

# Спин-волновой резонанс в магнитных пленках в условиях скин-эффекта

© Р.Н. Носов, Д.И. Семенцов

Ульяновский государственный университет,  
432700 Ульяновск, Россия

E-mail: sdi@sdi.ulsu.ru

(Поступила в Редакцию в окончательном виде 15 ноября 2001 г.)

Исследуется влияние конечной глубины проникновения высокочастотного поля в ферромагнитный металл на спектр спин-волнового резонанса перпендикулярно намагниченного слоя с различными типами поверхностного закрепления спинов и при наличии затухания в спиновой системе. Получено точное численное решение уравнения движения намагниченности с учетом конечной толщины скин-слоя. В случае существенно неоднородного распределения высокочастотного поля по толщине слоя наряду с уширением и уменьшением амплитуды всех резонансных пиков выявлено изменение формы резонансной кривой на частотах, близких к частоте ферромагнитного резонанса.

Известно, что для возбуждения однородным высокочастотным полем спектра спин-волнового резонанса (СВР) в однородно намагниченной пленке необходимым условием является наличие поверхностной анизотропии, отличающейся от объемной и определяющей характер и степень закрепления спинов на поверхностях пленки. Исследованию влияния граничных условий на характер спин-волнового спектра посвящено большое количество работ, в которых изучены особенности спектров СВР для различных типов поверхностного закрепления спинов, в том числе с учетом затухания в спиновой системе [1–5]. Однако при анализе спектров, проводимом в большинстве работ, не учитываются конечность глубины проникновения высокочастотного поля в проводящий образец и вызванное этим нарушение однородности распределения намагниченности. Последовательный учет скин-эффекта, существенного для пленок с высокой проводимостью, требует совместного решения уравнений электромагнитного поля и движения намагниченности. Это приводит в общем случае к бикубическому дисперсионному уравнению и громоздкому решению граничной задачи даже для полубесконечной среды и частных случаев полного закрепления поверхностных спинов или полного его отсутствия [6]. В связи с этим важное значение приобретают приближенные аналитические методы анализа спектров СВР в проводящих пленках.

Если длина свободного пробега электронов проводимости намного меньше глубины проникновения  $\delta$  электромагнитного поля в металл, имеет место нормальный скин-эффект и толщина скин-слоя определяется выражением  $\delta = c/\sqrt{2\pi\sigma\omega\mu}$ , где  $c$  — скорость света в вакууме,  $\omega$  — частота поля,  $\sigma$  — удельная проводимость металла. Магнитная проницаемость  $\mu$  образца является функцией частоты, учитывает его магнитные характеристики, геометрию и ориентацию относительно внешнего поля. При толщинах металлических магнитных пленок  $L \sim 10^{-5}$  см со значением проводимости  $\sigma \geq 10^{17}$  с<sup>-1</sup> глубина скин-слоя из-за большой величины

высокочастотной проницаемости ( $\mu \gg 1$ ) уже при комнатной температуре может иметь тот же порядок. Если же  $L \geq \delta$ , распределение СВЧ-поля и намагниченности уже нельзя считать однородными по толщине пленки. Это обстоятельство может приводить к модификации спин-волновых мод и уменьшению их амплитуд по сравнению со случаем  $\delta \gg 1$ .

## 1. Общие уравнения и соотношения

Пленка, намагниченная перпендикулярно своей поверхности внешним полем  $\mathbf{H}_0$  вдоль оси легкого намагничивания, обладает аксиальной симметрией, поэтому отклонение магнитного момента  $\mathbf{M}$  от равновесного  $\mathbf{M}_0$  удобно описывать круговыми проекциями  $m^\pm = m_x \pm im_y$ . Если СВЧ-поле также поляризовано по кругу ( $h^\pm = h_x \pm ih_y$ ) и гармонически зависит от времени, то уравнение движения для компоненты  $m^+$   $\equiv m$ , ответственной за собственные колебания спиновой системы, имеет вид

