

01;05

## Спектры спин-волнового резонанса в двуслойных магнитных пленках

© А.М. Зюзин, М.А. Бакулин, Д.А. Зюзин, В.В. Радайкин, С.Н. Сабаев

Мордовский государственный университет им. Н.П. Огарева,  
430005 Саранск, Россия  
e-mail: zyuzin.am@rambler.ru

(Поступило в Редакцию 30 апреля 2010 г. В окончательной редакции 2 ноября 2010 г.)

Путем решения уравнения движения намагниченности, учитывающего затухание, и использования обменных граничных условий рассчитана антиэрмитова часть компонент тензора высокочастотной восприимчивости в двуслойной пленке. С помощью полученных выражений определены основные параметры спектров спин-волнового резонанса. Сравнением расчетных и экспериментальных результатов показана адекватность предлагаемого способа расчета спектров.

### Введение

В большом количестве работ расчет спектров спин-волнового резонанса (СВР) производится для однослойных пленок. При этом модель расчета основана на представлении о поверхностной анизотропии [1–4], при которой степень закрепления спинов описывается с помощью трудно измеряемой и плохо контролируемой феноменологической характеристики — константы поверхностной анизотропии, являющейся интегральной функцией нескольких параметров (толщины, намагниченности и поля анизотропии) поверхностного слоя. Это во многих случаях приводит к расхождению экспериментальных и расчетных результатов. В такой модели, в частности, не учитывается зависимость степени закрепления от номера  $n$  (или волнового числа  $k_n$ ) спин-волновой (СВ) моды, а также не принимается во внимание возможность переходов поверхностного слоя закрепления из состояния реактивной среды в дисперсивную, или наоборот.

В работах [5–7] достаточно подробно изучены основные характеристики спектров СВР при динамическом механизме закрепления спинов. Такой механизм [5] проявляется в пленках с неоднородным распределением намагниченности, поля анизотропии или гиромагнитного отношения (в общем случае поля однородного резонанса) по толщине пленки. Расчет основан на решении однородного волнового уравнения и учете обменных граничных условий на свободных поверхностях слоев и межслойной границе (границах). Это позволило авторам рассчитать резонансные поля и интенсивность СВ мод возбуждаемого спектра СВР, при этом интенсивность вычислялась по распределению переменной намагниченности с слоев. Необходимо отметить что, авторы [5] при расчете спектров не учитывали затухание с слоев пленки.

Расчет спектра СВР с учетом затухания проводился в работах [8,9], где получено выражение для высокочастотной магнитной восприимчивости продольно намагниченной пленки, позволяющее определить основные параметры спектров СВР. Однако при этом авторы также основывались на представлении о поверхностной

анизотропии и введении соответствующего параметра — константы поверхностной анизотропии.

Для расчета спектров ферромагнитного резонанса (ФМР) в двуслойных обменно-связанных пленках в работе [10] было использовано решение уравнения движения намагниченности с сферических координатах. Авторы получили выражение для высокочастотной магнитной восприимчивости двуслойной магнитной пленки. Но в данной работе был рассмотрен только ферромагнитный резонанс.

Целью настоящей работы являлся расчет спектров СВР в двуслойных пленках, учитывающий затухание намагниченности и основанный на получении выражения для высокочастотной (ВЧ) магнитной восприимчивости. При этом закрепление описывалось не с помощью константы поверхностной анизотропии, а использовались обменные граничные условия на свободной и межслойной границах двуслойной пленки. Расчет и сопоставление с экспериментом проведены для двуслойных пленок ферритов-гранатов с различными наборами значений магнитных параметров в слоях.

### Теоретический анализ

Движение намагниченности  $\mathbf{M}$  в магнитной пленке при наличии затухания будем описывать уравнением Ландау–Лифшица с релаксационным членом в форме Гильберта [11]

$$\frac{\partial \mathbf{M}}{\partial t} = -\gamma(\mathbf{M} \times \mathbf{H}_{\text{eff}}) + \frac{\alpha}{M} \left( \mathbf{M} \times \frac{\partial \mathbf{M}}{\partial t} \right), \quad (1)$$

где  $\gamma$  — гиромагнитное отношение,  $\alpha$  — параметр затухания Гильберта,  $\mathbf{H}_{\text{eff}}$  — эффективное магнитное поле, определяемое выражением

$$\mathbf{H}_{\text{eff}} = \mathbf{H}_0 - \hat{N}^{\text{eff}} \mathbf{M} + \frac{A}{M} \frac{\partial^2 \mathbf{M}}{\partial z^2} + \mathbf{h} \exp(i\omega t). \quad (2)$$

Здесь  $\mathbf{h}$  и  $\mathbf{H}_0$  ( $\mathbf{h} \ll \mathbf{H}_0$ ) — внешнее высокочастотное и постоянное магнитные поля соответственно;  $A$  — константа обменного взаимодействия,  $\hat{N}^{\text{eff}}$  — тензор эффективных размагничивающих факторов.

