

# Дисперсия спиновых волн в двухслойных магнитных пленках

© А.М. Зюзин, С.Н. Сабаев, А.В. Куляпин

Мордовский государственный университет им. Н.П. Огарева,  
430000 Саранск, Россия

E-mail: zyuzinam@mrsu.ru

(Поступила в Редакцию 11 февраля 2003 г.  
В окончательной редакции 17 апреля 2003 г.)

Исследована трансформация спектров спин-волнового резонанса в многослойных магнитных пленках, происходящая при плавном переходе слоя закрепления из состояния реактивной среды в состояние дисперсивной или наоборот. Установлен один из видов пространственной дисперсии спиновых волн, механизм которой связан с действием слоя закрепления. Дисперсия наиболее ярко проявляется в пленках со смешанным механизмом закрепления спинов. Обнаруженный вид дисперсии позволяет объяснить так называемый эффект „расталкивания“ спин-волновых мод.

В большинстве работ, посвященных спин-волновому резонансу (СВР), теоретически и экспериментально исследуются спектры при перпендикулярной или параллельной ориентации внешнего постоянного магнитного поля  $\mathbf{H}$  относительно плоскости пленки [1–4]. Спектры СВР для таких ориентаций удовлетворительно объясняются известными моделями [5–8], в которых предполагается, что закрепление обусловлено поверхностной анизотропией или динамическим механизмом. В работах [9–12] исследованы угловые зависимости спектров СВР двухслойных пленок с динамическим механизмом закрепления спинов. При таком механизме закрепления с изменением угла между внешним магнитным полем и пленкой происходит изменение области возбуждения гармонических стоячих спин-волновых (СВ) мод. При перпендикулярной ориентации такие моды возбуждаются в одном слое, при параллельной — в другом. В этих работах наблюдалось так называемое „расталкивание“ мод, механизм которого пока остается малоизученным.

Несмотря на большое число публикаций, посвященных СВР, отсутствуют работы, в которых изучались бы особенности спектров СВР, и в частности их трансформация, когда слой закрепления плавно переходит из состояния реактивной среды в состояние дисперсивной [13] или наоборот. Поэтому целью настоящей работы является проведение таких исследований в многослойных пленках с диссипативным [14,15] и смешанным механизмами закрепления спинов.

## 1. Эксперимент

Эксперименты проводились на монокристаллических пленках ферритов-гранатов, выращенных методом жидкофазной эпитаксии на подложках из гадолиний-галлиевого граната, вырезанных в плоскости (111). Многослойные пленки получались путем последовательного наращивания слоев из различных растворов в расплаве. Толщина пленок  $h$  измерялась интерференционным методом, а также оценивалась по времени полного стравливания.

Намагниченность насыщения в слоях определялась по интенсивности и ширине однородного ФМР соответствующих однослойных аналогов слоев [16]. Нахождение осей  $\langle 100 \rangle$ ,  $\langle 111 \rangle$ , а также значений поля кубической анизотропии  $H_{k1}$  проводилось по методике, описанной в [17]. Параметры исследованных пленок приведены в таблице ( $\gamma$  — гиромантическое отношение,  $H_k^{\text{eff}} = (2K_u/M) - 4\pi M_s$  — эффективное поле одноосной анизотропии,  $\alpha = (\Delta H \gamma / \omega)$  — параметр затухания Гильберта, где  $\Delta H$  — полуширина линии поглощения,  $\omega$  — круговая частота СВЧ-поля).

Регистрация спектров СВР производилась на радиоспектрометре РЭ-1301. Частота СВЧ-поля  $\omega/2\pi$  была равна  $9.34 \cdot 10^9$  Hz. Образцы помещались в скрещенные постоянное и переменное магнитные поля. Магнитное поле измерялось с помощью ЯМР-магнитометра.

В качестве характеристики, наиболее чувствительной к вариациям резонансных полей СВ-мод, в настоящей работе использовалась разность резонансных полей нулевой и  $n$ -й мод:  $H_0 - H_n$ . Эта величина обычно применяется для построения дисперсионных кривых  $H_0 - H_n = f(n)$ . При обработке результатов измерений численным методом учитывалось взаимное влияние близко расположенных пиков поглощения и резонансных полей СВ-мод, которые в эксперименте определялись как полусумма полей, соответствующих экстремумам производной линии поглощения СВ-моды.

Как известно [13], если возбуждаемый спектр СВР лежит в интервале магнитных полей  $H$ , меньших поля однородного резонанса в слое закрепления  $H_{02}$ , последний является для спиновых волн дисперсивной средой: собственная частота однородных спиновых колебаний в этом слое (собственная частота однородной прецессии)  $\omega_{02} = \gamma_2 H_{02}$  меньше частоты переменного поля  $\omega$ . Наоборот, если спектр лежит в области полей  $H > H_{02}$ , слой закрепления будет для спиновых волн реактивной (упругой) средой; в этом слое  $\omega_{02} > \omega$ . Таким образом, для осуществления перехода слоя закрепления из одного состояния в другое необходимо менять или частоту СВЧ-поля  $\omega$ , или собственную частоту однородной прецессии  $\omega_{02} = \gamma_2 H_{02}$  путем изменения поля однородного

