

# Анизотропия спектров спин-волнового резонанса при диссипативном механизме закрепления спинов

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

Мордовский государственный университет,  
430000 Саранск, Россия

(Поступила в Редакцию 14 мая 2001 г.  
В окончательной редакции 6 августа 2001 г.)

Экспериментально и теоретически исследованы механизмы, приводящие к анизотропии дисперсионных кривых спектров спин-волнового резонанса в многослойных магнитных пленках. Показано, что одна из причин существенного увеличения угла наклона дисперсионных кривых при промежуточных между перпендикулярной и параллельной ориентациями постоянного магнитного поля  $\mathbf{H}$  относительно пленки связана с изменением равновесной ориентации намагниченности. Установлено, что дополнительное влияние (кроме доминирующего диссипативного механизма закрепления спинов, реактивных или дисперсивных свойств слоя с сильным затуханием) приводит к изменению волновых чисел стоячих спиновых волн и обуславливает рассогласование дисперсионных кривых при перпендикулярной и параллельной ориентациях  $\mathbf{H}$ .

Спектры спин-волнового резонанса (СВР) позволяют получить большой объем информации о физических параметрах магнитных пленок [1–4]. Кроме того, спектры весьма чувствительны к характеру их пространственного распределения, что позволяет путем анализа эволюции спектра, происходящей при уменьшении толщины пленки послойным стравливанием, определить это распределение [5–7]. Наряду с такими параметрами спектра СВР, как резонансные поля линий спин-волновых (СВ) мод, их число, интенсивность и ширина, важной информационной характеристикой является дисперсионная кривая [8–10], по углу наклона которой можно, в частности, определить константу обменного взаимодействия  $A$ . Необходимым условием при этом является достоверная идентификация пиков поглощения СВ мод и знание их волновых чисел, что далеко не всегда является легко и однозначно решаемой задачей.

Известно, что спектры СВР, возбуждение которых обусловлено динамическим механизмом закрепления спинов или поверхностной анизотропией, являются сильно анизотропными [2–5,10]. В зависимости от направления постоянного магнитного поля  $\mathbf{H}$  гармонические стоячие спиновые волны возбуждаются в разных областях (слоях) пленки. Это приводит к ярко выраженной модификации спектра СВР при изменении направления  $\mathbf{H}$ . В частности, при совпадении полей однородного резонанса в слоях спектр трансформируется в одиночную общую нулевую моду.

Диссипативный механизм закрепления спинов [8,11–13] проявляется в многослойных пленках с сильно различающимися значениями параметра затухания в слоях и в отличие от отмеченных выше не зависит от направления  $\mathbf{H}$ , т.е. является изотропным. Это обусловлено тем, что, во-первых, область возбуждения гармонической части стоячей спиновой волны при любом направлении  $\mathbf{H}$  относительно пленки ограничена слоем с малым затуханием и, во-вторых, параметр затухания в пленках феррит-гранатов не зависит от направления  $\mathbf{H}$ . Как следует из многочисленных

экспериментальных результатов авторов настоящей работы, а также литературных данных, возможная анизотропия параметра затухания Гильберта  $\alpha = \Delta H \gamma / \omega$  (здесь  $\Delta H$  — полуширина линии поглощения,  $\gamma$  — гиромагнитное отношение,  $\omega$  — круговая частота СВЧ поля) не превышает погрешности измерений, составляющей  $< 6\%$ . Вместе с тем и в этом случае наблюдается существенная зависимость угла наклона дисперсионной кривой от ориентации постоянного магнитного поля  $\mathbf{H}$  относительно пленки. Поэтому цель настоящей работы состояла в исследовании механизмов, определяющих угол наклона дисперсионных кривых спектров СВР в многослойных пленках при диссипативном механизме закрепления спинов.

