

Спин-волновой резонанс в продольно намагниченной тонкой пленке

© Т.М. Василевская, Д.И. Семенцов

Ульяновский государственный университет,
432000 Ульяновск, Россия

E-mail: t_vasilevs@mail.ru

(Поступила в Редакцию в окончательном виде 6 февраля 2007 г.)

Для различных степеней поверхностного закрепления спинов приведены результаты численного анализа мнимой восприимчивости, которая определяет положение, амплитуду и ширину объемных и поверхностной спин-волновых мод в тонкой пленке с затуханием в спиновой системе, намагниченной в своей плоскости вдоль оси одноосной объемной и поверхностной анизотропии. Наличие затухания, конечность и асимметрия поверхностного закрепления приводят к существенной перестройке спектра спин-волнового резонанса.

PACS: 75.70.-i, 75.30.Ds

1. Введение

Необходимым условием возбуждения спектра спин-волнового резонанса (СВР) в однородно намагниченной пленке однородным высокочастотным магнитным полем является наличие поверхностной анизотропии, отличающейся от объемной и определяющей характер и степень закрепления спинов на поверхностях пленки [1,2]. К исследованию особенностей СВР в различных тонкопленочных структурах, в частности влияния различных типов и степеней закрепления поверхностных спинов на положение и амплитуду резонансных пиков, проявляется устойчивый интерес на протяжении многих лет [3–8]. В большинстве работ СВР исследуется в пленках с перпендикулярной намагниченностью, что связано с широкими возможностями практического использования феррит-гранатовых пленок при создании устройств спин-волновой электроники [9,10]. В последнее время повышенное внимание проявляется к многослойным тонкопленочным структурам, в которых, как правило, магнитные слои намагничены в своей плоскости и имеют различные условия для поверхностных спинов у слоев, составляющих структуру [11–14]. В связи с этим существенным является понимание характера трансформации спектра СВР параллельно намагниченных изолированных слоев. Возросшие требования, предъявляемые к расшифровке спектров СВР, указывают на необходимость более детального изучения влияния на них различных параметров и в первую очередь симметрии граничных условий, степени закрепления спинов и затухания в спиновой системе. В настоящей работе исследуется модификация спектра СВР тонкого ферромагнитного слоя, намагниченного параллельно своей поверхности, при изменении степени поверхностного закрепления спинов и типа поверхностной анизотропии при учете затухания в спиновой системе.

2. Общие уравнения

Прецессионное движение магнитного момента \mathbf{M} в тонкой магнитной пленке толщиной $2L$ при наличии

затухания в спиновой системе будем описывать уравнением с релаксационным членом в форме Гильберта [1]

$$\dot{\mathbf{M}} = \gamma [\mathbf{M}\mathbf{H}_{\text{eff}}] + \frac{\xi}{M} [\mathbf{M}\dot{\mathbf{M}}], \quad (1)$$

где γ — магнитомеханическое отношение, ξ — безразмерный параметр затухания. Эффективное магнитное поле \mathbf{H}_{eff} определяется соотношением

$$\mathbf{H}_{\text{eff}} = \mathbf{H}_0 + \mathbf{h} + \alpha \nabla^2 \mathbf{M} + \beta \mathbf{n}(\mathbf{nM}) - 4\pi \hat{N} \mathbf{M}, \quad (2)$$

где \mathbf{H}_0 и \mathbf{h} — внешнее статическое и высокочастотное поля, α и β — константы обменного взаимодействия и объемной одноосной анизотропии, \mathbf{n} — орт оси легкого намагничивания, \hat{N} — тензор размагничивающих коэффициентов. Будем считать подмагничивающее поле и ось легкого намагничивания лежащими в плоскости пленки и параллельными, величину поля \mathbf{H}_0 достаточной для насыщения пленки (чтобы ориентация равновесной намагниченности \mathbf{M}_0 совпадала с \mathbf{H}_0 и \mathbf{n}), высокочастотное поле \mathbf{h} однородным и перпендикулярным полю \mathbf{H}_0 . Поместим начало координат в центре слоя и направим ось z вдоль нормали к поверхности пленки, а ось x вдоль вектора \mathbf{M}_0 . Вводя в уравнение (1) малые отклонения намагниченности от равновесной $\mathbf{m}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{M}(\mathbf{r}, t) - \mathbf{M}_0$ и учитывая характер их зависимости от координат и времени в рассматриваемой геометрии $\mathbf{m}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{m}(z) \exp(-i\omega t)$, после его линеаризации получим для отличных от нуля компонент высокочастотной намагниченности m_y и m_z систему уравнений

$$\begin{aligned} i\sigma m_y &= \left(\alpha \frac{d^2}{dz^2} - \sigma_1 - i\xi\sigma \right) m_z + h_z, \\ i\sigma m_z &= \left(-\alpha \frac{d^2}{dz^2} + \sigma_2 + i\xi\sigma \right) m_y - h_y, \end{aligned} \quad (3)$$

