

01;05;09;12

## Закономерности проникновения электромагнитных волн через металлические магнитные пленки

© А.Б. Ринкевич,<sup>1</sup> Д.В. Перов,<sup>1</sup> В.О. Васьковский,<sup>2</sup> В.Н. Лепаловский<sup>2</sup><sup>1</sup> Институт физики металлов УрО РАН,  
620041 Екатеринбург, Россия<sup>2</sup> Уральский государственный университет им. А.М. Горького,  
620083 Екатеринбург, Россия  
e-mail: rin@imp.uran.ru

(Поступило в Редакцию 30 октября 2008 г.)

Экспериментально и теоретически изучено проникновение электромагнитных волн миллиметрового диапазона через пленки пермаллоя в условиях магнитного резонанса. Измерения выполнены на образцах пленок толщиной от 40 до 200 nm в частотном интервале от 26 до 38 GHz. Наблюдались магнитный резонанс, антирезонанс, а также спин-волновой резонанс. Восстановлен спектр резонанса. Для серии пленок определена постоянная затухания Гильберта. Показано, что с ростом толщины пленки постоянная затухания уменьшается. Выполнены расчеты формы резонансной линии, а также зависимости амплитуды и ширины резонансной линии от условий эксперимента и материальных параметров пленки.

PACS: 76.50.+g

### Введение

Изучение резонансных эффектов, возникающих при взаимодействии высокочастотных электромагнитных волн с тонкой пластиной ферромагнитного металла, считается актуальным научным направлением. Известно несколько типов резонансных явлений. Важным этапом в их изучении стало обнаружение спин-волнового резонанса [1]. В понимании резонансных явлений важнейшую роль сыграла теоретическая работа [2], в которой был рассмотрен импеданс ферромагнитного металла с учетом обменного взаимодействия и условий закрепления спинов на поверхности. Антирезонанс, происходящий при равенстве нулю действительной части эффективной магнитной проницаемости в полях, меньших резонансного, также относится к рассматриваемой группе явлений [3]. Основным следствием антирезонанса является увеличение глубины скин-слоя и наблюдающееся из-за этого резкое увеличение коэффициента прохождения электромагнитных волн через пленку [4].

Работа [4] дала толчок развитию метода проникновения волн в исследовании магнитных резонансов в пленках. Физическая картина проникновения волн через пленку и влияние условий эксперимента различны в зависимости от соотношения между толщиной пленки и глубиной скин-слоя. В работе [5] при расчете импеданса пленки и коэффициента прохождения учтено это соотношение, а также специфика типа скин-эффекта, как нормального, так и аномального.

Исследование точного положения поля резонанса, ширины линии и формы резонансной зависимости коэффициента прохождения от магнитного поля, в принципе, дает возможность определить константу обменной жесткости, а также параметры закрепления спинов на поверх-

ности. Доказательство существования в пермалловых пленках поверхностной магнитной анизотропии было проведено в [6] на основе анализа экспериментальных данных. Существенный прогресс в понимании резонансных явлений в пленках обеспечила работа [7], в которой методом двухмагнетонного рассеяния при учете влияния дипольного взаимодействия между спинами выполнен расчет сдвига поля резонанса и ширины линии. В ней было учтено рассеяние на дефектах, поверхностях и интерфейсах.

Анализ магнитного затухания и ширины линии магнитного резонанса в широком интервале частот выполнен в [8]. В этой работе экспериментально подтверждена нелинейная частотная зависимость ширины линии в многослойных наноструктурах Fe/V. Изучение процессов магнитной релаксации, физической природы вкладов в ширину линии магнитного резонанса, определение постоянной затухания в магнитной системе проведено в работах [9,10]. В [11] было показано, что в эпитаксиальных пленках железа существует анизотропия затухания Гильберта. Электромагнитные потери в металлической пленке вне области резонанса изучены в [12].

Несмотря на значительное число исследований еще остается неизученным вопрос, в каких условиях и при каких сочетаниях материальных констант возможна реализация того или иного типа резонансной зависимости. В настоящей работе будет проведено исследование типов магнитных резонансов в прохождении волн через ферромагнитную пленку при различных комбинациях параметров: константы обменной жесткости и условий закрепления спинов на границе. Будет проанализировано влияние толщины пленки и условий эксперимента применительно к волнам миллиметрового диапазона. Будут продемонстрированы результаты экспериментального наблюдения разных типов резонансов в пленках

пермаллоя, а также исследована форма резонансной линии в коэффициенте прохождения и определен параметр затухания для серии пленок.

### Расчет резонансных явлений в проникновении электромагнитных волн

В этом разделе будет проведен анализ прохождения электромагнитной волны через систему ферромагнитная металлическая пленка–диэлектрическая пластина с учетом обменного взаимодействия и параметров закрепления спинов на границе ферромагнитной пленки. Пусть плоская электромагнитная волна  $e^{i(\omega t - ky)}$  падает слева на систему, состоящую из тонкой, от единиц ангстрем до единиц микрон, пленки ферромагнитного металла и пластины немагнитного диэлектрика. Расположение системы координат и полей показано на рис. 1.

Выпишем систему уравнений, связывающую поля в металле и состоящую из уравнений Максвелла и уравнения движения магнитного момента в виде, использованном в работе [2]:

$$\text{rot}\mathbf{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} (\mathbf{H} + 4\pi\mathbf{M}), \quad (1)$$

$$\text{rot}\mathbf{H} = \frac{4\pi\sigma}{c} \mathbf{E}, \quad (2)$$

$$\frac{1}{\gamma} \frac{\partial \mathbf{M}}{\partial t} = \mathbf{M} \times \left[ \mathbf{H} + \left( \frac{2A}{M_s^2} \right) \nabla^2 \mathbf{M} - \left( \frac{G}{\gamma M_s^2} \right) \mathbf{M} \times \mathbf{H} \right], \quad (3)$$

где  $M_s$  — намагниченность насыщения,  $\gamma = \frac{g|e|}{2mc}$ ,  $G$  — постоянная затухания в магнитной системе (постоянная Гильберта),  $A$  — константа обменной жесткости,  $\sigma$  — проводимость. Намагниченность  $\mathbf{M}$  и магнитное поле  $\mathbf{H}$  включают постоянную и переменную составляющие; электрическое поле  $\mathbf{E}$  имеет только переменную составляющую. После линеаризации по величине переменного магнитного поля и намагниченности из (1)–(3) можно

получить систему алгебраических уравнений, которая дает следующее дисперсионное уравнение:

$$K^6 - C_1 K^4 + C_2 K^2 - C_3 = 0, \quad (4)$$

где

$$C_1 = 1 + 2\eta + 2i\varepsilon^2,$$

$$C_2 = \eta - \Omega^2 + i\Omega L + \eta L(2i\Omega + L) + \eta^2(1 + L^2) + 4i\varepsilon^2(1 + \eta), \quad (5)$$

$$C_3 = 2i\varepsilon^2 \{ (1 + \eta)^2 - \Omega^2 + L(1 + \eta)[2i\Omega + L(1 + \eta)] \}.$$

В (4) и (5) введены следующие обозначения:  $\eta = \frac{H_0}{4\pi M_s}$  — параметр, имеющий смысл обратной величины магнитной восприимчивости;  $\Omega = \frac{\omega}{4\pi M_s \gamma}$  — нормированная частота электромагнитной волны;  $L = \frac{G}{M_s \gamma}$  — нормированный параметр затухания;  $\varepsilon^2 = \frac{A}{2\pi M_s^2 \delta^2}$  — величина, пропорциональная обменному параметру  $A$ ;  $\delta = \frac{c}{\sqrt{2\pi\omega\sigma}}$  — глубина скин-слоя;  $K = k\varepsilon\delta$  — величина, пропорциональная волновому числу — она будет определяться из дисперсионного уравнения (4). Существует три варианта решения уравнения (4):  $K_1, K_2, K_3$ . Этим решениям соответствуют волновые числа  $k_n, n = 1, 2, 3$ ;  $k_n = K_n/\varepsilon\delta$ . В областях 1 и 3 на рис. 1 диэлектрическая проницаемость равна единице. Область 2 занята металлическим ферромагнетиком; здесь возможно существование трех волн с волновыми числами  $k_1, k_2, k_3$ , распространяющихся в прямом и обратном направлениях.

