Общероссийский математический портал

Л. А. Митлина, Ю. В. Великанова, М. Р. Виноградова, Г. С. Бадртдинов, Затухание спиновых колебаний и волн в пленках феррошпинелей, *Вестн. Сам. гос. техн. ун-та. Сер. Физ.-мат. науки*, 2005, выпуск 34, 82–90

DOI: <https://doi.org/10.14498/vsgtu341>

Использование Общероссийского математического портала Math-Net.Ru подразумевает, что вы прочитали и согласны с пользовательским соглашением
<http://www.mathnet.ru/rus/agreement>

Параметры загрузки:

IP: 52.205.19.152

26 апреля 2023 г., 18:24:48

Физика твердого тела

УДК 537.035

Л.А. Митлина, Ю.В. Великанова, М.Р. Виноградова, Г.С. Бадртдинов

ЗАТУХАНИЕ СПИНОВЫХ КОЛЕБАНИЙ И ВОЛН В ПЛЕНКАХ ФЕРРОШПИНЕЛЕЙ

Анализируются результаты исследований ферромагнитного резонанса и распространения поверхностных магнитостатических волн в монокристаллических пленках марганцевых и магний-марганцевых феррошпинелей. Показано, что параметры, характеризующие затухание спиновых колебаний и волн, зависят от химического состава, дефектности структуры и технологических условий получения пленок. Эффективный параметр затухания α составляет $\sim(10^{-2} \div 10^{-3})$, время релаксации $\tau \sim (10^{-8} \div 10^{-9})$ с, затухание МСВ на единицу времени распространения $L \sim (10^2 \div 10^3)$ дБ/мкс.

Исследование магнитных резонансов и бегущих магнитостатических волн (МСВ) дает важную информацию о физических свойствах пленок и протекающих в них спиновых процессах. Параметры ферромагнитного резонанса (ФМР) и МСВ являются интегральной характеристикой качества образца. Знание зависимостей затухания спиновых колебаний и волн от состава и технологических условий синтеза пленок необходимо для выяснения возможностей разработки СВЧ - устройств на основе пленок феррошпинелей и для изучения процессов релаксации.

Эпитаксиальная технология ограничивает получение бездефектных пленок феррошпинелей, так как макронапряжения, возникающие из-за различия в периодах решеток и коэффициентов термического расширения пленки и подложки приводят к генерации дислокаций, дислокационных скоплений, малоугловых границ в пленке в процессе выращивания и охлаждения. Кроме того, в условиях хлоридного процесса синтеза пленок феррошпинелей трудно осуществить получение точного стехиометрического состава, так как он достигается лишь при строго определенном сочетании температуры и парциальных давлений в газовой среде. Отклонение от стехиометрии эквивалентно присутствию в кристалле точечных дефектов. По данным работы [1] в пленках феррошпинелей концентрация тепловых вакансий и деформационных $\sim 10^{23} \text{ м}^{-3}$, концентрация доноров по кинетическим явлениям $\sim 10^{26} \text{ м}^{-3}$, что превышает расчетную концентрацию вакансий. Это означает, что в пленках феррошпинелей содержатся химические примеси, в частности избыточные ионы Fe^{2+} из-за диссоциации Fe_2O_3 в процессе синтеза и охлаждения.

Точечные дефекты: вакансии; внедренные атомы, возникшие в результате пластической деформации; вакансии, образовавшиеся при закалке от высоких температур; примесные атомы – сегрегируют на дислокациях. Все это приводит к магнитной неоднородности пленок феррошпинелей.

Наибольшие взаимодействия спиновых волн с магнитными дефектами происходят в том случае, когда размеры дефектов порядка длины спиновой волны. Протяженные магнитные неоднородности, размеры которых соизмеримы с размерами образца, приводят к возбуждению длинноволновых типов колебаний, обусловленных диполь-дипольным взаимодействием спинов, называемых магнитостатическими. В этом случае взаимодействие между узлами решетки имеет дальний порядок и поскольку во взаимодействии принимают участие сразу много узлов кристаллической решетки, магнито-дипольное взаимодействие часто называют коллективным. В ближнем порядке между соседними атомами имеет место обменное взаимодействие, превосходящее по порядку величины магнито-дипольное. Обменные силы являются короткодействующими. Они хорошо описывают колебания при длине волны порядка постоянной решетки.

Наличие диполь-дипольного и обменного взаимодействий спинов приводит к распространению в магнитоупорядоченных кристаллах двух видов волн – спиновых магнитостатических волн и спиновых обменных волн [2].

При рассмотрении пленок феррошпинелей, имеющих неоднородное распределение напряжений и дефектов структуры по толщине пленки [1], наведенную магнитную анизотропию [3],

различные условия закрепления спинов на свободной поверхности и на границе пленка-подложка [4], необходим одновременный учет обоих видов взаимодействия.

Объекты и методы исследования. Пленки толщиной $d \sim (15 \div 47)$ мкм исходного состава $Mg_{0,25}Mn_{0,75}Fe_2O_4$ и $Mn_xFe_{3-x}O_4$ с $x=1; 0,65$ выращены методом химических транспортных реакций на (001) плоскости оксида магния с последующей закалкой от температуры синтеза в атмосфере воздуха. По данным рентгеноструктурного и микроструктурного анализов исследуемые образцы однофазны и имеют структуру шпинели.