Параметры исследованных пленок

№ образца	№ слоя	Состав	$h, \mu\text{m}$	$4\pi M, \text{Gs}$	$\alpha$	$H_k^{\text{eff}}, \text{Oe}$	$\gamma, 10^{-7} \text{Oe}^{-1}\text{s}^{-1}$
1	1	$\text{Y}_{2.98}\text{Sm}_{0.02}\text{Fe}_5\text{O}_{12}$	0.51	1740	0.003	-1715	1.76
	2	$\text{Sm}_{1.2}\text{Lu}_{1.8}\text{Fe}_5\text{O}_{12}$	1.4	1760	0.12	790	1.76
2	1	$(\text{YSm})_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$	0.49	1720	0.003	-1680	1.76
	2	$(\text{BiSmTm})_3(\text{FeGa})_5\text{O}_{12}$	1.23	600	0.013	-270	1.61

Для случая малых колебаний  $m \ll M_0$ :

$$\mathbf{M}(z, t) = \mathbf{M}_0 + \mathbf{m}(z) \exp(i\omega t)$$

и линеаризованное уравнение движения намагниченности будет иметь вид

$$i \frac{\omega}{\gamma} \mathbf{m} + \mathbf{m} \times (\mathbf{H}_{0z} - \hat{N}^{\text{eff}} \mathbf{M}_0) + (\hat{N}^{\text{eff}} \mathbf{m}) \times \mathbf{M}_0 - \frac{2A}{M_0^2} \left( \frac{\partial^2 \mathbf{m}}{\partial z^2} \times \mathbf{M}_0 \right) - i \frac{\alpha \omega}{\gamma M_0} (\mathbf{M}_0 \times \mathbf{m}) = -\mathbf{M}_0 \times \mathbf{h}, \quad (3)$$

где  $\mathbf{m}$  — переменная намагниченность,  $\mathbf{H}_{0z}$  — проекция вектора  $\mathbf{H}_0$  на ось  $z$ , совпадающую с равновесной ориентацией намагниченности  $\mathbf{M}_0$ .

В случае, когда  $\mathbf{h} \perp \mathbf{M}_0$ , поглощаемая мощность ВЧ поля будет определяться компонентами переменной намагниченности  $m_x$  и  $m_y$ , для которых получим следующую систему уравнений:

$$\begin{cases} \frac{2A}{M_0} \frac{\partial^2 m_x}{\partial z^2} - \left[ H_0 \cos(\theta_H - \theta_M) + (N_{xx}^{\text{eff}} - N_{zz}^{\text{eff}}) M_0 + i\alpha \frac{\omega}{\gamma} \right] m_x - \left( N_{xy}^{\text{eff}} M_0 - i \frac{\omega}{\gamma} \right) m_y = -M_0 h_x, \\ \frac{2A}{M_0} \frac{\partial^2 m_y}{\partial z^2} - \left[ H_0 \cos(\theta_H - \theta_M) + (N_{yy}^{\text{eff}} - N_{zz}^{\text{eff}}) M_0 + i\alpha \frac{\omega}{\gamma} \right] m_y + \left( N_{xy}^{\text{eff}} M_0 - i \frac{\omega}{\gamma} \right) m_x = -M_0 h_y, \end{cases} \quad (4)$$

где  $\theta_M$  и  $\theta_H$  — углы между нормалью к плоскости пленки и векторами  $\mathbf{M}_0$  и  $\mathbf{H}_0$  соответственно.

