

Спектры микроволновых колебаний в касательно намагниченных пленках феррошпинелей

Г.С. Бадртдинов, Л.А. Митлина, Е.А. Косарева

Самарский государственный технический университет
443100, Российская Федерация, г. Самара
ул. Молодогвардейская, 244

Рассмотрены особенности спектров поглощения в касательно намагниченных монокристаллических пленках феррошпинелей, полученных методом химических транспортных реакций. Установлено наличие диапазона частот поверхностных и объемных магнитостатических мод. Общим наблюдаемым эффектом для пленок феррошпинелей являются осцилляции затухания поглощения магнитостатических колебаний с изменением частоты. Обнаружена зависимость картины осцилляций затухания от параметра закрепления спинов и величины константы поверхностной анизотропии. Особенности в затухании являются характерным признаком резонансного взаимодействия дипольных и обменных волн. Рассчитаны волновые числа, параметры закрепления спинов и константы неоднородного обмена.

Ключевые слова: монокристаллические пленки феррошпинелей, магнитостатические и спин-волновые моды, константа поверхностной анизотропии, параметры неоднородного обмена.

Введение

Одно из перспективных направлений создания устройств аналоговой обработки информации в диапазоне СВЧ состоит в использовании спиновых волн (СВ), распространяющихся в ферритовых пленках [1]. Согласно экспериментам [1; 2] дисперсионные свойства поверхностных магнитостатических волн (ПМСВ) и эффективность их возбуждения в монокристаллических пленках феррошпинелей и иттрий железистого граната, применяемого для СВЧ-устройств, одинаковы. Высокая намагниченность и большие поля анизотропии в пленках феррошпинелей делает перспективным их применение в верхней части диапазона СВЧ.

Исследование магнитных резонансов в пленках феррошпинелей наряду с исследованием МСВ [2–4] продолжает оставаться актуальным – оно дает важную информацию о физических свойствах пленок и протекающих в них спин-волновых процессах.

В данной работе рассматриваются спектры поглощения, полученные на ЭПР-спектрометре, в касательно намагниченных пленках феррошпинелей различного химического состава и дефектности структуры.

1. Объекты и методы исследования

Для исследования были выбраны пленки толщиной $d \sim 15\text{--}30$ мкм исходного состава

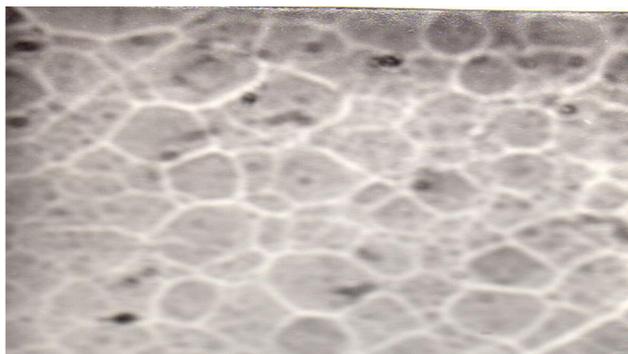
$\text{Mn}_x\text{Fe}_{3-x}\text{O}_4$, а также $\text{Mg}_{0,25}\text{Mn}_{0,75}\text{Fe}_2\text{O}_4$, выращенных методом химических транспортных реакций на сколах (001) плоскости окиси магния.

По данным микроструктурного анализа, проведенного на микроанализаторе «Самеса», и рентгеноструктурного анализа, синтезированные образцы однофазны и имеют структуру феррошпинели [5].

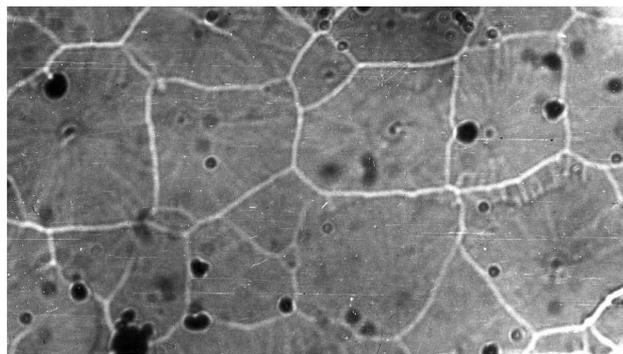
На основании микродифракционных исследований подтверждена ориентация (001) [100] феррита параллельна (001) [100] подложки.

Эпитаксиальное срастание феррита и окиси магния хорошо объясняется принципом структурно-геометрического соответствия. Кристаллическая структура окиси магния, как и структура феррошпинели, кубическая с периодом решетки $4,51 \cdot 10^{-1}$ нм. Период решетки феррошпинели $(8,33\text{--}8,5) \cdot 10^{-1}$ нм, т. е. является кратным периоду решетки окиси магния. Структуры окислов типа MgO, ферритов шпинелей MeFe_2O_4 могут рассматриваться как структуры плотных упаковок ионов O^{2-} , в тетраэдрических и октаэдрических порах которых размещаются ионы металлов.

В феррошпинелях моменты ионов в тетра и окта узлах ориентированы антипараллельно друг другу, образуя две антипараллельные магнитные подрешетки. Косвенные обменные взаимодействия между ионами внутри подрешетки

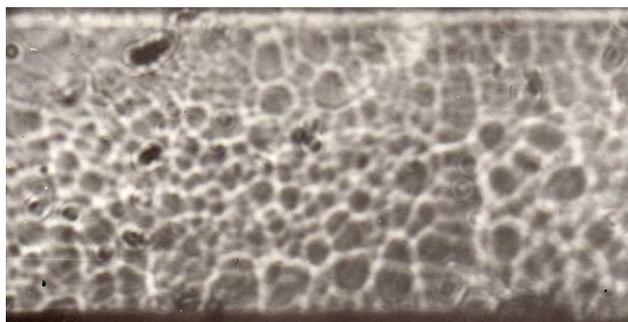


а)



б)

Рис. 1. Блочная структура пленки марганцевого феррита: а) $v_p = 0,12$ мкм/с; б) $v_p = 0,04$ мкм/с, $\times 150$