Параметры двухслойных пленок

Номер образца	Номер слоя	Состав	$h$ , $\mu\text{m}$	$\gamma$ , $10^7 \text{Oe}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$	$\alpha$	$4\pi M_s$ , G	$H_k^{\text{eff}}$ , Oe	$H_{k1}$ , Oe
1	1*	$\text{Y}_{2.98}\text{Sm}_{0.02}\text{Fe}_5\text{O}_{12}$	0.98	1.76	0.003	1740	-1715	-82
	2*	$\text{Er}_{2.58}\text{La}_{0.42}\text{Fe}_{3.95}\text{Ga}_{1.05}\text{O}_{12}$	1.2	1.66	0.84	450	-78	-93
2	1*	$\text{Y}_{2.98}\text{Sm}_{0.02}\text{Fe}_5\text{O}_{12}$	0.69	1.76	0.003	1740	-1715	-82
	2*	$\text{Sm}_{0.45}\text{Er}_{2.55}\text{Fe}_5\text{O}_{12}$	1.8	1.38	0.2	1330	96	-120
3	1*	$\text{Y}_{2.98}\text{Sm}_{0.02}\text{Fe}_5\text{O}_{12}$	0.51	1.76	0.003	1740	-1715	-82
	2*	$\text{Sm}_{1.2}\text{Lu}_{1.8}\text{Fe}_5\text{O}_{12}$	1.4	1.76	0.12	1760	790	-135

Примечание. 1\* — слой возбуждения гармонических СВ-мод, 2\* — слой закрепления.

резонанса  $H_{02}$ . Расположение полей однородного резонанса слоя возбуждения  $H_{01}$  и закрепления  $H_{02}$  зависит от значений эффективных полей анизотропии  $H_k^{\text{eff}}$  в слоях, гиромангнитных отношений  $\gamma_1$  и  $\gamma_2$ , угла между внешним магнитным полем  $\mathbf{H}$  и плоскостью пленки, а также от температуры  $T$ . Как следует из вышеприведенных данных, исследуемые пленки обладают различными значениями  $H_k^{\text{eff}}$  и  $\gamma$  в слоях. При перпендикулярной ориентации поле однородного резонанса в слое возбуждения (слой с малым затуханием) было значительно выше, а при параллельной ниже, чем в слое закрепления. Поэтому, а также вследствие того, что при любых направлениях  $\mathbf{H}$  гармонические стоячие спиновые волны возбуждаются высокочастотным полем в слое с малым  $\alpha$ , в области полей, соответствующих возбуждаемому спектру СВР, слой закрепления будет для спиновых волн при перпендикулярной ориентации реактивной средой, а при параллельной — дисперсивной. Плавный переход слоя закрепления из состояния дисперсивной среды в состояние реактивной осуществлялся двумя способами: а) изменением угла  $\theta_H$  между  $\mathbf{H}$  и нормалью к плоскости пленки; б) изменением температуры. При увеличении угла  $\theta_H$  происходит сближение полей  $H_{01}$  и  $H_{02}$ . При некотором  $\theta_H$  поле  $H_{01}$  становится равным  $H_{02}$ , затем происходит изменение свойств слоя закрепления с реактивных на дисперсивные.

Другой способ перехода слоя закрепления из состояния дисперсивной среды в состояние реактивной состоял в следующем. Если температурные коэффициенты полей  $H_{01}$  и  $H_{02}$  имеют разный знак (что обусловлено разным знаком  $H_k^{\text{eff}}$  в слоях) и значения  $\gamma$  в слоях различны, то при увеличении температуры будет иметь место пересечение зависимостей  $H_{01}(T)$  и  $H_{02}(T)$ , и, как следствие, при некотором значении  $T$  происходит вышеотмеченный переход.

Один из факторов, приводящих к угловой зависимости  $H_0 - H_n$ , в частности к увеличению угла наклона дисперсионной кривой при промежуточных (между „легким“ и „трудным“) направлениях намагничивания, связан с изменением равновесной ориентации намагниченности  $\mathbf{M}$ , происходящим в результате изменения величины постоянного магнитного поля при регистрации спектра СВР [18]. Величина вклада в разность резонансных полей  $H_0 - H_n$ , обусловленного влиянием изменения

равновесной ориентации намагниченности  $\mathbf{M}$ , рассчитывалась с помощью дисперсионного соотношения [13]

$$\left(\frac{\omega}{\gamma}\right)^2 = \left[ H \cos(\theta_H - \theta_M) + H_k^{\text{eff}} \cos^2 \theta_M - H_{k1} a(\theta_M) + \frac{2A}{M} k^2 \right] \left[ H \cos(\theta_H - \theta_M) + H_k^{\text{eff}} \cos 2\theta_M - H_{k1} b(\theta_M) + \frac{2A}{M} k^2 \right], \quad (1)$$