## 1. Эксперимент

Экспериментальные исследования проводились на двух- и трехслойных монокристаллических пленках ферритов-гранатов. Пленки были получены методом жидкофазной эпитаксии путем последовательного наращивания слоев на подложки из гадолиний-галлиевого граната с ориентацией (111) из различных растворов в расплаве. Ближний к подложке слой (слой закрепления) имел состав  $(\text{SmEr})_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$  и обладал большим значением  $\alpha = 0.2$ . Намагниченность насыщения  $4\pi M$  составляла 1330 G, эффективное поле одноосной анизотропии  $H_k^{\text{eff}} = 96$  Oe, поле кубической анизотропии  $H_{k1} = -120$  Oe,  $\gamma = 1.38 \cdot 10^7 \text{Oe}^{-1}\text{s}^{-1}$ , толщина  $h = 1.2 \mu\text{m}$ . Следующий слой (слой возбуждения) имел состав  $\text{Y}_{2.98}\text{Sm}_{0.02}\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ ,  $\alpha = 0.003$ ,  $4\pi M = 1740$  G,  $H_k^{\text{eff}} = -1715$  Oe,  $H_{k1} = -82$  Oe,  $\gamma = 1.76 \cdot 10^7 \text{Oe}^{-1}\text{s}^{-1}$ . В разных образцах толщина  $h_1$  этого слоя составляла от 0.46 до 0.9  $\mu\text{m}$ . Трехслойные пленки отличались от двухслойных наличием еще одного слоя закрепления. В таких пленках спины закреплены на обеих поверхностях слоя возбуждения (симметричные граничные условия). Регистрацию спектров СВР производили

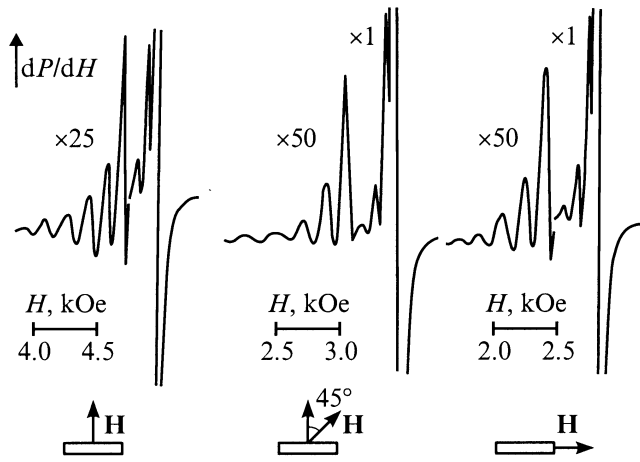


Рис. 1. Спектры СВР при различных ориентациях  $\mathbf{H}$  для пленки с толщиной слоя возбуждения  $h_1 = 0.69 \mu\text{m}$ .

на частоте  $9.34 \cdot 10^9 \text{ Hz}$ . Магнитное поле измеряли с помощью ЯМР магнетометра. Толщину определяли интерференционным методом на однослойных аналогах слоев. Изменение толщины слоя возбуждения производили изменением времени роста, а также химическим травлением. Нахождение осей  $\langle 100 \rangle$ ,  $\langle 111 \rangle$ , а также значений  $H_{k1}$  производили по методике, описанной в [14]. Отметим, что при регистрации спектров СВР на постоянной частоте СВЧ поля  $\omega$  в качестве дисперсионной кривой, как правило, принимается зависимость  $H_0 - H_n = f(k^2)$  [5,8,9,11], где  $H_0$  и  $H_n$  — резонансные поля нулевой и  $n$ -й СВ мод,  $k$  — волновое число. В этом случае разность  $H_0 - H_n$ , так же как и частота спиновых волн (при постоянном  $H$ ), квадратична по  $k$ . При построении дисперсионных кривых значения волновых чисел СВ мод принимались равными  $(n + 1/2)\pi/h_1$  для двухслойных и  $(2n + 1)\pi/h_1$  для трехслойных пленок [5]. Такая нумерационная схема предполагает, что узел стоячей спиновой волны находится на границе раздела между слоями.

Как было установлено на основании многочисленных экспериментов, при доминирующем действии диссипативного механизма закрепления спинов, когда  $\alpha$  в слое закрепления  $\geq 0.2$ , спектры СВР при перпендикулярной, параллельной и промежуточной ориентациях постоянного магнитного поля относительно пленки не имеют заметных различий в своей структуре (рис. 1). При толщинах слоя возбуждения  $h_1 \geq 0.9 \mu\text{m}$  дисперсионные кривые при перпендикулярной и параллельной ориентациях  $\mathbf{H}$  имеют лишь небольшое рассогласование (относительное различие тангенсов углов наклона) между собой (рис. 2). При уменьшении  $h_1$  дисперсионные кривые при обеих ориентациях остаются линейными, углы их наклона увеличиваются и одновременно происходит возрастание величины рассогласования. Наличие закрепления с обеих сторон слоя возбуждения (трехслойная пленка) приводит к возрастанию примерно в 2 раза величины рассогласования кривых (рис. 3), хотя среднее

значение углов их наклона остается примерно таким же, как и для двухслойной пленки.