Металлографические исследования поверхности пленок показали, что все образцы имеют блочную структуру. Размер блока $\ell \sim (1,5 \div 300) \cdot 10^{-4}$ см зависит от толщины пленки, состава и технологических условий (рис.1 а,б). Разориентация блоков составляет величину порядка $(10' \div 24')$ [1], увеличивается с повышением температуры синтеза и ростом марганца в составе.

Методом химического травления в кипящем растворе $HCl:H_2O=1:1$ обнаружено, что степень дефектности структуры пленок различна. Наблюдается хаотическое распределение дислокаций с плотностью $n \sim (10^6 \div 10^7) \text{ см}^{-2}$ (рис.2 а) и короткие скопления дислокаций (рис.2 б,в).

Для наблюдения доменной структуры пленок феррошпинелей использовался порошковый метод. При нанесении на пленку магнитной суспензии частицы взвешенного в ней магнитного порошка под действием полей рассеяния оседают на междоменных стенках, что при наблюдаемой доменной структуре (рис.3а,б,в) позволяет оценить ширину доменной стенки.

Исследования блочной, дислокационной и доменной структур проводились на микроскопе МБИ-6.

Р и с . 1 Блочная структура пленок состава $Mg_{0,25}Mn_{0,75}Fe_2O_4$:
а - образец 1 – размер блоков $\ell \sim (163 \div 189)$ мкм; б - образец 2 – размер блоков $\ell \sim (1,6 \div 4,4)$ мкм

Р и с . 2. Дислокационная структура пленок феррошпинелей:
а – хаотическое распределение дислокаций; б - короткие скопления; в – скопления дислокаций

Р и с . 3. Доменная структура пленок феррошпинелей

Методом микроидентирования [5] установлено, что поведение механических свойств поверхностного слоя $\sim(0,8\div 3)$ мкм отличается от поведения внутренних объемов материала: в области нагрузок $(1,47\div 0,78)$ Н при уменьшении глубины внедрения индентера h наблюдается

Р и с. 4. Зависимость микротвердости (Н) от глубины внедрения индентера для пленок состава $Mg_{0,25}Mn_{0,75}Fe_2O_4$: 1 – образец 1; 2 – образец 2; 3 – образец 3

линейный рост микротвердости H , что не противоречит результатам исследований объемных феррошпинелей; в области малых нагрузок $(0,78\div 0,2)$ Н микротвердость уменьшается (рис.4). Глубина поверхностного слоя зависит от химического состава пленок и технологических условий получения и последующей обработки. Импульсный отжиг в атмосфере воздуха ведет к упрочнению пленок и уменьшению глубины поверхност-

ного слоя. Вакуумный отжиг приводит к разупрочнению пленок и росту глубины поверхностного слоя, что обусловлено изменением вакансионного состояния поверхностного слоя.

Повышение концентрации вакансий должно привести к уменьшению намагниченности. Наличие поверхностного слоя с низкой намагниченностью эквивалентно существованию одноосной наведенной анизотропии. В монокристаллических пленках феррошпинелей наряду с кристаллографической анизотропией наблюдается анизотропия в плоскости пленки, а также магнитная анизотропия с осью легкого намагничивания, нормальной к плоскости пленки [3]. В данной работе количественные оценки констант анизотропии получены методом ферромагнитного резонанса, методом вращательных моментов, а также из анализа дисперсионных зависимостей магнитостатических волн [6]. Параметры ферромагнитного резонанса измерялись резонаторным методом на частоте $(8,8\div 11,7)$ ГГц. Анализируются данные исследований 25 пленок феррошпинелей.

Результаты эксперимента и их обсуждения. *Константа обменного взаимодействия, радиусы магнитно-дипольного и обменного взаимодействия.* На магнитные потери, т.е. на расширение резонансной кривой, на затухание спиновых волн оказывают влияние как неоднородности, размеры которых превышают эффективные радиусы обменного и дипольного взаимодействия – крупномасштабные неоднородности, так и мелкомасштабные неоднородности, имеющие размеры меньше указанных радиусов.

Для расчета радиуса обменного взаимодействия необходимо найти константу обменного взаимодействия $A_{обм}$. Константа обменного взаимодействия для рассматриваемых пленок феррошпинелей может быть оценена по экспериментально найденным значениям температуры Кюри – температуре, при которой разрушается ферромагнитный порядок.

В случае феррошпинелей–ферритов с двумя подрешетками обменное взаимодействие определяется взаимодействием ионов со спинами S_A , находящихся в позициях А (тетраэдрических), и ионов со спинами S_B , находящихся в позициях В (октаэдрических). Взаимодействие (В-В) и (А-А) в шпинелях существенно слабее взаимодействия (А-В). Если пренебречь обменным взаимодействием внутри подрешеток, то согласно [7]

$$\frac{3}{2}kT_k \approx \left[\frac{|J_{AB}| \cdot |S_A| \cdot |S_B|}{2(x_A \cdot x_B)^{1/2}} \right] \cdot (z_{AB} \cdot x_A + z_{BA} \cdot x_B), \quad (1)$$

где T_k – температура Кюри; k – постоянная Больцмана; z_{AB} и z_{BA} – число соседей типа В у иона А и типа А у иона В; J_{AB} – обменный интеграл, характеризующий взаимодействие (А-В); S_A и S_B – спины магнитных ионов; x_A и x_B – число ионов сорта А и В на молекулу.