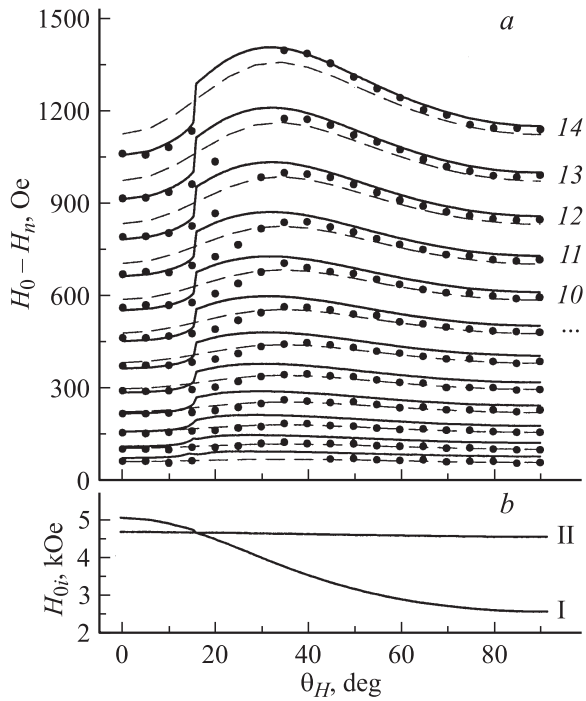
где

$$a(\theta_M) = (3 - 16x - 3y)/16, \quad b(\theta_M) = -(x + 3y)/4, \\ x = (2^{3/2} \sin 2\theta_M - \cos 2\theta_M)/3, \\ y = -(2^{5/2} \sin 4\theta_M - 7 \cos 4\theta_M)/9.$$

Выражение (1) записано для слоев возбуждения и закрепления и позволяет установить связь между волновыми числами в слоях. Значения угла  $\theta_M$  находились с помощью условия равновесной ориентации намагниченности  $\mathbf{M}$

$$2H \sin(\theta_H - \theta_M) = H_k^{\text{eff}} \sin 2\theta_M + H_{k1} \left[ \frac{1}{12} \sin 2\theta_M + \frac{7}{24} \sin 4\theta_M + \sqrt{2} \sin^2 \theta_M - \frac{4\sqrt{2}}{3} \sin^4 \theta_M \right]. \quad (2)$$

В (1), (2)  $A$  — константа обмена,  $k$  — волновое число СВ-моды,  $\theta_M$  и  $\theta_H$  — углы между нормалью к плоскости пленки и векторами  $\mathbf{M}$  и  $\mathbf{H}$  соответственно, отсчитываемые в плоскости (110) от нормали к пленке [111] по кратчайшему пути в сторону кристаллографического направления [001]. Заметим, что, когда поле  $\mathbf{H}$  ориентировано в плоскости (110), вектор  $\mathbf{M}$  также лежит в этой плоскости. В данной упрощенной методике расчета предполагалось полное закрепление спинов на границе раздела слоев; значения волновых чисел принимались равными  $k_1 = (n + 1/2)\pi/h_1$ , где  $h_1$  — толщина слоя возбуждения. Результаты расчета приведены на рис. 1, а–3, а (штриховые линии). Видно, что в интервале углов  $10 \leq \theta_H \leq 70^\circ$  происходит весьма существенное возрастание разности  $H_0 - H_n$ .

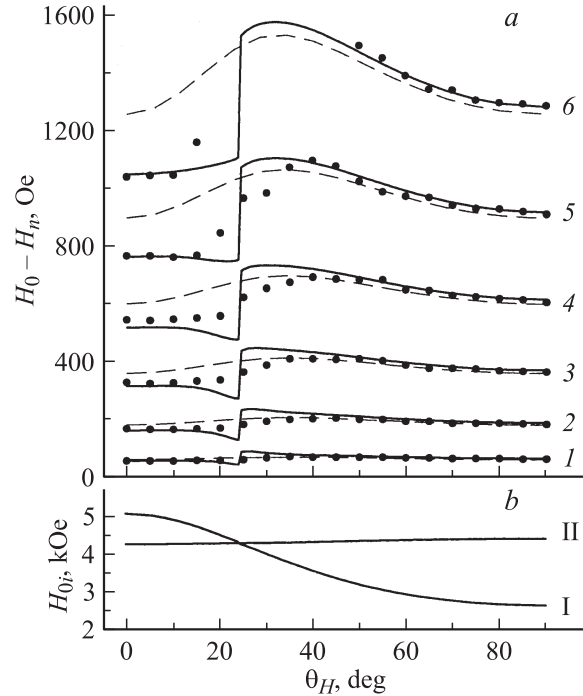


**Рис. 1.** *a*) Угловые зависимости  $H_0 - H_n$  для образца № 1. Числа около кривых — номера мод. Точки — эксперимент, штриховые линии — расчет по формулам (1), (2), сплошные линии — расчет по формулам (1)–(6). *b*) Угловые зависимости поля однородного резонанса в слое возбуждения (I) и закрепления (II).