В качестве граничных условий помимо традиционно для электродинамики требований непрерывности тангенциальных компонент электрического  $e_z$  и магнитного  $h_z$  полей для границ пленки с вакуумом ( $y = y_2$ ) и пленки с диэлектрической подложкой ( $y = y_1$ ) будем использовать следующие соотношения для компонент вектора намагниченности:

$$-\frac{\partial m_x}{\partial y} = 0, \quad y = y_1; \quad \frac{\partial m_x}{\partial y} = 0, \quad y = y_2; \quad (6)$$

$$-A \frac{\partial m_y}{\partial y} - K_s^{(0)} m_y = 0, \quad y = y_1;$$

$$A \frac{\partial m_y}{\partial y} - K_s^{(d)} m_y = 0, \quad y = y_2. \quad (7)$$

Здесь  $K_s$  — параметры закрепления спинов на границе. Они могут быть различными на границе металл–вакуум и металл–диэлектрик. Схема дальнейшего решения состоит в записи уравнений для полей в каждой из рассматриваемых сред с учетом существующих в них волн. Это позволяет сформулировать систему уравнений, которая с учетом граничных условий может быть решена относительно амплитудных коэффициентов для каждой из волн, а также коэффициентов прохождения  $D$  и отражения  $R$ . Решение этой сложной системы уравнений было проведено численно.

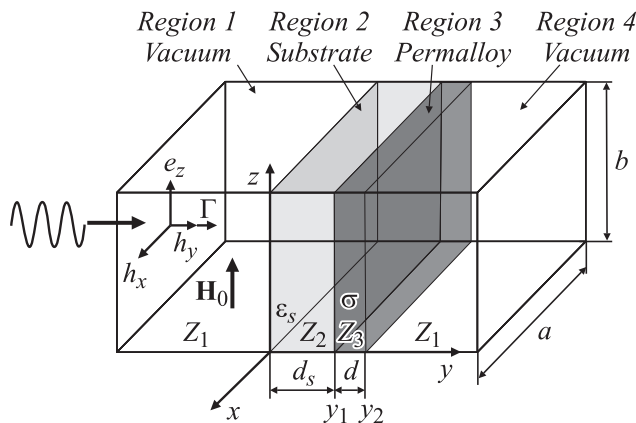
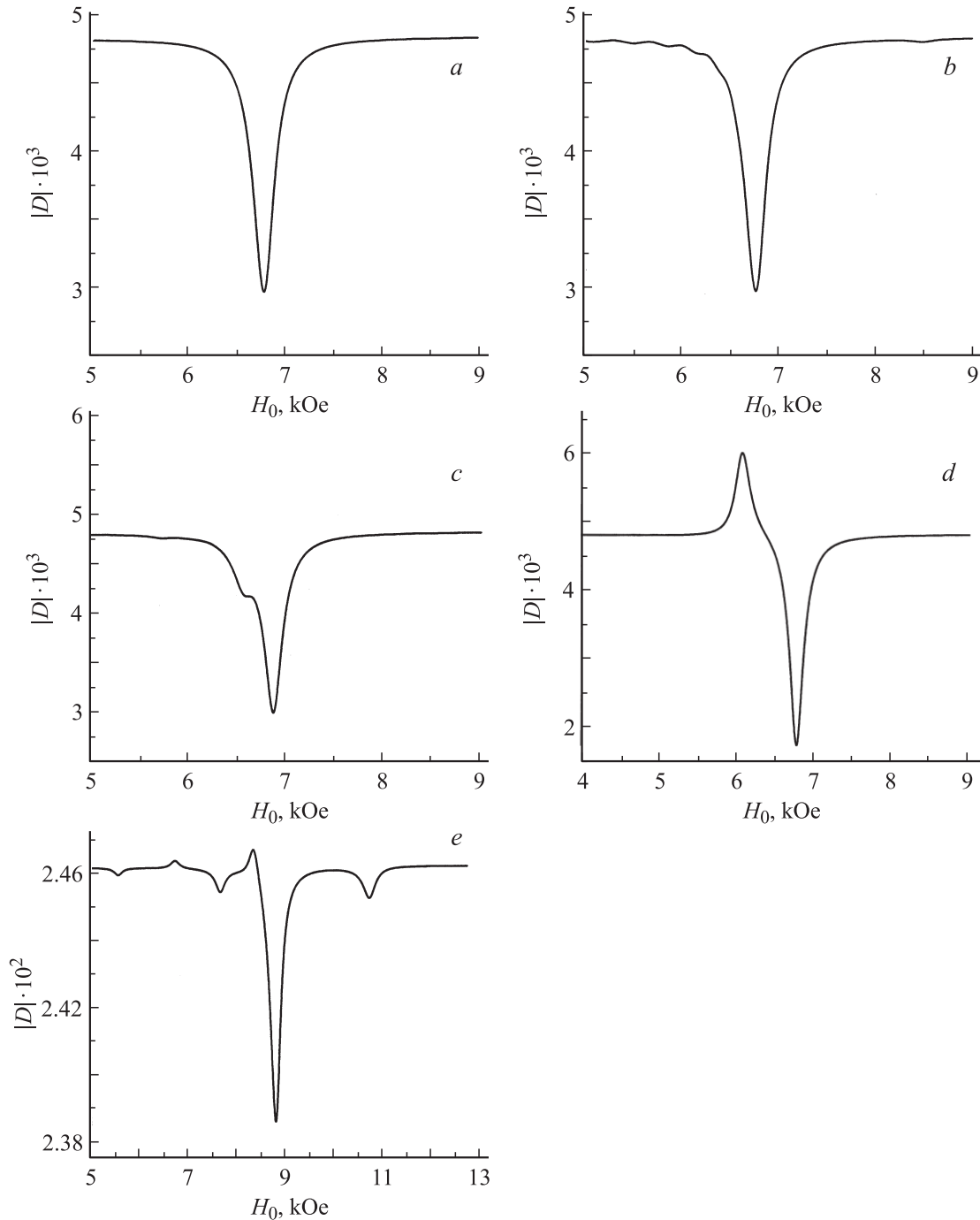


Рис. 1. Схема расположения векторов микроволнового поля и постоянного магнитного поля.



**Рис. 2.** Виды резонансных зависимостей при различном сочетании величины константы магнитной жесткости и условий закрепления спинов на границе пленки: *a* —  $A = 1.14 \cdot 10^{-8}$ ,  $K_s^{(0)} = K_s^{(d)} = 0.6$ ; *b* —  $A = 1.14 \cdot 10^{-7}$ ,  $K_s^{(0)} = K_s^{(d)} = 0.6$ ; *c* —  $A = 1.14 \cdot 10^{-6}$ ,  $K_s^{(0)} = K_s^{(d)} = 0.6$ ; *d* —  $A = 1.14 \cdot 10^{-5}$ ,  $K_s^{(0)} = K_s^{(d)} = 0.1$ ; *e* —  $A = 1.14 \cdot 10^{-7}$  erg/cm,  $K_s^{(0)} = K_s^{(d)} = 0.6$  erg/cm<sup>2</sup>. Толщина пленки: *a*–*d* —  $d = 200$ , *e* —  $50$  nm. Частота: *a*–*d* —  $f = 30$ ; *e* —  $37$  GHz. Во всех расчетах  $\rho = 20 \cdot 10^{-6}$  Ω · м,  $M_s = 810$  Gs,  $G = 1.488 \cdot 10^8$  1/s,  $g = 2.088$ ,  $d_s = 0.5$  mm,  $\varepsilon_s = 5.5$ .

Расчитанные таким образом полевые зависимости коэффициента прохождения для нескольких значений константы магнитной жесткости  $A$  и разных условий закрепления спинов на границах пленки  $K_s^{(0)}$ ,  $K_s^{(d)}$  представлены на рис. 2. В качестве исходных значений материальных параметров ферромагнитной пленки

были выбраны величины, соответствующие пермаллою:  $\rho = 20 \cdot 10^{-6}$  Ω · м;  $M_s = 810$  Gs;  $G = 1.488 \cdot 10^8$  1/s;  $A = 1.14 \cdot 10^{-7}$  erg/cm;  $K_s^{(0)} = 0.6$  erg/cm<sup>2</sup>;  $K_s^{(d)} = 0.6$  erg/cm<sup>2</sup>;  $g = 2.088$ . Далее значения константы магнитной жесткости и параметров закрепления спинов на границах варьировались для того, чтобы определить,

каким образом вид резонансной линии зависит от различных сочетаний величин материальных параметров, толщины пленки и частоты волны. Параметры диэлектрической подложки, использованные для всех расчетов, результаты которых представлены в настоящей работе:  $d_s = 0.5 \text{ mm}$ ;  $\epsilon_s = 5.5$ , что соответствует кремнию.