где введены безразмерные параметры $\sigma = \omega/\gamma M_0$, $\sigma_1 = H_0/M_0 + \beta + 4\pi$, $\sigma_2 = H_0/M_0 + \beta$. Разрешая систему уравнений (3) относительно каждой из компонент вектора \mathbf{m} , запишем ее следующим образом:

$$\hat{L} \mathbf{m} = \begin{pmatrix} \sigma_1 + i\xi\sigma & i\sigma \\ -i\sigma & \sigma_2 + i\xi\sigma \end{pmatrix} \mathbf{h}, \quad (4)$$

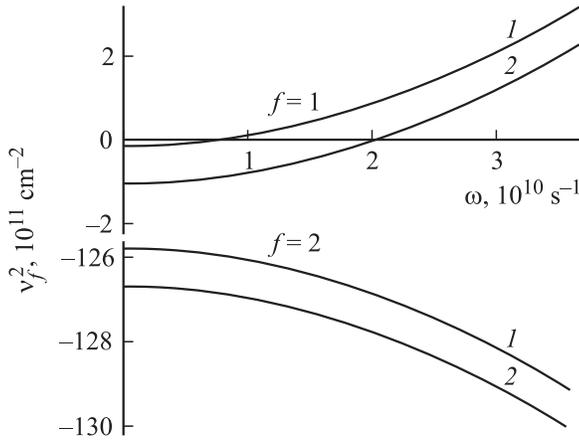


Рис. 1. Дисперсионные кривые для собственных спиновых волн продольно намагниченной пленки при $\xi = 0$, $H_0 = 10$ (1) и 100 Ое (2).

где дифференциальный оператор

$$\hat{L} = \alpha^2 \frac{d^4}{dz^4} - \alpha(\sigma_1 + \sigma_2 + 2i\xi\sigma) \frac{d^2}{dz^2} - (1 + \xi^2)\sigma^2 + \sigma_1\sigma_2 + i\xi\sigma(\sigma_1 + \sigma_2).$$

Решение однородного уравнения $\hat{L}\mathbf{m} = 0$ приводит к дисперсионному соотношению

$$v_f^2 = -\frac{1}{2\alpha} \left[\sigma_1 + \sigma_2 + (-1)^f \sqrt{(\sigma_1 - \sigma_2)^2 + 4\sigma^2} + 2i\xi\sigma \right], \quad (5)$$

связывающему частоту с волновыми числами двух собственных волн ($f = 1, 2$), определяемыми двумя ветвями решения (5). Графическое представление дисперсионного соотношения (5) в отсутствие затухания в спиновой системе ($\xi = 0$) приведено на рис. 1 для двух значений подмагничивающего поля $H_0 = 10, 100$ Ое (кривые 1, 2). В качестве расчетных параметров здесь и далее используются параметры пленки, выполненной на основе металлического ферромагнетика: $M_0 = 10^3$ Г, $\beta M_0 = 5$ Г, $\alpha = 10^{-12}$ см², $2L = 10^{-5}$ см. Из приведенных зависимостей следует, что в области частот $\omega < \omega_0 = \gamma M_0 \sqrt{\sigma_1 \sigma_2}$ значения волновых чисел v_f являются чисто мнимыми, т.к. $v_f^2 < 0$. В этой области в пленке могут распространяться вдоль нормали к поверхности затухающие спиновые волны, локализуемые вблизи поверхности, на которой возбуждается высокочастотное поле \mathbf{h} , и описываемые гиперболическими функциями. На частоте ω_0 волновое число $v_1 = 0$, что отвечает однородной прецессии намагниченности в пленке, т.е. однородному ферромагнитному резонансу. В области частот $\omega > \omega_0$ волновые числа v_1 становятся действительными, определяя распространение гармонических объемных спиновых волн. Волновые числа v_2 остаются чисто мнимыми во всем диапазоне частот, причем $|v_2| > \sqrt{4\pi/\alpha} \approx 3.5 \cdot 10^6$ см⁻¹ и волны этого

типа локализируются в тонком приповерхностном слое пленки толщиной $\delta_2 \approx v_2^{-1} < 3 \cdot 10^{-7}$ см. В эксперименте по СВР, как правило, используются пленки толщиной $2L \gg \delta_2$, и, следовательно, влиянием спиновых волн, определяемых волновыми числами v_2 , на высокочастотные характеристики пленки в целом можно пренебречь. При этом решение неоднородного уравнения (4) может быть представлено следующим образом:

$$\mathbf{m}(z) = \mathbf{A}_1 \exp(ivz) + \mathbf{A}_2 \exp(-ivz) - \Delta^{-1} \begin{pmatrix} \sigma_1 + i\xi\sigma & i\sigma \\ -i\sigma & \sigma_2 + i\xi\sigma \end{pmatrix} \mathbf{h}, \quad (6)$$