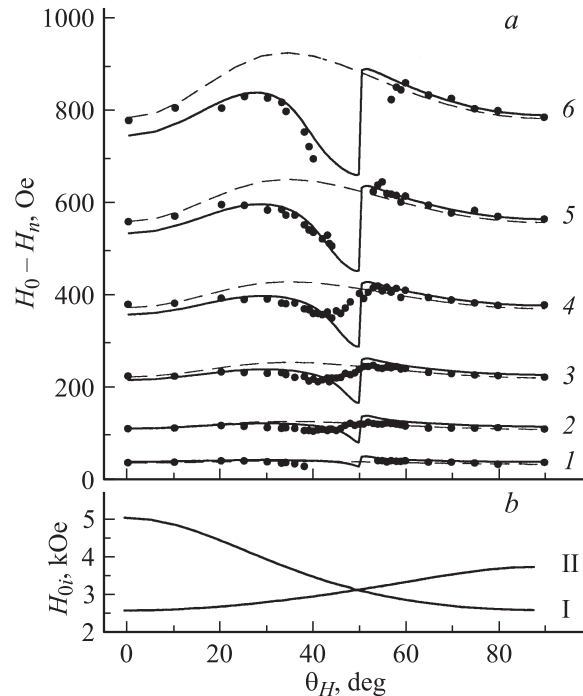
Проведенные эксперименты позволили установить следующее. Изменение угла  $\theta_H$  приводит к ярко выраженному изменению разности  $H_0 - H_n$ . На рис. 1, *b*–3, *b* приведены также угловые зависимости полей однородного резонанса  $H_{01}(\theta_H)$  и  $H_{02}(\theta_H)$  для слоев возбуждения и закрепления. В образцах с доминирующим действием диссипативного механизма закрепления спинов при увеличении  $\theta_H$  происходило плавное возрастание, а затем уменьшение разности  $H_0 - H_n = f(\theta_H)$  (точки на рис. 1, *a*). Кроме того, в интервале  $15 < \theta_H < 40^\circ$  наблюдалось отклонение экспериментальной зависимости  $H_0 - H_n = f(\theta_H)$  от штриховой кривой, рассчитанной с помощью уравнений (1), (2). С уменьшением параметра затухания в слое закрепления величина отклонения экспериментальной зависимости от расчетной еще более возрастала (рис. 2, *a*), причем в наибольшей степени это проявлялось для мод высокого порядка.

Для образцов с еще меньшим значением  $\alpha_2$  (образец № 3) на экспериментальных угловых зависимостях была обнаружена ярко выраженная особенность. Как следует из рис. 3, *a*, амплитуда вариации  $H_0 - H_n$  возрастает с номером моды. Причем величина отклонения разности  $H_0 - H_n$  от расчетной штриховой кривой в сторону меньших значений существенно превышает величину отклонения в сторону больших. Кроме того, на зависимостях  $H_0 - H_n$  для мод с  $n > 4$  наблюдается разрыв, обусловленный тем, что в некотором

интервале углов  $\theta_H$  моды выше четвертой перестают наблюдаться в спектре СВР этого образца. „Аномальное“ поведение наблюдалось и на температурных зависимостях  $H_0 - H_n = f(T)$  в образцах, для которых имело место пересечение температурных зависимостей полей однородного резонанса  $H_{0i}$  слоев возбуждения и закрепления, т. е. когда также происходил переход слоя



**Рис. 2.** То же, что и на рис. 1, для образца № 2.



**Рис. 3.** То же, что и на рис. 1, для образца № 3.

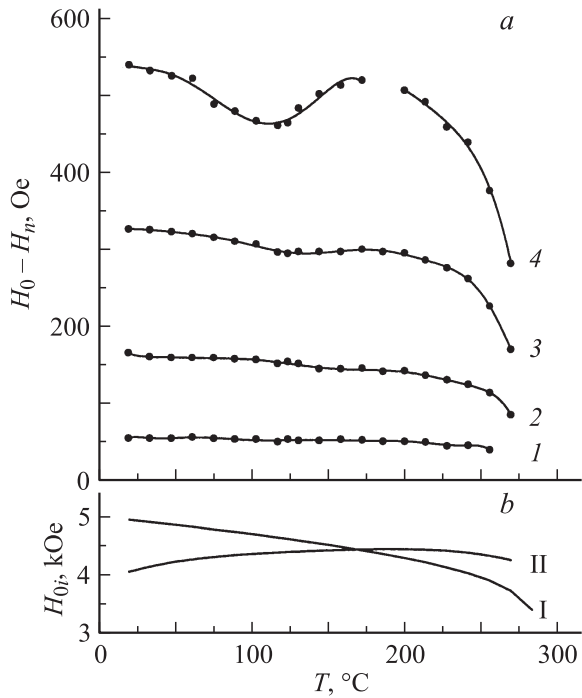


Рис. 4. а) Температурные зависимости  $H_0 - H_n$  для образца № 1. б) Температурные зависимости поля однородного резонанса в слое возбуждения (I) и закрепления (II).

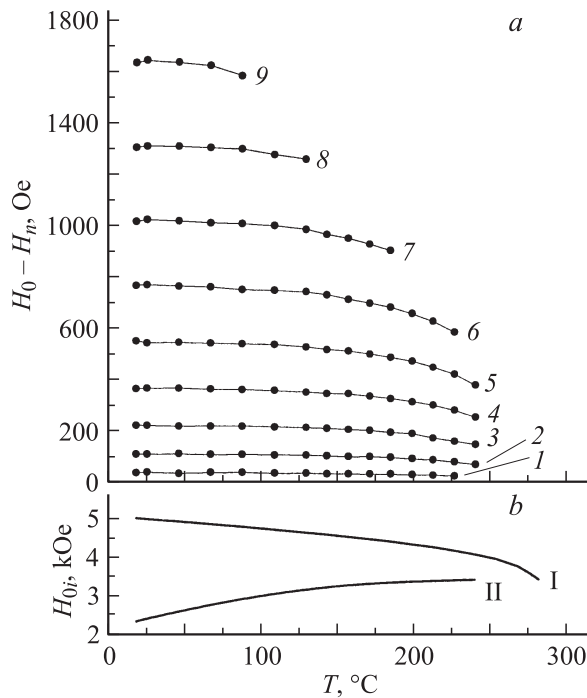


Рис. 5. То же, что и на рис. 4, для образца № 3.

