Модификация спектров спин-волнового резонанса в пленках с затуханием и конечным поверхностным закреплением спинов

© Р.Н. Носов, Д.И. Семенцов

Ульяновский государственный университет,
432700 Ульяновск, Россия

E-mail: sements@quant.univ.simbirsk.su

(Поступила в Редакцию 20 декабря 1999 г.)

Исследуется влияние различных степеней поверхностного закрепления спинов на спектр спин-волнового резонанса перпендикулярно намагниченного тонкого ферромагнитного слоя при наличии затухания в спиновой системе. Для различных типов поверхностного закрепления приведены результаты численного анализа мнимой части высокочастотной восприимчивости, определяющей амплитуду, ширину и положение резонансных пиков спин-волнового спектра.

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 степень закрепления спинов на поверхностях пленки [1]. Исследованию влияния граничных условий на характер спин-волнового спектра посвящено достаточно большое число работ (например, [2–6]). Изучены особенности спектров СВР для симметричного, антисимметричного и других частных случаев поверхностного закрепления спинов. Однако анализ спектров, проводимый в большинстве работ, не учитывает затухания в спиновой системе. Особенности спектров СВР в пленках с неполным закреплением поверхностных спинов и конечным затуханием и их модификация при изменении указанных характеристик исследованы недостаточно [7–9]. В то же время возросшие требования, предъявляемые к расшифровке спектров СВР в моно- и мультислоях, указывают на необходимость более детального изучения влияния на спектры различных параметров и, в первую очередь, симметрии граничных условий, степени закрепления спинов и затухания [10,11]. В настоящей работе исследуется модификация спектра СВР при изменении степени поверхностного закрепления спинов и типа поверхностной анизотропии при учете затухания в спиновой системе.

1. Уравнения движения

Движение вектора намагниченности $\mathbf{M}$ при наличии затухания в спиновой системе описывается уравнением Ландау–Лифшица

$$\dot{\mathbf{M}} = \gamma\left[\mathbf{M}\mathbf{H}^{\text{eff}}\right] + \frac{\xi}{M}\left[\mathbf{M}\dot{\mathbf{M}}\right], \qquad (1)$$

где γ — гиромагнитное отношение, ξ — безразмерный параметр затухания. Эффективное внутреннее поле определяется следующим соотношением:

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

где $\mathbf{H}_0$ и $\mathbf{h}$ — внешние статическое и высокочастотное поля, α и β — константы обменного взаимодействия и одноосной анизотропии, $\mathbf{n}$ — орт оси легкого намагничивания, $\hat{N}$ — тензор размагничивающих коэффициентов. Пусть статическое поле $\mathbf{H}_0$ и орт $\mathbf{n}$ направлены перпендикулярно поверхности пленки, а высокочастотное поле $\mathbf{h} \perp \mathbf{H}_0$. Пусть величина подмагничивающего поля $\mathbf{H}_0$ такова, что ориентация равновесной намагниченности $\mathbf{M}_0$ совпадает с $\mathbf{n}$. Вводя в уравнение (1) малые отклонения $\mathbf{m}(\mathbf{r}, t)$ от положения равновесия и линеаризуя его, получим для компонент m_x и m_y следующую систему уравнений:

$$\dot{m}_x - \xi\dot{m}_y = \gamma\left(\alpha M_0\nabla^2 - \beta M_0 - H_0 + 4\pi M_0\right)m_y - \gamma M_0 h_y,$$
$$\dot{m}_y - \xi\dot{m}_x = \gamma\left(\alpha M_0\nabla^2 - \beta M_0 - H_0 + 4\pi M_0\right)m_x + \gamma M_0 h_x. \qquad (3)$$

Пленка, намагниченная перпендикулярно своей поверхности, обладает аксиальной симметрией, поэтому отклонение магнитного момента от равновесного состояния удобно описывать круговыми проекциями $m^{\pm} = m_x \pm i m_y$. Если высокочастотное поле также поляризовано по кругу $(h^{\pm} = h_x \pm i h_y)$ и гармонически зависит от времени, то уравнение движения для компоненты $m^{+} \equiv m$, ответственной за собственные колебания спиновой системы, имеет вид

$$\frac{d^2m}{dz^2} + \nu^2 m = -\frac{h}{\alpha}, \qquad (4)$$

где волновое число спиновой волны определяется дисперсионным соотношением

$$\omega = (1 - i\xi)\omega_0 + \alpha\gamma M_0\nu^2, \qquad (5)$$

а $\omega_0 = \gamma(H_0 + \beta M_0 - 4\pi M_0)$ — частота однородного (ферромагнитного) резонанса. Решение уравнения (4) может быть представлено следующим образом:

$$m(z) = A_1\exp(i\nu z) + A_2\exp(-i\nu z) - \frac{h}{\alpha\nu^2}. \qquad (6)$$

Коэффициенты A_1 определяются из обменных граничных условий [1], записанных для каждой из поверхностей пленки,

$$\frac{dm}{dz} - d_1 m\Big|_{z=-L} = 0, \qquad \frac{dm}{dz} + d_2 m\Big|_{z=L} = 0, \tag{7}$$

где параметры поверхностного закрепления спинов $d_i = a\Delta\beta_i/\alpha$, a — величина порядка параметра решетки, $\Delta\beta_i$ — разность констант поверхностной и объемной анизотропий.