Проведенные расчеты показали, что при малых значениях константы  $A = 1.14 \cdot 10^{-8} \text{ erg/cm}$  линия резонанса практически симметрична, спин-волновой резонанс отсутствует. Эту линию резонанса будем называть основной. При увеличении константы на порядок помимо основного резонанса на зависимости присутствует спин-волновой резонанс в виде серии особенностей коэффициента прохождения в полях, меньших основного резонанса (рис. 2, *b*). Амплитуда спин-волнового резонанса существенно меньше амплитуды основного резонанса. Дальнейшее увеличение константы  $A$ , как видно из рис. 2, *c*, приводит к тому, что амплитуда спин-волнового резонанса возрастает, он оказывается неразрешимым от основной линии резонанса и искажает ее низкочастотное крыло. В результате форма резонансной зависимости коэффициента прохождения от магнитного поля оказывается несимметричной. Ширина линии в этой области значений констант сильно возрастает. Подбор величины константы  $A$  и условий закрепления спинов можно осуществить так, что на полевой зависимости будут проявляться резонанс и антирезонанс. Наиболее яркий антирезонанс, который проявляется как значительное увеличение коэффициента прохождения, имеет место при достаточно большом значении константы  $A$  и слабом закреплении спинов на поверхности (см. рис. 2, *d*). Наконец, при относительно небольшой константе магнитной жесткости  $A = 1.14 \cdot 10^{-7} \text{ erg/cm}$  и достаточно сильном закреплении спинов на границах  $K_s^{(0)} = 0.6$ ,  $K_s^{(d)} = 0.6 \text{ erg/cm}^2$  может наблюдаться спин-волновой резонанс в виде серии хорошо разрешенных минимумов и максимумов, причем на рис. 2, *e* один из минимумов осуществляется в полях, больших основного резонанса.

Итак, выполненные расчеты показали, что в рассматриваемом интервале частот и при разумных значениях материальных параметров в зависимости от величины константы магнитной жесткости и условий закрепления спинов на границе пленки могут реализоваться пять основных видов резонансных зависимостей. Как показали экспериментальные исследования, описанные ниже, вид резонанса, показанный на рис. 2, *a*, чаще всего имеет место в пленках пермаллоя. Он возникает при малых значениях константы  $A$ , характеризуется одной линией основного резонанса почти симметричной формы и отсутствием сколько-нибудь значимых признаков спин-волнового резонанса. Для описания таких резонансов в электродинамическом приближении, т.е. без учета обменного взаимодействия. Тогда и условия закрепления спинов на поверхности оказываются несущественными.

Базируясь на анализе распространения электромагнитных волн в намагниченном ферромагнетике, проведенном в [13], опишем схему расчета коэффициента прохождения. В этом варианте расчета акцент будет сделан на том, что резонансные изменения в коэффициенте прохождения вызваны резонансом в эффективной магнитной проницаемости ферромагнитной пленки. Этот вариант расчета, в отличие от предыдущего, можно выполнить аналитически. В нем достаточно легко принять во внимание тот факт, что при выполнении экспериментов образец пленки помещается в волновод, волны в котором имеют дисперсию и вполне определенную структуру мод.

Комплексные векторы электромагнитного поля для однородной плоской волны, распространяющейся вдоль оси  $Oy$ , могут быть записаны следующим образом:

$$\mathbf{e} = \mathbf{e}_0 \exp[i(\omega t - ky)], \quad \mathbf{h} = \mathbf{h}_0 \exp[i(\omega t - ky)], \quad (8)$$

где  $\mathbf{e}_0$  и  $\mathbf{h}_0$  — амплитуды переменных электрического и магнитного полей,  $k$  — волновое число,  $\omega$  — круговая частота,  $t$  — время. Комплексное волновое число  $k = k' - ik''$  определяется по формуле:

$$k = \frac{\sqrt{\mu_{eL}} - i\sqrt{\mu_{eR}}}{\delta}. \quad (9)$$

Определим величины  $\mu_{eL}$  и  $\mu_{eR}$ , входящие в выражение (9). Запишем уравнение движения намагниченности в форме Гильберта:

$$\frac{\partial \mathbf{M}}{\partial t} = -\gamma \mathbf{M} \times \mathbf{H} + \frac{\alpha}{M} \mathbf{M} \times \frac{\partial \mathbf{M}}{\partial t}, \quad (10)$$

где  $\mathbf{M}$  — вектор намагниченности, модуль которого равен  $M$ ,  $\mathbf{H}$  — вектор напряженности магнитного поля,  $\alpha$  — параметр диссипации, связанный с постоянной Гильберта  $G$  следующей формулой:  $\alpha = \frac{G}{\gamma M_s}$ .

Уравнение (10) может быть линеаризовано в предположении, что входящие в него напряженность магнитного поля и намагниченность представляются в виде сумм постоянных и переменных составляющих:  $\mathbf{H} = \mathbf{H}_0 + \mathbf{h}$ ,  $\mathbf{M} = \mathbf{M}_0 + \mathbf{m}$ , причем  $h \ll H_0$  и  $m \ll M_0$ . В результате получается следующее выражение для тензора высокочастотной магнитной проницаемости:

$$\vec{\mu} = \begin{pmatrix} \mu & i\mu_a & 0 \\ -i\mu_a & \mu & 0 \\ 0 & 0 & \mu_{||} \end{pmatrix}, \quad (11)$$

где  $\mu = 1 + 4\pi\chi$ ,  $\mu_a = 4\pi\chi_a$  и  $\mu_{||} = 1 + 4\pi\chi_{||}$ . Здесь

$$\begin{aligned} \chi &= \chi' - i\chi'' \\ &= \gamma M \frac{\omega_H [\omega_H^2 - (1 - \alpha^2)\omega^2] - i\alpha\omega [\omega_H^2 + (1 + \alpha^2)\omega^2]}{D}, \end{aligned} \quad (12a)$$

$$\chi_a = \chi'_a - i\chi''_a = \gamma M \omega \frac{[\omega_H^2 - (1 + \alpha^2)\omega^2] - i2\alpha\omega\omega_H}{D}, \quad (12b)$$

$$\chi_{\parallel} = -\frac{i\alpha\gamma M}{\omega - i\alpha\omega_H}, \quad (12c)$$

где  $D = [\omega_H^2 - (1 + \alpha^2)\omega^2]^2 + 4\alpha^2\omega^2\omega_H^2$ ,  $\omega_H = \gamma H_0$ . Напряженность магнитного поля  $H_0$  соответствует постоянному полю подмагничивания, которое направлено параллельно оси  $Oz$ .