закрепления из состояния реактивной среды в состояние дисперсивной (рис. 4, а, б). Для образцов, у которых отсутствовало пересечение зависимостей  $H_{01}(T)$  и  $H_{02}(T)$ , кривые  $H_0 - H_n = f(T)$  имели монотонный характер

(рис. 5, а, б). Плавное уменьшение разности  $H_0 - H_n$  с ростом  $T$  обусловлено более быстрым (по сравнению с намагнитченностью) уменьшением константы обменного взаимодействия  $A$  [19]. Необходимо отметить, что спектры СВР при различных температурах записывались для перпендикулярной ориентации  $\mathbf{H}$  относительно плоскости пленки, когда отсутствует разориентация векторов  $\mathbf{M}$  и  $\mathbf{H}$  и, следовательно, исключено влияние изменения равновесной ориентации  $\mathbf{M}$ , а также разориентации векторов  $\mathbf{M}_1$  и  $\mathbf{M}_2$  в слоях [11] на разность резонансных полей. Заметим, что взаимное влияние пиков СВ-мод и нулевой моды слоя закрепления не могло привести к обнаруженным особенностям в поведении угловых и температурных зависимостей  $H_0 - H_n$  [20]. Как показывает расчет, учет влияния пика с большей шириной и малой интенсивностью от слоя закрепления на резонансное поле  $n$ -й СВ-моды приведет к поправке, не превышающей 3–5 Oe, что существенно меньше величины возможного изменения разности  $H_0 - H_n$ .

Наблюдаемые зависимости  $H_0 - H_n = f(\theta_H)$  или  $H_0 - H_n = f(T)$ , как это следует из рис. 1, а–4, а, аналогичны кривым дисперсии, наблюдаемым вблизи полос поглощения и имеющим участки „нормальной“ и „аномальной“ дисперсии. Заметим, что и в нашем случае в интервале углов, соответствующем резкому изменению зависимости  $H_0 - H_n$  от  $\theta_H$  (или  $T$ ), также происходит существенное увеличение затухания (ширины линии СВ-мод) (рис. 6), что связано с возрастанием влияния области затухания спиновой волны в слое с большим  $\alpha$  на диссипацию энергии стоячих спиновых волн [15]. Существенное характерное отличие обнаруженного типа дисперсии заключается в том, что она обусловлена не свойствами среды, в которой происходит возбуждение гармонической волны, а состоянием приграничной области. Поэтому ее можно рассматривать как один из видов пространственной дисперсии спиновых волн.

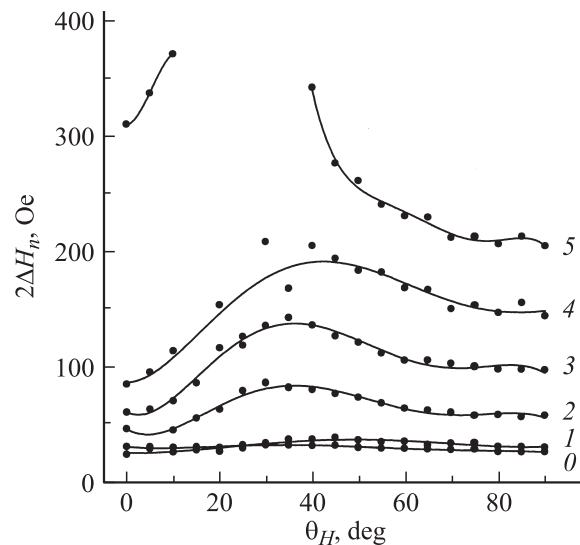


Рис. 6. Угловые зависимости ширины линий СВ-мод  $2\Delta H_n(\theta_H)$  для образца № 2. Числа около кривых — номера СВ-мод.

## 2. Расчет спектров СВР

Для определения количественных характеристик обнаруженной дисперсии, а также характера трансформации СВ-мод, происходящей при изменении  $\theta_H$ , нами был проведен расчет спектров СВР, учитывающий не только влияние изменения равновесной ориентации  $\mathbf{M}$ , но и влияние изменения свойств слоя закрепления с дисперсивных на реактивные, которое происходит при изменении угла  $\theta_H$  или температуры.

Кроме соотношений (1) и (2) при расчете использовались обменные граничные условия [12]

$$\frac{m_1}{M_1} = \frac{m_2}{M_2} \Big|_{z=h_1}, \quad \frac{A_1}{M_1} \frac{\partial m_1}{\partial z} = \frac{A_2}{M_2} \frac{\partial m_2}{\partial z} \Big|_{z=h_1} \quad (3)$$