Совместное решение уравнений (6) и (7) приводит к следующему выражению для усредненной по толщине намагниченности:

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

где высокочастотная восприимчивость пленки

$$\chi = \frac{1}{2\alpha\nu^2}\left\{\frac{2d_1d_2 \operatorname{tg}\nu L + (d_1+d_2)\nu}{\nu L[d_1d_2 + (d_1+d_2)\nu \operatorname{ctg} 2\nu L - \nu^2]} - 2\right\}. \tag{9}$$

Полученное выражение в общем виде описывает спектр возбуждений спиновой системы магнитной пленки. В отсутствие затухания ($\xi = 0$) положение спин-волновых пиков определяется полюсами χ.

2. Анализ без учета затухания

В общем случае произвольного закрепления спинов на поверхностях пленки в зависимости от знаков параметров d_i возможны три варианта граничных условий, различных по своей природе: $d_i > 0$ — на обеих поверхностях пленки реализована одноосная анизотропия типа "легкая ось"; $d_i < 0$ — соответствует поверхностной анизотропии типа "легкая плоскость"; $d_1 > 0$, $d_2 < 0$ отвечают смешанным граничным условиям. Рассмотрим некоторые часто встречающиеся случаи поверхностного закрепления спинов.

1) $d_1 = -d_2 = d$ — антисимметричное закрепление. В этом случае

$$\chi = \frac{1}{\alpha\nu^2}\left[\frac{d^2 \operatorname{tg}\nu L}{\nu L(d^2+\nu^2)} - 1\right], \tag{10}$$

и спектр спиновых волн определяется волновыми числами $\nu_p L = (2p-1)\pi/2$, где p — целые числа. При этом положение спин-волновых мод не зависит от степени закрепления. Указанные моды в соответствии с номером $2p-1$ могут идентифицироваться как нечетные. Расстояние между соседними модами зависит от толщины пленки — уменьшение толщины приводит к его увеличению, а именно $\Delta\nu_{p,p+1} = \pi/L$.

2) $d_1 = d_2 = d$ — симметричное закрепление. В этом случае

$$\chi = \frac{1}{\alpha\nu^2}\left[\frac{d}{\nu L(d \operatorname{ctg}\nu L - \nu)} - 1\right], \tag{11}$$

спектр спиновых волн определяется решениями уравнения

$$\operatorname{ctg}\nu L - \nu/d = 0. \tag{12}$$

Из (12) следует, что в этом случае положение спин-волновых мод зависит от степени закрепления поверхностных спинов. Для полного закрепления ($d \to \pm\infty$) положение спин-волновых мод определяется волновыми числами $\nu_p L = (2p-1)\pi/2$ и, как и в случае антисимметричного закрепления, включает нечетные моды.

3) $d_1 \to \infty$, $d_2 = 0$, т.е. на одной из поверхностей реализуется полное закрепление спинов, на другой — закрепление полностью отсутствует. В этом случае

$$\chi = \frac{1}{\alpha\nu^2}\left(\frac{1}{2\nu L \operatorname{ctg} 2\nu L} - 1\right), \tag{13}$$

и спектр спин-волновых мод включает значение волновых чисел $\nu_p L = (2p-1)\pi/4$, т.е. число мод удваивается по сравнению со случаями полного и симметричного закрепления.

Во всех рассмотренных случаях при полном отсутствии закрепления на обеих поверхностях пленки ($d_1 = d_2 = d$) в спектре исчезают спин-волновые моды и остается лишь однородная мода с $\nu = 0$ (ферромагнитный резонанс), для которой $\chi = 1/\alpha\nu^2$. Рассмотренные спин-волновые моды являются объемными, их волновые числа являются действительными числами и решение (6) может быть представлено тригонометрическими функциями. При этом, в соответствии с (5), указанные моды реализуются в области частот выше однородного резонанса ($\omega > \omega_0$). Полученные решения уравнения (4) допускают также существование поверхностных спин-волновых мод, для которых в (6) волновые числа являются чисто мнимыми, поэтому они реализуются при $\omega < \omega_0$ и описываются гиперболическими функциями. Выражение для восприимчивости χ, описывающее поверхностные моды, может быть получено заменой ν на $i\nu$ в соответствующих выражениях для объемных мод. Так, в случае симметричного закрепления вместо (11) получаем

$$\chi = \frac{1}{\alpha\nu^2}\left[\frac{d}{\nu L(d \operatorname{cth}\nu L + \nu)} - 1\right], \tag{14}$$