Эффективная магнитная проницаемость для электромагнитной волны при условии, что  $\mathbf{k} \perp \mathbf{H}_0$ , определяется соотношением:

$$\mu_{\text{eff}} = \mu - \frac{\mu_{\alpha}^2}{\mu}. \quad (13)$$

Волновое число плоской электромагнитной волны, распространяющейся в ферромагнитной среде, определяется по формуле  $k = \frac{\omega}{c} \sqrt{\varepsilon_{\text{eff}}\mu_{\text{eff}}}$ , где эффективная диэлектрическая проницаемость  $\varepsilon_{\text{eff}}$  и эффективная магнитная проницаемость  $\mu_{\text{eff}}$  являются комплексными величинами вида:  $\varepsilon_{\text{eff}} = \varepsilon'_{\text{eff}} - i\varepsilon''_{\text{eff}}$  и  $\mu_{\text{eff}} = \mu'_{\text{eff}} - i\mu''_{\text{eff}}$ . В случае хорошо проводящей ферромагнитной среды  $\varepsilon'_{\text{eff}} = 0$  и  $\varepsilon''_{\text{eff}} = \frac{4\pi\sigma}{\omega}$ . Тогда волновое число будет иметь вид

$$k = \frac{\omega}{c} \sqrt{-i \frac{2\pi\sigma}{\omega} (\mu'_{\text{eff}} - i\mu''_{\text{eff}})} = \frac{\sqrt{2}}{\delta} \sqrt{-i\mu'_{\text{eff}} - \mu''_{\text{eff}}}.$$

Функция квадратного корня из комплексной величины является многозначной. Поэтому при нахождении комплексного волнового числа необходимо выбрать то решение, которое соответствует принципу предельного поглощения. Согласно [13], это дает следующий результат:

$$k = k' - ik'' = \frac{\sqrt{|\mu_{\text{eff}}| - \mu''_{\text{eff}}} - i\sqrt{|\mu_{\text{eff}}| + \mu''_{\text{eff}}}}{\delta}. \quad (14)$$

Откуда, используя обозначения  $\mu_{eL} = |\mu_{\text{eff}}| - \mu''_{\text{eff}}$  и  $\mu_{eR} = |\mu_{\text{eff}}| + \mu''_{\text{eff}}$ , получаем формулу (9).

Импеданс ферромагнитной среды определяется следующими соотношениями:  $Z = \frac{\omega\mu_{\text{eff}}}{kc} = \frac{kc}{\omega\varepsilon_{\text{eff}}} = \frac{ikc}{4\pi\sigma}$ , из которых, используя формулу (9), можно получить выражение:

$$Z = \frac{c}{4\pi} \frac{\sqrt{\mu_{eR}} + i\sqrt{\mu_{eL}}}{\sigma\delta}. \quad (15)$$

Продольное волновое число для моды  $H_{10}$  электромагнитного волновода прямоугольного сечения с идеально проводящими стенками для областей, заполненных диэлектрической средой с относительной диэлектрической проницаемостью  $\varepsilon_s$  и относительной магнитной проницаемостью  $\mu_s$ , определяется выражением:

$$\Gamma = \frac{\omega}{c} \sqrt{\varepsilon_s\mu_s - \left(\frac{\pi c}{\omega a}\right)^2}, \quad (16)$$

где  $a$  — ширина волновода. Выражение для импеданса электромагнитной волны  $H$ -типа имеет вид  $Z = \frac{\omega\mu}{c\Gamma}$ . Подставив сюда формулу (16), получим:

$$Z = \mu_s \left[ \varepsilon_s\mu_s - \left(\frac{\pi c}{\omega a}\right)^2 \right]^{-1/2}. \quad (17)$$

Рассмотрим задачу о прохождении электромагнитной волны через систему, состоящую из проводящего ферромагнитного слоя толщиной  $d$  (область 3 на рис. 1) и диэлектрической подложки толщиной  $d_s$  (область 2), и разделяющую два полупространства — области 1 и 4. Будем полагать, что оба эти полупространства заполнены диэлектрической средой с  $\varepsilon_s = 1$  и  $\mu_s = 1$ . Обозначим соответствующее волновое число и импеданс как  $\Gamma_1$  и  $Z_1$ . Согласно формулам (16) и (17), получим, что

$$\Gamma_1 = \frac{\omega}{c} \sqrt{1 - \left(\frac{\pi c}{\omega a}\right)^2}$$

и

$$Z_1 = \left[ 1 - \left(\frac{\pi c}{\omega a}\right)^2 \right]^{-1/2}.$$

Аналогичным образом для электрического слоя толщиной  $d_s$  с параметром  $\mu_s = 1$  можно ввести обозначения

$$\Gamma_2 = \frac{\omega}{c} \sqrt{\varepsilon_s - \left(\frac{\pi c}{\omega a}\right)^2}$$

и

$$Z_2 = \left[ \varepsilon_s - \left(\frac{\pi c}{\omega a}\right)^2 \right]^{-1/2}.$$

Характеристики проводящего ферромагнитного слоя толщиной  $d$  —  $\Gamma_3$  и  $Z_3$  задаются соответственно формулами (9) и (15).

Будем полагать, что на рис. 1 мода  $H_{10}$  распространяется по направлению оси  $Oy$  слева направо. Введем коэффициент прохождения  $D$  электромагнитной волны через систему ферромагнитный слой—диэлектрическая подложка, который равен отношению величин поперечных составляющих напряженности магнитного поля в областях 4 и 1:  $D = h_{x(4)}/h_{x(1)}$ . С учетом граничных условий для электромагнитной волны, которые заключаются в равенстве компонент поля  $e_z$  и  $h_x$  на границах между областями 1, 2, 3, 4, можно записать следующее выражение для коэффициента прохождения:

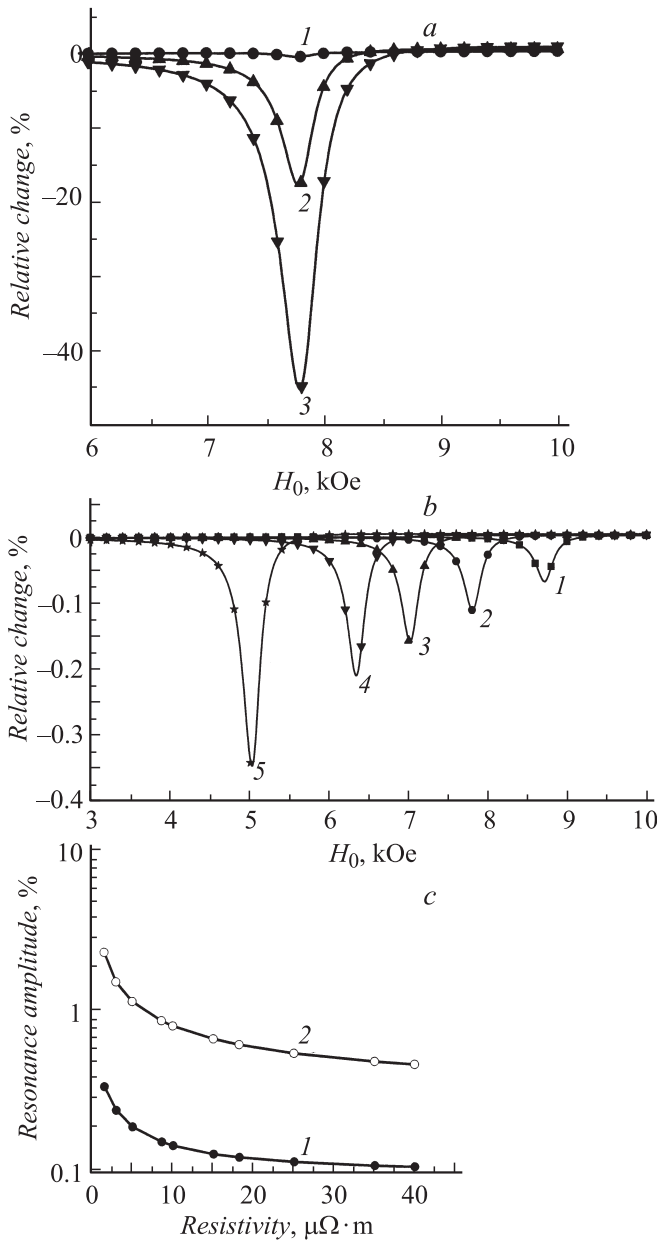
$$D = \frac{Z_1^{\text{in}} + Z_1}{Z_1^{\text{in}} + Z_2} \cdot \frac{Z_2^{\text{in}} + Z_2}{Z_2^{\text{in}} + Z_3} \cdot \frac{Z_3^{\text{in}} + Z_3}{Z_3^{\text{in}} + Z_1} \exp[-i(\varphi_2 + \varphi_3)], \quad (18)$$