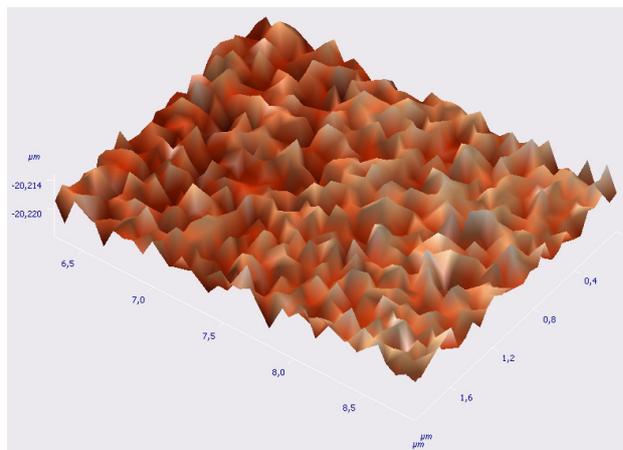
Рис. 2. Границы блоков в поперечном сечении пленки, $\times 350$

являются обычно типа антиферромагнитными, но значительно более слабыми.

Температура Кюри служит мерой величины обменного взаимодействия магнитных подрешеток. По данным расчета [3], параметр обменного взаимодействия составляет для пленок состава $Mn_{1,22}Fe_{1,78}O_4$ $A_{обм} \sim 5,02 \cdot 10^{-7}$ эрг \cdot см $^{-1}$, для состава $Mn_{0,8}Fe_{2,2}O_4$ $A_{обм} \sim 5,4 \cdot 10^{-7}$ эрг \cdot см $^{-1}$, для исходного состава $Mg_{0,25}Mn_{0,75}Fe_2O_4$ $A_{обм} \sim 5,045 \cdot 10^{-7}$ эрг \cdot см $^{-1}$. Температура Кюри получена из зависимости удельного сопротивления от температуры.

Рассмотрим неоднородности в пленках феррошпинелей, которые являются источниками локальных вариаций эффективного внутреннего магнитного поля и играют роль центров рассеяния однородной прецессии. Неоднородности могут представлять собой нарушения строго периодического расположения ионов или магнитных моментов, дислокации, малоугловые границы или другие дефекты решетки.

Для типичного феррита со структурой феррошпинели при нарушении строго периодического расположения ионов, согласно [6], волновое число $k_{max} \sim 2\pi / 200a$, где a – расстояние между соседними ионами. При расстоянии между ионами марганцевого феррита $(3,12-5,43) \cdot 10^{-1}$ нм для идеальной решетки волновое число $k_{max} \sim (5,76-10,4) \cdot 10^5$ см $^{-1}$.

Рис. 3. Рельеф АСМ пленки химического состава $Mn_{1,22}Fe_{1,77}O_4$

Одной из существенных характеристик пленок феррошпинелей, полученных методом химических транспортных реакций, является их блочность (рис. 1, 2). Размер блоков, их разориентация зависят от химического состава и технологических условий. Разориентация блоков пленки выше, чем подложек, где $\theta \sim 3'$ [5], и увеличивается при изменении химического состава в сторону обогащения марганцем $\theta \sim 10'-20'$. Размеры блоков, по данным оптической микроскопии, составляют $\sim 10^{-1}-10^{-2}$ см.

При используемой технологии получения пленок феррошпинелей закалка производится от температур 800–700 К. Равновесная концентрация вакансий при температуре T [7]:

$$n_{\text{вак}} \cong N_0 \exp\left(\frac{-W_f}{kT}\right),$$

где W_f – энергия образования вакансии; $N_0 \sim 2,7 \cdot 10^{28}$ м $^{-3}$ – число узлов в 1 м 3 . Энергия образования анионной вакансии в ферритах $\sim 0,78$ эВ, катионной $\sim 0,6$ эВ, концентрация вакансий при 700–800 К порядка 10^{23} м $^{-3}$. Стоками вакансий являются дислокации, дислокационные скопления, малоугловые границы блоков и поверхность.

Методом микроиндентирования [3] обнаружено, что поведение механических свойств поверхностного слоя отличаются от поведения внутренних объемов материала. Глубина разупрочненного поверхностного слоя (h) зависит от химического состава, размера блоков, типа дислокационной структуры. В частности, для пленок химического состава $Mn_{1,22}Fe_{1,78}O_4$ $h \sim 1,6-2,5$ мкм, а для $Mg_{0,25}Mn_{0,75}Fe_2O_4$ $h \sim 1,2-1,5$ мкм.

Исследование рельефа поверхности пленок методом сканирующей зондовой микроскопии показало, что в области сканирования 1000×1000 нм² наблюдаются нанопирамидки (рис. 3). Из термодинамических соотношений [8] следует, что твердотельные кластеры феррошпинелей формируются в ходе химической реакции. Так как пленки после синтеза ($T \sim 1300$ К) охлаждаются в течение нескольких минут, то быстрое охлаждение сохраняет «замороженной» высокотемпературную скульптуру, это и определяет наноструктурную неоднородность поверхности пленки. Высота поверхностного слоя зависит от химического состава, технологических условий роста и составляет $\sim 160-100$ нм.

Указанные неоднородности являются причиной двухмагнитного рассеяния спиновых волн возбуждаемых в пленках феррошпинелей.

Для определения констант кристаллографической анизотропии и констант одноосной анизотропии использовался метод вращательных моментов. Намагниченность насыщения измерялась методом магнитных весов.

Параметр закрепления спинов d^S определялся значениями обменной константы $\alpha_{обм}$, безразмерной константой одноосной анизотропии β и толщиной поверхностного слоя h [9]:

$$d^S = \frac{\beta h}{\alpha_{обм}},$$

где $\alpha_{обм} = 2A_{обм} / M_S^2$ – обменная константа; $\beta = 2K_U / M_S^2$ – безразмерная константа одноосной анизотропии; K_U – константа одноосной анизотропии; M_S – намагниченность насыщения. Толщина поверхностного слоя h определялась из зависимости микротвердости от глубины внедрения индентора [3].