Во всех исследованных пленках угол наклона дисперсионной кривой, соответствующий спектру СВР при параллельной ориентации  $\mathbf{H}$ , был больше, чем при перпендикулярной. Но еще больший наклон имели дисперсионные кривые при промежуточных между перпендикулярной и параллельной ориентациях  $\mathbf{H}$ , в интервале значений угла  $\theta_H$  между  $\mathbf{H}$  и нормалью к пленке от  $\sim 20$  до  $80^\circ$ . На рис. 2 и 3 в качестве иллюстрации приведены дисперсионные кривые, соответствующие спектрам СВР для угла  $\theta_H$ , равного  $45^\circ$ .

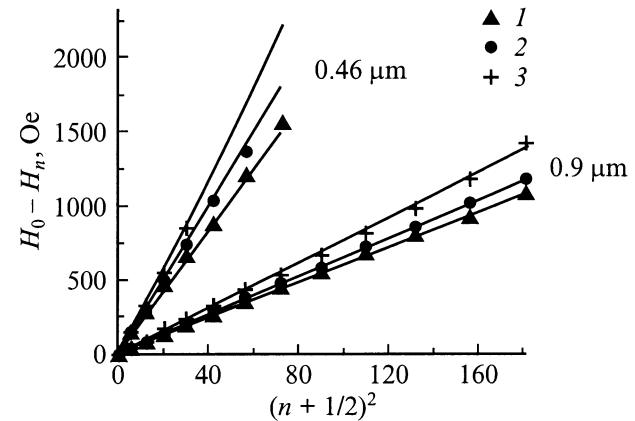


Рис. 2. Дисперсионные кривые  $H_0 - H_n = f(n + 1/2)^2$  для двухслойных пленок с толщиной  $h_1$ , равной  $0.9$  и  $0.46 \mu\text{m}$ : 1 —  $\theta_H = 0$ , 2 —  $90$ , 3 —  $45^\circ$ . Точки — эксперимент, линии — расчет.

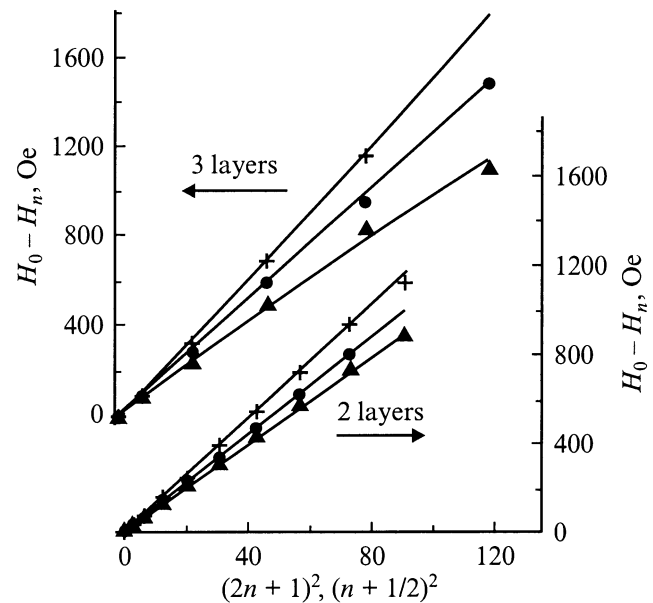


Рис. 3. Дисперсионные кривые  $H_0 - H_n = f(n + 1/2)^2$  для двухслойной пленки (внизу) и  $H_0 - H_n = f(2n + 1)^2$  для трехслойной пленки (вверху) с толщиной  $h_1 = 0.69 \mu\text{m}$ , обозначения те же, что и на рис. 2. Точки — эксперимент, линии — расчет.