(где  $m_1$  и  $m_2$  — переменные составляющие намагниченности слоев закрепления и возбуждения соответственно), а также дополнительные условия, учитывающие затухание спиновой волны в слое с большим значением  $\alpha$  (слой закрепления),

$$\begin{aligned} \frac{2A_1}{M_{01}} \frac{\partial m_{1y}}{\partial z} \Big|_{z=h_1} + b_{11} \int_{h_1}^{h_1+h_2} m_{2y} dz + b_{12} \int_{h_1}^{h_1+h_2} m_{2x} dz &= 0, \\ \frac{2A_1}{M_{01}} \frac{\partial m_{1x}}{\partial z} \Big|_{z=h_1} + b_{22} \int_{h_1}^{h_1+h_2} m_{2x} dz + b_{21} \int_{h_1}^{h_1+h_2} m_{2y} dz &= 0, \end{aligned} \quad (4)$$

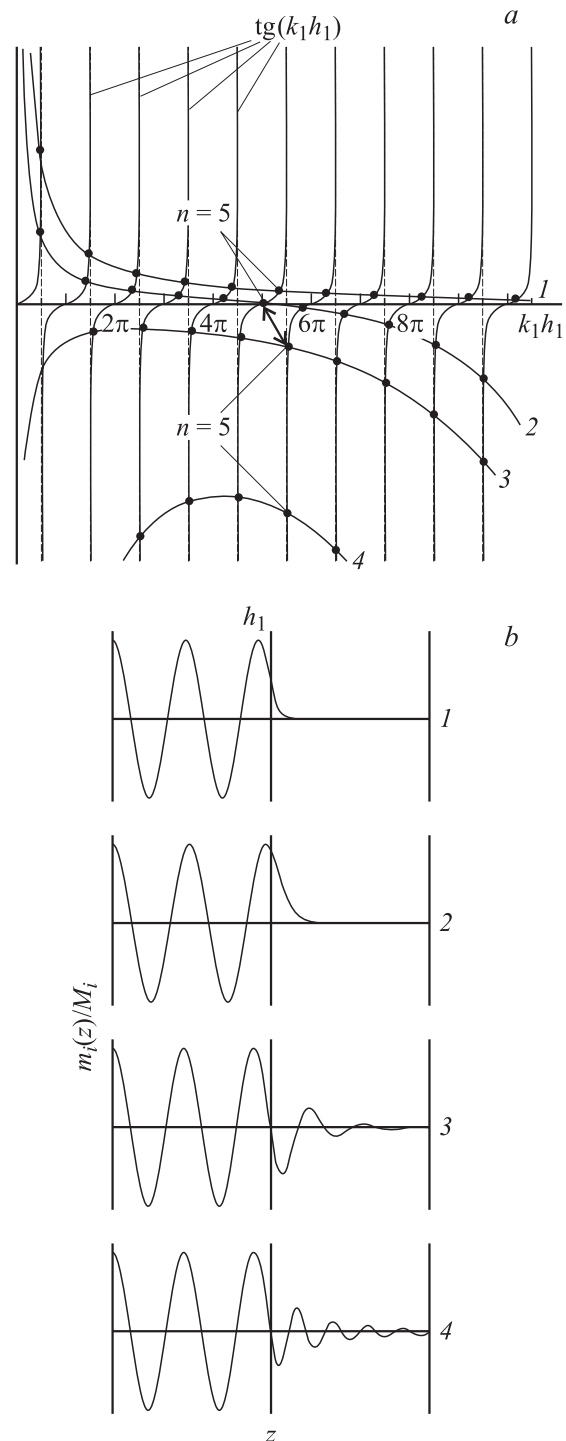
где

$$\begin{aligned} b_{11} &= H \cos(\theta_H - \theta_M) + H_{k2}^{\text{eff}} \cos 2\theta_M + \frac{i\alpha_2\omega}{\gamma_2}, \\ b_{22} &= H \cos(\theta_H - \theta_M) + H_{k2}^{\text{eff}} \cos^2 \theta_M + \frac{i\alpha_2\omega}{\gamma_2}, \\ b_{12} &= -b_{21} = \frac{i\omega}{\gamma_2}, \end{aligned} \quad (5)$$

$h_1$  и  $h_2$  — толщины слоев возбуждения и закрепления соответственно, а ось  $\mathbf{z}$  совпадает с нормалью к плоскости пленки. Такое условие было получено путем интегрирования уравнения движения намагниченности по области, имеющей форму диска, одно из оснований которого расположено в слое возбуждения вблизи межслойной границы, а второе — за свободной поверхностью слоя закрепления [13]. Данное условие является следствием равенства моментов сил обменного поля вблизи границы раздела слоев и момента сил (в том числе диссипативных), обусловленного затухающей спиновой волной в слое закрепления.

Кроме того, использовалось выражение, связывающее действительную  $k_2''$  и мнимую  $k_2'$  части волнового числа в слое закрепления [5],

$$k_2'' = \frac{\alpha_2\omega M_2}{4\gamma_2 A_2} \frac{1}{k_2'} \quad (6)$$



**Рис. 7.** Графическое решение системы уравнений (1)–(6) для образца № 3 (а) и распределение нормированной переменной намагниченности  $m_i(z)/M_i$  ( $i$  — номер слоя) для моды  $n = 5$  (б) при различных значениях  $\theta_H$ .  $\theta_H$ , deg: 1 — 0, 2 — 40, 3 — 55, 4 — 90.