где  $Z_m^{\text{in}}$  — входной импеданс области с номером  $m$ ,  $\varphi_m = \Gamma_m d_m$  — набег фазы, возникающий при прохождении волной области с номером  $m$ . Заметим, что здесь  $d_2 = d_s$  и  $d_3 = d$ . Выражения для входных импедансов областей 1, 2 и 3 имеют следующий вид:

$$Z_1^{\text{in}} = Z_1, \quad (19a)$$

$$Z_2^{\text{in}} = Z_2 \frac{Z_1 + iZ_2 \text{tg}\varphi_2}{Z_2 + iZ_1 \text{tg}\varphi_2}, \quad (19b)$$

$$Z_3^{\text{in}} = Z_2 \frac{Z_1(Z_2 - Z_3 \text{tg}\varphi_2 \text{tg}\varphi_3) + iZ_2(Z_2 \text{tg}\varphi_2 - Z_3 \text{tg}\varphi_3)}{Z_2(Z_3 - Z_2 \text{tg}\varphi_2 \text{tg}\varphi_3) + iZ_1(Z_3 \text{tg}\varphi_2 - Z_2 \text{tg}\varphi_3)}. \quad (19c)$$

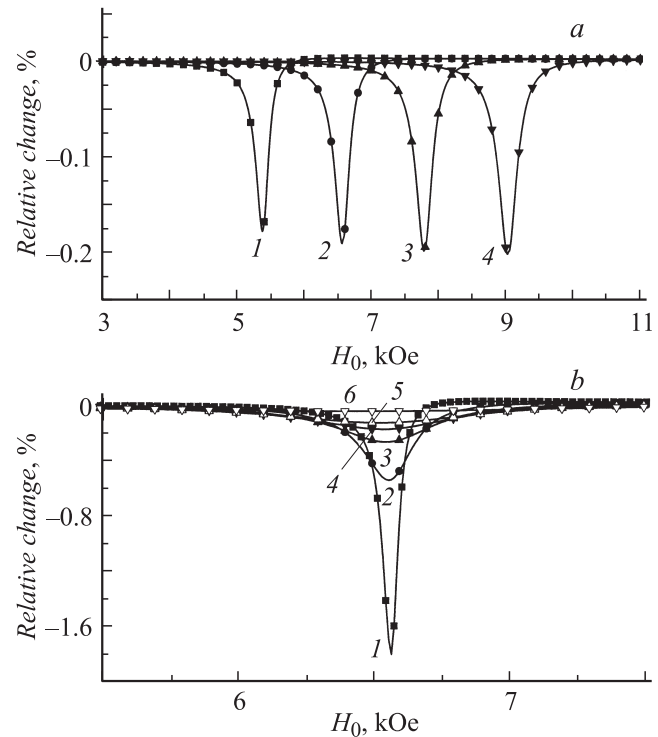


**Рис. 3.** Зависимости коэффициента прохождения от магнитного поля для образцов с разной толщиной  $d$  при  $M_s = 930$  Gs,  $\rho = 20 \cdot 10^{-6} \Omega \cdot \text{m}$ ,  $f = 36$  GHz (*a*) и разной намагниченностью насыщения  $M_s$  при  $d = 50$  nm,  $\rho = 40 \cdot 10^{-6} \Omega \cdot \text{m}$ ,  $f = 32$  GHz (*b*); *c* — зависимость амплитуды резонанса от удельного электросопротивления при  $M_s = 930$  Gs,  $f = 36$  GHz. Во всех расчетах постоянная затухания  $\alpha = 0.012$ . *a* —  $d = 100$  (1), 1000 (2), 2000 nm (3); *b* —  $M_s = 400$  (1), 600 (2), 800 (3), 1000 (4), 1500 Gs (5); *c* —  $d = 30$  (1), 100 nm (2).

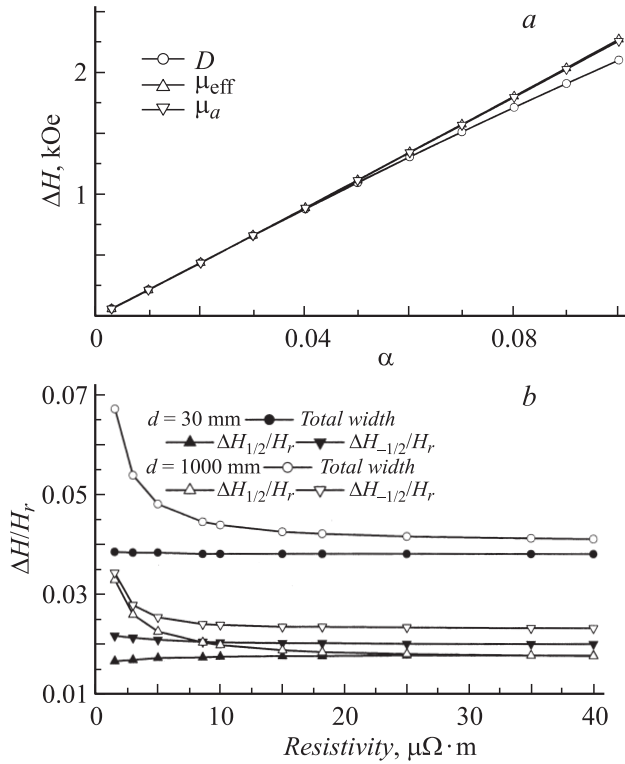
Используя выражения для импедансов отдельных участков, значения толщины пленки и диэлектрической подложки можно по формуле (18) рассчитать коэффициенты прохождения при разных значениях материальных параметров и условиях эксперимента. Рассмотрим

сначала влияние толщины пленки. На рис. 3, *a* показаны полевые зависимости модуля коэффициента прохождения, рассчитанные по (18) для пленок разной толщины. На расчетных зависимостях рис. 3, *a*, а также на рис. 4 и 5, символы нанесены только для обозначения принадлежности кривой тем или иным значениям параметров. Очевидно, что в этом приближении толщина пленки не влияет на величину поля резонанса, а амплитуда резонанса увеличивается с ростом толщины пленки. Форма резонансной линии подобна лоренцевой кривой. На рис. 3, *b* показаны полевые зависимости модуля коэффициента прохождения, построенные для пленок с разной намагниченностью. Факт уменьшения поля резонанса при повышении намагниченности следует из характера полевой зависимости динамической восприимчивости (11) и не требует комментариев. Любопытно то, что при увеличении намагниченности пленки существенно возрастает амплитуда резонанса несмотря на уменьшение поля резонанса. На рис. 3, *c* иллюстрируется влияние удельного сопротивления пленки на амплитуду резонанса.

С увеличением частоты поле резонанса увеличивается, возрастает и амплитуда резонанса (рис. 4, *a*). Влияние параметра затухания  $\alpha$  на параметры линии обычного магнитного резонанса достаточно хорошо из-



**Рис. 4.** Зависимости коэффициента прохождения от магнитного поля для разных частот волн при  $d = 50$  nm,  $\alpha = 0.012$ ,  $\rho = 40 \cdot 10^{-6} \Omega \cdot \text{m}$  (*a*) и параметра затухания при  $d = 100$  nm,  $f = 32$  GHz,  $\rho = 20 \cdot 10^{-6} \Omega \cdot \text{m}$  (*b*). Во всех расчетах  $M_s = 930$  Gs, *a* —  $f = 28$  (1), 32 (2), 36 (3), 40 GHz (4); *b* —  $\alpha = 0.003$  (1), 0.01 (2), 0.02 (3), 0.03 (4), 0.04 (5), 0.1 (6).



**Рис. 5.** Зависимости ширины резонансной линии от параметра затухания при  $d = 100$  nm,  $f = 32$  GHz (a) и приведенной полуширины линии от удельного электросопротивления при  $\alpha = 0.012$ ,  $f = 36$  GHz (b) для разных условий резонанса. Во всех расчетах  $M_s = 930$  Gs,  $\rho = 20 \cdot 10^{-6}$   $\Omega \cdot \text{m}$ . Обозначения  $\Delta H_{-1/2}$  и  $\Delta H_{+1/2}$  соответствуют правой и левой полуширинам резонансной линии относительно резонансного поля.