где $v = v_1$, $\Delta = (1 + \xi^2)\sigma^2 - \sigma_1\sigma_2 - i\xi\sigma(\sigma_1 + \sigma_2)$. Для нахождения констант \mathbf{A}_j полученное решение необходимо использовать в уравнениях, определяющих граничные условия для намагниченности. В предположении, что для поверхностных слоев ось легкого намагничивания \mathbf{n}_s направлена вдоль объемной оси \mathbf{n} , граничные условия имеют вид

$$\left(d_1 \mathbf{m} + \frac{d\mathbf{m}}{dz} \right)_{z=-L} = 0, \quad \left(d_2 \mathbf{m} + \frac{d\mathbf{m}}{dz} \right)_{z=L} = 0, \quad (7)$$

где параметры закрепления спинов на поверхностях слоя $d_j = a\beta_{s_j}/\alpha$ ($j = 1, 2$), a — толщина поверхностного слоя, составляющая несколько параметров решетки, β_{s_j} — константа поверхностной анизотропии [2]. Далее для удобства перейдем к нормированным безразмерным величинам $d_j \equiv d_j L$, $v \equiv vL$. Совместное решение уравнений (6) и (7) приводит к следующему выражению для усредненной по толщине пленки высокочастотной намагниченности:

$$\langle \mathbf{m} \rangle = \frac{1}{2L} \int_{-L}^L \mathbf{m}(z) dz = \hat{\chi} \mathbf{h}, \quad (8)$$

где введены тензор высокочастотной восприимчивости пленки

$$\hat{\chi} = \frac{f(v) - 1}{\Delta} \begin{pmatrix} \sigma_1 + i\xi\sigma & i\sigma \\ -i\sigma & \sigma_2 + i\xi\sigma \end{pmatrix} \quad (9)$$

и обозначение

$$f(v) = \frac{2d_1 d_2 \operatorname{tg} v + v(d_1 - d_2)}{2v [d_1 d_2 + v^2 + v(d_1 - d_2) \operatorname{ctg} 2v]}.$$

Полученное выражение для $\hat{\chi}$ описывает спектр возбуждений спиновой системы тонкой одноосной магнитной пленки, намагниченной в своей плоскости, для произвольных значений параметров закрепления d_j на обеих поверхностях пленки как при наличии затухания, так и без него.

3. Спектр СВР в отсутствие затухания

Из (9) следует, что каждой паре значений параметров d_1 и d_2 отвечает свое распределение в спектре СВР резонансных пиков и их интенсивности. В отсутствие затухания ($\xi = 0$) положение СВР определяется полюсами соответствующих компонент тензора $\hat{\chi}$, отвечающих заданной поляризации высокочастотного поля. Так, при отсутствии поверхностного закрепления спинов ($d_{1,2} = 0$) в спектре СВР на частоте ω_0 присутствует единственная мода, отвечающая ферромагнитному резонансу и имеющая место при $\Delta = 0$. В случае конечного закрепления эта мода может перейти в поверхностную спин-волновую моду, сместившись в область $\omega < \omega_0$. При этом в спектре появляются объемные спин-волновые моды, положение которых определяется полюсами функции $f(v)$ и существенно зависит от значений параметров поверхностного закрепления d_j .

Далее анализируется только ситуация с однородным по толщине пленки распределением статической намагниченности, ориентированной вдоль подмагничивающего поля. Указанное распределение всегда реализуется при положительных значениях параметров закрепления d_j . В случае, если один или оба параметра d_j отрицательны, т.е. при реализации на одной или двух поверхностях пленки поверхностной анизотропии типа „легкая плоскость“, распределение статической намагниченности по толщине пленки при произвольных параметрах $2L$, β , d_j , H_0 является неоднородным. В плоскости пленки образуется „верс“ намагниченности с ее максимальным отклонением на соответствующей границе $Z = \pm L$, спадающим в глубь пленки. Можно показать, что при выполнении условия $|d_j| \leq H_0 a / M_0 \alpha$ (для значений d_j в формулах (7)) распределение намагниченности становится однородным с $M_0 \parallel H_0$. В отсутствие подмагничивающего поля при $d_j \rightarrow -\infty$ и толщинах пленки $L \leq L_{cr} = \sqrt{\alpha / (4\pi + \beta)}$ намагниченность также однородна по толщине пленки, но ее ориентация перпендикулярна оси легкого намагничивания в объеме пленки. Нахождение спин-волнового спектра в случае $d_j < 0$ при произвольных значениях остальных параметров, определяющих распределение статической намагниченности, требует отдельного анализа.

Рассмотрим основные типы поверхностного закрепления спинов и соответствующие им спектры СВР при $d_j \geq 0$.

1) Симметричное закрепление ($d_1 = d_2 = d$). В этом случае функция

$$f(v) = \frac{d^2 \operatorname{tg} v}{v(v^2 + d^2)} \quad (10)$$

и положение спин-волновых мод, определяемое значениями ненормированных волновых чисел $v = (2n - 1)\pi/2L$, где $n = 1, 2, \dots$, зависит от толщины пленки и не зависит от степени закрепления. Указанные моды в соответствии с номером могут идентифицироваться как нечетные, т.е. $v_m = \pi m / 2L$, где

$m = 1, 3, 5, \dots$. Расстояние между соседними модами также зависит только от толщины пленки, а именно $\Delta v = \pi/L$; ее уменьшение приводит к увеличению расстояния между соседними модами. В случае полного поверхностного закрепления спинов ($d \rightarrow \infty$) характер распределения по полю спин-волновых пиков не изменяется; как показано далее, меняется только их амплитуда.