Спиновая волна в слое возбуждения аппроксимировалась гармонической, а в слое закрепления — экспоненциально затухающей гармонической волной. Решения для некоторых значений угла  $\theta_H$  представлены на рис. 7,а (точки пересечения кривых 1–4 с семейст-

вом  $\text{tg}(k_1 h_1)$ ). Видно, что с увеличением  $\theta_H$  значения волновых чисел всех СВ-мод уменьшаются. Причем в наибольшей степени уменьшаются волновые числа для мод высокого порядка, что и приводит к убыванию разности  $H_0 - H_n$ . На рис. 7, *b* показаны конфигурации некоторых СВ-мод для  $\theta_H = 0^\circ$  (слой закрепления — реактивная среда),  $\theta_H = 40$  и  $55^\circ$  (слой закрепления находится в области перехода из состояния реактивной среды в состояние дисперсивной) и  $\theta_H = 90^\circ$  (слой закрепления — дисперсивная среда). Видно, что при сближении значений  $H_{01}$  и  $H_{02}$  конфигурация  $n$ -й моды стремится трансформироваться в конфигурацию  $(n - 1)$ -й моды, но в области перехода слоя закрепления из состояния реактивной среды в состояние дисперсивной происходит резкая трансформация мод, сопровождающаяся образованием узла вблизи границы раздела слоев, лежащего в слое возбуждения. При совпадении значений  $H_{01}$  и  $H_{02}$  происходит скачкообразное изменение набора решений. Значения  $k_1$  для всех мод, включая и нулевую, резко возрастают. На рис. 7, *a* в качестве примера показан переход для моды с  $n = 5$ . В результате перехода разность  $H_0 - H_n$  скачкообразно возрастает. На рис. 1–3 сплошными линиями представлены расчетные угловые зависимости  $H_0 - H_n$ . Видно, что имеет место достаточно удовлетворительное согласие расчета и экспериментальных данных. Увеличение параметра затухания  $\alpha$  ( $\alpha = \Delta H \gamma / \omega$ ), а следовательно, и ширины линии в слое закрепления приводит к росту интервала полей, соответствующих переходу слоя закрепления из состояния реактивной среды в состояние дисперсивной. Это в свою очередь ведет к „размытию“ наблюдаемой особенности на угловых зависимостях  $H_0 - H_n = f(\theta_H)$ .

### 3. Обсуждение результатов

Сущность обнаруженной дисперсии спиновых волн, на наш взгляд, заключается в следующем. Когда одновременно действуют диссипативный и динамический механизмы закрепления (смешанный механизм), а действие диссипативного весьма существенно, экспоненциально затухающая спиновая волна в слое закрепления при любой ориентации  $\mathbf{H}$  возбуждается стоячей спиновой волной, локализованной в слое с малым  $\alpha$  и возбуждаемой в свою очередь переменным СВЧ-полем. Если слой закрепления находится в состоянии реактивной среды, собственная частота прецессии спинов  $\omega_{02}$  в этом слое превышает частоту стоячей гармонической волны в слое возбуждения, которая при резонансе равна частоте СВЧ-поля  $\omega$  ( $\omega_{02} > \omega$ , а  $H_{02} < H_{01}$ ). Поэтому экспоненциально затухающая область спиновых колебаний (которые являются вынужденными и совершаются также на частоте  $\omega$ ) в слое закрепления стремится обогнать по фазе гармоническую волну, локализованную в слое возбуждения, увлекая за собой и стремясь растянуть последнюю. Это приводит к уменьшению волновых чисел и тем самым к уменьшению разности резонансных полей ( $H_0 - H_n$ ). Когда слой закрепления оказывается в

состоянии дисперсивной среды ( $\omega_{02} < \omega$ , а  $H_{02} > H_{01}$ ), ситуация изменяется на противоположную: затухающая спиновая волна в слое закрепления, отставая по фазе, сжимает гармоническую стоячую волну в слое возбуждения. Это приводит, хотя и в меньшей степени, к возрастанию значений  $H_0 - H_n$ . При сближении полей  $H_{01}$  и  $H_{02}$  происходит увеличение амплитуды переменной намагниченности  $m_{02}$  в слое закрепления, и влияние области спиновых колебаний в слое закрепления на значение  $k_1$  возрастает. В то же время возрастание  $m_{02}$  приводит к ослаблению закрепления, и, как следствие, моды высокого порядка перестают возбуждаться в спектре.

Дальнейший рост  $\theta_H$  вызывает увеличение разности  $H_{02} - H_{01}$ . При этом амплитуда прецессии в слое закрепления снова уменьшается, что обуславливает усиление закрепления спинов и возобновление возбуждения мод высокого порядка.