откуда следует, что положение этой моды определяется решением уравнения

$$\operatorname{cth}\nu L + \nu/d = 0. \tag{15}$$

На рис. 1 приведены графические решения уравнений, определяющих спектр волновых чисел объемных (a) и поверхностных (b) мод для случая симметричного поверхностного закрепления спинов. Видно, что при $d \to \pm\infty$ спектр объменых мод определяется волновыми числами $\nu_p L = (2p-1)\pi/2$, а при $d \to 0$ спектр содержит только одну однородную моду с $\nu = 0$. Поверхностная мода в рассматриваемом случае симметричного закрепления имеет место только для поверхностной анизотропии типа "легкая плоскость", т.е. при $d < 0$.

При несимметричных граничных условиях, когда $d_1 \neq \pm d_2$, анализ выражения (9) в общем виде является довольно сложным, однако для каждого конкретного типа поверхностной анизотропии и значений параметров d_i спектр волновых чисел объемных и поверхностных мод может быть найден численными методами.

3. Учет затухания

Выражение (9) с чисто действительными (либо 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 комплектность 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 волнового числа $\nu = \nu_1 - i\nu_2$,

$$\nu_1^2 - \nu_2^2 = \Omega - \Omega_0 \equiv \Delta\Omega, \qquad 2\nu_1\nu_2 = \xi\Omega, \tag{16}$$

где введены обозначения $\Omega = \omega/\alpha\gamma M_0$ и аналогично для Ω_0. Решая (16), получаем частотные зависимости действительной и мнимой частей волновых чисел спиновых волн

$$\nu_j = \frac{1}{\sqrt{2}}\left[\sqrt{\Delta\Omega^2 + \xi^2\Omega^2} - (-1)^j\Delta\Omega\right]^{\frac{1}{2}}, \ j = 1, 2. \tag{17}$$

При значении $\Omega = \Omega_0$, т.е. $\Delta\Omega = 0$, соответствующем однородному (ферромагнитному) резонансу $\nu_1 = \nu_2 = (\xi\Omega/2)^{\frac{1}{2}}$. На рис. 2 приведены частотные зависимости параметров ν_j, представляющие дисперсионные кривые для спиновых волн в тонкой пленке при наличии затухания.

Поглощаемая тонкой пленкой мощность высокочастотного поля определяется мнимой частью комплексной восприимчивости $\chi = \chi' - i\chi''$, а именно $P = \omega\chi'' h^2/2$. Максимумы χ'' отвечают возбуждаемым в пленке спин-волновым модам соответствующего типа и порядка. Проведем более детальный анализ спектра спин-волновых мод для одного из наиболее важных случаев — симметричного закрепления. В соответствии с (11) для мнимой части высокочастотной восприимчивости получаем следующее выражение:

$$\chi'' = \frac{1}{\alpha g L}\Big\{\Delta\Omega(\nu_1 q_2 + \nu_2 q_1) + \xi\Omega\big[\nu_1 q_1 - \nu_2 q_2 - L(\nu_1^2 + \nu_2^2)(q_1^2 + q_2^2)\big]\Big\}, \tag{18}$$

где введены обозначения: $g = (q_1^2 + q_2^2)(\nu_1^2 + \nu_2^2)^3$ и

$$q_1 = \operatorname{ctg}\nu_1 L \frac{\operatorname{cth}^2\nu_2 L - 1}{\operatorname{ctg}^2\nu_1 L + \operatorname{cth}^2\nu_2 L} - \frac{\nu_1}{d},$$

$$q_2 = \operatorname{cth}\nu_2 L \frac{\operatorname{ctg}^2\nu_1 L + 1}{\operatorname{ctg}^2\nu_1 L + \operatorname{cth}^2\nu_2 L} + \frac{\nu_2}{d}.$$