Используя данные о величине нарушенного слоя на поверхности и определив параметр закрепления спинов, можно подсчитать константу поверхностной анизотропии $K^S = d^S A_{обм}$ [9].

Для пленок с блочной структурой эффективный радиус обменного взаимодействия, соглас-

но [9], равен $R_{обм} \sim \sqrt{\alpha_{обм} / \beta}$. Для образцов исходного состава $Mn_{1,22}Fe_{1,78}O_4$ радиус обменного взаимодействия составляет $10^{-5} - 10^{-6}$ см, для $Mn_{0,8}Fe_{2,2}O_4$ радиус $R_{обм} \sim 10^{-6}$ см. Обменная константа для всех рассмотренных составов составляет $\sim 10^{-11}$ см², для пленок обогащенных Fe_2O_4 $\alpha_{обм} \sim 10^{-12}$ см² [3].

Радиус магнито-дипольного взаимодействия равен [9]

$$R_m = \frac{M_s d}{H_A},$$

где d – толщина пленки; M_s – намагниченность насыщения; H_A – поле анизотропии. Используя данные по намагниченности насыщения полей анизотропии для указанных пленок при частоте 9,75 ГГц, получены радиусы магнито-дипольного взаимодействия $\sim 10^{-3}$ см [3].

Размеры блоков превышают радиусы обменного и магнито-дипольного взаимодействия. Поэтому при изучении магнитных свойств пленок феррошпинелей можно считать блоки невзаимодействующими и рассматривать магнитные свойства всей пленки как сумму свойств отдельных блоков.

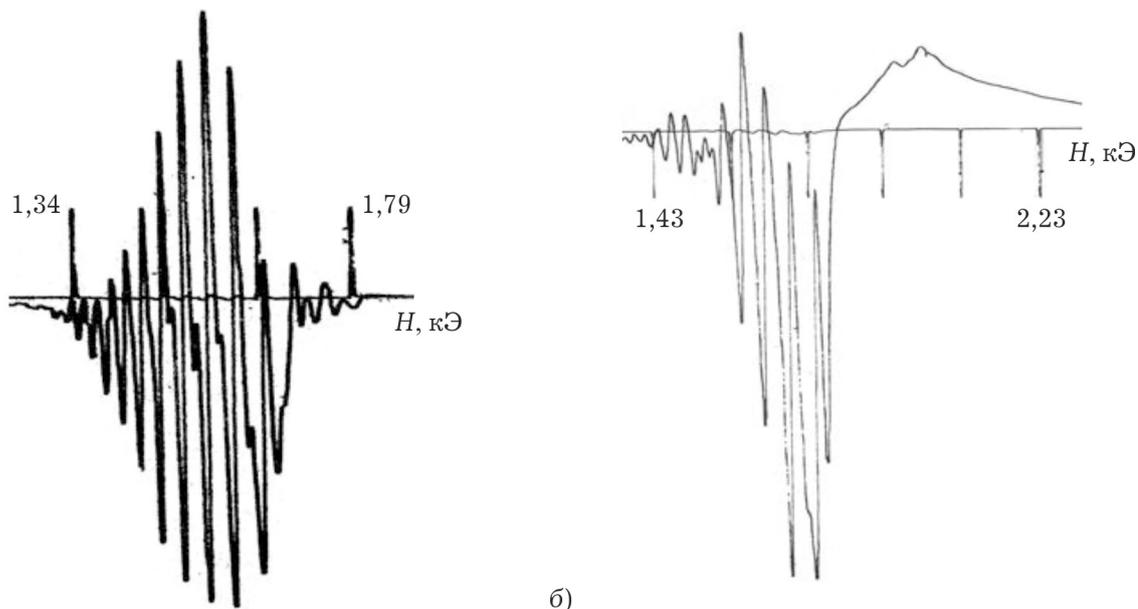
2. Результаты эксперимента и их обсуждение

Рассмотрим спектр поглощения при касательном намагничивании пленок феррошпинелей различного химического состава (рис. 4, 5). Из рисунков видно, что наблюдаются серии резонансов различной интенсивности. Интерпретируя их как поверхностные магнитостатические моды, найдем границы области возбуждения и изменения волновых чисел для пленок различного состава.

Дисперсионная зависимость спектра поверхностных магнитостатических мод (ПМСМ) при $H \parallel \langle 100 \rangle$ выражаются формулой [10]:

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

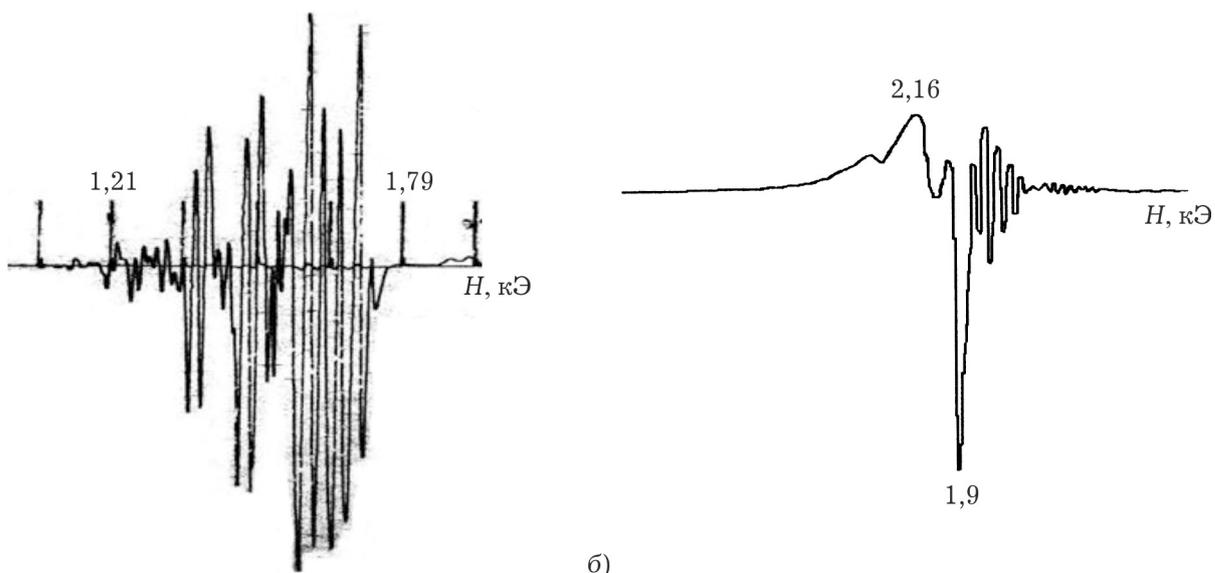
где $\omega_H = \gamma(H + \beta M_S)$; H – напряженность магнитного поля; β – безразмерная константа анизотропии ($\beta = 2K_1 / M_S^2$); K_1 – первая константа кристаллографической анизотропии; $\omega_M = \gamma 4\pi M_S$; k' – волновое число; γ – гиромагнитное отношение; d – толщина пленки. Используя экспериментальные значения H_k – напряженность поля магнитостатической моды (рис. 4, 5), толщину пленок d , намагниченность