2) Асимметричное закрепление, когда на одной из поверхностей реализуется конечное закрепление спинов, а на другой закрепление полностью отсутствует ($d_j = d$, $d_{3-j} = 0$). В этом случае функция

$$f(v) = \frac{d_j}{2v[d_j \operatorname{ctg} 2v - (-1)^j v]}, \quad (11)$$

откуда следует, что спин-волновые моды высших порядков в спектре СВР не проявляются при конечных значениях d_j . При полном закреплении спинов на одной из поверхностей ($d_j \rightarrow \infty$) функция $f(v) = \operatorname{tg} 2v/2v$ и положение спин-волновых мод определяется ненормированными волновыми числами $v_n = (n - 1/2)\pi/2L$, где $n = 1, 2, \dots$, из чего следует, что число спин-волновых максимумов удваивается по сравнению со случаем симметричного закрепления. Расстояние между ними уменьшается в 2 раза ($\Delta v = \pi/2L$), и весь спектр смещается в область меньших значений v на величину $\pi/4L$. В соответствии с номером моды можно говорить о нечетных и четных модах v_n , определяемых значением индекса n .

Выражение для восприимчивости $\hat{\chi}$, описывающее поверхностную моду, может быть получено заменой v на iv в соответствующих выражениях для объемных мод. Так, в случае симметричного закрепления при указанной замене знаменатель выражения (10) содержит множитель $v^2 - d^2$, и положение поверхностной определяется значением волнового числа $v_s = d$.

В общем случае несимметричных граничных условий, когда $d_1 \neq d_2$, анализ выражения (9) в аналитическом виде представляется затруднительным, однако для каждого конкретного типа поверхностной анизотропии и значений параметров d_j спектр волновых чисел объемных и поверхностных мод может быть найден численными методами. На рис. 2 представлены зависимости частоты спин-волновых мод $\omega_{n,m}$ от относительного подмагничивающего поля H_0/M_0 , полученные для двух типов закрепления спинов: симметричного ($d_1 = d_2$, моды с номерами $m = 1, 3, 5$), когда положение мод не зависит от степени закрепления, и асимметричного ($d_1 \rightarrow \infty$, $d_2 = 0$, моды с номерами $n = 1, 2, \dots, 5$); пунктирной линией показана соответствующая зависимость для однородной моды. Из приведенных зависимостей следует, что при фиксированном значении поля H_0 возможно наблюдение в спин-волновом спектре большого числа пиков, если частоту изменять в широких пределах от минимальной — частоты однородного резонанса $\omega_0(H_0)$. В эксперименте, как правило, фиксируется частота, а меняется подмагничивающее поле. При этом число резонансных пиков даже в общем — несимметричном —

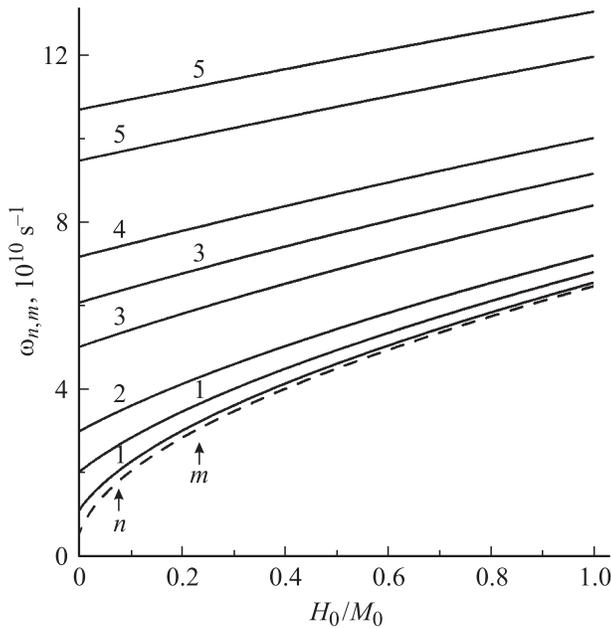


Рис. 2. Полевые зависимости частотного расположения спин-волновых максимумов при $d_1 = d_2$ (моды $m = 1, 3, 5$); $d_1 \rightarrow \infty$, $d_2 = 0$ (моды $n = 1, 2, \dots, 5$). Штриховой линией показана однородная мода.

случае закрепления оказывается не более трех при изменении поля в достаточно широких пределах $0-M_0$. При симметричном закреплении в указанных пределах изменения поля может быть зарегистрирован один резонансный пик. В области низких частот ($\omega \geq \omega_0$) кроме моды однородного (ферромагнитного) резонанса возможно наблюдение только одного резонансного пика $n = 1$ при условии слабого подмагничивания пленки ($H_0 \sim \beta M_0$), так как моды с номерами $n > 1$ расположены в области более высоких частот. С увеличением подмагничивающего поля объемные моды сдвигаются в область больших частот, расстояние между пиками уменьшается, причем чем выше индекс соседних мод, тем незначительней изменения расстояния между ними. Объемная мода с $n = 1$ наиболее чувствительна к изменению поля и с его увеличением сближается с однородной, реализуемой при $d = 0$.