Каждый ион А связан с z_{AB} ионами В взаимодействием, характеризующимся обменным интегралом J_{AB} , точно также, как каждый ион В связан таким же взаимодействием с J_{AB} ионами А. Если сделать замену $2(x_A \cdot x_B)^{1/2} \approx (x_A + x_B)$, то величина

$$m = \frac{z_{AB} \cdot x_A + z_{BA} \cdot x_B}{x_A + x_B} \quad (2)$$

означает количество взаимодействий, приходящееся на один магнитный ион, а величина

$$E_{обм} = \frac{\frac{3}{2} kT_k}{m} = |J_{AB}| \cdot |S_A| \cdot |S_B| \quad (3)$$

представляет собой энергию каждого взаимодействия. Согласно [7] для шпинелей $x_A=1$, $x_B=2$, $z_{AB}=12$, $z_{BA}=6$, и по формуле (2) $m=8$. Разделив $E_{обм}$ на среднее расстояние между ближайшими ионами (b) для (А-В) взаимодействия рассматриваемых феррошпинелей, получим значение константы обмена $A_{обм}$ (см. табл. 1). Согласно [8] преобладающим является сверхобменное взаимодействие $Me^{3+}(A)-O^2-Me^{3+}(B)$ при угле $\varphi \sim 125^\circ$, расстояние $b = \left(\frac{a}{4}\right) \cdot \sqrt{2}$.

Температура Кюри (T_k) для исследуемых образцов $Mg_xMn_{1-x}Fe_2O_4$ определялась по зависимости $\ell n \rho = f\left(\frac{1}{T}\right)$, где ρ – удельное сопротивление.

Константа обмена $A_{обм}$ для пленок $Mg_{0,25}Mn_{0,75}Fe_2O_4$ получена методом экстраполяции по графику $A_{обм}=f(x)$ для состава $Mg_xMn_{1-x}Fe_2O_4$, для пленок $Mn_{0,65}Fe_{2,35}O_4$ – по графику для состава $Mn_xFe_{3-x}O_4$, где T_k для Fe_3O_4 взята из литературных данных [8].

Т а б л и ц а 1

Параметры пленок толщиной $d \sim 20$ мкм исходного состава $Mg_xMn_{1-x}Fe_2O_4$

Исходный состав	kT_k , эрг	$\frac{3}{2} kT_k$, эрг	a , см	$b=0,35a$, см	$A_{обм}$, эрг/см
$MnFe_2O_4$	$8 \cdot 10^{-14}$	$1,5 \cdot 10^{-14}$	$8,52 \cdot 10^{-8}$	$3,01 \cdot 10^{-8}$	$0,502 \cdot 10^{-6}$
$Mg_{0,4}Mn_{0,6}Fe_2O_4$	$8,16 \cdot 10^{-14}$	$1,53 \cdot 10^{-14}$	$8,47 \cdot 10^{-8}$	$2,964 \cdot 10^{-8}$	$0,517 \cdot 10^{-6}$
$Mg_{0,6}Mn_{0,4}Fe_2O_4$	$8,32 \cdot 10^{-14}$	$1,56 \cdot 10^{-14}$	$8,46 \cdot 10^{-8}$	$2,96 \cdot 10^{-8}$	$0,527 \cdot 10^{-6}$
$Mg_{0,8}Mn_{0,2}Fe_2O_4$	$8,64 \cdot 10^{-14}$	$1,62 \cdot 10^{-14}$	$8,43 \cdot 10^{-8}$	$2,95 \cdot 10^{-8}$	$0,546 \cdot 10^{-6}$
Fe_3O_4	$11,85 \cdot 10^{-14}$	$2,22 \cdot 10^{-14}$	$8,40 \cdot 10^{-8}$	$2,94 \cdot 10^{-8}$	$0,754 \cdot 10^{-6}$

Константа обменного взаимодействия A может быть определена по ширине доменной стенки [9]

$$a = 5 \sqrt{\frac{A}{K_U}}.$$

Для пленки $Mg_{0,6}Mn_{0,4}Fe_2O_4$ константа наведенной анизотропии $K_U \sim 4 \cdot 10^3$ эрг/см³, ширина доменной стенки $a \sim 5,27 \cdot 10^{-5}$ см (рис.3 в), параметр обмена $A \sim 5,25 \cdot 10^{-7}$ эрг/см, что удовлетворительно совпадает с расчетом по температуре Кюри (табл. 1).

Для пленок с блочной структурой эффективный радиус обменного взаимодействия согласно [10] $R \sim \sqrt{\frac{\alpha_{обм}}{\beta}}$, где $\alpha_{обм} = \frac{2 \cdot A_{обм}}{M_0^2}$ – обменная константа, $\beta = \frac{2 \cdot K_U}{M_0^2}$ – безразмерная константа наведенной одноосной анизотропии, K_U – константа наведенной анизотропии, M_0 – намагниченность насыщения.

Методом ФМР были оценены намагниченность насыщения, константы кристаллографической (K_I) и наведенной (K_U) анизотропии и из указанных формул $\alpha_{обм}$, β , R для пленок рассматриваемых составов (см. табл.2,3).