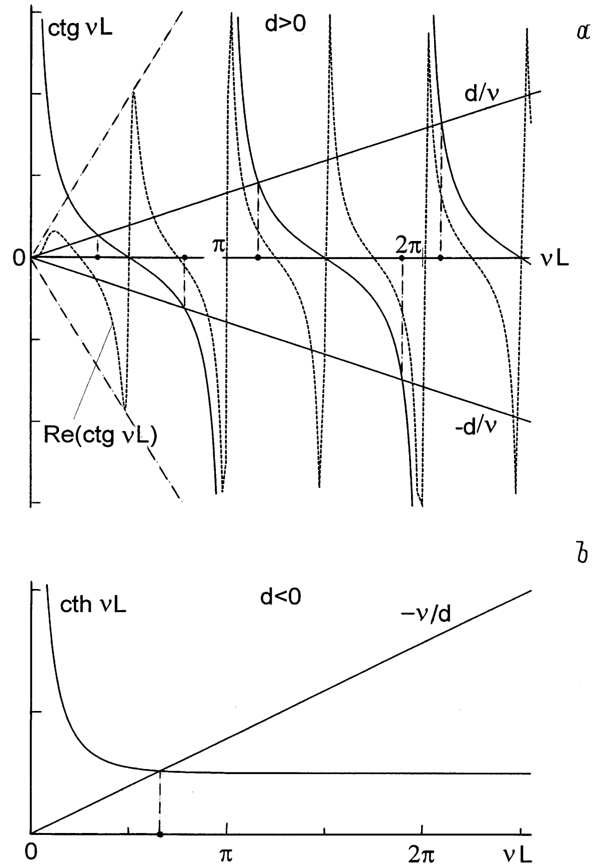

Рис. 1. Графическое решение дисперсионных уравнений для объемных (a) и поверхностных (b) мод при симметричном закреплении.

Анализ (18) показывает, что максимумы поглощения находятся в точках, являющихся при $\Omega > \Omega_0$ решениями уравнения $q_1 = 0$ (объемные моды), а при $\Omega < \Omega_0$ и $d < 0$ — уравнения $q_2 = 0$ (поверхностные моды). Эти уравнения являются обобщением уравнений (12) и (15) на случай отличного от нуля затухания. Положение объемных мод определяется двумя типами решений уравнения $q_1 = 0$, а именно:

$$L\nu_{1p}^{(1)} = \left(p - \frac{1}{2} - \Delta_p\right)\pi, \qquad L\nu_{1p}^{(2)} \cong \pi p, \tag{19}$$

где Δ_p — зависящее от степени закрепления и номера моды смещение.

Как следует из рис. 1, функция $\operatorname{Re}(\operatorname{ctg}\nu L)$ при $\xi \neq 0$ является ограниченной. Огибающие максимумов этой функции являются прямыми $\pm\nu_1\Omega L/\xi$, откуда следует, что решения (19) будут существовать только при выполнении неравенства $|d| \geqslant \xi\Omega L$. Первый тип этих решений $\nu_{1p}^{(1)}$ соответствует нечетным спин-волновым модам и практически совпадает с решениями уравнения (12) в отсутствие затухания. Второй тип решений $\nu_{1p}^{(2)}$ соответствует четным модам и возникает из-за искажения стоячих спиновых волн вследствие наличия затухания в

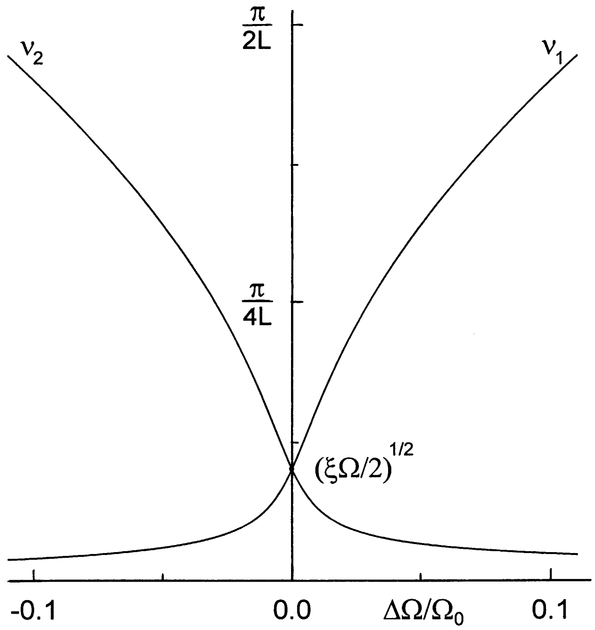

Рис. 2. Частотные зависимости действительной ν_1 и мнимой ν_2 частей волновых чисел спиновых волн.

спиновой системе. С увеличением поверхностной анизотропии и $d > 0$ значения волновых чисел нечетных мод растут, тогда как значения волновых чисел четных мод практически не меняются (уменьшаются в очень незначительной степени). Отсюда следует, что с увеличением d нечетные моды сдвигаются в сторону увеличения резонансных частот (или уменьшения резонансных полей). При $d < 0$ с ростом степени закрепления, т. е. $|d|$, сдвиги спин-волновых мод будут происходить в обратном направлении. Указанные сдвиги будут происходить до тех пор, пока четные и нечетные моды не сольются, т. е. пока $|d|$ не станет равным $\xi\Omega L$. В этот момент прямые $\pm\nu_1/d$ сливаются с огибающими максимумов функции $\mathrm{Re}(\mathrm{ctg}\,\nu L)$ и спин-волновые моды не могут уже идентифицироваться как четные или нечетные.