4. Спектр СВР с учетом затухания

Выражение (9) с чисто действительными (либо с чисто мнимыми) значениями волновых чисел ν позволяет определить только положение спин-волновых мод по частоте (либо по полю). Ширина соответствующего пика и его амплитуда могут быть найдены из (9), если учесть комплексность ν при наличии затухания в спиновой системе. Для исследования спин-волнового спектра в случае $\xi \neq 0$ запишем дисперсионное соотношение для спиновых волн, вводя действительную и мнимую части

нормированного волнового числа $\nu = \nu' - i\nu''$

$$\nu' = \frac{1}{\sqrt{2}} \left[\sqrt{a^2 + b^2} + a \right]^{\frac{1}{2}},$$

$$\nu'' = \frac{1}{\sqrt{2}} \left[\sqrt{a^2 + b^2} - a \right]^{\frac{1}{2}}, \quad (12)$$

где используются обозначения $a = L^2 \times (\sqrt{(\sigma_1 - \sigma_2)^2 + 4\sigma^2} - \sigma_1 - \sigma_2)/2\alpha$, $b = L^2 \xi \sigma / \alpha$. При значении $\sigma_0 = \sqrt{\sigma_1 \sigma_2}$, соответствующем ферромагнитному резонансу, $\nu' = \nu'' = L\sqrt{\xi \sigma_0 / 2\alpha}$. На рис. 3 приведены частотные зависимости параметров ν' , ν'' , полученные для двух значений подмагничивающего поля $H_0 = 10, 100$ Ое (кривые 1, 2) и представляющие дисперсионные кривые для спиновых волн в тонкой пленке при значении параметра затухания $\xi = 5 \cdot 10^{-3}$. Из приведенных зависимостей следует, что в области частот $\omega \rightarrow \omega_0$ имеет место резкий рост действительной части волновых чисел ν' и резкое снижение мнимой части ν'' , и чем больше поле подмагничивания H_0 , тем выше скорость изменения указанных параметров.

Поглощаемая пленкой мощность высокочастотного поля определяется мнимой частью высокочастотной восприимчивости $\hat{\chi} = \hat{\chi}' - i\hat{\chi}''$. Положение максимумов соответствующих данной поляризации поля \mathbf{h} компонент тензора $\hat{\chi}''$ определяет частоты (поля) возбуждаемых в пленке спин-волновых мод. Каждой паре значений (d_1, d_2) отвечают свои выражения для компонент тензора $\hat{\chi}''$. Проведем более детальный анализ спектра СВР для достаточно характерного случая симметричного закрепления поверхностных спинов. Будем считать, что высокочастотное поле \mathbf{h} ориентировано вдоль оси y . В соответствии с (9) для компоненты мнимой части

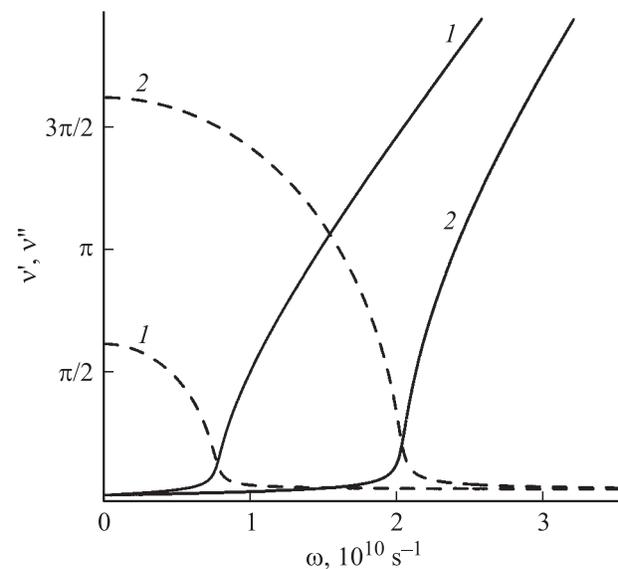


Рис. 3. Частотные зависимости действительной ν' (сплошные кривые) и мнимой ν'' (штриховые кривые) частей волновых чисел спиновых волн при $\xi = 5 \cdot 10^{-3}$, $H_0 = 10$ (1) и 100 Ое (2).