Для пленки с одноосной магнитной анизотропией (значение эффективного поля анизотропии  $H_k = H_u - 4\pi M$ ,  $H_u$  — поле наведенной магнитной анизотропии) в случае, когда ось  $x$  лежит в плоскости пленки, компоненты тензора эффективных размагничивающих факторов будут иметь вид

$$\begin{aligned} N_{xx}^{\text{eff}} &= 0, & N_{xy}^{\text{eff}} &= 0, \\ N_{yy}^{\text{eff}} &= -\frac{H_k}{M_0} \sin^2 \theta_M, & N_{zz}^{\text{eff}} &= -\frac{H_k}{M_0} \cos^2 \theta_M. \end{aligned} \quad (5)$$

Значения угла  $\theta_M$  находили с помощью условия равновесной ориентации намагниченности  $\mathbf{M}$ :

$$2H \sin(\theta_H - \theta_M) = H_k \sin 2\theta_M. \quad (6)$$

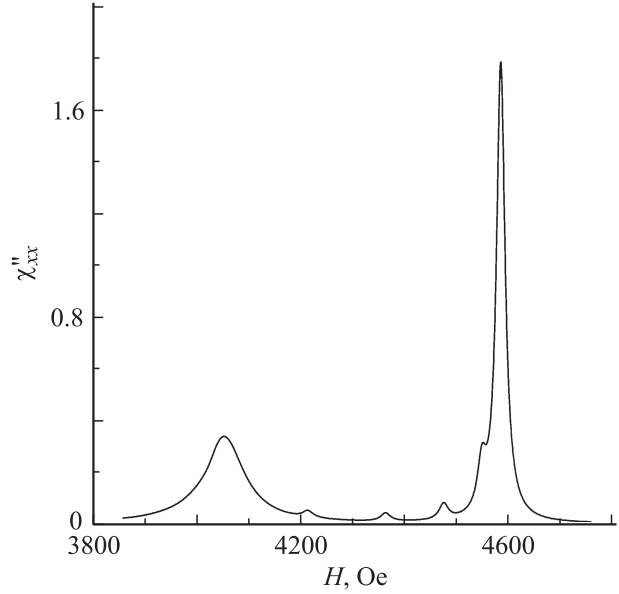


Рис. 1. Расчетная зависимость  $\chi''_{xx}(H)$  для образца №2 при перпендикулярной ориентации  $\mathbf{H}$  относительно плоскости пленки.

Система уравнений (4) с учетом (5) преобразуется к следующему виду:

$$\begin{cases} \frac{2A}{M_0} \frac{\partial^2 m_x}{\partial z^2} - \left[ H_0 \cos(\theta_H - \theta_M) + H_k \cos^2 \theta_M + i\alpha \frac{\omega}{\gamma} \right] m_x + i \frac{\omega}{\gamma} m_y = -M_0 h_x, \\ \frac{2A}{M_0} \frac{\partial^2 m_y}{\partial z^2} - \left[ H_0 \cos(\theta_H - \theta_M) + H_k \cos 2\theta_M + i\alpha \frac{\omega}{\gamma} \right] m_y - i \frac{\omega}{\gamma} m_x = -M_0 h_y. \end{cases} \quad (7)$$