Максимумы поглощения в точках, соответствующих значениям волновых чисел (19), в приближении $\Delta\Omega \gg \xi\Omega$ даются выражениями

$$\chi'' \cong \begin{cases} \dfrac{1}{\alpha\xi\Omega\Delta\Omega L^2}\left(\dfrac{2}{f} + \dfrac{\xi^2\Omega^2L^2}{\Delta\Omega}\right), & \nu_1 = \nu_1^{(1)}, \\ \dfrac{\xi\Omega}{\alpha\Delta\Omega}\left(\dfrac{2d}{4d\Delta\Omega + \xi^2\Omega^2 L} + \dfrac{1}{\Delta\Omega}\right), & \nu_1 = \nu_1^{(2)}, \end{cases}$$

$$f = \frac{\nu_1^2 + d^2}{d^2 + \xi^2\Omega^2L^2/4} + \frac{1}{Ld}, \qquad \nu_1^2 \cong \Delta\Omega. \tag{20}$$

Из приведенных соотношений следует, что амплитуды нечетных мод пропорциональны величине ξ^{-1}, тогда как четные моды $\sim \xi$. При параметрах затухания $\xi \leqslant 10^{-2}$, что обычно имеет место в реальных магнитных пленках, интенсивность четных мод по крайней мере на четыре порядка меньше интенсивности нечетных мод.

В предельном случае полного закрепления $(d \to \infty)$ выражение (20) дает следующее распределение амплитуд нечетных мод по волновому числу ν_1:

$$\chi''_{\max} = \frac{1}{\alpha\xi\Omega\nu_1^2L^2}\left(2 + \frac{\xi^2\Omega^2L^2}{\nu_1^2}\right), \tag{21}$$

которое в пренебрежении малой поправкой в круглых скобках определяет известное "квадратичное" распределение амплитуд спин-волновых мод $(\chi''_{\max} \sim \nu^{-2})$. При отсутствии закрепления $(d = 0)$ спектр спиновых волн исчезает, и соотношения (20) описывают "хвост" однородного резонанса $\chi''_{\text{одн}} \cong \xi\Omega/\alpha\Delta\Omega^2$. Конечные значения параметров d и ξ, таким образом, приводят к отклонению от квадратичного распределения амплитуд спиновых волн, уменьшая их по сравнению с $\chi'' = 2/\alpha\xi\Omega\nu_1^2L^2$.

Исследуем поглощение χ'' в окрестности частоты однородного резонанса $\Omega = \Omega_0$. Учитывая, что в этой области $\nu_1 \cong \nu_2 \cong (\xi\Omega/2)^{\frac{1}{2}}$ и $\nu_i L \ll 1$, получаем

$$\chi''_{hom} = \frac{\xi\Omega}{\alpha(\Delta\Omega^2 + \xi^2\omega^2)} \times \left[1 - \frac{d(d - 3\Delta\Omega L/2)}{(d-\Delta\Omega L)^2 + (d+1/2L)^2\xi^2\Omega^2L^4}\right]. \tag{22}$$

В отсутствие закрепления максимальное значение амплитуды ферромагнитного резонанса имеет место при $\Delta\Omega = 0$ и равно $\chi''_{\text{FMR}} = 1/\alpha\xi\Omega$. При $d \neq 0$ максимум поглощения "однородной" моды сдвигается: при $d > 0$ сдвиг положителен, и однородная мода переходит в спин-волновую объемную моду с индексом $p = 1$; при $d < 0$ сдвиг отрицателен, и однородная мода переходит в поверхностную моду. Аналогично проведенному рассмотрению можно получить амплитуды спин-волновых мод в любом частном случае поверхностного закрепления спинов.

4. 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. 3 приведена зависимость величины χ'' от нормированной отстройки от частоты однородного резонанса $\Delta\Omega/\Omega_0$ в случае антисимметричного закрепления поверхностных спинов $(d_1 = -d_2 = d)$ для различных значений параметра закрепления $(d = \infty, 2, 1, 0$; кривые *1–4*) и параметра затухания $\xi = 10^{-2}$. Указанная зависимость представляет частотный спектр спин-волновых мод. Часть спектра, отвечающая объемным модам с индексом $p = 2, 3, 4$, представлена на рис. 3, *a*, а соответствующая объемной моде с $p = 1$, однородной и поверхностной модам — на рис. 3, *b*. Из приведенных зависимостей следует, что с изменением степени закрепления поверхностных спинов в рассматриваемом случае не происходит сдвига по частоте (и по полю) объемных мод, но имеет место сдвиг поверхностной моды: при полном закреплении поверхностная мода отсутствует, а с уменьшением степени закрепления поверхностная мода смещается в сторону увеличения частоты и при переходе к полному отсутствию закрепления ($d \to 0$) переходит в однородную моду ($\Omega_S \to \Omega_0$). При $d \neq 0$ однородная мода в спектре отсутствует. Видно также, что увеличение степени закрепления приводит к значительному росту амплитуд объемных мод и незначительному уменьшению амплитуды поверхностной моды. Изменение знака поверхностной анизотропии на обеих поверхностях пленки ($d_1 = -d_2 = d < 0$) не влияет на положение и амплитуду спин-волновых мод, что является отличительной чертой спектра спиновых волн при антисимметричном закреплении поверхностных спинов.