высокочастотной восприимчивости χ''_{yy} , определяющей в этом случае поглощаемую мощность, получаем выражение

$$\chi''_{yy} = \frac{1}{\Delta_1^2 + \Delta_2^2} \{ (1 - f_1)(\Delta_2\sigma_1 + \xi\sigma\Delta_1) + f_2(\sigma_1\Delta_1 - \xi\sigma\Delta) \}, \quad (13)$$

где

$$f_1 = d^2 \times \frac{[v'(a + d^2) - v''b] \sin 2v' + [v''(a + d^2) + v'b] \operatorname{sh} 2v''}{(v'^2 + v''^2)[(a + d^2)^2 + b^2](\cos 2v' + \operatorname{ch} 2v'')},$$

$$f_2 = d^2 \times \frac{[v'(a + d^2) - v''b] \operatorname{sh} 2v'' - [v''(a + d^2) + v'b] \sin 2v'}{(v'^2 + v''^2)[(a + d^2)^2 + b^2](\cos 2v' + \operatorname{ch} 2v'')},$$

а $\Delta = \Delta_1 - i\Delta_2$. Максимумы поглощения находятся в точках, являющихся при $\omega > \omega_0$ полюсами функции f_1 (объемные моды), а при $\omega < \omega_0$ полюсами f_2 (поверхностные моды).

При полном закреплении поверхностных спинов в спектре СВР поверхностная s -мода и однородная мода отсутствуют, а мода $m = 1$ имеет максимальную амплитуду $\chi''_{1\max} \approx 16L/\xi\pi^3 \sqrt{\alpha(\sigma_1 + \sigma_2)}$. Поверхностная мода появляется при понижении степени закрепления до значения $d = L\sqrt{\sigma_2/\alpha}$ и достигает максимальной амплитуды $\chi''_s \approx \alpha d^2/\xi\sigma_2^2 L^2$ на частоте $\omega_s = \gamma(H_0 + \beta M_0)$. Уменьшение степени закрепления приводит к уменьшению амплитуд как поверхностной, так и объемной моды и сдвигу поверхностной моды в сторону увеличения частоты, не влияя на положение объемной моды. При переходе к полному отсутствию закрепления ($d \rightarrow 0$) поверхностная мода переходит в однородную моду с амплитудой

$$\chi''_{\text{FMR}} = \frac{\sigma_1}{\xi\sigma_0(\sigma_1 + \sigma_2)}, \quad (14)$$

а амплитуда моды $m = 1$ спадает до нуля.

5. Численный анализ

Далее приводятся результаты численного анализа, определяющие основные особенности модификации спин-волнового спектра, связанные с поверхностным закреплением спинов и затуханием в спиновой системе. На рис. 4 приведены линии равных значений χ''_{yy} на плоскости „закрепление–отстройка от частоты однородного резонанса“, полученные для значения подмагничивающего поля $H_0 = 10$ Ое и отвечающие симметричному ($d_{1,2} = d$) и несимметричному ($d_1 = d, d_2 \rightarrow \infty$) закреплениям поверхностных спинов. Соответствующие значения χ''_{yy} указаны цифрами. Видно, что число резонансных пиков при несимметричных граничных условиях больше, чем при симметричных за счет появления четных мод. При $\omega < \omega_0$ (для заданных параметров пленки $\omega_0 = 1.2$ GHz) в обоих случаях наблюдается только поверхностная s -мода. Амплитуда пика этой

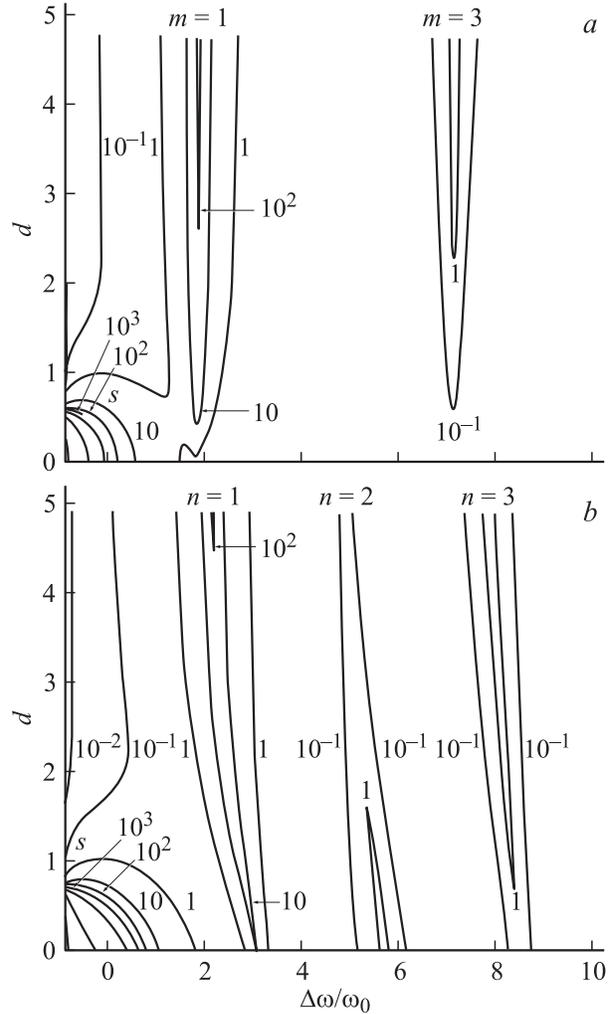


Рис. 4. Линии равных значений χ''_{yy} на плоскости $(d, \Delta\omega/\omega_0)$ при $\xi = 5 \cdot 10^{-3}$, $H_0 = 10$ Ое в случаях симметричного (а) и несимметричного (б) закрепления.