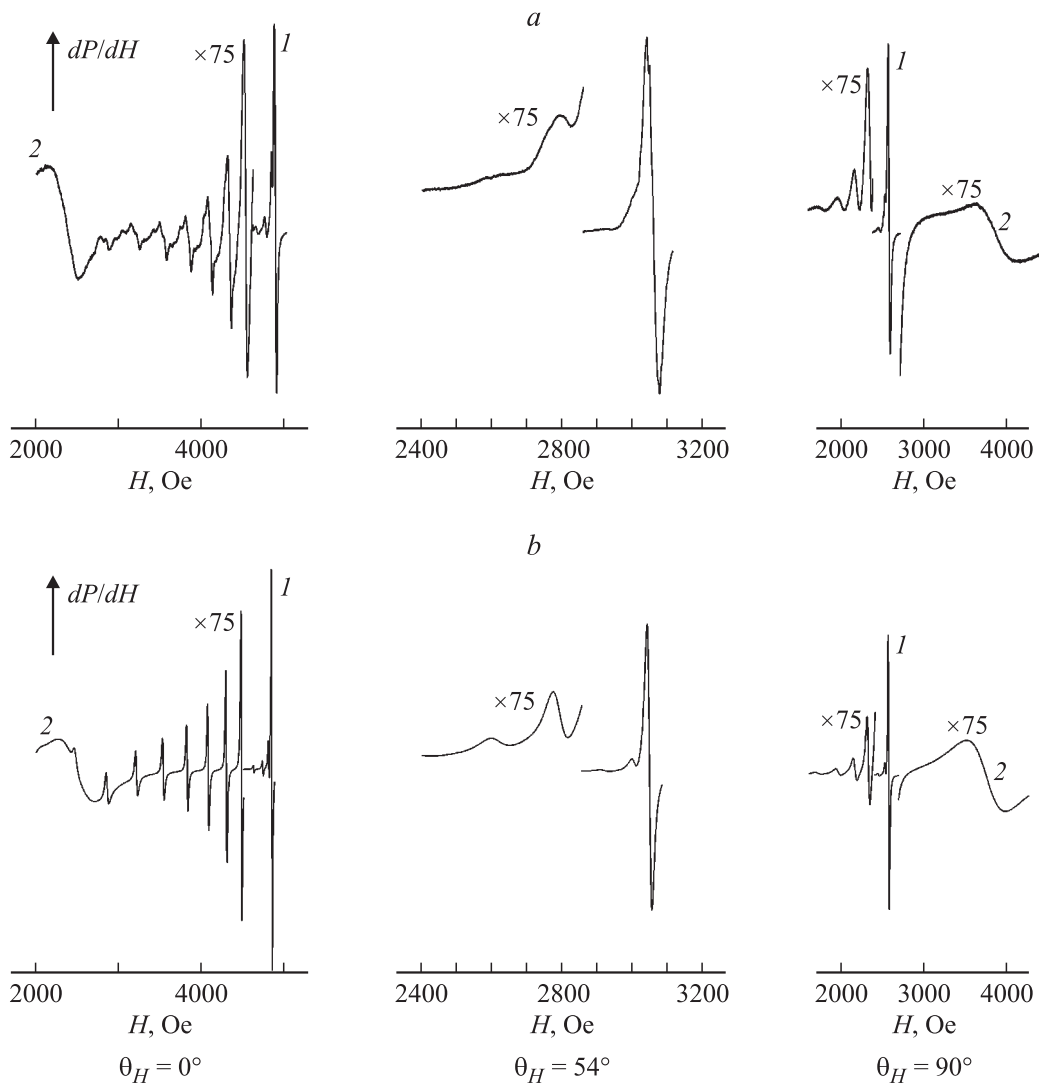
Решение системы (7) можно представить в виде

$$\mathbf{m}(z) = \mathbf{B} \exp(ikz) + \mathbf{C} \exp(-ikz) + \frac{M_0}{D_1 D_2 - (\frac{\omega}{\gamma})^2} \begin{pmatrix} D_2 & -i\frac{\omega}{\gamma} \\ i\frac{\omega}{\gamma} & D_1 \end{pmatrix} \mathbf{h}, \quad (8)$$

где  $k$  — волновое число,  $\mathbf{B}$  и  $\mathbf{C}$  — постоянные, а  $D_1$  и  $D_2$  имеют вид

$$D_1 = H_0 \cos(\theta_H - \theta_M) + H_k \cos^2 \theta_M + i\alpha \frac{\omega}{\gamma},$$

$$D_2 = H_0 \cos(\theta_H - \theta_M) + H_k \cos 2\theta_M + i\alpha \frac{\omega}{\gamma}.$$



**Рис. 2.** Экспериментальные (а) и расчетные (б) спектры спин-волнового резонанса (зависимость  $dP/dH$  от  $H$ ) образец №1 при различных ориентациях  $\mathbf{H}$  относительно плоскости пленки. 1 и 2 — линии поглощения нулевых мод первого и второго слоев соответственно.

Рассмотрим двуслойную пленку. Пусть начало координат расположено на межслойной границе, а ось  $x$  лежит в плоскости пленки. В этом случае решение в виде (8) будем искать для каждого слоя. Для определения значений  $\mathbf{B}$  и  $\mathbf{C}$  воспользуемся граничными условиями на свободных

$$\left. \frac{d\mathbf{m}_1}{dz} \right|_{z=-d_1} = 0, \quad \left. \frac{d\mathbf{m}_2}{dz} \right|_{z=d_2} = 0 \quad (9)$$

и межслойной границах:

$$\frac{\mathbf{m}_1}{M_1} = \frac{\mathbf{m}_2}{M_2} \Big|_{z=0}, \quad \frac{A_1}{M_1} \frac{d\mathbf{m}_1}{dz} = \frac{A_2}{M_2} \frac{d\mathbf{m}_2}{dz} \Big|_{z=0}, \quad (10)$$