Т а б л и ц а 2

Параметры пленок исходного состава $Mg_{0,25}Mn_{0,75}Fe_2O_4$, синтезированных при $t_c \sim 990^\circ C$

№ образца	ℓ , мкм	d , мкм	h , мкм	M_0 , Гс	K_I , эрг/см ³	K_U , эрг/см ³	α , см ⁻¹	β	R , см
2	1,6÷4,4	15	1,73	394	$-4,3 \cdot 10^4$	$1,5 \cdot 10^4$	$6,57 \cdot 10^{-12}$	$1,93 \cdot 10^{-1}$	$2,03 \cdot 10^{-6}$
4	5,4÷9,4	30	2,25	350	$-2,7 \cdot 10^4$	$9 \cdot 10^3$	$8,28 \cdot 10^{-12}$	$1,46 \cdot 10^{-1}$	$2,62 \cdot 10^{-6}$

Все рассмотренные параметры зависят от состава и температуры синтеза. Поскольку размер блоков $\ell \gg R$, обменное взаимодействие между блоками мало и практически не должно сказываться на ориентации намагниченности внутри отдельного блока. Поэтому при изучении магнитных свойств пленок феррошпинелей можно считать блоки невзаимодействующими.

Т а б л и ц а 3

Пределы изменения параметров пленок исходного состава $Mn_xFe_{3-x}O_4$, синтезированных при различных температурах и скоростях роста

Параметры	$MnFe_2O_4$			$Mn_{0,65}Fe_{2,35}O_4$	
	$t_c \sim 1060^\circ C$		$t_c \sim 935^\circ C,$ $v_p \sim 3$ мкм/мин	$t_c \sim 1100^\circ C,$ $v_p \sim 3$ мкм/мин	$t_c \sim 980^\circ C,$ $v_p \sim 1,2$ мкм/мин
	$v_p \sim 2,2$ мкм/мин	$v_p \sim 5-6$ мкм/мин			
d , мкм	17÷20	30÷47	30	18÷34	18÷34
M_0 , Гс	198÷226	212÷250	215÷218	233÷365	216÷323
K_I , эрг/см ³	$-(2,6 \div 2,9) \cdot 10^4$	$-(3,3 \div 3,7) \cdot 10^4$	$-(3,1 \div 3,6) \cdot 10^4$	$-(3,6 \div 8,1) \cdot 10^4$	$-(3,6 \div 3,3) \cdot 10^4$
K_U , эрг/см ³	$(4,4 \div 5,2) \cdot 10^3$	$(4,4 \div 8) \cdot 10^3$	$(1,4 \div 1,9) \cdot 10^3$	$(0,9 \div 2,9) \cdot 10^3$	$(1,5 \div 2,1) \cdot 10^3$
α , см ⁻¹	$(5,4 \div 25,4) \cdot 10^{-12}$	$(16 \div 22,3) \cdot 10^{-12}$	$(21,1 \div 21,8) \cdot 10^{-12}$	$(12,6 \div 17,7) \cdot 10^{-12}$	$(11,1 \div 25,4) \cdot 10^{-12}$
β	$(1,7 \div 2,7) \cdot 10^{-1}$	$(1,7 \div 3,6) \cdot 10^{-1}$	$(5,8 \div 8,3) \cdot 10^{-2}$	$(1,7 \div 2,7) \cdot 10^{-2}$	$(2,9 \div 8,87) \cdot 10^{-2}$
R , см	$(2,9 \div 3,5) \cdot 10^{-6}$	$(2,9 \div 3,5) \cdot 10^{-6}$	$(5,3 \div 6,5) \cdot 10^{-6}$	$(7,1 \div 9,4) \cdot 10^{-6}$	$(5,3 \div 8,3) \cdot 10^{-6}$

Кривая резонансного поглощения при касательном намагничивании пленок феррошпинелей отличается по форме от обычной (лоренцевой) резонансной кривой. Экспериментальная кривая (см. рис.5) для пленок состава $Mg_{0,25}Mn_{0,75}Fe_2O_4$, как и для марганцевых ферритов [11], кроме основного пика имеет дополнительные максимумы поглощения с убывающей интенсивностью в сторону уменьшения намагничивающего поля вдоль кристаллографического направления [100] и два пика малой интенсивностью со стороны сильных полей. Все это также свидетельствует о справедливости модели независимых зерен (блоков) для пленок феррошпинелей.

Р и с . 5. Кривые резонансного поглощения пленок состава $Mg_{0,25}Mn_{0,75}Fe_2O_4$:
а – для образца 1; б – для образца 2

В касательном поле дополнительные резонансные пики со стороны больших полей могут быть связаны с возбуждением мод, локализованных в поверхностном слое, они имеют $\omega < \omega_0$, и резонансные поля больше поля основного резонанса. Поверхностные спины, в отличие от внутренних объемных спинов, находятся в структуре с более низкой симметрией, т.к. они имеют соседей только со стороны пленки, и силы обменного взаимодействия действуют на них только с одной стороны. Поэтому спектр спиновых колебаний и волн существенно зависит от реальных физических условий, в которых находятся спины на поверхности: поверхностные спины свободны, частично закреплены, жестко закреплены. Параметр закрепления спинов d_s определяется [10] значениями α , β и h – толщиной поверхностного слоя:

$$d_s = \frac{\beta^2 \cdot h}{\alpha}.$$

Оценки показывают, что для пленок состава $\text{Mg}_{0,25}\text{Mn}_{0,75}\text{Fe}_2\text{O}_4$, характеристики которых указаны в табл. 2, параметр закрепления спинов составляет $d_s \sim (4,4 \div 6,34) \cdot 10^6 \text{ см}^{-1}$.