Необходимо отметить, что наблюдаемая дисперсия имеет место и при динамическом механизме закрепления спинов, при котором в качестве слоя закрепления выступает слой, находящийся в состоянии реактивной среды. При изменении угла  $\theta_H$  происходит перемещение области возбуждения гармонических мод из одного слоя в другой. Действие дисперсии в этом случае проявляется в „расталкивании“ СВ-мод, локализованных в слое возбуждения, и нулевой моды слоя закрепления (или моды ФМР в терминологии авторов [10,11]). В работах [10,11] в одном интервале углов слоем возбуждения являлся первый слой, в другом — второй. Однако, поскольку, как отмечалось выше, в обеих ситуациях слой закрепления оказывался реактивной средой, это приводило к уменьшению волновых чисел возбуждаемых СВ-мод в обоих интервалах углов. В спектре это проявлялось в смещении пиков СВ-мод в сторону больших полей или их „отталкивании“ от пика нулевой моды слоя закрепления. Таким образом, при динамическом механизме закрепления можно наблюдать лишь один участок кривой дисперсии. При диссипативном или смешанном механизмах закрепления, как уже указывалось, при любых ориентациях  $\mathbf{H}$  относительно плоскости пленки или любых температурах область возбуждения стоячих гармонических мод является слой с малым затуханием. Поэтому в зависимости от того, в каком состоянии находится слой закрепления, в состоянии реактивной среды ( $H_{02} < H_{01}$ ) или дисперсивной ( $H_{02} > H_{01}$ ), волновые числа СВ-мод смещаются в область соответственно меньших или больших значений. Как следствие, пики СВ-мод в обоих случаях смещаются по полю от пика поглощения слоя закрепления. Учет обнаруженной дисперсии спиновых волн имеет важное значение для правильного определения константы обменного взаимодействия по спектру спиновых волн, поскольку от того, в каком состоянии (дисперсивной или реактивной среды) окажется слой закрепления, а также от того, насколько близка его резонансная частота (собственная частота прецессии) к частоте СВЧ-поля, существенно зависят значения волновых чисел СВ-мод, а следовательно, и угловой коэффициент зависимости

$H_0 - H_n = f(n^2)$ , по которому определяется значение  $A$ . Очевидно, что действие данного фактора необходимо учитывать при регистрации и анализе спектров СВР при любых ориентациях  $\mathbf{H}$  относительно плоскости пленки.

Таким образом, на основании результатов, полученных в настоящей работе, можно сделать следующие выводы.

1) В многослойных пленках установлен один из видов пространственной дисперсии спиновых волн, механизм которой связан с действием слоя закрепления. Дисперсия наиболее ярко проявляется в пленках со смешанным механизмом закрепления спинов при переходе слоя закрепления из состояния реактивной среды в состояние дисперсивной или наоборот.

2) Обнаруженный вид пространственной дисперсии позволяет объяснить так называемый эффект „расталкивания“ СВ-мод, наблюдаемый ранее в ряде работ.

3) При определении константы обменного взаимодействия по спектру спиновых волн необходимо учитывать существенное влияние пространственной дисперсии на значения волновых чисел возбуждаемых СВ-мод.

## Список литературы

- [1] С.Н. Wolts, J. Zebrowski, K. Komencou. *J. Appl. Phys.* **50**, 9, 5878 (1979).
- [2] Р.Н. Носов, Д.И. Семенов. *ФТТ* **42**, 8, 1430 (2000).
- [3] А.В. Помялов, П.Е. Зильберман. *Радиотехника и радиоэлектроника* **1**, 94 (1986).
- [4] В.Ф. Дмитриев, Б.А. Калинин. *ЖТФ* **57**, 11, 2212 (1987).
- [5] А.Г. Гуревич, Г.А. Мелков. *Магнитные колебания и волны*. Наука, М. (1994). 464 с.
- [6] Ю.А. Корчагин, Р.Г. Хлебопрос, Н.С. Чистяков. *ФТТ* **7**, 2121 (1972).
- [7] M. Jirsa. *Phys. Stat. Sol. (b)* **113**, 679 (1982).
- [8] В. Hoekstra, R.P. van Stapele, J.M. Robertson. *J. Appl. Phys.* **48**, 1, 382 (1977).
- [9] С.Л. Высоцкий, Г.Т. Казаков, М.Л. Кац, Ю.А. Филлимонов. *ФТТ* **35**, 5, 1190 (1993).
- [10] A.M. Grishin, V.S. Dellalov, V.F. Shkar, E.I. Nikolayev, A.I. Linnik. *Phys. Lett. A* **140**, 3, 133 (1989).
- [11] Н.К. Даньшин, В.С. Деллалов, М.А. Кольцов, Е.И. Николаев, В.Ф. Шкарь. *ЖЭТФ* **110**, 3(9), 938 (1996).
- [12] А.Л. Сукстанский, Г.И. Ямпольский. *ФТТ* **42**, 5, 866 (2000).
- [13] А.М. Зюзин, С.Н. Сабаев, В.В. Радайкин, А.В. Куляпин. *ФТТ* **44**, 5, 893 (2002).
- [14] А.М. Зюзин, А.Г. Бажанов. *ЖЭТФ* **112**, 10, 1430 (1997).
- [15] А.М. Зюзин, А.Г. Бажанов, С.Н. Сабаев, С.С. Кидяев. *ФТТ* **42**, 7, 1279 (2000).
- [16] А.М. Зюзин, В.Н. Ваньков, В.В. Радайкин. *Письма в ЖТФ* **17**, 23, 65 (1991).
- [17] А.М. Зюзин, В.В. Радайкин, А.Г. Бажанов. *ЖТФ* **67**, 2, 35 (1997).
- [18] А.М. Зюзин. *ФТТ* **31**, 7, 109 (1989).
- [19] А.М. Зюзин, А.Г. Бажанов. *Письма в ЖЭТФ* **63**, 7, 528 (1996).
- [20] А.М. Зюзин, В.В. Радайкин. В сб.: Тез. докл. XIII школы-семинара „Новые магнитные материалы микроэлектроники“. Астрахань (1992). Ч. 1. С. 253.