## 2. Расчет спектров СВР

Для объяснения полученных результатов был проведен расчет спектров СВР и соответствующих дисперсионных зависимостей. Расчет основывался на использовании дисперсионного соотношения [15]

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

где

$$a(\theta_M) = (3 - 16x - 3y)/16, \quad b(\theta_M) = -(x + 3y)/4,$$

$$x = (2^{3/2} \sin 2\theta_M - \cos 2\theta_M)/3,$$

$$y = -(2^{5/2} \sin 4\theta_M - 7 \cos 4\theta_M)/9,$$

записанного для слоев возбуждения и закрепления и позволяющего 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 этих уравнениях  $\theta_M$  и  $\theta_H$  — углы между нормалью к пленке и  $\mathbf{M}$  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.

При расчете были использованы обменные граничные условия, записанные для границ слоя возбуждения

$$\left. \frac{\partial m_1}{\partial z} \right|_{z=0} = 0, \quad \left. \frac{m_1}{M_1} = \frac{m_2}{M_2} \right|_{z=h_1}, \quad \left. \frac{A_1}{M_1} \frac{\partial m_1}{\partial z} = \frac{A_2}{M_2} \frac{\partial m_2}{\partial z} \right|_{z=h_1}, \quad (3)$$

и дополнительные условия, учитывающие затухание спиновой волны в слое с большим значением  $\alpha$  (слой закрепления)

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

где

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

$h_1$  и  $h_2$  — толщина слоев возбуждения и закрепления соответственно, ось  $z$  совпадает с нормалью к пленке.

Такое условие было получено путем интегрирования уравнения движения по области, включающей слой закрепления. Также было использовано соотношение, связывающее действительную и мнимую части волнового числа в слое закрепления [1]

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

Пространственная конфигурация спиновой волны в слое возбуждения представлялась гармонической

$$m_1(z) = B_1 \sin k_1 z + B_2 \cos k_1 z, \quad (7)$$

в слое закрепления гармонической и экспоненциально затухающей от границы раздела слоев,

$$m_2(z) = [C_1 \sin k_2'(z - h_1) + C_2 \cos k_2'(z - h_1)] \times \exp[-k_2''(z - h_1)]. \quad (8)$$

В этих уравнениях  $B_i$ ,  $C_i$  — постоянные,  $z = 0$  соответствует свободной поверхности слоя возбуждения. Результаты расчета, которые приведены на рис. 2 и 3, хорошо согласуются с экспериментальными данными.

## 3. Обсуждение результатов

Одна из причин, приводящих к существенному увеличению угла наклона дисперсионных кривых при  $20 \leq \theta_H \leq 80^\circ$ , обусловлена изменением равновесной ориентации намагниченности  $\mathbf{M}$ , происходящим вследствие изменения величины  $H$  при регистрации спектра СВР [16]. Степень влияния данного фактора зависит от относительного значения эффективного поля анизотропии  $H_k^{\text{eff}}/(\omega/\gamma)$  и наиболее заметна в указанном выше интервале углов  $\theta_H$ . Однако, как уже было отмечено, в экспериментах наблюдается рассогласование дисперсионных кривых для перпендикулярной и параллельной ориентаций, т.е. тогда, когда  $\mathbf{H}$  направлено вдоль трудного или легкого направлений намагничивания и разориентации между  $\mathbf{H}$  и  $\mathbf{M}$  отсутствует.