а)

б)

Рис. 4. Кривые резонансного поглощения в касательном поле пленки состава $Mn_{1,22}Fe_{1,78}O_4$: а) образец 1; б) образец 3



а)

б)

Рис. 5. Кривые резонансного поглощения в касательном поле пленки состава: а) $Mn_{0,8}Fe_{2,2}O_4$ (образец 2); б) $Mg_{0,25}Mn_{0,75}Fe_2O_4$ (образец 4)

Таблица 1

Границы области возбуждения магнитостатических мод и границы изменения волновых чисел пленок феррошпинелей

Образец №	Химический состав пленки	$4\pi M_S$, Гс	$K_1 \cdot 10^{-4}$, эрг · см ⁻³	$K_U \cdot 10^{-3}$, эрг · см ⁻³	$\Delta k'$, см ⁻¹	Δf , ГГц
1	$Mn_{1,22}Fe_{1,78}O_4$	2788	2,38	5,6	251–207	1,18
2	$Mn_{0,8}Fe_{2,2}O_4$	3240	4,75	2,1	271–208	1,46
3	$Mn_{1,22}Fe_{1,78}O_4$	2826	2,87	4,4	282–213	1,62
4	$Mg_{0,25}Mn_{1,75}Fe_2O_4$	4949	4,3	15	335–290	2,13

Таблица 2

Ширина магнитостатической области и диапазоны существования поверхностных и объемных мод

№	$2\pi M_S$, Гц	$H_{\max} - H_{\min}$, Э	$\Delta f_{\text{ПМСМ}}$, ГГц	$\Delta f_{\text{ОМСМ}}$, ГГц	$k = K_U / K_1$
1	1394	422	0,683	0,489	0,23
2	1620	524	1,209	0,259	0,04
3	1413	568	1,41	0,18	0,15
4	2473	231	1,765	0,365	0,35

насыщения, константы кристаллографической анизотропии, получим значения волнового числа k' (табл. 1).

Для рассматриваемых пленок отличаются диапазоны частот (Δf), и границы изменения волновых чисел ($\Delta k'$). Чем выше намагниченность насыщения, тем шире область возбуждения магнитостатических мод.

Длины волн $\lambda = 2\pi / k'$, соответствующие волновым числам, имеют порядок размеров блоков $\sim 10^{-2}$ см.

Ширина магнитостатической области для пленок с неоднородностями внутреннего магнитного поля ($H_{\max} - H_{\min}$) $\sim 2\pi M_S$ [10].

Как показал эксперимент (рис. 4, 5), ширина магнитостатической области меньше $2\pi M_S$ и зависит от соотношения константы одноосной поверхностной анизотропии и первой константы кристаллографической анизотропии. С ростом коэффициента $k = K_U / K_1$ ширина магнитостатической области уменьшается (табл. 2).

В таблице также указаны области частот существования поверхностных магнитостатических мод (ПМСМ) и объемных магнитостатических мод (ОМСМ) в рассматриваемых пленках феррошпинели. Объемные моды наблюдаются в более узком интервале частот.

В касательно намагниченной пленке перпендикулярно магнитному полю наблюдаются ПМСМ, частоты которых лежат в интервале $\omega_0 < \omega < \omega_H + \omega_M / 2$. Параллельно магнитному полю отмечаются обратные объемные магнитостатические моды (ООМСМ) в частотном диапазоне $\omega_H < \omega < \omega_0$, где $\omega_0 = [\omega_H(\omega_H + \omega_M)]^{1/2}$.

Для всех рассматриваемых составов объемные магнитостатические моды находятся в частотном диапазоне $\omega_H < \omega < \omega_0$.

Объемные моды существуют только при диагональной компоненте тензора магнитной проницаемости $\mu < 0$. Расчет диагональной компоненты тензора магнитной проницаемости по формуле [11]

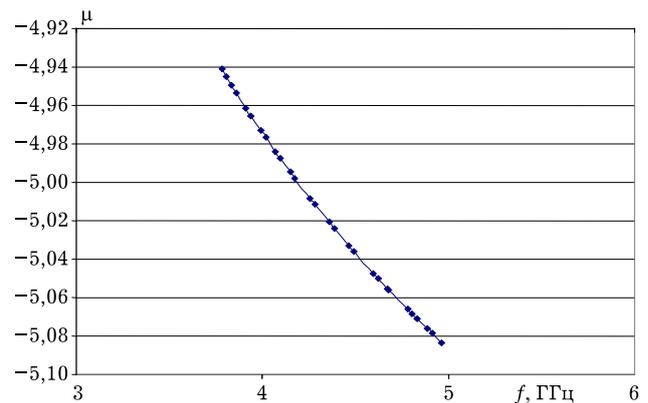


Рис. 6. Зависимость диагональной компоненты (μ) от частоты для пленки состава $Mn_{1,22}Fe_{1,78}O_4$ (образец 1)

$$\mu = \frac{\omega_H (\omega_H + \omega_M) - \omega^2}{\omega_H^2 - \omega^2}$$

показывает, что $\mu < 0$ во всем диапазоне наблюдаемых магнитостатических мод (рис. 6) для рассматриваемых образцов (табл. 2). Для поверхностных мод, когда $\mu \leq 0$, т. е. $\mu \leq \text{tg}^2 \varphi$, где $\text{tg}^2 \varphi = \omega_H / \omega_M$, магнитостатические моды наблюдаются в диапазоне частот $\omega_H \leq \omega \leq \sqrt{\omega_H^2 + \omega_M \omega_H \cos^2 \varphi}$ [11]. Определив угол φ между векторами \vec{k}' и \vec{H} , получим согласие эксперимента в диапазоне частот наблюдаемых магнитостатических мод (табл. 3).