моды достигает значений $\chi''_s \approx 10^3 - 10^4$ в области значений $d \approx 0.6$. Интенсивность объемных спиновых мод с ростом номера убывает. При нарушении симметрии закрепления изменение поверхностной анизотропии существенно влияет не только на амплитуду, но и на положение резонансных пиков. Увеличение степени закрепления спинов в этом случае приводит к смещению резонансных пиков объемных мод в область меньших частот, что является отличительной чертой трансформации спектра СВР при несимметричном закреплении в сравнении со случаем симметричного закрепления. Амплитуды пиков нечетных мод $n = 1, 3$ увеличиваются с ростом закрепления, тогда как для четной моды $n = 2$ рост амплитуды имеет место при уменьшении степени закрепления. При обратных граничных условиях, т.е. $d_1 \rightarrow \infty, d_2 = d$, поверхностная мода отсутствует, а увеличение закрепления ведет к смещению резонансных пиков объемных мод в область больших частот.

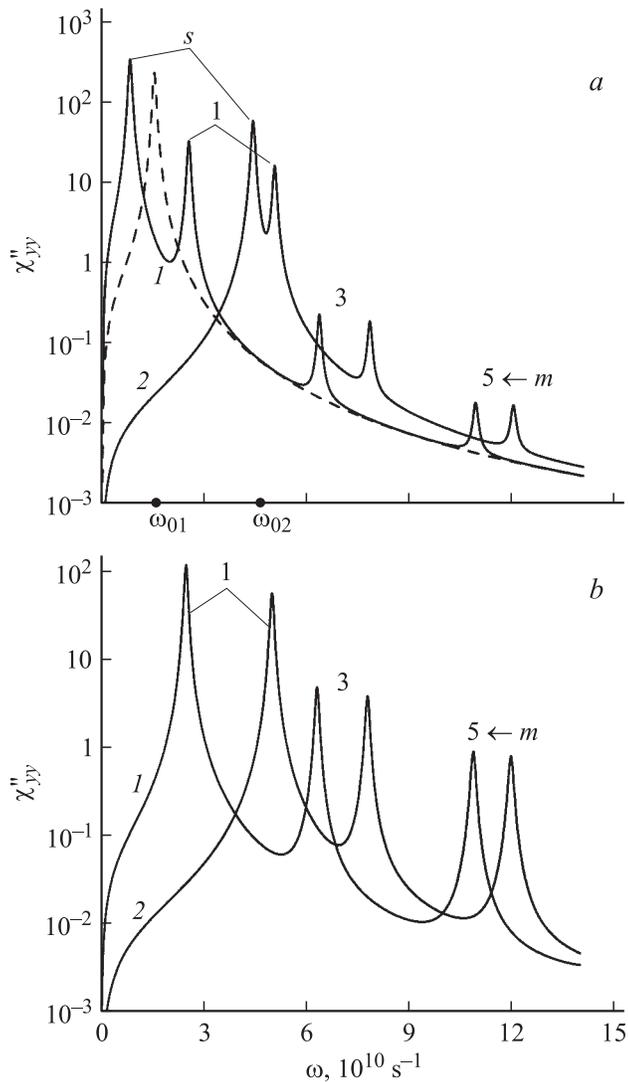


Рис. 5. Спектр СВР при симметричном закреплении и значениях параметра $d = 1$ (а) и ∞ (б). $H_0 = 50$ (1) и 500 Ое (2).

На рис. 5 приведены частотные зависимости величины χ''_{yy} в случае симметричного закрепления поверхностных спинов для значений параметра закрепления $d = 1, \infty$ при параметре затухания $\xi = 5 \cdot 10^{-3}$ с полями подмагничивания $H_0 = 50, 500$ Ое. Штриховой линией показан профиль моды однородного резонанса при $H_0 = 50$ Ое. При неполном закреплении в спектре СВР присутствует поверхностная мода с амплитудой, значительно превышающей амплитуду резонансной моды $m = 1$. С увеличением поля происходит смещение всего спектра в область более высоких частот при одновременном уменьшении амплитуд резонансных пиков. При $d \ll (\xi L^2 \sigma_0 / \alpha)^{1/2}$ поверхностная мода переходит в однородную, а объемные моды исчезают. В случае полного закрепления спектр СВР содержит только нечетные моды; уменьшение амплитуд резонансных пиков с увеличением номера моды происходит значительно медленнее, чем для конечного закрепления. Увеличение поля подмагничивания приво-

дит лишь к их незначительному уменьшению. Изменение значения параметра d не оказывает влияния на величину частотного сдвига положения мод, связанного с изменением поля H_0 .