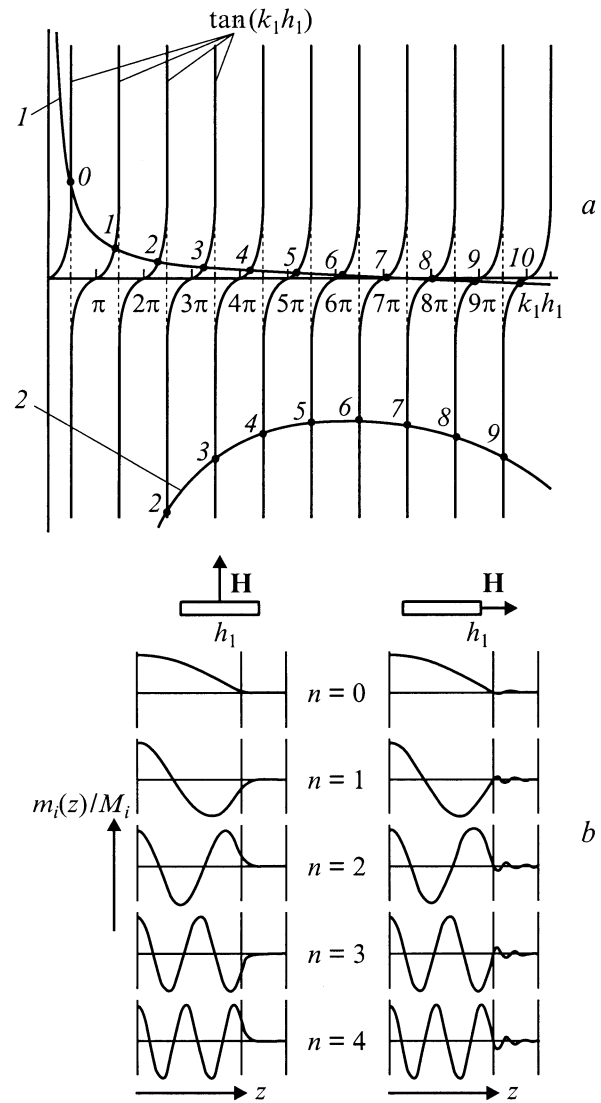
Другими возможными причинами анизотропии дисперсионной кривой могут быть: а) анизотропия константы обменного взаимодействия; б) различие магнитодипольного вклада в значения резонансных полей СВ мод

при различных ориентациях  $\mathbf{H}$ ; с) различие в поляризации спиновых волн — круговая при перпендикулярной ориентации и эллиптическая при параллельной; d) поперечная структура волны в первом случае и поперечно-продольная во втором; е) различие в значениях пространственной фазы гармонической спиновой волны на одной или обеих границах слоя возбуждения, которое может быть обусловлено различием конфигураций спиновых волн в слое (слоях) закрепления при одной и другой ориентации.

Что касается первого предположения, то известно, что пленки ферритов-гранатов не обладают сколько-нибудь заметной анизотропией константы обменного взаимодействия. Кроме того, нами были проведены дополнительные исследования по выявлению возможной анизотропии  $A$ . Указанная анизотропия должна в наибольшей степени проявляться при ориентации  $\mathbf{M}$  вдоль кристаллографических осей  $\langle 100 \rangle$  и  $\langle 111 \rangle$ . Поэтому при данных ориентациях  $\mathbf{M}$  были записаны спектры СВР и построены дисперсионные кривые. При построении кривых учитывали влияние изменения равновесной ориентации намагниченности. Как показал эксперимент, возможная анизотропия  $A$  в исследованных пленках не превышает погрешности измерений (3%) и не может объяснить наблюдаемую анизотропию дисперсионных кривых.

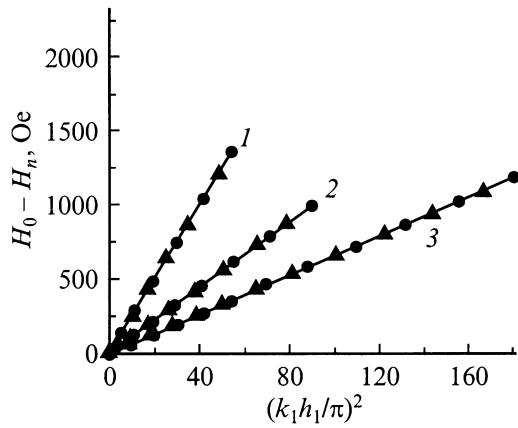
Относительно причин, изложенных в пунктах b, c. Величина их возможного вклада в резонансные поля СВ мод может зависеть от длины спиновой волны  $\lambda_1$  или ее волнового числа  $k_1 = 2\pi/\lambda_1$ , но для одинаковых значений  $k_1$  не должна зависеть от толщины слоя возбуждения  $\lambda_1$  или симметрии граничных условий. Например, при одинаковых  $k_1$  различие резонансных полей СВ мод при перпендикулярной и параллельной ориентации для трехслойной пленки (симметричные граничные условия) должно быть таким же, как для двухслойной, для которой граничные условия являются несимметричными. В то же время результаты проведенных экспериментов свидетельствуют об обратном. Наличие закрепления на обеих поверхностях слоя возбуждения приводит к удвоению величины рассогласования дисперсионных кривых (рис. 3). Этот факт, а также зависимость относительного рассогласования от толщины, свидетельствуют о том, что наблюдаемая анизотропия спектров СВР обусловлена причиной, указанной в пункте d), т.е. связана с действием области (областей) затухания на значения фазы гармонической спиновой волны, возбуждаемой СВЧ полем в слое с малым  $\alpha$ , и тем самым на значения волновых чисел СВ мод.