вестно [13]: с ростом  $\alpha$  амплитуда резонанса уменьшается, а ширина увеличивается. Рис. 4, b показывает, что такие же тенденции существуют и у резонансной линии при прохождении волны через пленку. Влияние частоты излучения и намагниченности пленки можно анализировать на основе приближенной формулы из [5], полученной для случая нормального скин-эффекта

$$r_m \sim \frac{-\omega G}{(\omega - \omega_r)^2 + \left(\frac{\omega G}{\gamma M_s}\right)^2}, \quad (20)$$

где  $\omega_r$  — частота резонанса,  $r_m$  — относительное изменение модуля коэффициента прохождения в резонансе. Получается, что в резонансе  $r_m \sim \gamma^2 M_s^2 / \omega G$ , т.е. с ростом намагниченности амплитуда резонанса увеличивается, что находится в соответствии с результатами точного расчета на рис. 3, b. Однако частотная зависимость амплитуды резонанса из (20) отличается от рассчитанной нами и показанной на рис. 4, a. Слагаемое  $(\omega G / \gamma M_s)^2$  в знаменателе определяет ширину линии резонанса. В (20) ширина определяется только потерями в магнитной системе. Согласно результатам работ [9,10], существует несколько источников магнитных потерь, соотношение между которыми может изменяться в зави-

симости от типа материала пленки и температуры. Кроме того, несовершенство кристаллической структуры пленки тоже дает вклад в ширину резонансной линии. Для более правильного учета различных вкладов в ширину линии магнитного резонанса ее частотная зависимость в [9,10] аппроксимировалась линейной функцией.

$$\Delta H(\omega) = \Delta H(0) + \frac{\omega G}{\gamma^2 M_s}, \quad (21)$$

где  $\Delta H(\omega)$  — ширина линии на частоте  $\omega$ , а  $\Delta H(0)$  учитывает вклад в ширину из-за несовершенства структуры. Детальный теоретический анализ, выполненный в [7] с учетом обменного взаимодействия и шероховатости границ пленки, показал, что частотная зависимость ширины линии нелинейна. Однако на ограниченном частотном интервале аппроксимация (21) может применяться.

Для последующего анализа экспериментальных данных и определения постоянной затухания  $\alpha$  или постоянной Гильберта  $G$  важно сопоставить значения ширины резонансной линии, определенные из расчетных зависимостей для модуля коэффициента прохождения и для магнитной проницаемости. На рис. 5, a показана зависимость ширины линии  $\Delta H$  от постоянной  $\alpha$  для коэффициента прохождения волн и для двух компонент тензора магнитной проницаемости. Видно, что все эти зависимости близки при  $\alpha \ll 1$ , а при  $\alpha < 0.06$  они практически совпадают. Это совпадение дает основание определять постоянные затухания в магнитной системе из ширины линии коэффициента прохождения. На рис. 5, b показано влияние удельного сопротивления пленки на относительную ширину линии резонанса в прохождении  $\Delta H/H_r$ ,  $H_r$  — значение напряженности магнитного поля, соответствующее резонансу. Видно, что влияние электропроводности на ширину линии резонанса выражено значительно сильнее для пленки толщиной 1000 nm, по сравнению с пленкой толщиной 30 nm. Это объясняется различным режимом скин-эффекта: в пленке 1000 nm глубина скин-слоя сравнима с толщиной, а для пленки 30 nm глубина скин-слоя намного больше толщины. Влияние электропроводности существенно при малой удельной электропроводности, когда вклад вихревых токов в потери более выражен. Любопытно, что для пленки толщиной 30 nm удельная электропроводность по-разному влияет на левую  $\Delta H_{-1/2}/H_r$  и правую  $\Delta H_{+1/2}/H_r$  полуширину, что приводит к асимметрии линии. Заметим, что  $\Delta H = \Delta H_{-1/2} + \Delta H_{+1/2}$ .

## Методика эксперимента

Исследование прохождения электромагнитного поля через пленки пермаллоя выполнено в интервале частот 26–38 GHz по методике, описанной в [14]. Каждый образец помещался в поперечное сечение прямоугольного волновода, как схематически показано на рис. 1. Изучалась зависимость модуля коэффициента прохождения  $D$  от напряженности внешнего постоянного магнитного

поля  $H_0$  (до 15 кОе) при температуре  $T = 300$  К. Относительное изменение модуля коэффициента передачи определялось как

$$r_m = \frac{|D(H_0)| - |D(0)|}{|D(0)|}$$

Магнитное поле прикладывалось всегда в плоскости пленки параллельно узкой стороне волновода. Вектор постоянного магнитного поля  $\mathbf{H}_0$  был перпендикулярен вектору переменного магнитного поля волны  $\mathbf{H}_\omega$ . По терминологии, принятой в традиционной методике наблюдения ФМР в полем резонаторе, это случай перпендикулярной накачки.

Исследовавшиеся пленки были получены методом ионного высокочастотного распыления сплавной мишени Fe19Ni81. Давление остаточных газов в вакуумной камере составляло  $2 \cdot 10^{-6}$  мм Hg, давление рабочего газа Ar —  $10^{-3}$  мм Hg. В качестве подложек использовались монокристаллические пластины кремния. Непосредственно после получения все пленки подвергались вакуумному изотермическому отжигу при температуре 500°C в течение 1 часа. Процесс формирования и последующая термообработка образцов проводились в однородном магнитном поле напряженностью 100 Ое, ориентированном в плоскости пленок.

Толщина пленок варьировалась в широких пределах (40–1000 нм) за счет изменения времени напыления. При этом скорость осаждения материала выдерживалась постоянной. Она была предварительно определена на реперных образцах интерференционным методом и составляла 13 нм/мин. Выборочный анализ химического состава, выполненный с использованием рентгеновского микроанализатора и оже-спектрометра, показал, что соотношение 3d-компонентов в пленках практически соответствует составу мишени. Суммарное содержание примесей, среди которых отмечены кислород, углерод, азот, аргон, в объеме образцов не превышало 2%.

Оценка структурного состояния пленок была проведена методом просвечивающей электронной микроскопии на специальных образцах, осажденных на NaCl и затем отделенных от подложек. Она показала, что всем пленкам в интервале значений толщины (40–100 нм) свойственно поликристаллическое состояние с примерно одинаковым средним диаметром кристаллитов (~ 40 нм). В то же время с ростом толщины отмечено сильное увеличение дисперсии в размерах кристаллитов. Спонтанная намагниченность пленок измерялась на вибрационном магнитометре. Найдено, что в пределах погрешности измерений ( $\pm 50$  Гс) в области выбранных значений толщины она для всех образцов совпадает со спонтанной намагниченностью массивного пермаллоя (820 Гс).

Толщина и некоторые физические свойства образцов приведены в таблице. Здесь содержатся данные об удельном электросопротивлении  $\rho_0$ , максимальном

Свойства образцов

№ образца	$d, \text{nm}$	$\rho_0, \mu\Omega \cdot \text{cm}$	$\Delta\rho/\rho_0, \%$	$\alpha$	$G, 10^8, 1/\text{s}$
1	50	24.52	3.14	0.0074	1.05
2	120	30.184	3.48	0.0085	1.21
3	389	18.91	2.95		
4	42.5	18.69	3.47	0.007	1.0
5	608	23.92	3.60		
6	1000	18.46	3.70		
7	158	20.513	3.50	0.0065	0.93
8	140	15.59	3.88		
9	200	27.84	3.40	0.0049	0.7

относительном магнитосопротивлении  $\Delta\rho/\rho_0$  и постоянной затухания в магнитной системе  $\alpha$  (о которой будет сказано ниже), полученных при  $T = 300$  К.