$$\frac{d^2 m}{dz^2} + v^2 m = -\frac{h(z)}{\alpha}. \quad (1)$$

Здесь волновое число спиновой волны определяется соотношением

$$v^2 = \frac{(1 - i\xi)\omega - \omega_0}{\alpha\gamma M_0}, \quad (2)$$

где  $\omega_0 = \gamma(H_0 + \beta M_0 - 4\pi M_0)$  — частота однородного (ферромагнитного) резонанса  $\alpha$  и  $\beta$  — константы обменного взаимодействия и одноосной анизотропии,  $\gamma$  — гиромагнитное отношение,  $\xi$  — параметр затухания. Зависимость СВЧ-поля от координаты представим в виде

$$\mathbf{h}(z) = \mathbf{h}_0 \exp[(z - L)/\delta], \quad (3)$$

где принято, что начало координат помещается в центре слоя, а его толщина равна  $2L$ . С учетом комплексности высокочастотной проницаемости  $\mu$ , входящей в

определение глубины проникновения поля в металл  $\delta$ , получаем

$$\frac{1}{\delta} = \frac{1}{\delta} (g - ip), \quad (4)$$

где  $\delta_0 = c/\sqrt{2\pi\sigma\omega}$  — глубина проникновения без учета магнитных свойств металла,

$$g = |\mu|^{1/2} \cos \varphi, \quad p = |\mu|^{1/2} \sin \varphi,$$

$$|\mu| = (\mu'^2 + \mu''^2)^{1/2}, \quad \varphi = \frac{1}{2} \arctg(\mu''/\mu').$$

Учитывая, что  $\mu = 1 + 4\pi\chi$ , где  $\chi$  — комплексная высокочастотная восприимчивость, для действительной и мнимой частей магнитной проницаемости, входящих в (4), справедливы соотношения  $\mu' = 1 + 4\pi\chi'$  и  $\mu'' = 4\pi\chi''$ . Таким образом, для определения глубины проникновения СВЧ-поля в слой необходимо найти величину  $\chi$ , что в свою очередь требует решения уравнения движения для намагниченности (1). Нахождение точного решения этого уравнения с учетом неоднородного распределения СВЧ-поля, определяемого (3), возможно только численными методами.

Решение уравнения (1) необходимо искать совместно с граничными условиями для намагниченности

$$\frac{dm}{dz} \pm d_i m \Big|_{z=\pm L} = 0, \quad (5)$$

где  $d_i$  — параметры закрепления спинов на поверхностях слоя. При  $d_i \rightarrow \infty$  имеет место полное закрепление спинов, а при  $d_i = 0$  — полное его отсутствие на соответствующей поверхности слоя.

## 2. Высокочастотная восприимчивость слоя

Проводя совместное решение (1) и (5) с учетом (3), получаем выражение для высокочастотной намагниченности  $m(z) = \chi(z)h_0$ . Усредняя  $m(z)$  по толщине слоя и учитывая, что  $\langle m \rangle = \chi h_0$ , получаем не зависящее от координаты и зависящее от параметров магнитной подсистемы, толщины слоя, частоты и проводимости общее выражение для высокочастотной восприимчивости слоя

$$\chi = G \left\{ \frac{a - be^{-2L/\delta}}{v\delta^2 [d_1 d_2 + v(d_1 + d_2) \operatorname{ctg} 2vL - v^2]} - 1 + e^{-2L/\delta} \right\}, \quad (6)$$

где  $a = (v + d_1 \operatorname{tg} vL)(1 + d_2\delta)$ ,  $b = (v + d_2 \operatorname{tg} vL)(1 - d_1\delta)$ ,  $G = \delta^3/2\alpha L(1 + v^2\delta^2)$ . Необходимо иметь в виду, что входящая в (6) величина  $\delta$  является комплексной функцией частоты и определяется соотношениями (4), в которые входят действительная и мнимая части  $\chi$ . Для получения на основе соотношений (4) и (6)