При частоте $\omega < 2\pi\gamma M_0$ эффективное поле закрепления спинов

$$\frac{ds^*}{ds} = \left(\frac{\omega}{4\pi\gamma M_0} \right)^2.$$

Для указанных образцов $\frac{ds^*}{ds} \sim 0,5$ при $f \sim 9,87 \text{ ГГц}$. Так как $\frac{ds^*}{ds} < 1$, то волновой вектор должен

быть равен $k = \frac{\pi \cdot p}{d}$, $p=1,2,3,\dots$, то есть тем значениям, которые имеют место в пленке при полной свободе поверхностных спинов, а следовательно, амплитуда основного пика будет превышать амплитуды следующих пиков, что и наблюдается экспериментально. При $d \sim (15 \div 30) \text{ мкм}$ волновой вектор $k \sim (2 \div 1) \cdot 10^3 \text{ см}^{-1}$, т.е. должны возбуждаться дипольные спиновые волны. Анализ распространения МСВ [6,12] в пленках феррошпинелей даст значения волновых чисел $\sim (100 \div 800) \text{ см}^{-1}$.

Оценим радиус магнитодипольного взаимодействия согласно [10]:

$$R_m \sim \frac{M_0 d}{H_a},$$

где d – толщина пленки; H_a – поле анизотропии, M_0 – намагнитченность насыщения. Значение поля анизотропии и R_m приведены в табл. 4 и 5, намагнитченности насыщения – в табл. 2,3. Поле анизотропии для пленок состава $\text{Mg}_{0,25}\text{Mn}_{0,75}\text{Fe}_2\text{O}_4$ найдено из спектров ФМР на частоте 9,87 ГГц.

Т а б л и ц а 4

Пределы изменения магнитных параметров пленок исходного состава $\text{Mn}_x\text{Fe}_{3-x}\text{O}_4$, синтезированных при различных температурах и скоростях роста

Параметры	MnFe_2O_4 на частоте 8,82 ГГц			$\text{Mn}_{0,65}\text{Fe}_{2,35}\text{O}_4$ на частоте 10,89 ГГц	
	$t_c \sim 1060^\circ\text{C}$		$t_c \sim 935^\circ\text{C}$, $v_p \sim 3 \text{ мкм/мин}$	$t_c \sim 1100^\circ\text{C}$, $v_p \sim 3 \text{ мкм/мин}$	$t_c \sim 980^\circ\text{C}$, $v_p \sim 1,2 \text{ мкм/мин}$
	$v_p \sim 2,2 \text{ мкм/мин}$	$v_p \sim 5-6 \text{ мкм/мин}$			
H_a , Э	139÷153	119÷146	120÷160	193÷246	148÷199
R_m , см	$(2,2 \div 3,2) \cdot 10^{-3}$	$(5,8 \div 6,8) \cdot 10^{-3}$	$(3,6 \div 4,7) \cdot 10^{-3}$	$(1,7 \div 7,3) \cdot 10^{-3}$	$(2,3 \div 7,4) \cdot 10^{-3}$
$\Delta H_{[100]}$, Э	19÷20	26÷43	27÷49	11÷77	16÷38
$H_{p[100]}$, Э	1912÷2042	1970÷2529	2120÷2250	1920÷2562	1936÷2545
$H_{p[110]}$, Э	1655÷2428	1732÷2271	1880÷1930	1429÷2182	1641÷2175
$\Delta H_{[110]}$, Э	19÷39	82÷98	28÷53	18÷99	31÷73
$\alpha_{[100]}$	$(0,97 \div 1,12) \cdot 10^{-2}$	$(1,1 \div 2,0) \cdot 10^{-2}$	$(1,2 \div 2,2) \cdot 10^{-2}$	$(0,5 \div 2,6) \cdot 10^{-2}$	$(0,8 \div 3,5) \cdot 10^{-2}$
$\alpha_{[110]}$	$(1,2 \div 2,2) \cdot 10^{-2}$	$(4,3 \div 5,7) \cdot 10^{-2}$	$(1,5 \div 2,8) \cdot 10^{-2}$	$(0,9 \div 5,0) \cdot 10^{-2}$	$(1,4 \div 4,0) \cdot 10^{-2}$
$\tau_{[100]}$, с	$(10,1 \div 9,3) \cdot 10^{-9}$	$(4,1 \div 7,9) \cdot 10^{-9}$	$(4,2 \div 7,7) \cdot 10^{-9}$	$(0,6 \div 2,8) \cdot 10^{-9}$	$(0,4 \div 1,5) \cdot 10^{-9}$
$\tau_{[110]}$, с	$(5,2 \div 9,8) \cdot 10^{-9}$	$(1,3 \div 2,5) \cdot 10^{-9}$	$(3,4 \div 5,1) \cdot 10^{-9}$	$(0,3 \div 1,7) \cdot 10^{-9}$	$(0,4 \div 1,0) \cdot 10^{-9}$