### Экспериментальные результаты и их сопоставление с результатами расчетов

Перейдем к экспериментальному изучению магнитных резонансов в режиме прохождения электромагнитных волн через пленки пермаллоя. На рис. 6 показана зависимость модуля коэффициента прохождения от напряженности магнитного поля: *a* — образец № 7; *b* — образец № 4. В образце № 7 наблюдается одна достаточно узкая линия резонанса, а в образце № 4 резонанс и антирезонанс. При увеличении частоты резонанс

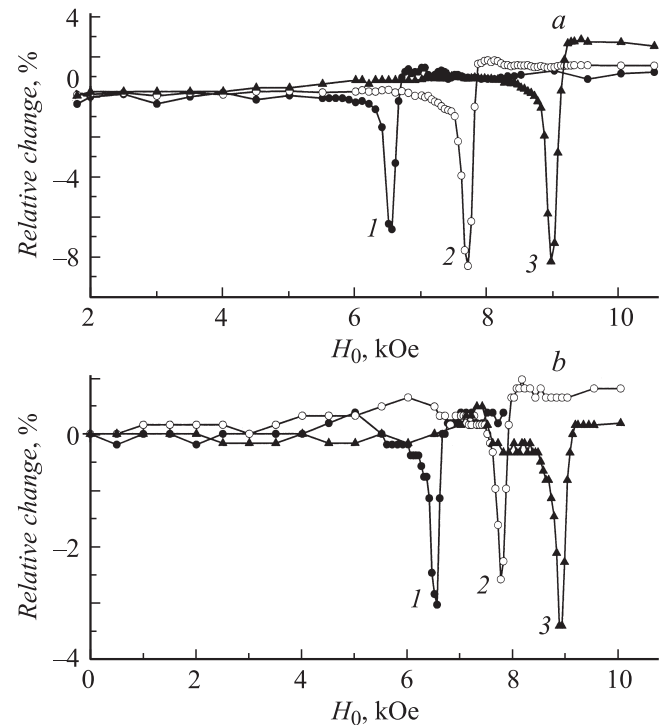


Рис. 6. Зависимости коэффициента прохождения от напряженности магнитного поля при разных значениях частоты: *a* — образец № 7; *b* — образец № 4.  $f = 30$  (1), 34 (2), 38 ГГц (3).



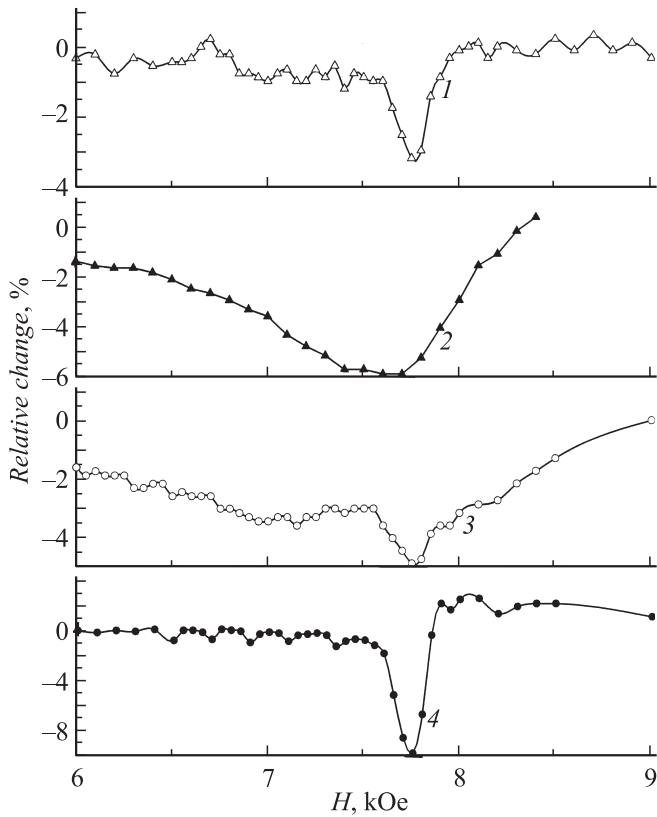


Рис. 7. Линии резонанса в проникновении волн для нескольких образцов;  $f = 34$  GHz.

смещается в более сильные поля; измерения на серии частот дают возможность построить спектр магнитного резонанса. На рис. 6 можно заметить, что при повышении частоты изменяется форма резонансной линии, в частности, антирезонанс становится более выраженным. Более подробную информацию о форме линий резонанса дает рис. 7.

Данные рис. 7 получены на частоте 34 GHz на нескольких образцах. При этом найдены следующие типы резонансных зависимостей. В образце № 1 наблюдалась одна относительно узкая линия резонанса. Этот тип зависимости будем в дальнейшем называть „узкая линия“. В образце № 8 помимо основной линии резонанса с наибольшей амплитудой, в более слабых полях наблюдалась еще серия резонансных изменений меньшей амплитуды, которые можно трактовать как спин-волновой резонанс. Наблюдались также спин-волновой резонанс, неразрешенный от основного резонанса (образец № 6), и „широкий“ резонанс в образце № 3, который можно трактовать так же. Кроме этих типов наблюдаются еще и зависимости, содержащие резонанс и антирезонанс, как на рис. 6, b.

Все наблюдавшиеся экспериментально типы резонансных зависимостей получены и расчетным путем (см. рис. 2). Исходя из наличия спин-волнового резонанса и антирезонанса на экспериментальных зависимостях

можно заключить, что значения обменной константы  $A$  у пленок разной толщины должны лежать в интервале  $10^{-7} - 10^{-6}$  erg/cm. Из данных, приведенных в [13], можно рассчитать значение константы для пленки пермаллоя Fe23Ni77, близкого по составу к изучаемому нами. Оно составляет  $1.1 \cdot 10^{-6}$  erg/cm, что по порядку величины совпадает с вышеприведенной оценкой, выполненной по нашим данным.

Спектры магнитного резонанса были получены по значениям минимумов модуля коэффициента прохождения, измеренным на нескольких частотах. Спектры, измеренные у нескольких образцов пленок, показаны на рис. 8, a, а на рис. 8, b приведена частотная зависимость ширины резонансной линии. Установлено, что спектры основной линии магнитного резонанса, измеренные по прохождению волн, практически идентичны для образцов с формой резонансной линии разного типа: образец № 7 имеет узкую линию, в образце № 6 наблюдается спин-волновой резонанс, неразрешенный с основным резонансом, а в образце № 3 наблюдается широкая линия резонанса. На рис. 8, a помещена также расчетная зависимость спектра магнитного резонанса. Наилучшее совпадение расчетного и экспериментальных спектров получается для значения  $M_s = 930$  Gs, которое несколько отличается от значения намагниченности насыщения, определенного экспериментально. Подобный характер расчетного и экспериментальных спектров, а также близость значений полей резонанса позволяет сделать

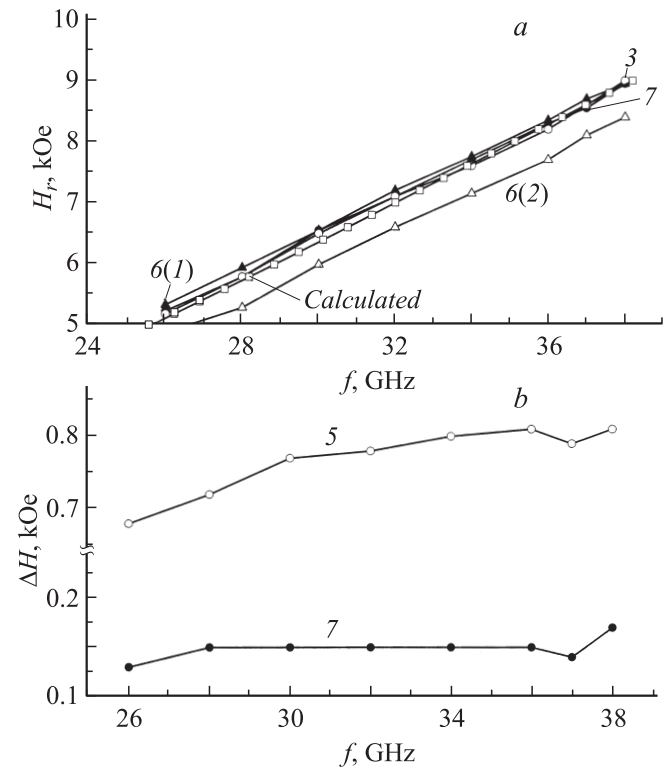
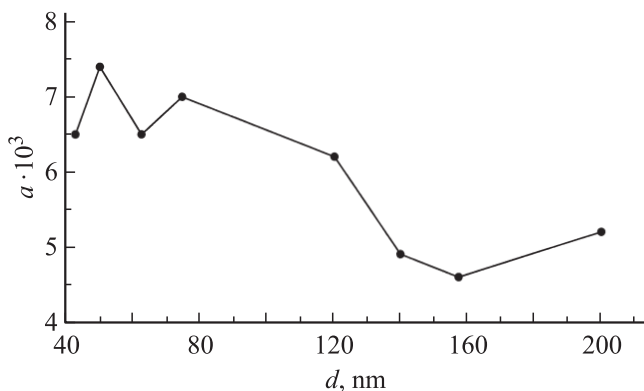


Рис. 8. Спектры магнитного резонанса в проникновении волн: a — образцы № 3, 6, 7; b — частотная зависимость ширины линии в образцах № 5, 7.

