\Delta H \approx 8$ Э достигалось вблизи нижней границы спектра ПМСВ при $H_0 \parallel \langle 100 \rangle$. Значения ΔH при $q' \rightarrow 0$, измеренные на других образцах пленок, приведены в таблице.

4. Из анализа полученных результатов следует, что в наших экспери-

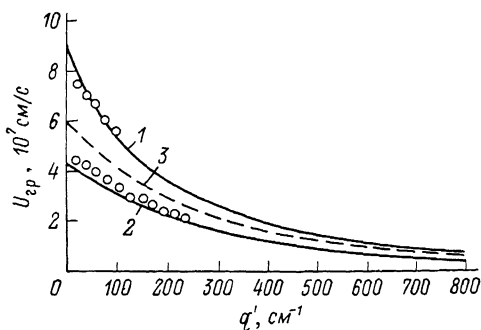


Рис. 5. Зависимости групповых скоростей ПМСВ от волновых чисел.

H_0 (Э), θ (град): 1 — 620, 0; 2 — 620, 45; 3 — 10, 45.

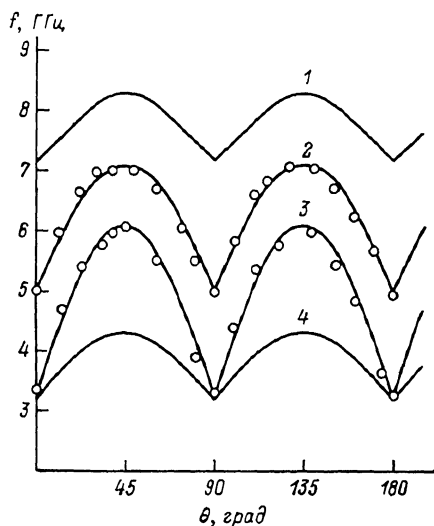


Рис. 6. Угловые зависимости частот МСВ.

1, 3 — верхняя $\omega_c/2\pi$ и нижняя $\omega_d/2\pi$ границы ПМСВ, 2 — ПМСВ при $q'=200$ см, 4 — нижняя граница ООМСВ $\omega_b/2\pi$.

ментах наблюдалось в основном распространение ПМСВ. Из-за повышенной намагниченности пленок феррошпинели границы частот существования ПМСВ по сравнению с теми же границами для пленок ЖИГ [1-3] смещались в сторону больших частот, причем сама эта область сильно расширялась. Расширение частотного диапазона приводило к росту групповых скоростей ПМСВ, что и позволяло наблюдать их распространение. Влияние кристаллографической анизотропии проявлялось в том, что внутреннее поле пленок, включающее поле анизотропии, в общем случае не совпадало с внешним ни по величине, ни по направлению и вектор намагниченности прецессировал по эллиптическим орбитам. Это приводило к несовпадению направлений векторов групповой и фазовой скоростей ПМСВ и появлению объемных МСВ с обратной дисперсионной зависимостью. При сильных полях $H_0 \gg H_A$ неколлинеарность внешнего и внутреннего полей устранялась. Это упрощало угловую зависимость частот МСВ, которая определялась только угловой зависимостью величины внутреннего поля. Сильный рост потерь ПМСВ в коротковолновой части спектра, не типичный для пленок ЖИГ [15], по-видимому, объясняется рассеянием волн на структурных дефектах, создающих магнитную неоднородность пленки. То, что эффективная толщина пленки оказалась меньше фактической, очевидно, связано с наличием переходного слоя на границе пленка—подложка. Особенности МСВ в ненасыщенной пленке объясняются строением ее доменной структуры. Как и в ЖИГ [16], полосовая СДС практически не оказывает влияния на МСВ, поскольку из-за

сильных размагничивающих полей векторы намагниченности полосовых доменов практически коллинеарны и лежат в плоскости пленки. Из-за сильного поля анизотропии размеры основных доменов велики, так что в пределах одного домена МСВ может свободно распространяться, как в насыщенной пленке [17]. Однако для возбуждения волны необходимо, чтобы угол между внешним полем и вектором намагниченности не превышал угол отсечки, при котором спектр ПМСВ схлопывается [13]. Учитывая, что при $H_0 = 0$ равновесное направление намагниченности совпадает с осью