приближенного аналитического представления спектра СВР можно воспользоваться при определении комплексного параметра  $\delta$  приближенным выражением для восприимчивости  $\chi_{\text{homog}}$ , соответствующим однородному распределению СВЧ-поля по толщине слоя. Это выражение находится из (6) при  $\delta \rightarrow \infty$  и имеет вид

$$\chi_{\text{homog}} = \frac{1}{2\alpha v^2} \left\{ \frac{v(d_1 + d_2) + 2d_1 d_2 \operatorname{tg} vL}{vL [d_1 d_2 + v(d_1 + d_2) \operatorname{ctg} 2vL - v^2]} - 2 \right\}. \quad (7)$$

В работе [7] на основе полученного выражения был проведен детальный анализ спектра СВР для слоя с однородным распределением высокочастотного поля и конечными степенями закрепления поверхностных спинов. Далее будет показано, что найденное указанным выше способом приближенное решение достаточно хорошо согласуется с точным численным решением задачи.

Рассмотрим наиболее важные частные случаи резонансной восприимчивости спиновой системы при конечной толщине скин-слоя  $\delta$ , следующие из выражения (6). Так, в случае симметричных граничных условий, когда  $d_1 = d_2 = d$ , восприимчивость системы принимает вид

$$\chi = G(1 - e^{-2L/\delta}) \left[ \frac{(v + d \operatorname{tg} vL)(1 + d\delta \operatorname{cth} L/\delta)}{v\delta^2(d^2 + 2vd \operatorname{ctg} 2vL - v^2)} \right]. \quad (8)$$

Представляет интерес ситуация с полным закреплением поверхностных спинов, когда  $d \rightarrow \infty$ . При этом

$$\chi = G(1 - e^{-2L/\delta}) \left( \frac{\operatorname{tg} vL}{v\delta} \operatorname{cth} L/\delta - 1 \right) \quad (9)$$

и положение резонансных пиков, соответствующих спин-волновым модам (в отсутствие затухания), определяется значениями волновых чисел  $\nu_p = \pi(1 + 2p)/2L$ , как и в случае однородного распределения высокочастотного поля по толщине слоя.

В случае антисимметричного закрепления ( $d_1 = -d_2 = d$ ) высокочастотная восприимчивость принимает вид

$$\chi = G(1 - e^{-2L/\delta}) \left[ \frac{(\delta d - 1)(v + d \operatorname{tg} vL \operatorname{cth} L/\delta)}{v\delta^2(v^2 + d^2)} - 1 \right], \quad (10)$$

а при полном антисимметричном закреплении выражение для  $\chi$  совпадает с (9).

В случае полной свободы поверхностных спинов ( $d_1 = d_2 = 0$ ) резонансная восприимчивость слоя принимает вид

$$\chi = \frac{\delta}{2\alpha v^2 L} (e^{-2L/\delta} - 1), \quad (11)$$

откуда следует, что в спектре остается только „однородная“ ( $\nu \rightarrow 0$ ) мода.

Из несимметричных случаев закрепления приведем один, отвечающий полному закреплению спинов на одной из поверхностей слоя и полному его отсутствию — на другой ( $d_1 \rightarrow \infty, d_2 = 0$ ). В этом случае выражение

для высокочастотной восприимчивости принимает вид

$$\chi = G(1 - e^{-2L/\delta}) \left( \frac{\delta \nu e^{-2L/\delta} + \operatorname{tg} \nu L}{\delta^2 \nu^2 \operatorname{ctg} 2\nu L} - 1 \right). \quad (12)$$

Положение пиков спин-волновых мод задается волновыми числами  $\nu_p = \pi(1 + 2p)/4L$ , т.е. число максимумов в спектре СВР в этом случае в 2 раза больше, чем в случае симметричного закрепления.