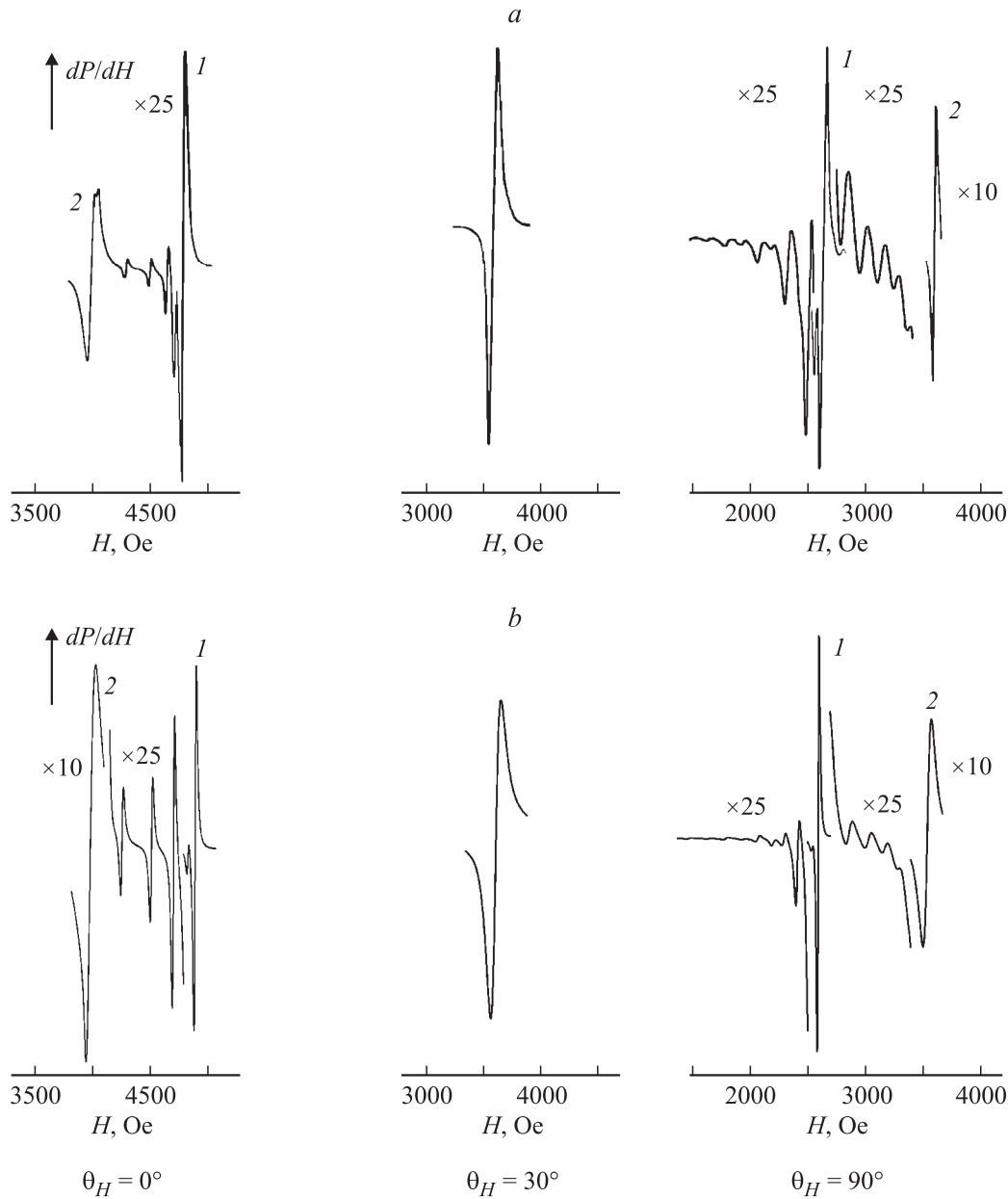
где  $d_1$  и  $d_2$  — толщины первого и второго слоев соответственно.