Таким образом, частоты поверхностных мод в рассматриваемых пленках лежат внутри интервала объемных магнитостатических мод

Такие колебания существуют в связанных структурах с разными намагниченностями слоев. Объемные колебания в системе из двух ферромагнетиков имеют объемный характер только в первом слое, во втором слое магнитостатические колебания экспоненциально убывают при удалении от поверхности, потому что частоты поверхностных колебаний в такой системе лежат внутри интервала частот объемных магнитостатических мод.

При магнитостатических колебаниях групповая скорость может быть вычислена согласно [12]:

Таблица 3

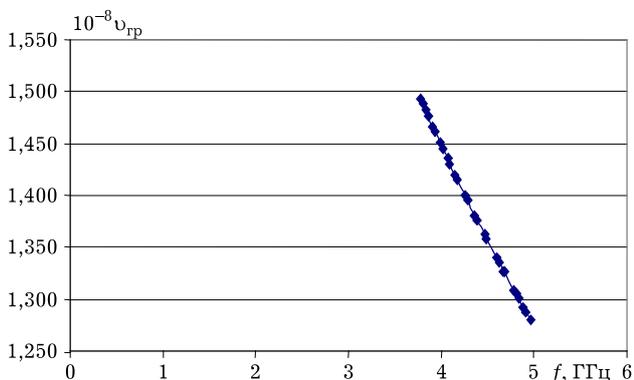
Границы частот поверхностных магнитостатических мод

№	$\omega \cdot 10^{-10}$, ГГц	$ \mu $	$\text{tg } \varphi$	φ	$\omega_{\text{H}} < \omega < \sqrt{\omega_{\text{H}}^2 + \omega_{\text{M}}\omega_{\text{H}} \cos^2 \varphi}$
1	2,69	4,28	2,07	64°10'	2,33 < 2,69 < 2,74
3	3,21	4,42	2,10	64°30'	2,8 < 3,21 < 3,23
2	2,82	3,03	1,74	60°8'	2,14 < 2,82 < 2,93
4	3,45	9,65	3,10	72°10'	3,07 < 3,45 < 3,49

Таблица 4

Константы поверхностной анизотропии, параметры закрепления спинов на межфазной границе, средние значения коэффициентов затухания ПМСМ

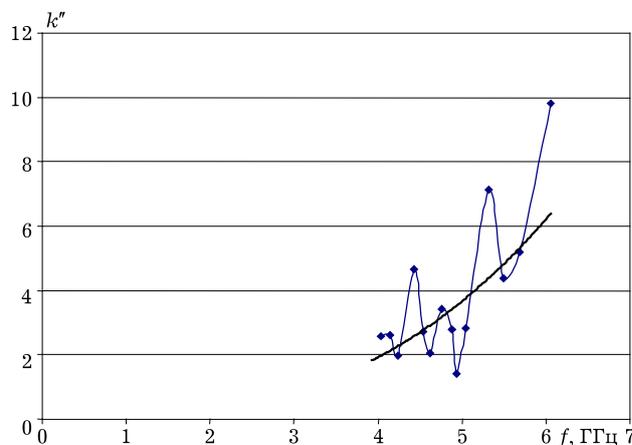
№	K^S , эрг · см ⁻²	$h_{\text{зак}}$, нм	Диапазон изменения		$d^S \cdot 10^{-6}$, см ⁻¹
			k'' , см ⁻¹	$\eta \cdot 10^2$	
2	0,41	170	1,45–1,75	1,25–1,6	0,79
3	0,76	730	3,2–8,4	1,15–6,6	1,39
1	1,11	935	1,25–2,3	1,5–2,75	2,02
4	2,57	1100	1,87–6,26	2,18–3,5	6,34

Рис. 7. Зависимость групповой скорости от частоты для пленки состава $\text{Mn}_{1,22}\text{Fe}_{1,78}\text{O}_4$ (образец 1)

$$v_{\text{гр}} = 2^{5/2} \frac{(\omega_{\text{ДЭ}} - \omega)^{3/2} c}{\sqrt{\omega_{\text{M}} \omega_{\text{ДЭ}} \sqrt{1 + \varepsilon}}},$$

где ε – диэлектрическая проницаемость; частота Деймона – Эшбаха $\omega_{\text{ДЭ}} = \omega_{\text{H}} + (\omega_{\text{M}} / 2)$, при этом $\omega \leq \omega_{\text{ДЭ}}$. Групповая скорость магнитостатических колебаний меньше скорости света (c), что свидетельствует о существовании дополнительного (немагнитного) механизма затухания таких волн.

Групповая скорость имеет порядок 10^7 – 10^8 см/с (рис. 7), что не противоречит групповой скорости для тех же составов, определенных для ПМСВ методом подвижного преобразователя [2–4].