Для определения положения, амплитуды и ширины линии, соответствующей резонансной моде в спектре СВР при наличии затухания в спиновой системе, необходимо для каждого из рассмотренных случаев найти мнимую часть восприимчивости, поскольку именно  $\chi''$  определяет поглощаемую единицей объема мощность ( $P = \omega h^2 \chi''/2$ ). Поскольку волновое число  $\nu$  и параметр  $\delta$  являются комплексными, определяемыми соотношениями (2) и (4), выражения для  $\chi''$  оказываются достаточно громоздкими. Приведем его для простейшей ситуации полного отсутствия поверхностного закрепления ( $d_1 = d_2 = 0$ ), для которой справедливо соотношение (11)

$$\chi''(\omega) = \frac{\gamma M_0}{\xi \omega_0} \frac{2Lp(\omega - \omega_0) + (\delta_0 - 2Lg)\xi\omega}{(\omega - \omega_0)^2 + \xi^2\omega^2}. \quad (13)$$

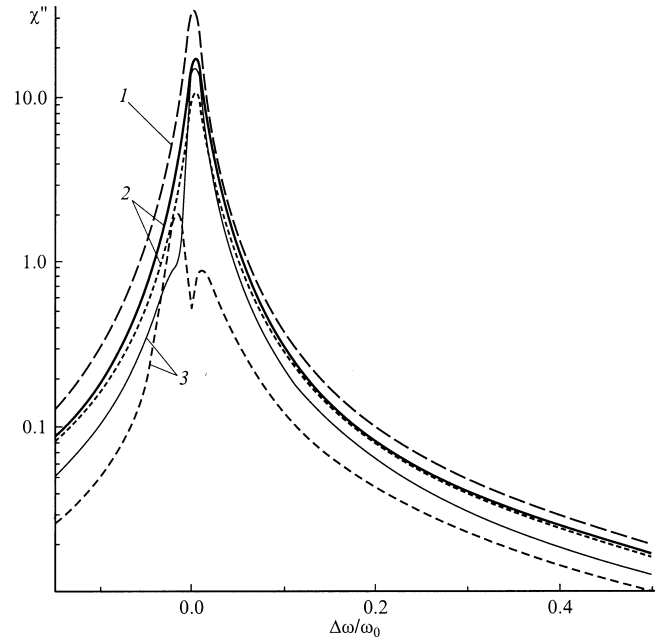
На резонансной частоте  $\omega = \omega_0$  получаем для амплитуды „однородной“ моды

$$\chi''(\omega_0) = \frac{\gamma M_0}{\xi \omega_0} \left( 1 - \frac{2L}{\delta_0} g \right), \quad (14)$$

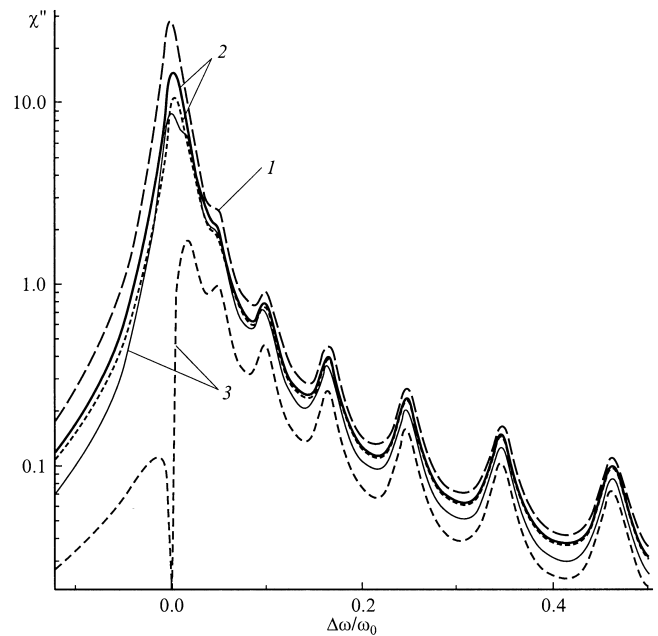
откуда следует, что с увеличением глубины проникновения СВЧ-поля в образец амплитуда пика ферромагнитного резонанса увеличивается и при  $\delta_0 \rightarrow \infty$  достигает значения  $\chi''_m = \gamma M_0/\xi \omega_0$ . При этом уширение и сдвиг резонансной кривой, вызванные изменением глубины проникновения, практически отсутствуют ввиду фиксации параметра магнитного затухания и отсутствия его связи с проводимостью  $\sigma$ .