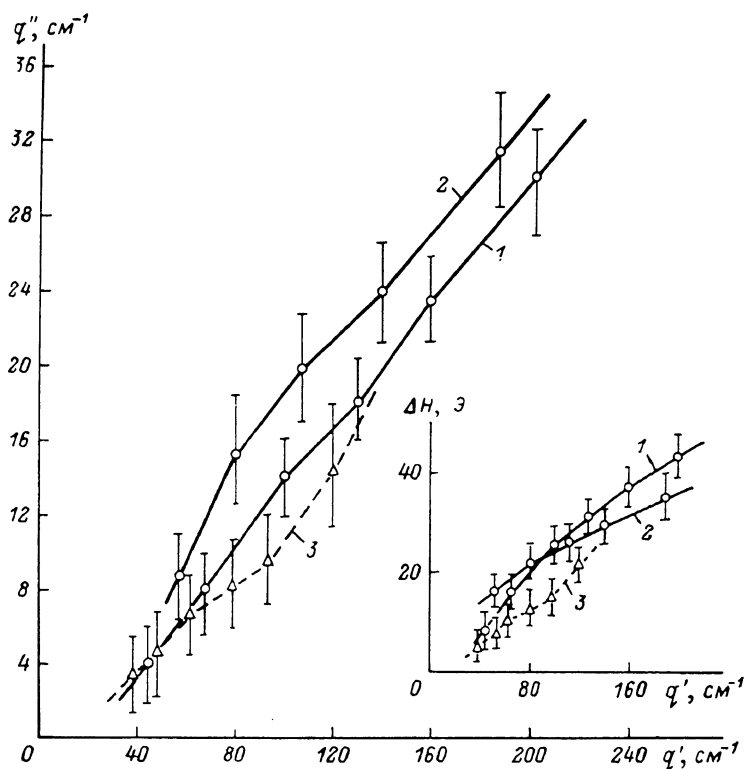


Рис. 7. Зависимости декрементов ПМСВ от волновых чисел.

H_0 (Э), θ (град): 1 — 620, 0; 2 — 620, 45; 3 — 10, 45. На вставке — зависимость ширины линии ΔH от волновых чисел. Нумерация кривых, как на основном рисунке.

$\langle 110 \rangle$, ясно, что ориентация поля вдоль этой оси является наиболее выгодной.

5. Таким образом, высокая намагниченность пленок феррошпинели обеспечивает распространение МСВ даже несмотря на большие ΔH . Расширение спектра и смещение границ МСВ в область больших частот делает перспективным их применение в верхней части СВЧ диапазона и, по-видимому, вплоть до миллиметрового диапазона частот. Кроме того, поскольку высокая намагниченность смещает область преобладания трехмагнотных параметрических распадных процессов в область высоких частот, пленки феррошпинели, несомненно, интересны для исследования нелинейных спин-волновых явлений и связанных с ними практических приложений.

Авторы выражают благодарность П. Е. Зильберману за полезное обсуждение работы и А. В. Стальмахову за помощь в измерениях.

Л и т е р а т у р а

- [1] Damon R. W., Eshbach J. R. J. Phys. Chem. Sol., 1961, vol. 19, N 3/4, p. 308—320.
- [2] Барьяхтар В. Г., Каганов М. И. В кн.: Ферромагнитный резонанс. М.: Физматгиз, 1961, с. 266—282.

- [3] Гуревич А. Г. Магнитный резонанс в ферритах и антиферромагнетиках. М.: Наука, 1973. 591 с.
- [4] Яковлев Ю. М., Генделев С. Ш. Монокристаллы ферритов в радиоэлектронике. М.: Сов. радио, 1975. 360 с.
- [5] Анфиногенов В. Б., Зильберман П. Е., Казаков Г. Т. и др. Письма в ЖТФ, 1986, т. 12, № 16, с. 995—999.
- [6] Vittoria C., Wilsel N. D. J. Appl. Phys., 1974, vol. 48, N 1, p. 414—420.
- [7] Данилов В. В., Зависляк И. В. УФЖ, 1981, т. 26, № 8, с. 1392—1394.
- [8] Берегов А. С. Изв. вузов. Радиоэлектроника, 1984, т. 27, № 10, с. 9—16.
- [9] Митлина Л. А., Козлов В. И., Васильев А. Л., Сидоров А. А. Электронная техника. Материалы, 1985, № 2, с. 37—40.
- [10] Казаков Г. Т., Тихонов В. В., Зильберман П. Е. ФТТ, 1983, т. 25, № 8, с. 2307—2312.
- [11] Зильберман П. Е., Казаков Г. Т., Тихонов В. В. Радиоэлектроника, 1985, т. 30, № 6, с. 1164—1169.
- [12] Богун П. Е., Гусев М. Ю., Кандыба П. Е. и др. ФТТ, 1985, т. 27, № 9, с. 2776—2778.
- [13] Вашковский А. В., Гречушкин К. В., Стальмахов А. В. Радиоэлектроника, 1985, т. 30, № 12, с. 2422—2428.
- [14] Stancil D. D. J. Appl. Phys., 1986, vol. 59, N 1, p. 218—224.
- [15] Гусев Б. Н., Чивилева О. А., Гуревич А. Г. и др. Письма в ЖТФ, т. 9, № 3, с. 159—163.
- [16] Гуллев Ю. В., Зильберман П. Е., Казаков Г. Т., Тихонов В. В. Письма в ЖТФ, 1985, т. 11, № 2, с. 97—101.
- [17] Галкин О. Л., Зильберман П. Е., Казаков Г. Т. и др. Письма в ЖТФ, 1985, т. 11, № 14, с. 866—870.

Институт радиотехники
и электроники АН СССР
Саратовский филиал
Саратов

Поступило в Редакцию
13 января 1988 г.