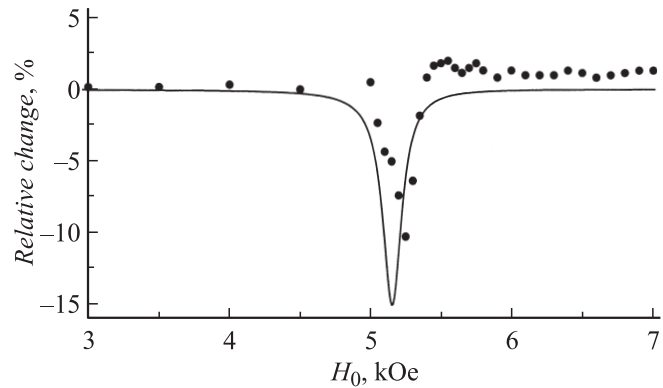
заключение, что основная линия магнитного резонанса в проникновении волн соответствует акустической ветви спектра резонанса. Для образца № 6 на рис. 8, *a* показан также спектр, соответствующий минимуму коэффициента прохождения, наблюдающемуся в полях, меньших основного резонанса (кривая 2 для образца № 6) и который может отражать спин-волновой резонанс.

Частотная зависимость ширины линии приведена на рис. 8, *b* только для образцов № 5, 7 с узкой линией основного резонанса. Как видно из рисунка, ширина линии увеличивается с частотой. По методике, использованной в работах [9,10], можно оценить постоянную затухания  $G$  в пленках. Для этого частотная зависимость ширины линии на интервале значений частоты от 26 до 38 GHz аппроксимировалась линейной зависимостью (21). Результаты расчета постоянной  $G$  для исследованных образцов приведены в таблице. Сопоставим полученные значения постоянной  $G$  с имеющимися литературными данными. Для пленки Fe, в соответствии с [15], значения параметра  $G$ , измеренные методом проникновения в интервале частот от 29 до 37 GHz, составляют  $(1.5-1.7) \cdot 10^8$  1/s. Там же было получено, что для сверхрешетки Fe/Cr значения параметра затухания находятся в интервале  $(1.1-1.2) \cdot 10^8$  1/s. Согласно [16], для пленки никеля толщиной 19 nm  $G = 2.5 \cdot 10^8$  1/s. В работе [10] для пленки Fe обычным методом измерения ферромагнитного резонанса в спектрометре получено значение  $G = 1.26 \cdot 10^8$  1/s. Таким образом, найденные нами значения постоянной затухания вполне сопоставимы с соответствующими данными, известными из литературы для пленок 3d-металлов.

В случае малого затухания можно равноценно использовать как постоянную Гильберта  $G$ , так и постоянную затухания  $\alpha = \frac{G}{\gamma M_s}$ . На рис. 9 показана зависимость постоянной затухания от толщины пленки. Погрешность определения постоянной затухания в наших экспериментах составляет 10–15%. Этого недостаточно для сопоставления с теорией [7], которая принимает во внимание шероховатость поверхностей пленки. Однако из рис. 9 можно совершенно определенно заключить, что постоянная затухания имеет тенденцию к уменьшению



**Рис. 9.** Зависимость постоянной затухания от толщины образца.



**Рис. 10.** Экспериментальная (точки) и расчетная (кривая) линии магнитного резонанса в образце № 2;  $f = 26$  GHz.

с увеличением толщины пленки. Возможной причиной этого может быть большее совершенство внутренней структуры и меньшее влияние шероховатости границ в пленках большей толщины.

Изложенная выше методика анализа прохождения волны через пленку позволяет расчетным путем по формуле (18) восстановить полевую зависимость коэффициента прохождения. Для расчета нужно задаться определенными значениями намагниченности насыщения и постоянной Гильберта. На рис. 10 для сравнения приведены экспериментальная и расчетная линии магнитного резонанса в образце № 2. Вычисления проведены при  $M_s = 930$  Gs и в предположении, что ширина расчетной линии такая же, как экспериментальной. Получилось в целом удовлетворительное согласие. Однако форма линии в принятом расчетном приближении получается почти симметричной, тогда как экспериментальная зависимость несимметрична: присутствует максимум прохождения после минимума в резонансе. Вероятно, электродинамического приближения, на основе которого выведена формула (18), недостаточно для правильного описания формы линии резонанса в режиме проникновения.

## Заключение

Проведено экспериментальное, теоретическое и расчетное исследование магнитного резонанса методом проникновения электромагнитных волн. Эксперименты и расчеты выполнены для пленок пермаллоя Fe19Ni81 различной толщины. Расчетным и экспериментальным путем показано, что помимо резонанса, относящегося к акустической ветви спектра, в проникновении волн может проявляться еще спин-волновой резонанс, а также антирезонанс. Спин-волновой резонанс может быть представлен как в виде серии резонансных линий малой амплитуды в полях, меньших резонанса акустической ветви, так и в виде особенностей в полевой зависимости коэффициента прохождения, неразрешенных от резонанса акустической ветви.

Восстановлен спектр магнитного резонанса, а также одного из спин-волновых резонансов. Сделаны оценки обменной константы для пленок разной толщины. Из частотной зависимости ширины линии резонанса определена постоянная затухания в магнитной системе. В электродинамическом приближении рассчитана полевая зависимость модуля коэффициента прохождения, которая оказалась достаточно близкой к измеренной экспериментально.

Работа выполнена по плану РАН (тема „Спин“), при частичной поддержке программы „Квантовая макрофизика“, гранта НШ-3257.2008.2 и гранта РФФИ-офи-р № 08-02-99063.

## Список литературы

- [1] *Seavey M.H., Tannewald P.E.* // Phys. Rev. Lett. 1958. Vol. 1. N 5. P. 168–169.
- [2] *Ament W.S., Rado G.T.* // Phys. Rev. 1955. Vol. 97. N 6. P. 1558–1566.
- [3] *Каганов М.И.* // ЖЭТФ. 1960. Т. 39. Вып. 1(7). С. 158–162.
- [4] *Гейнрих Б., Мещеряков В.Ф.* // Письма в ЖЭТФ. 1969. Т. 9. Вып. 11. С. 618–622.
- [5] *Коган Е.М., Туров Е.А., Устинов В.В.* // ФММ. 1982. Т. 53. № 2. С. 223–229.
- [6] *Bailey G.C., Vittoria C.* // Phys. Rev. B. 1973. Vol. 8. N 7. P. 3247–3251.
- [7] *Arias R., Mills D.I.* // Phys. Rev. B. 1999. Vol. 60. N 10. P. 7395–7409.
- [8] *Lenz K., Wende H., Kuch W.* et al. // Phys. Rev. B. 2006. Vol. 73. P. 144 424(6).
- [9] *Urban R., Heinrich B., Woltersdorf G.* et al. // Phys. Rev. B. 2001. Vol. 65. N 5. P. 020 402(4).
- [10] *Urban R., Woltersdorf G., Heinrich B.* // Phys. Rev. Lett. 2001. Vol. 87. N 21. P. 217 204(4).
- [11] *Costa A.T., Muniz R.B., Mills D.I.* // Phys. Rev. B. 2006. Vol. 73. P. 54 426(10).
- [12] *Moosmüller H., McKinsty K.D., Patton C.E.* // J. Appl. Phys. 1990. Vol. 67. N 9. P. 5521–5523.
- [13] *Гуревич А.Г., Мелков Г.А.* Магнитные колебания и волны. М.: Наука, 1994. 464 с.
- [14] *Ринкевич А.Б., Ромашев Л.Н., Устинов В.В.* // ЖЭТФ. 2000. Т. 117. Вып. 5. С. 960–968.
- [15] *Устинов В.В., Ринкевич А.Б., Ромашев Л.Н., Миляев М.А., Бурханов А.М., Сидун Н.Н.* // ФММ. 2005. Т. 99. Вып. 5. С. 486–497.
- [16] *Dewar G., Heinrich B., Cochran J.F.* // Canadian J. of Phys. 1977. Vol. 55. N 9. P. 821–833.