Рис. 8. Зависимость декремента затухания ПМСМ от частоты для пленки исходного состава $\text{Mg}_{0,25}\text{Mn}_{0,75}\text{Fe}_2\text{O}_4$

При малых потерях, когда $k'' \ll k'$, параметр затухания магнитостатических волн, согласно [13], находится по формуле

$$k'' = \frac{\gamma \Delta H_k \left(1 + 2 \frac{\omega_{\text{M}}}{\omega_{\text{H}}} \right)}{v_{\text{гр}}}. \quad (2)$$

Используя значения ω_{H} , M_S , ω_{M} , ΔH_k , получим параметры затухания по формуле (2) (рис. 8) и релаксационные затухания ПМСМ-пленок в зависимости от частоты (табл. 4) согласно формуле [14]:

Таблица 5

Параметры обменного взаимодействия, толщины возбуждения спин-волновых мод и их волновые числа

№	$\alpha_{\text{обм}} \cdot 10^{11}$, см ²	$\lambda_{\text{св}} \cdot 10^5$, см	Δf^C , МГц	f , ГГц	$k_{\pm} \cdot 10^{-5}$, см ⁻¹	L , нм
2	1,63	1,61	50–131	4,4–3,35	3,91–3,1	161–2386
3	1,98	1,4	45–150	5,11–4,06	4,48–3,7	140–2210
1	2,03	1,63	75–108	4,25–3,78	3,85–3,49	162–1260
4	0,65	1,4	196–364	5,69–4,04	5,5–4,1	114–1060

$$\eta = \frac{\Delta H_k}{2\pi M_S} \eta_0,$$

где коэффициент

$$\eta_0 = 2 \frac{\omega_H}{\omega_M} + 1.$$

Релаксационные потери имеют порядок 10^{-2} , что согласуется по порядку величины с коэффициентом затухания, определенным по ширине резонансной кривой ФМР.

В табл. 4 указаны параметры закрепления спинов (d^S) на межфазной границе слоев (1, 2), константы поверхностной анизотропии (K^S), средние значения коэффициентов затухания (k'') и релаксационных затуханий (η).

Картина осцилляций затухания зависит от величины поверхностной анизотропии, параметра закрепления спинов на межфазной границе. С увеличением K^S , d^S количество осцилляций уменьшается, а глубина осцилляций возрастает.

Константа поверхностной магнитной анизотропии K^S обусловлена морфологией границ раздела (шероховатостью интерфейсов). Принимая K_1 за эффективную объемную анизотропию, можно подсчитать толщину слоя, в котором осуществляется переход направления константы K^S от поверхностного направления в перпендикулярное поверхности пленки.

Отношение $2K^S / K_1$ может определять ($h_{\text{зак}}$) слой закрепления спинов на свободной поверхности (табл. 4).

Анализируя спектры магнитостатических колебаний (рис. 4, 5), можно заметить наличие «глубокого провала» и обрамление его серией более мелких провалов, глубина которых спадает по мере удаления от центральной части провала.

Для антиферромагнитного характера обменной связи возникновение этих особенностей [15] связано с закреплением спинов на межфазной границе, которая инициирует в структуре об-

менную связь. Обусловленное обменной связью динамическое закрепление спинов приводит к резонансному росту потерь и формированию единого спектра обменных волн структуры.

Примем частоту «провалов» на (рис. 4, 5) за частоту резонансного взаимодействия магнитостатических мод со спин-волновыми модами того же слоя, считая, что они являются частотами синхронизма дипольных и обменных волн [15].

Величины частотных интервалов между «провалами» зависят от параметра закрепления спинов d^S на межфазной границе, константы поверхностной анизотропии K^S . Чем больше d^S и K^S , тем шире частотный интервал (Δf^C) между «провалами» (табл. 5).

Немонотонные изменения с частотой «провалов» свидетельствуют о том, что обменная связь поверхностного слоя и пленки дает основной вклад в закрепление спинов в межфазной границе.

Волновое число для спин-волновых мод с частотой ω продольно намагниченной пленки найдем согласно [9]:

$$k_{\pm}^2 = \frac{1}{2\alpha_{\text{обм}}\gamma M_S} \left[-\omega_M \pm \sqrt{\omega_M^2 + 4\omega^2} \right]. \quad (2)$$

Значение k_{\pm} всегда мнимое для любых частот, k_{\pm} являются мнимыми при $\omega < \sqrt{\omega_H(\omega_M + \omega_H)}$ и действительными при $\omega > \sqrt{\omega_H(\omega_M + \omega_H)}$. Для рассматриваемых пленок экспериментальные частоты $\omega_{\text{экс}} < \sqrt{\omega_H(\omega_M + \omega_H)}$, следовательно, k_{\pm} должны быть мнимыми. Однако в предельном случае больших толщин [9] они переходят в поверхностные спиновые волны.

Дисперсионная зависимость спин-волновых мод (рис. 8–9) свидетельствует о том, что в пленках феррошпинелей возбуждаются гармонические, объемные спин-волновые моды. Две рядом расположенные моды указывают на возникновение дуплета линий поглощения.

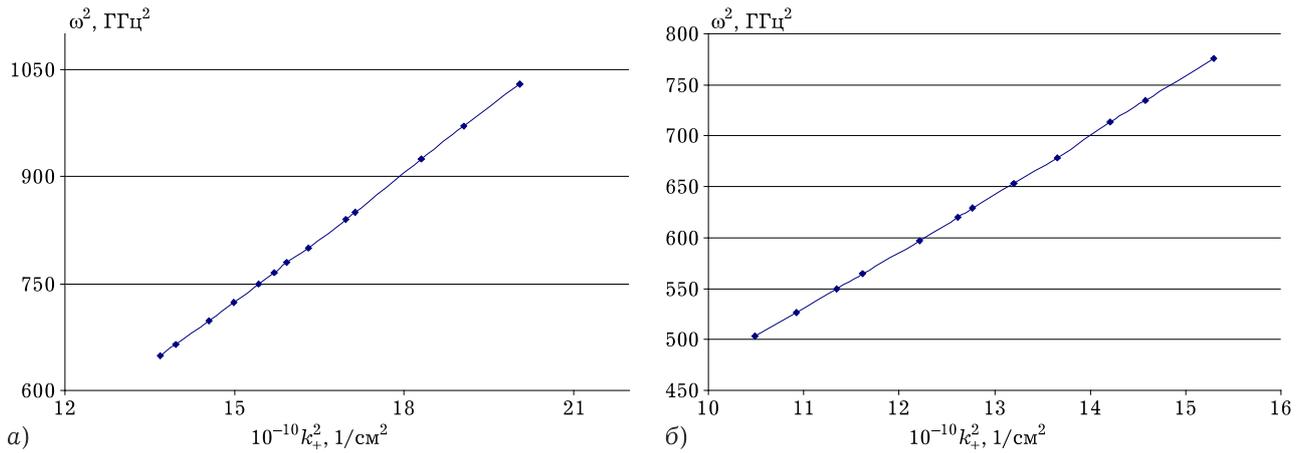


Рис. 9. Дисперсионная кривая спин-волновых мод в образцах: а) № 2; б) № 3

Таблица 6

Параметры закрепления магнитных моментов на свободной поверхности, параметры неоднородного обмена, эффективная масса поверхностных магнонов