### 3. Численный анализ

Проведенный анализ иллюстрируется частотными зависимостями величины  $\chi''$ , полученными на основе численного расчета и выполненными в полулогарифмическом масштабе. Под частотной следует понимать зависимость указанной величины от нормированной отстройки  $\Delta\omega/\omega_0$ , где  $\Delta\omega = \omega - \omega_0$ . В качестве расчетных выбраны параметры пленки пермаллоидного класса, а именно:  $M_0 = 10^3$  Г,  $\alpha = 10^{-12}$  см<sup>2</sup>,  $\xi = 10^{-2}$ ,  $L = 2 \cdot 10^{-5}$  см,  $\omega_0 = 3 \cdot 10^{10}$  с<sup>-1</sup>. Различная глубина проникновения высокочастотного поля в образец достигалась варьированием величины проводимости, которая для всех приведенных далее зависимостей (рис. 1–3) принята равной:  $\sigma = (1; 50; 1000) \cdot 10^{15}$  с<sup>-1</sup> (кривые 1–3). Сплошные кривые получены на основе

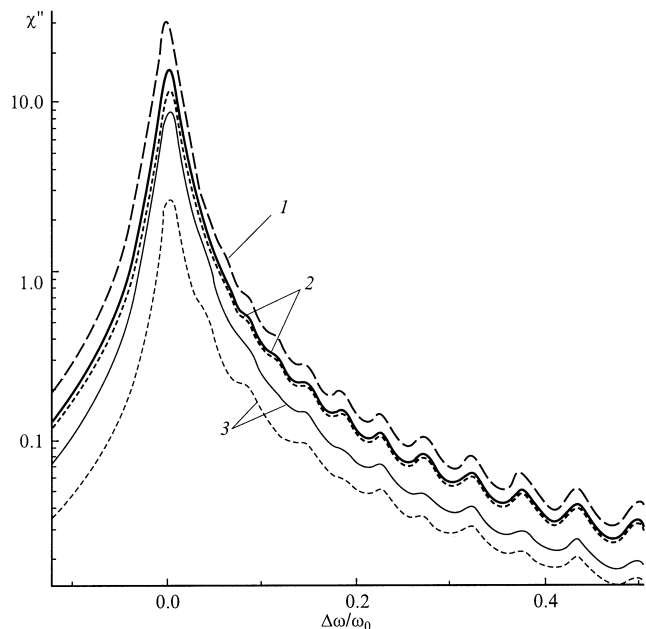


**Рис. 1.** Спектр СВР в отсутствие закрепления спинов на поверхностях слоя ( $d_1 = d_2 = 0$ ) при различных значениях проводимости  $\sigma$ ,  $10^{15}$  с<sup>-1</sup>: 1 — 1, 2 — 50, 3 — 1000. Сплошные кривые — точный расчет, штриховые — приближенный расчет.



**Рис. 2.** Спектр СВР в случае полного симметричного поверхностного закрепления ( $d_1 = d_2 \rightarrow \infty$ ); обозначение кривых 1–3 такое же, как на рис. 1.

точного численного расчета, а штриховые — на основе приближенного. Под точным численным расчетом авторы понимают процедуру, при которой для расчета параметра  $\delta$  на данной частоте используются величины  $\chi'$  и  $\chi''$ , полученные на предыдущем шаге вычис-



**Рис. 3.** Спектр СВР в случае полного асимметричного закрепления поверхностных спинов ( $d_1 = 0$ ,  $d_2 \rightarrow \infty$ ); обозначение кривых 1–3 такое же, как на рис. 1.