Т а б л и ц а 5

Структурные и магнитные параметры пленок исходного состава $\text{Mg}_{0,25}\text{Mn}_{0,75}\text{Fe}_2\text{O}_4$

№ образца	R_m , см	ℓ , мкм	n , см^{-2}	H_a , Э	$H_{p[100]}$, Э	$H_{p[110]}$, Э	$\Delta H_{[100]}$, Э	α	τ , с
2	$2,78 \cdot 10^{-3}$	1,6÷4,4	$9,5 \cdot 10^6$	213	2030	1605	60	$3,2 \cdot 10^{-2}$	$0,5 \cdot 10^{-9}$
4	$9,7 \cdot 10^{-3}$	5,4÷9,4	$5,3 \cdot 10^6$	110	1990	1770	30	$1,5 \cdot 10^{-2}$	$1,1 \cdot 10^{-9}$

Анализируя данные (см. табл. 4,5) можно видеть, что радиусы магнитодипольного взаимодействия слабо зависят от состава и технологических условий получения и составляют $\sim 10^{-3} \text{ см}$. Наибольшее значение $R_m \sim 10^{-2} \text{ см}$ соответствует крупноблочной пленке (см. рис.1 а) с плот-

ностью дислокаций $n \sim 10^7 \text{ см}^{-2}$. Размеры блоков либо превышают радиус магнитодипольного взаимодействия, либо соизмеримы.

Эффективный параметр затухания и время релаксации. Экспериментальные данные из спектров ферромагнитного резонанса позволяют рассчитать [10] эффективный параметр затухания $\alpha = \frac{\Delta H}{H_p}$, где ΔH – полуширина резонансной кривой; H_p – резонансное поле, а эффектив-

ное время релаксации $\tau = \frac{1}{\alpha \omega}$, где ω – частота, на которой проводилось исследование.

Результаты исследований (см. табл. 4,5) показали, что для образцов с хаотическим распределением дислокаций и высоким удельным сопротивлением $\rho \sim 10^6 \text{ Ом}\cdot\text{см}$ наблюдается минимальное значение $\alpha \sim (5,1 \div 8,5) \cdot 10^{-3}$ и соответствующее им время релаксации $\tau \sim (2,86 \div 1,72) \cdot 10^{-9} \text{ с}$. Уменьшение скорости роста при одной и той же температуре ведет к снижению коэффициента затухания и степени дефектности структуры. С увеличением частоты (8,8 ÷ 11,4) ГГц, на которой проводились исследования ФМР, коэффициент затухания растет, оставаясь в пределах одного порядка.

Потери магнитостатических волн характеризуются параметром диссипации [2] $\omega_r = \gamma \cdot \Delta H_k$, где ΔH_k – ширина резонансной кривой. При малых потерях, когда $k'' < k'$, параметр затухания

$$\omega_\tau = \omega_r \left(1 + \frac{1}{2} \frac{\omega_M}{\omega_H} \right),$$

где $\omega_M = \gamma \cdot 4\pi M_0$, а $\omega_H = \gamma \left(H_0 - \frac{2K_1}{M_0} \right)$, $\omega_\tau = v_{zp} \cdot k''$, v_{zp} – групповая скорость МСВ. Оценки

величин ΔH_k , K_1 , M_0 из исследований дисперсионных зависимостей поверхностных МСВ и интерферрограмм для состава $\text{Mg}_{0,25}\text{Mn}_{0,75}\text{Fe}_2\text{O}_4$ по методике, изложенной в работе [6], приведены в табл. 6.

Релаксационное затухание волн Дэймона-Эшбаха вычислялось по формуле [13]

$$\frac{\Delta H_k}{2\pi M_0} \eta_0,$$

где коэффициент $\eta_0 = 2 \frac{\omega_H}{\omega_M} + 1$ также приведен в табл. 6.

Т а б л и ц а 6

Параметры пленок исходного состава $\text{Mg}_{0,25}\text{Mn}_{0,75}\text{Fe}_2\text{O}_4$

№ образца	H_0 , Э	f , ГГц	M_0 , Гс	K_1 , эрг/см ³	ΔH_k , Э	$\frac{\Delta H_k}{2\pi M_0} \eta_0$	$L=76,4 \cdot \Delta H_k$, дБ/мкм	α из данных по ФМР на частоте 9,87 ГГц
2	700	5,2 5,49	394	$-9,5 \cdot 10^4$	5 9	$2,2 \cdot 10^{-3}$ $4,0 \cdot 10^{-3}$	382 687	$3,2 \cdot 10^{-2}$
3	600	3,99 4,6	224	$-2,1 \cdot 10^4$	35 55	$3,2 \cdot 10^{-2}$ $5,0 \cdot 10^{-3}$	2674 4202	
5	700	5,6 6,0	268	$-1,3 \cdot 10^4$	8 10	$8,3 \cdot 10^{-3}$ $10,3 \cdot 10^{-3}$	634 787	
6	400	3,3 3,99	278	$-2,2 \cdot 10^4$	27 38	$1,8 \cdot 10^{-2}$ $2,5 \cdot 10^{-2}$	2062 2903	$7,5 \cdot 10^{-2}$
1	400	3,69 3,99	216	$-0,98 \cdot 10^4$	37 43	$3,4 \cdot 10^{-2}$ $3,9 \cdot 10^{-2}$	2827 3285	$3,7 \cdot 10^{-2}$
Статья [12]	620	4.4	358	$-6.09 \cdot 10^4$	20	$1,1 \cdot 10^{-2}$	1528	