№	$d^S \cdot 10^{-5}, \text{ см}^{-1}$	$\eta, \text{ см}^2 \cdot \text{ с}$	$D \cdot 10^9, \text{ Гс} \cdot \text{ м}^2$	$m_{\text{эфф}} \cdot 10^{27}, \text{ г}$
2	-1,5	0,182	10,3	2,9
3	-1,3	0,155	9,0	3,3
1	-1,3	0,175	10,2	2,9
4	-2,7	0,118	6,7	4,5

Расчет k_+ по формуле (2) и толщины слоя возбуждения спиновых мод $L = \pi r / k_+$, где r – номер (четной) спин-волновой моды представлены в табл. 5.

Минимальная толщина слоя возбуждения спиновых мод (L_{\min}) согласуется с глубиной рельефа АСМ, обнаруженного методом сканирующей зондовой микроскопии [8], максимальная толщина (L_{\max}) соответствует толщине поверхностного слоя, измеренного по зависимости микротвердости от глубины внедрения индентора [3].

Соотношение между эффективным параметром закрепления спинов на поверхности пленки и волновым числом k_+ , когда ось поверхностной анизотропии перпендикулярна плоскости пленки, имеет вид [9]

$$k_+ \text{tg} \frac{k_+ L}{2} = -d^S. \quad (3)$$

На низких частотах $\omega \ll 2\pi\gamma M_S$ эффективное закрепление оказывается малым:

$$\frac{d^S}{d^S} = \left(\frac{\omega}{4\pi\gamma M_S} \right)^2 \ll 1. \quad (4)$$

При этом волновой вектор k_+ будет близок к значениям $k_z = \pi r / L$. Используя это соотноше-

ние, из значений k_+ и r были определены величины поверхностного слоя им соответствующие. Зависимость эффективного параметра закрепления от частоты определяется соотношением

$$d^S = \frac{d^S}{2} \left[1 - \left(1 / \sqrt{1 + (2\omega / \omega_M)^2} \right) \right]. \quad (5)$$

Из уравнений (3)–(5) следует, что параметр закрепления спинов на свободной поверхности изменяется от частоты и имеет отрицательный знак (табл. 6).

Для образца 2, полученного с высокой скоростью охлаждения 12 град/с, наблюдаются четыре «серии резонансов». Для этого образца характерна минимальная толщина слоя закрепления на поверхности (табл. 4) и $h_{\text{зак}} \sim \lambda_{\text{св}}$, где $\lambda_{\text{св}}$ – длина спиновой волны (СВ). Длина пробега спиновой волны 1245 нм, что значительно выше толщины слоя закрепления.

Перестройка спектра может быть обусловлена взаимодействием дипольных колебаний с поверхностными спиновыми колебаниями, поддерживаемыми всеми четырьмя поверхностями структуры [15]. Поскольку $h_{\text{зак}} \sim \lambda_{\text{св}}$, амплитуда СВ на свободной поверхности достаточно велика,

и поэтому граничные для данного образца играют большую роль.

Для всех остальных образцов $h_{\text{зак}} > \lambda_{\text{св}}$. Образец (4) имеет наибольшую толщину слоя закрепления спинов. Он охлаждался с медленной скоростью 2 град/с, что могло привести к изменению валентности ионов железа, т. е. к переходу $\text{Fe}^{3+} \rightarrow \text{Fe}^{2+}$ [6]. Для этого образца $\sqrt{\alpha_{\text{обм}}}k_+ \sim 1$, поэтому обменные добавки в спектре магнитостатических колебаний незначительны и влияют лишь на их затухание, наблюдается одна «серия резонансов».

Для образцов (1,3) $\sqrt{\alpha_{\text{обм}}}k_+ \sim 2$, проводимость осуществляется прыжками локализованных носителей из-за наличия ионов Mn^{3+} , Fe^{3+} [5].

Характер спектра образца № 1 позволяет предполагать, что дополнительные пики поглощения возле «глубокого провала» представляют собой сигналы вторичных поверхностных магнитостатических колебаний, образованных в результате двухэтапного процесса. На первом этапе происходит распад исходного ПМСК на различные моды обратных объемных колебаний. На следующем этапе процессы слияния внутри каждой из возбужденных мод приводят к возникновению поверхностных магнитостатических мод, частоты которых отличны от частоты исходного ПМСК.

Для образца 3, полученного с высокой скоростью охлаждения (10 град/с), наблюдается два «глубоких провала», что может быть связано с одновременным закреплением спинов на обеих поверхностях слоя 2 [15].

В квантовой теории спиновые волны трактуют как квазичастицы – магноны, у которых соотношение между энергией и квазиимпульсом таково же, как и дискретное соотношение для спиновых волн.

При $\theta_k = 0$ наибольшее значение волнового числа, согласно [10], $k_{\text{max}} = \sqrt{\omega/\eta}$, где η – параметр неоднородного обмена. Используя $k_{+\text{max}}$ и ω_{max} , определим η и эффективную массу для поверхностных магнонов $m_{\text{эфф}} = \hbar / 2\eta$, где \hbar – постоянная Планка (табл. 6).

Наиболее высокие значения эффективной массы имеют образцы (3) и (4), для которых, по данным ФМР [16], эффективный фактор спектроскопического расщепления $g_{\text{эфф}} \sim 2,12$ и $g_{\text{эфф}} \sim 2,2$, что косвенно указывает на присутствие в них ионов Fe^{2+} [7].