Совместное решение уравнений (8), записанных для каждого слоя и граничных условий (9) и (10), позволяет найти усредненное по толщине пленки мгновенное значение высокочастотной намагниченности:

$$\langle \mathbf{m} \rangle = \frac{1}{d_1 + d_2} \left( \int_{-d_1}^0 \mathbf{m}_1(z) dz + \int_0^{d_2} \mathbf{m}_2(z) dz \right) = \hat{\chi} \mathbf{h}, \quad (11)$$

где  $\hat{\chi}$  — тензор высокочастотной восприимчивости пленки.

В случае линейно-поляризованного ВЧ поля, поляризованного, например, вдоль оси  $x$ , поглощаемая пленкой мощность ( $P$ ) будет определяться мнимой (антиэрмитовой) частью диагональной компоненты тензора высокочастотной восприимчивости  $\chi''_{xx}$ :  $P \propto \chi''_{xx}$ .



**Рис. 3.** Экспериментальные (а) и расчетные (б) спектры спин-волнового резонанса образца № 2 при различных ориентациях  $\mathbf{H}$  относительно плоскости пленки. 1 и 2 — то же, что и на рис. 2.

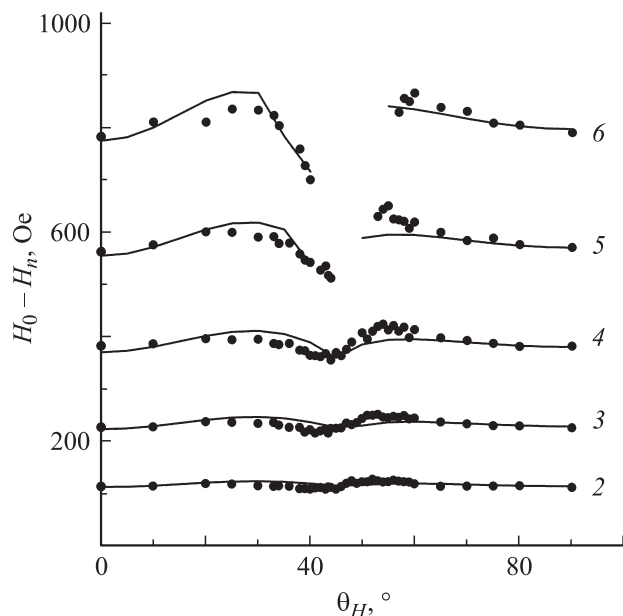
## Результаты и их обсуждение

Расчетная зависимость  $\chi''_{xx}(H)$  для двуслойной пленки со значениями параметров слоев, указанными в таблице, представлена на рис. 1. Зависимость  $dP/dH$  от  $H$ , в виде которой чаще всего производится регистрация спектров СВР, и экспериментальный спектр СВР представлены на рис. 2 (образец № 1) и рис. 3 (для образца № 2).

Экспериментальные спектры СВР были записаны на стандартном радиоспектрометре с частотой СВЧ поля  $f = \omega/2\pi = 9.34 \cdot 10^9$  Hz. Для проверки адекватности предложенной модели расчета специально были использованы двуслойные пленки с сильно различающимися значениями параметров в слоях (см. таблицу).

Как следует из рис. 2, резонансные поля пиков поглощения СВ мод, их относительная интенсивность и ширина достаточно хорошо согласуются с экспериментальными значениями этих параметров.

В образце № 1, в котором второй слой обладал достаточно большим значением параметра затухания, закрепление спинов обусловлено как динамическим, так и диссипативным механизмом закрепления спинов. Стоячие гармонические спин-волновые моды в этом образце при любой ориентации возбуждаются в слое с малым параметром затухания  $\alpha$ . Видно, что в этом случае наблюдается монотонное уменьшение интенсивности линий СВ мод с возрастанием их номера. При перпендикулярной ориентации  $\mathbf{H}$  относительно плоскости пленки



**Рис. 4.** Экспериментальные (точки) и расчетные (линии) угловые зависимости разности резонансных полей нулевой и  $n$ -х мод образца №1. Числа у кривых обозначают номера  $n$  спин-волновых мод.

( $\theta_H = 0$ ) спектр наблюдается в интервале магнитных полей, ограниченном значениями полей однородного резонанса в слоях.

Действие диссипативного механизма закрепления спинов приводит к тому, что спектр СВР возбуждается при любых ориентациях, в том числе и при той ( $\theta_H = 54^\circ$ ), когда поля однородного резонанса в слоях становятся одинаковыми (рис. 2).