Наборы возможных значений волновых чисел для перпендикулярной и параллельной ориентаций, полученные путем решения приведенных выше уравнений, показаны на рис. 4, a. Заметим, что во всех исследованных образцах в интервале магнитных полей, соответствующих наблюдаемому спектру СВР, слой закрепления при перпендикулярной ориентации является для спиновых волн реактивной (упругой) средой, а при параллельной



**Рис. 4.** *a* — графическое решение системы уравнений (1)–(8) при  $h_1 = 0.69 \mu\text{m}$ . Цифры у точек пересечения кривой 1 — значения  $n$  для  $\theta_H = 0$ , кривой 2 — для  $90^\circ$ ; *b* — распределение нормированной переменной намагниченности  $m_i(z)/M_i$  ( $i$  — номер слоя) для первых пяти СВ мод при  $\theta_H = 0$  и  $90^\circ$ .

ориентации дисперсивной. В первом случае поле однородного резонанса в слое закрепления меньше, чем в слое возбуждения, во втором — наоборот, больше. Этим ситуациям соответствуют два различных набора волновых чисел  $k_{1n}^\perp$  и  $k_{1n}^\parallel$ , определенных по абсциссам точек пересечения кривых 1 и 2 с семейством кривых  $\text{tg}(k_1 h_1)$ . Из рис. 4, a следует, что значения волнового числа для нулевой моды при одной и другой ориентации практически одинаковы и близки к  $\pi/2h_1$ . С увеличением номера  $n$  различие фаз СВ мод на границе слоя возбуждения  $\delta = k_{1n}^\parallel h_1 - k_{1n}^\perp h_1$  (при одинаковых  $n$ ) начинает монотонно возрастать. И например, для моды с  $n = 8$  это различие составляет уже  $\sim \pi/2$ . Из рис. 4, a



**Рис. 5.** Дисперсионные кривые  $H_0 - H_n = f(k_1 h_1 / \pi)^2$  для двухслойных образцов с толщиной  $h_1$ ,  $\mu\text{м}$ : 1 — 0.46, 2 — 0.69, 3 — 0.9,  $k_1$  — расчетные значения волновых чисел, обозначения те же, что и на рис. 2 и 3.

также видно, что при параллельной ориентации  $\mathbf{H}$  относительно пленки, когда слой закрепления является дисперсивной средой, значения  $k_{1n}^{\parallel} h_1$  весьма близки к значениям  $(n + 1/2)\pi$  и лишь незначительно превышают их. При перпендикулярной (слой закрепления реактивная среда), наоборот, происходит заметное отклонение  $k_{1n}^{\perp} h_1$  от  $(n + 1/2)\pi$  в сторону меньших значений. Отсюда следует, что с увеличением  $n$  пространственные фазы СВ мод на границе слоя возбуждения при различных ориентациях изменяются по-разному. На рис. 4, *b* приведены конфигурации нескольких первых мод для образца с  $h_1 = 0.69 \mu\text{м}$ , которые иллюстрируют эти изменения.

Таким образом, возрастание с номером моды  $n$  разности пространственных фаз  $\delta = k_{1n}^{\parallel} h_1 - k_{1n}^{\perp} h_1$  СВ мод, а следовательно, и значений волнового числа  $\Delta k_1 = k_{1n}^{\parallel} - k_{1n}^{\perp} = \delta / h_1$  обуславливает наблюдаемое рассогласование дисперсионных кривых. Если значения волновых чисел СВ мод для перпендикулярной ориентации сдвинуть на  $\Delta k_1$ , то дисперсионные кривые для обеих ориентаций совпадут между собой (рис. 5).