Заключение

В результате проведенных исследований было установлено:

- при касательном намагничивании монокристаллических пленок марганцевых и магний-марганцевых феррошпинелей в спектрах поглощения наблюдаются резонансные взаимодействия магнитостатических колебаний с модами спин – волнового резонанса;
- параметры закрепления спинов на свободной поверхности и межфазной границе поверхностного слоя и пленки имеют различные знаки;
- поверхностная анизотропия и обменная связь дают вклад в закреплении спинов: для пленок магний-марганцевого феррита основной вклад в закрепление спинов на межфазной границе дает поверхностная анизотропия, для пленок марганцевого феррита – обменное взаимодействие.

Список литературы

1. Устройства на основе спиновых волн для обработки радиосигналов в диапазоне частот 50 МГц – 20 ГГц / В.Б. Анфиногенов [и др.] // Радиоэлектроника. 2000. № 8. С. 6–14.
2. Магнитостатические волны в пленках феррошпинели / В.Б. Анфиногенов [и др.] // ФТТ. 1988. Т. 30. № 7. С. 2032–2039.
3. Затухание спиновых колебаний и волн в пленках феррошпинелей / Л.А. Митлина [и др.] // Вестн. Сам. гос. техн. ун-та. Сер. физ.-мат. науки. 2005. Вып. 34. С. 82–90.
4. Влияние неоднородного обмена на распространение поверхностных волн Деймона – Эшбаха в пленках феррошпинелей / Л.А. Митлина [и др.] // Вестн. Сам. гос. техн. ун-та. Сер. физ.-мат. науки. 2012. № 4 (29). С. 171–178.
5. Митлина Л. А. Физико-химические основы получения, дефектность структуры и свойства монокристаллических пленок феррошпинелей // Вестн. Сам. гос. техн. ун-та. Сер. физ.-мат. науки. 2004. Вып. 30. С. 114–149.
6. Родес Р.Г. Несовершенства и активные центры. в полупроводниках. М.: Металлургия, 1968. 371 с.
7. Крупичка С. Физика ферритов и родственных им магнитных окислов. Т. 2. М.: Мир, 1976. 504 с.
8. Закономерности формирования эпитаксиального слоя феррошпинелей / Л.А. Митлина [и др.] // Изв. вузов. Физика. 2012. Т. 55. № 4. С. 53–60.
9. Саланский Н.М., Ерухимов М.М. Физические свойства и применение пленок. Новосибирск: Наука, 1975. 210 с.
10. Гуревич А.Г., Мелков Г.А. Магнитные колебания и волны. М.: Наука, 1994. 454 с.

11. Вашковский А.В., Стальмахов В.С., Шараевский Ю.П. Магнитостатические волны в электронике сверхвысоких частот. Саратов: СГУ, 1993. 315 с.
12. Каганов М.И., Пустырник Н.Б., Шалаева Т.И. Магноны, магнитные поляритоны, магнитостатические волны // УФН. 1997. Т. 167. № 2. С. 191–237.
13. Затухание поверхностной магнитостатической волны / Б.Н. Гусев [и др.] // Письма в ЖТФ. 1983. Т. 9. Вып. 3. С. 159–162.
14. Влияние неоднородного обмена и диссипации на распространение поверхностных волн Деймона – Эшбаха в ферритовой пластине / Ю.В. Гуляев [и др.] // ФТТ. 1981. Т. 23. Вып. 4. С. 1136–1141.
15. Объемные магнитостатические волны в обменносвязанных ферритовых пленках / С.Л. Высоцкий [и др.] // ЖТФ. 1998. Т. 68. № 7. С. 97–110.
16. Субструктура и магнитные свойства монокристаллических пленок феррошпинелей / Л.А. Митлина [и др.] // Вестн. Сам. техн. ун-та. Сер. физ.-мат. науки. 2011. Вып. 2 (23). С. 105–113.

Ranges of microwave fluctuations in concerning the magnetized films ferroshpinelya

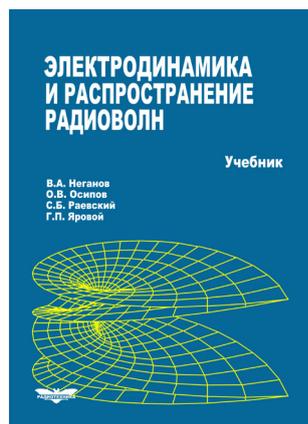
G.S. Badrtdinov, L.A. Mitlina, E.A. Kosareva

Features of ranges of absorption in concerning the magnetized single-crystal films ferroshpinely, the chemical transport reactions received by a method are considered. Existence of range of frequencies of superficial and volume magnetostatic fashions is established. The cumulative observed effect for films ferroshpinely are ostsillyation of attenuation of absorption of magnetostatic fluctuations with frequency change. Dependence of a picture of ostsillyation of attenuation on fixing parameter спинов and sizes of a constant of superficial anisotropy is found. Features in attenuation are a characteristic sign of resonant interaction of dipolar and exchange waves. Wave numbers, fixing parameters спинов, and constants of a non-uniform exchange are calculated.

Keywords: single-crystal films ferroshpinely, magnetostatic and backs - wave fashions, a constant of superficial anisotropy, parameters of a non-uniform exchange.

Неганов, В.А.

Электродинамика и распространение радиоволн: учебник / В.А. Неганов [и др.]; под ред. В.А. Неганова и С.Б. Раевского. – Изд. 4-е, доп. и перераб. – М.: Радиотехника, 2009. – 744 с.



ISBN 978-5-88070-154-4

УДК 537.87(075.3)
ББК 22.3
Н 41

Книга написана активно работающими в области электродинамики учеными. Излагаются теория электромагнитного поля с акцентом на радиотехническую электродинамику и анализ волновых процессов; рассматриваются отражение и преломление волн, излучение и дифракция; описываются основные закономерности распространения электромагнитных волн в различных безграничных средах (изотропных, анизотропных, диспергирующих, неоднородных), в направляющих и резонансных структурах, в природных условиях. Осуждаются методы математического моделирования в электродинамике, опирающегося на применение ЭВМ.

Отличительной особенностью книги является обсуждение современных проблем электродинамики: расчет электромагнитных волн в ближних зонах излучающих структур (самосогласованный метод расчета), комплексных волн в волноведущих структурах и др.

Предназначается для студентов радиотехнических и радиофизических специальностей вузов, а также инженеров-радиотехников и радиофизиков.