Для образца №2 при перпендикулярной ориентации  $\mathbf{H}$  относительно пленки в спектре СВР регистрируется одна серия СВ мод с убывающей с ростом  $n$  интенсивностью линий и расположенная в интервале магнитных полей, ограниченном значениями полей однородного резонанса в слоях пленки (рис. 3). При параллельной ориентации  $\mathbf{H}$  ( $\theta_H = 90^\circ$ ) в спектре наблюдаются уже две серии пиков поглощения. Для СВ мод, возбуждаемых во втором слое, в интервале магнитных полей между нулевыми модами 1 и 2 наблюдается необычное поведение интенсивности линий мод СВР, заключающееся в том, что в некотором интервале волновых чисел с увеличением номера моды происходит не уменьшение, а наоборот, монотонное возрастание интенсивности линий [12,13]. Причина такого возрастания связана с увеличением вклада в результирующий переменный магнитный момент спин-волновой моды от области экспоненциального затухания в слое закрепления. В этом случае в качестве последнего выступает первый слой, обладающий меньшим значением параметра затухания и находящийся в данном интервале магнитных полей в состоянии реактивной среды. Для мод, расположенных в интервале полей, меньших наименьшего из полей однородного резонанса, в слоях необходимо отметить

наличие нерегулярности на зависимости интенсивности линий от номера моды. Данная нерегулярность обусловлена суперпозицией мод, возбуждаемых в одном и другом слоях.

Было также установлено, что характер трансформации расчетного спектра СВР, происходящей при изменении угла  $\theta_H$ , полностью соответствует изменениям экспериментального спектра на его угловой зависимости. В частности, расчетные угловые зависимости разности резонансных полей нулевой и  $n$ -й мод  $H_0 - H_n = f(\theta_H)$  хорошо согласуются с экспериментом (рис. 4). На расчетных зависимостях также не наблюдаются участки „нормальной“ и „аномальной“ дисперсии.

## Заключение

Таким образом в настоящей работе предложен способ расчета спектров спин-волнового резонанса в двуслойных магнитных пленках, основанный на получении выражения для антиэрмитовой части высокочастотной восприимчивости для каждого из слоев пленки и обменных граничных условий на межслойной и свободных границах.

Сопоставление расчетных спектров СВР с экспериментальными позволяет сделать вывод об адекватности предложенного способа расчета спектров.

## Список литературы

- [1] Носков Р.Н., Семенцов Д.И. // ФММ. 2000. Т. 90. Вып. 6. С. 5–11.
- [2] Dyakonov V., Prohorov A., and Shapovalov V. // J. Phys.: Condens. Matter. 2000. Vol. 13. P. 4049–4064.
- [3] Исхаков Р.С., Яковчук В.Ю., Столяр С.В., Чеканова Л.А., Середкин В.А. // ФТТ. 2001. Т. 43. Вып. 8. С. 1462.
- [4] Семенов Д.И. // ФТТ. 1974. Т. 16. Вып. 3. С. 938–941.
- [5] Hoekstra B., Stapele R.P., Robertson J.M. // J. Appl. Phys. 1977. Vol. 48. N 1. P. 382.
- [6] Wilts C.H., Prasad S. // IEEE Trans. Magn. 1981. MAG-17. P. 2405.
- [7] Высоцкий С.Л., Казаков Г.Т., Марьяхин В.А., Филлимонов Ю.А. // ЖТФ. 1998. Т. 68. Вып. 7. С. 97–109.
- [8] Носов Р.Н., Семенцов Д.И. // ФТТ. 2000. Т. 42. Вып. 8. С. 1430–1436.
- [9] Василевская Т.М., Семенцов Д.И. // ФТТ. 2007. Т. 49. Вып. 10. С. 1824–1830.
- [10] Сукстанский А.Л., Ямпольская Г.И. // ФТТ. 2000. Т. 42. Вып. 5. С. 866–872.
- [11] Гуревич А.Г., Мелков Г.А. Магнитные колебания и волны. М.: Физматлит, 1994. 464 с.
- [12] Зюзин А.М., Сабаев С.Н., Бажанов А.Г., Радайкин В.В. // Письма в ЖТФ. 2001. Т. 27. Вып. 4. С. 33–38.
- [13] Зюзин А.М., Сабаев С.Н., Куляпин А.В. // ФТТ. 2003. Т. 45. Вып. 12. С. 2208–2214.