Как показывает расчет, разность волновых чисел  $k_{1n}^{\parallel} - k_{1n}^{\perp}$  возрастает с увеличением их значений. А поскольку  $k_{1n}^{\parallel}, k_{1n}^{\perp} \sim h_1^{-1}$ , то при меньших толщинах слоя возбуждения  $h_1$  возрастание  $k_{1n}^{\parallel} - k_{1n}^{\perp}$  с номером моды должно происходить быстрее, т.е. для одинаковых волновых чисел с уменьшением толщины  $h_1$  относительное влияние изменения фазы стоячей спиновой волны на значения  $k_{1n}^{\perp}$  и  $k_{1n}^{\parallel}$  возрастает. Данный фактор объясняет возрастание рассогласования дисперсионных кривых при уменьшении толщины слоя возбуждения (рис. 2).

Увеличение примерно в 2 раза величины рассогласования в трехслойных пленках по сравнению с двухслойными с аналогичными слоями возбуждения обусловлено удвоением действия описанного выше механизма. В этом случае на значения волнового числа влияют изменения

фаз СВ мод как на одной, так и на другой границе слоя возбуждения.

Необходимо отметить, что, согласно результатам расчета, изменение знака поля анизотропии в слоях привело бы к обратному эффекту, т.е. наклон дисперсионной кривой при перпендикулярной ориентации (слой закрепления уже не реактивная, а дисперсивная среда) был бы больше, чем при параллельной.

Таким образом, на основе полученных результатов можно сделать следующие выводы.

1) При промежуточных между перпендикулярным и параллельным (трудным и легким) направлениях намагничивания к существенному увеличению угла наклона дисперсионной кривой приводит изменение равновесной ориентации намагниченности, происходящее при регистрации спектра СВР.

2) Дополнительное влияние кроме доминирующего диссипативного механизма закрепления спинов, реактивных или дисперсивных, в зависимости от ориентации, свойств слоя закрепления приводит к изменению пространственных фаз стоячих спиновых волн на границе слоя возбуждения и, как следствие, к различию значений волновых чисел СВ мод с одинаковыми  $n$ . Данный фактор обуславливает рассогласование дисперсионных кривых при перпендикулярной и параллельной ориентации постоянного магнитного поля относительно пленки.

## Список литературы

- [1] А.Г. Гуревич, Г.А. Мелков. Магнитные колебания и волны. Наука, М. (1994). 464 с.
- [2] M. Jirsa. Phys. Stat. Sol. **B187**, 125, 187 (1984).
- [3] Н.К. Данышин, В.С. Деллалов, А.И. Линник, В.Ф. Шкарь. ФТТ **41**, 8, 1452 (1999).
- [4] Н.М. Саланский, М.Ш. Ерухимов. Физические свойства и применение магнитных пленок. Наука, Новосибирск (1975). 224 с.
- [5] В. Hoekstra, R.P. van Staple, J.M. Robertson. J. Appl. Phys. **48**, 1, 382 (1977).
- [6] С.Н. Wilts, S. Prasad. IEEE Trans. Magn. **MAG-17**, 2405 (1981).
- [7] Z.Q. Han, M. Pardavi-Horvath, P.E. Wigen, P. DeGasperis. J. Appl. Phys. **61**, 8, 4256 (1987).
- [8] В.А. Игнатченко, Р.С. Исаков. ЖЭТФ **72**, 3, 1005 (1977).
- [9] Р.С. Исаков, А.С. Чеканов, Л.А. Чеканова. ФТТ **32**, 2, 441 (1990).
- [10] А.М. Зюзин, А.Г. Бажанов, В.В. Радайкин. ЖТФ **69**, 11, 94 (1999).
- [11] А.М. Зюзин, А.Г. Бажанов. ЖЭТФ **111**, 5, 1667 (1997).
- [12] А.М. Зюзин, Н.Н. Куделькин, В.В. Рандошкин, Р.В. Телеснин. Письма в ЖТФ **9**, 3, 177 (1983).
- [13] А.М. Зюзин, А.Г. Бажанов, С.Н. Сабаев, С.С. Кидяев. ФТТ **42**, 7, 1279 (2000).
- [14] А.М. Зюзин, В.В. Радайкин, А.Г. Бажанов. ЖТФ **67**, 2, 35 (1999).
- [15] Н. Makina, Y. Hidaka. Mat. Res. Bull. **16**, 8, 957 (1981).
- [16] В.Н. Ваньков, А.М. Зюзин. ЖТФ **62**, 5, 119 (1992).