На рис. $4, a, b$ для антисимметричного закрепления с параметром $d = 1$ приведен спин-волновой спектр при различных значениях параметра затухания $\xi = (0.3;\ 1;\ 3) \times 10^{-2}$ (кривые *1–3*). 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.

На рис. 5 для симметричного закрепления поверхностных спинов ($d_1 = d_2 = d$) и поверхностной анизотропии типа "легкая ось" ($d > 0$) представлены части спектра, отвечающие объемным спин-волновым

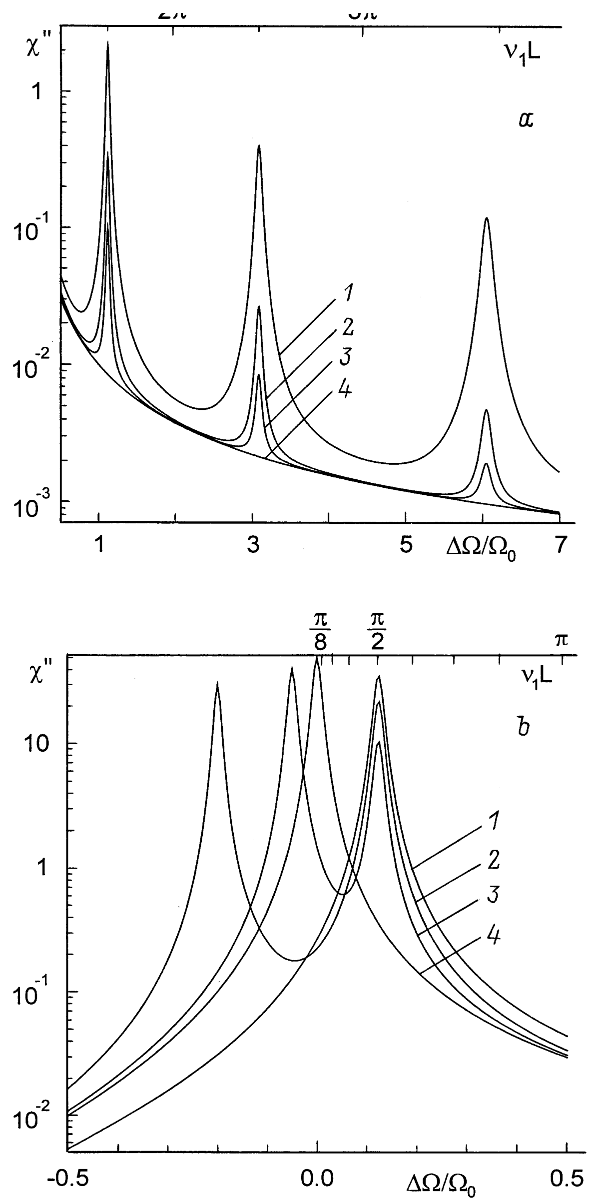

Рис. 3. Спектр СВР при антисимметричном закреплении и различных значениях параметра закрепления d; $L = 10^{-4}$ cm, $M_0 = 10^3$ G, $\xi = 10^{-2}$.