На рис. 6 приведен спектр СВР для симметричного закрепления с параметром $d = 10$ при подмагничивающем поле $H_0 = 100$ Ое и значениях параметра затухания $\xi = 10^{-2}, 10^{-3}$. Штриховой линией показан спектр перпендикулярно намагниченной пленки с используемыми выше материальными параметрами и одинаковой частотой ферромагнитного резонанса $\omega_0 = 2 \cdot 10^{10} \text{ s}^{-1}$, чему соответствует подмагничивающее поле $H_{0\perp} = 1.37 \cdot 10^4$ Ое при значении параметра затухания $\xi = 10^{-2}$. Как и следовало ожидать, увеличение затухания в спиновой системе приводит к уменьшению амплитуды и увеличению ширины резонансных пиков. При этом величина затухания практически не оказывает влияния на положение этих пиков. Сравнение спектров СВР пленок одного класса с продольной и перпендикулярной намагниченностью (кривые 2 и пунктирная) указывает на ряд существенных различий: при одинаковых материальных параметрах пленок в спектре продольно намагниченной пленки наблюдается существенное уширение и уменьшение амплитуды всех резонансных пиков по сравнению со спектром перпендикулярно намагниченной пленки; число спин-волновых мод, возбуждаемых на одинаковом частотном интервале при перпендикулярном подмагничивании, превышает число спин-волновых мод при продольном намагничивании пленки.

Проведенный анализ показывает, что наличие затухания и неполного закрепления поверхностных спинов приводит к существенной перестройке спектра спин-волновых мод. Чувствительность спектра к степени закрепления на каждой из поверхностей пленки требу-

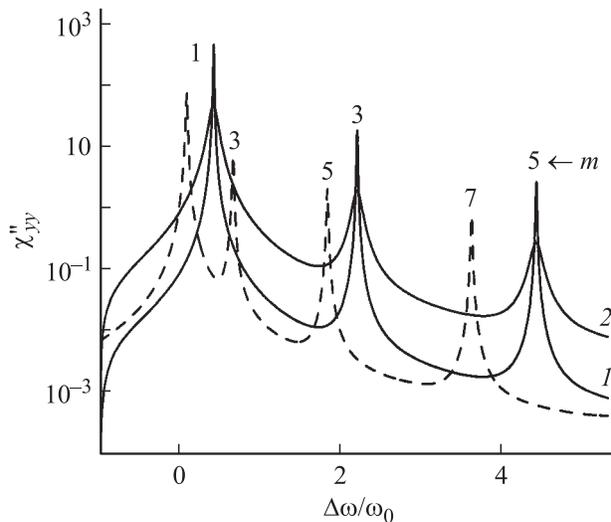


Рис. 6. Спектр СВР при значении параметра затухания $\xi = 10^{-2}$ (1) и 10^{-3} (2) и $H_0 = 100$ Ое, $d_{1,2} = 10$. Штриховая линия — спектр СВР перпендикулярно намагниченной пленки с $\omega_0 = 2 \cdot 10^{10} \text{ s}^{-1}$, $\xi = 10^{-2}$.

ет при идентификации спин-волновых мод адекватного теоретического подхода. Для более точного определения параметров спектра в эксперименте желательно использовать пленки с малыми параметрами затухания $\xi \leq 10^{-2}$ и малыми толщинами $L \leq 10^{-4}$ см.

Список литературы

- [1] А.Г. Гуревич. Магнитный резонанс в ферритах и антиферромагнетиках. Наука, М. (1973). 591 с.
- [2] Н.М. Саланский, М.Ш. Ерухимов. Физические свойства и применение магнитных пленок. Наука, Новосибирск (1975). 220 с.
- [3] V. Hoekstra, R.P. Stapele, J.M. Robertson. *J. Appl. Phys.* В **48**, 382 (1977).
- [4] M. Jirsa. *Phys. Stat. Sol. (b)* В **125**, 187 (1984).
- [5] Л.В. Луцев, Ю.М. Яковлев. *ФТТ* **30**, 1675 (1988).
- [6] С.Л. Высоцкий, Г.Т. Казаков, М.Л. Кац, Ю.А. Филимонов. *ФТТ* **35**, 1190 (1993).
- [7] А.М. Зюзин, А.Г. Бажанов. *ЖЭТФ* **111**, 1667 (1997).
- [8] Р.Н. Носов, Д.И. Семенцов. *ФТТ* **44**, 1639 (2002).
- [9] J.D. Adam, L.E. Davis, G.F. Dionne et al. *IEEE. Trans. MTT* **50**, 721 (2002).
- [10] А.В. Вашковский, В.С. Стальмахов, Ю.П. Шараевский. Магнитостатические волны в электронике сверхвысоких частот. Саратов. ун-т (1993). 316 с.
- [11] Б.А. Беляев, А.В. Изотов, С.Я. Кипарисов. *Письма в ЖЭТФ* **74**, 124 (2001).
- [12] А.М. Зюзин, С.Н. Сабаев, В.В. Радайкин, А.В. Куляпин. *ФТТ* **44**, 893 (2002).
- [13] V.V. Kruglyak, A.N. Kuchko. *Physica B* **339**, 130 (2003).
- [14] Р.С. Исхаков, Н.А. Шепета, С.В. Столяр, Л.А. Чеканова, В.Ю. Яковчук. *Письма в ЖЭТФ* **83**, 31 (2006).