Релаксационное затухание волн Дэймона-Эшбаха для рассматриваемых образцов составляет $\sim (10^{-3} \div 10^{-2})$, причем 10^{-2} соответствует образцам с высокой степенью пластической деформации (рис.2 б,в). Для сравнения в табл. 6 приведены оценки релаксационного затухания для пленки состава $\text{Mn}_{0,8}\text{Fe}_{2,2}\text{O}_4$, результаты исследования распространения МСВ в которой

описаны в работе [12]. Затухание МСВ на единицу времени распространения [14] составляет $L \sim (400 \div 4000)$ дБ/мкс. Минимальные значения $L = 10^2$ дБ/мкс соответствуют образцам с размером блока $\sim 10^{-4}$ см (рис.1 б) и хаотическим распределением дислокаций (рис.2 а).

Для образцов со свободными спинами на поверхности $\Delta H_k \sim \text{const}$, тогда как с закрепленными спинами ΔH_k возрастает с частотой. Результаты исследований (см. табл. 6) позволяют сделать вывод о закреплении спинов на поверхности для пленок исходного состава $\text{Mg}_{0,25}\text{Mn}_{0,75}\text{Fe}_2\text{O}_4$.

Объяснить рост ΔH_k с увеличением частоты можно, предположив, что рост ΔH_k связан с изменением эффективности возбуждения обменных волн. Обменные волны приводят к дополнительному обменному вкладу в декремент ПМСВ (k''). Величина дополнительных потерь определяется эффективностью возбуждения обменных волн, которая в свою очередь определяется условиями закрепления спинов на поверхности.

Направление намагниченности в объеме и на поверхности пленки могут различаться на некоторый угол θ , поскольку могут быть различными эффективные магнитные поля в объеме и на поверхности пленки. В этом случае эффективность возбуждения обменных волн будет определяться степенью перекрытия эллипсов прецессии намагниченности в объеме и поверхностном слое пленки. Величина угла θ будет уменьшаться с ростом H_0 , что приведет к более эффективному возбуждению обменных волн, росту обменных добавок в затухание, росту ΔH_k от частоты ПМСВ.

Таким образом, для монокристаллических пленок марганцевых и магний-марганцевых феррошпинелей можно сделать следующие выводы:

размеры блоков $\ell \sim (10^{-4} \div 10^{-2})$ см превышают радиусы обменного взаимодействия $R_{\text{обм}} \sim 10^{-6}$ см и соизмеримы с радиусами магнитнодипольного взаимодействия $R_m \sim 10^{-3}$ см;

константа наведенной магнитной анизотропии $K_U \sim 10^3$ эрг/см³, параметр закрепления спинов на свободной поверхности $\sim 10^6$ см⁻¹, что свидетельствует о слабом закреплении спинов и возбуждении дипольных спиновых колебаний и волн с $k < 10^4$ см⁻¹;

эффективный параметр затухания спиновых колебаний и волн $\alpha \sim 10^{-2}$, время релаксации $\tau \sim 10^{-9}$ с, затухание МСВ на единицу времени распространения $L \sim (10^2 \div 10^3)$ дБ/мкс, значения $\alpha \sim 10^{-3}$ и $\tau \sim 0,1 \cdot 10^{-9}$ с, $L \sim 10^2$ дБ/мкс могут быть получены путем снижения степени дефектности структуры, изменением химического состава и технологических условий: уменьшением температуры синтеза и скорости роста;

рост ΔH_k с частотой для магнитостатических волн, по-видимому, связан с изменением эффективности возбуждения обменных волн.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Митлина Л.А. Физико-химические основы получения, дефектности структуры и свойств монокристаллических пленок феррошпинелей (обзор) // Вестн. Сам. гос. техн. ун-та. Сер.: Физ.-мат. науки. 2004. № 30. С. 114-149.
2. Ваишковский А.В., Стальмахов В.С., Шараевский Ю.П. Магнитостатические волны в электронике сверхвысоких частот. Саратов: Изд-во Саратовск. ун-та. 1993. 315 с.
3. Митлина Л.А., Пец А.В., Молчанов В.В. Анизотропия пленочных монокристаллов магний-марганцевого феррита наведенная пластической деформацией // Изв. Вузов. Физика. 1982. № 3. С. 31-34.
4. Паришин А.С., Чистяков Н.С. Объемные и поверхностные спиновые волны в монокристаллических пленках марганцевого феррита. // ФТТ. 1978. Т. 20. Вып. 11. С. 3513-3515.
5. Митлина Л.А., Левин А.Е., Великанова Ю.В., Кривошеева Е.В., Виноградова М.Р. Влияние границ блоков на сопротивление деформации в эпитаксиальных феррошпинелях // Вестн. Сам. гос. техн. ун-та. Сер.: Физ.-мат. науки. 2003. № 19. С. 111-117.
6. Митлина Л.А., Великанова Ю.В., Ерендеев Ю.П., Ляшенко С.В., Сидоров А.А., Кривошеева Е.В. Анализ характеристик МСВ, распространяющихся в ферритовых пленках // Вестн. Сам. гос. техн. ун-та. Сер.: Физ.-мат. науки. 2004. № 27. С. 25-32.
7. Крупичка С. Физика ферритов и родственных им магнитных окислов. М.: Мир, 1976. 353 с.
8. Смит Я., Вейн Х. Ферриты. М.: Изд-во иностр. лит.-ры, 1962. 498 с.
9. Праттон М. Тонкие ферромагнитные пленки. Л.: Судостроение, 1967. 265 с.
10. Саланский Н.М., Ерухимов М.Ш. Физические свойства и применение магнитных пленок. Новосибирск: Наука, 1975. 219 с.
11. Митлина Л.А., Сидоров А.А., Харламов А.Д. Неоднородные моды ФМР в пленках марганцевых феррошпинелей. // Изв. вузов. Физика, 1987. № 11. С. 57-61.
12. Анфиногенов В.Б., Митлина Л.А., Попков А.Ф., Сидоров А.А., Сорокин В.Г., Тихонов В.В. Магнитостатические волны в пленках феррошпинели. // ФТТ. 1988. Т.30. № 7. С. 2032-2039.