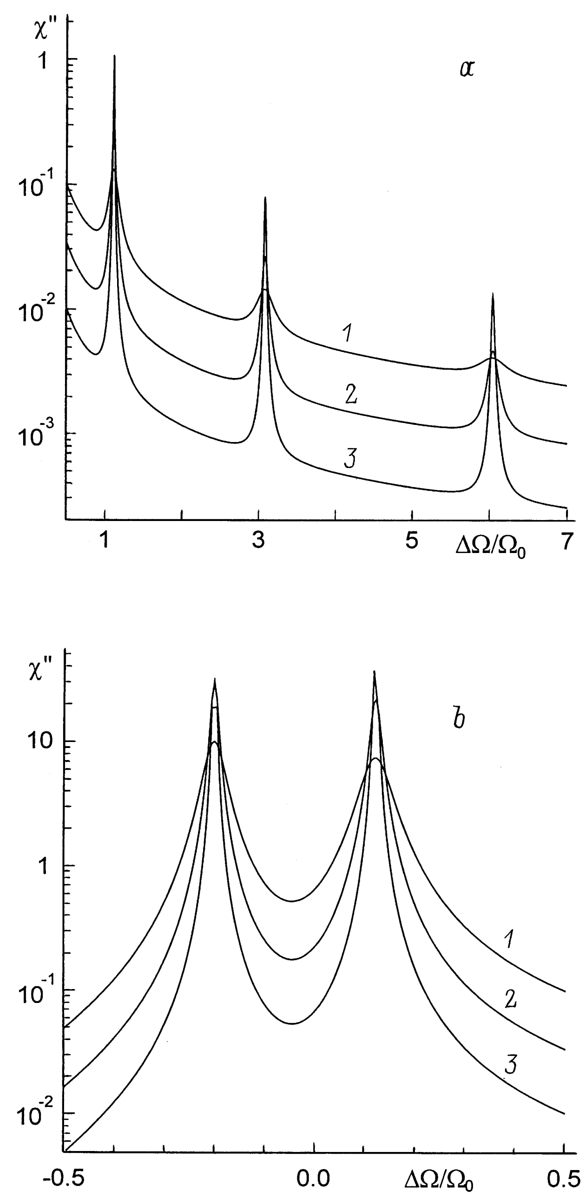

Рис. 4. Спектр СВР при антисимметричном закреплении и различных значениях параметра затухания ξ; $d = 1$.

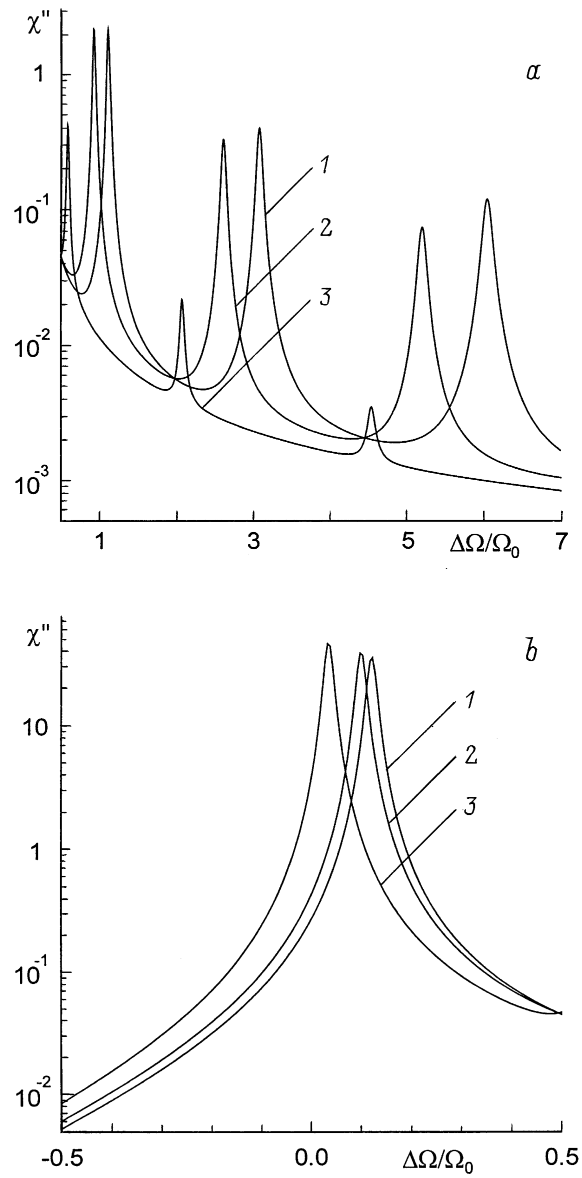

Рис. 5. Спектр СВР при симметричном закреплении и различных значениях параметра $d > 0$; $\xi = 10^{-2}$.