лений. При этом шаг изменения частотной отстройки выбирается таким образом, чтобы обеспечить как можно более незначительное изменение указанных величин. Кривые 1, соответствующие значению  $\sigma = 10^{15} \text{ s}^{-1}$ , с большой степенью точности совпадают при точном и приближенном вычислениях, что связано в этом случае с практически однородным распределением СВЧ-поля по толщине слоя. Время точного численного счета существенно превышает время приближенного счета.

На рис. 1 приведены резонансные зависимости  $\chi''(\omega)$ , соответствующие случаю  $d_1 = d_2 = 0$ . Отсутствие закрепления, как и в случае однородного распределения поля  $h(t)$ , приводит к исчезновению спин-волнового спектра и возбуждению единственной моды, для которой характерен в данном случае экспоненциальный спад амплитуды синфазных колебаний намагниченности по толщине слоя. Увеличение проводимости  $\sigma$  приводит к уменьшению глубины проникновения поля  $h(t)$  и как следствие к уменьшению амплитуды резонансной кривой. Вблизи частоты „однородного“ резонанса отмечается также некоторая модификация формы резонансной кривой, связанная с тем, что именно на этой частоте величина  $\text{Re}(\delta^{-2})$ , пропорциональная  $\mu''$ , обращается в нуль.

На рис. 2 представлены зависимости  $\chi''(\omega)$ , отвечающие полному симметричному ( $d_1 = d_2 \rightarrow \infty$ ), а на рис. 3 — предельному асимметричному ( $d_1 = 0$ ,  $d_2 \rightarrow \infty$ ) закреплению поверхностных спинов. Число спин-волновых мод при симметричных граничных условиях в 2 раза меньше, чем при несимметричных, однако их амплитуда в первом случае значительно больше, чем

во втором, что связано с закреплением спинов только на одной из поверхностей слоя в рассматриваемом случае несимметричных граничных условий.

Наряду с изменением амплитуды имеют место сдвиг резонансных кривых и их уширение, определяемые соотношениями

$$\Delta\omega_\delta = \frac{\alpha\gamma M_0}{\delta_0^2} (p^2 - g^2), \quad \Delta\Gamma_\delta = \frac{2\alpha\gamma M_0}{\delta_0^2} pg. \quad (15)$$

Данные величины являются малыми при выбранных значениях параметров в приведенном масштабе, однако детальный анализ спектра СВР на частотах, близких к  $\omega_0$ , показывает, что с увеличением  $\sigma$  имеет место сдвиг „однородной“ моды, который происходит в область положительных значений  $\Delta\omega_\delta$ , т.е. в область объемных мод.

Проведенный анализ показывает, что проводимость металлических магнитных слоев наиболее заметно сказывается на характере спин-волнового спектра в области частот, где скин-эффект приводит к неоднородному распределению поля по толщине слоя. Отличительной особенностью спектра СВР в этом случае наряду с уширением, сдвигом и уменьшением амплитуды всех спин-волновых мод является некоторая модификация формы резонансной кривой в области частоты „однородного“ резонанса. Последнее связано с комплексностью параметра  $\delta$ , определяющего глубину проникновения высокочастотного поля в магнетик и зависящего от его магнитной восприимчивости. Вблизи частот „однородного“ резонанса действительная часть восприимчивости обращается в нуль, что приводит к резкому увеличению глубины проникновения и отклонения формы резонансной кривой от лоренцевского типа.

## 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. Препринт ИФСО-10, Красноярск (1978). 38 с.
- [3] Д.И. Семенцов. ФТТ **16**, 2, 938 (1974).
- [4] Л.В. Луцев, Ю.М. Яковлев. ФТТ **30**, 6, 1675 (1988).
- [5] С.Л. Высоцкий, Г.Т. Казаков, М.Л. Кац, Ю.А. Филимонов. ФТТ **35**, 5, 1190 (1993).
- [6] А.И. Ахизер, В.Г. Барьяхтар, С.В. Пелетминский. Спиновые волны. Наука, М. (1967). 368 с.
- [7] Р.Н. Носов, Д.И. Семенцов. ФТТ **42**, 8, 1430 (2000).