13. Гуляев Ю.В., Зильберман П.Е., Луговской А.В. Влияние неоднородного обмена и диссипации на распространение поверхностных волн Дэймона-Эшбаха в ферромагнитной пластине // ФТТ. 1981. Том 23. Вып. 4. С. 1136-1142.
14. Ваппэ Г.М. СВЧ устройства на магнитоэлектрических волнах // ЦНИИ Электроника. Обзоры по электронной технике. Сер.1. Электроника СВЧ. 1984. Вып. 8. 80 с.

Поступила 2.02.2005 г.

УДК 621.373.826

Г.Д. Гуреев, Д.М. Гуреев

ЛАЗЕРНОЕ И ЛАЗЕРНО-УЛЬТРАЗВУКОВОЕ УПРОЧНЕНИЕ ПОВЕРХНОСТИ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ ПЛАСТИН

Экспериментально исследовано влияние толщины металлической пластины на глубину зоны закалки ее поверхности непрерывным лазерным излучением. Из сопоставления экспериментальных результатов с теоретическими зависимостями, основанными на моделях полубесконечной среды, тонкой пластины и промежуточной модели, получено эмпирическое аналитическое соотношение, связывающее глубину зоны закалки с параметрами лазерного воздействия, теплофизическими характеристиками материала пластины и ее толщиной. Показано, что предварительное ультразвуковое деформирование поверхности пластины ведет к дополнительному возрастанию глубины зоны ее последующей лазерной закалки.

Введение. К настоящему времени проведены многочисленные экспериментальные и теоретические исследования процессов, протекающих в поверхностных слоях металлов при кратковременном воздействии на них лазерного излучения, и получены результаты, имеющие важное фундаментальное и прикладное значение [1-4]. Вместе с тем использование этих результатов в применении к лазерной термообработке поверхности металлических пластин в инженерной практике не всегда оказывается успешным. Одной из основных причин этого является отсутствие простого аналитического соотношения, связывающего геометрические размеры зон лазерной термообработки с параметрами лазерного воздействия, теплофизическими характеристиками материала пластин и их толщиной в явном виде.

В соответствии с этим цель данной работы состояла в выводе такого аналитического соотношения на основе собственных экспериментальных исследований и в дополнительном изучении возможностей совмещенного лазерно-ультразвукового воздействия в процессах локального термомеханического упрочнения поверхности металлических пластин.

Методика эксперимента. В качестве образцов нами использовались пластины из стали 40Х в исходном отожженном состоянии. Толщина пластин варьировалась от 1 до 7 мм. Для уменьшения коэффициента отражения лазерного излучения поверхность пластин покрывалась ~ 40 мкм слоем черной типографской краски.

Лазерная обработка поверхности пластин осуществлялась непрерывным излучением твердотельного YAG:Nd-лазера ЛТН-103 (длина волны излучения 1.06 мкм). Излучение мощностью 135 и 145 Вт с помощью оптической системы СОК-1 фокусировалось в пятно диаметром 1 мм. Скорость перемещения луча по поверхности пластин составляла 4 мм/с.

При совмещенной лазерно-ультразвуковой обработке поверхности пластин предварительное пластическое деформирование поверхности осуществлялось путем ввода в нее ультразвуковых колебаний через конусообразный концентратор полуволновой длины, который крепился к торцу подключенного к выходу ультразвукового генератора УЗГ1-1 магнитоэлектрического преобразователя ПМС1-1 и поджимался к поверхности вблизи пятна фокусировки лазерного излучения с усилием 50 Н. Частота ультразвуковых колебаний составляла 22 кГц, амплитуда – до 45 мкм, мощность – до 1 кВт.

Схемы лазерной и лазерно-ультразвуковой обработок поверхности пластин приведены на рис. 1.

Геометрические параметры, микромеханические характеристики и структурно-фазовый состав формирующихся при лазерной и лазерно-ультразвуковой обработках зон исследовались с применением методов металлографии, микродюриметрии и рентгеновского фазового анализа.