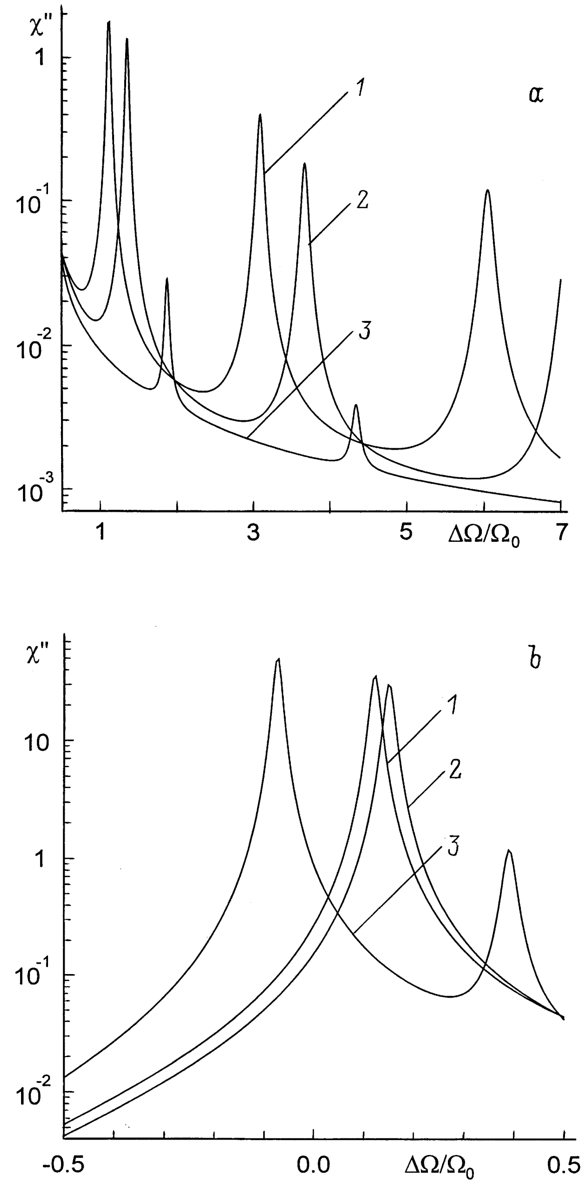

Рис. 6. Спектр СВР при симметричном закреплении и различных значениях параметра $d < 0$; $\xi = 10^{-2}$.

модам с $p = 2, 3, 4$ (a) и моде с $p = 1$ (b). Отличительной особенностью рассматриваемого случая является отсутствие в спектре поверхностной моды, а также зависимость положения резонансных пиков от степени закрепления. С увеличением закрепления все резонансные пики смещаются в область больших частот. Амплитуды пиков мод с $p > 1$ увеличиваются с ростом закрепления, тогда как для моды с $p = 1$ рост амплитуды имеет место при уменьшении степени закрепления, и при $d = 0$ эта мода переходит в моду однородного резонанса с максимальной амплитудой. На рис. 6 представлен спектр для симметричного закрепления, но с поверхностной анизотропией типа "легкая плоскость" ($d < 0$). В этом случае в области $\Omega < \Omega_0$ появляется поверхностная мода с амплитудой, намного превосходящей амплитуду объемной моды с $p = 1$ (кривая *3* на рис. 6, b). Увеличение степени закрепления спинов в этом случае приводит к росту амплитуд пиков, соответствующих всем объемным модам ($p \geqslant 1$), и смещению резонансных пиков объемных мод в область меньших частот. Сравнивая спектры на рис. 5 и 6, можно видеть что при одних и тех же значениях величины $|d|$, но разных типах поверхностной анизотропии одной области частот (полей) могут отвечать спин-волновые моды с различным индексом p. Так, значению $|d| = 2$ в области частот $\Delta\Omega/\Omega_0 \cong 2$ на рис. 5, a отвечает мода с $p = 3$, а на рис. 6, a — мода с $p = 2$.

Проведеный анализ показывает, что наличие затухания и неполного закрепления поверхностных спинов приводит к существенной перестройке спектра спин-волновых мод. Чувствительность спектра к типу поверхностной анизотропии и степени закрепления требует при идентификации спин-волновых мод адекватного теоретического подхода. Для более точного определения параметров спектра в эксперименте желательно использовать пленки с малыми параметрами затухания ($\xi \leqslant 10^{-2}$) и малыми толщинами ($L \leqslant 10^{-4}$ cm), при которых отсутствует перекрытие мод различных порядков.

Список литературы

[1] А.Г. Гуревич, Г.А. Мелков. Магнитные колебания и волны. Наука–Физматлит, М. (1994). 464 с.
[2] Ю.А. Корчагин, Р.Г. Хлебопрос, Н.С. Чистяков. ФТТ **14**, *7*, 2121 (1972).
[3] Ю.А. Корчагин, А.В. Набатов, Г.И. Фиш и др. ФММ **35**, *1*, 196 (1973).
[4] B. Hoekstra, R.P. Stapele, J.M. Robertson. J. Appl. Phys. **B48**, *1*, 382 (1977).
[5] Л.В. Луцев, Ю.М. Яковлев. ФТТ **30**, *6*, 1675 (1988).
[6] С.Л. Высоцкий, Г.Т. Казаков, М.Л. Кац, Ю.А. Филимонов. ФТТ **35**, *5*, 1190 (1993).
[7] Д.И. Семенцов. ФТТ **38**, *2*, 247 (1974).
[8] П.Е. Зильберман, В.И. Козлов, А.В. Помялов. ФТТ **28**, *2*, 352 (1986).
[9] Р.С. Исхаков, А.С. Чеканов, Л.А. Чеканова. ФТТ **30**, *4*, 970 (1988).
[10] M. Jirsa. Phys. Stat. Sol. (b) **B125**, *187*, 187 (1984).
[11] А.М. Зюзин, А.Г. Бажанов. ЖЭТФ **111**, *5*, 1667 (1997).