

ЭФФЕКТ МАГНИТОИМПЕДАНСА В МАГНИТОМЯГКИХ ПЛЕНКАХ СО СЛОИСТОЙ СТРУКТУРОЙ¹

THE MAGNETO EFFECT MAGNETIC FILMS WITH A LAYERED STRUCTURE

**A. Antonov
N. Buznikov**

Summary. Theoretically studied magneto effect multilayered nanostructured film. The film structure composed of a nonmagnetic highly conductive inner layer and two outer layers, in which soft magnetic films separated by nonmagnetic thin layers. A model for describing the dependency of the impedance of the film structure of the external magnetic field and the frequency, based on a joint decision of the linearized Maxwell's equations and the Landau-Lifshitz equation. The influence of the geometric parameters and physical properties of the layers in the magneto-size effect. The results can be used to create miniature sensors weak magnetic field.

Keywords: magneto effect, soft magnetic film, the model dependences of impedance

Антонов Анатолий Сергеевич

*Д.ф.-м.н., доцент, главный научный сотрудник,
Институт теоретической и прикладной
электродинамики РАН.*

Бузников Никита Александрович

*Д.ф.-м.н., главный научный сотрудник, Научно-исследовательский институт природных газов и газовых технологий — Газпром ВНИИГАЗ.
n_buznikov@mail.ru*

Аннотация. Теоретически исследован эффект магнитоимпеданса в многослойной наноструктурированной пленке. Пленочная структура состоит из внутреннего высокопроводящего немагнитного слоя и двух внешних слоев, в которых магнитомягкие пленки разделены тонкими немагнитными прослойками. Предложена модель для описания зависимостей импеданса пленочной структуры от внешнего магнитного поля и частоты, основанная на совместном решении линеаризованных уравнений Максвелла и уравнения Ландау–Лифшица. Исследовано влияние геометрических параметров и физических свойств слоев на величину эффекта магнитоимпеданса. Полученные результаты могут быть использованы для создания миниатюрных сенсоров слабого магнитного поля.

Ключевые слова: эффект магнитоимпеданса, магнитомягкие пленки, модель зависимостей импеданса.

Введение

Явление магнитоимпеданса (МИ) заключается в изменении комплексного сопротивления ферромагнитного проводника, возбуждаемого переменным током, в присутствии внешнего магнитного поля. Этот эффект наблюдается во многих магнитомягких материалах с различной структурой и геометрией, в частности, в аморфных и нанокристаллических проводах и лентах, микропроводах в стеклянной оболочке и тонких пленках (см., например, [1]). Эффект МИ может быть описан в рамках классической электродинамики на основе представлений о скин-эффекте и зависимости толщины скин-слоя от магнитной проницаемости проводника. Вследствие высокой чувствительности эффект МИ представляет большой интерес для создания сенсоров слабого магнитного поля. Максимальные значения чувствительности МИ были достигнуты в магнитомягких аморфных проводах на основе кобальта и в микропроводах в стеклянной оболочке [1]. Однако с точки зрения миниатюризации сенсоров на основе МИ и их совместности с технологией интегральных схем особое внимание привлекают пленочные структуры.

Так как природа возникновения МИ связана со скин-эффектом, изменения импеданса во внешнем поле в однородных магнитомягких пленках толщиной порядка нескольких микрон малы вплоть до диапазона СВЧ [2]. Было установлено, что эффект МИ может быть увеличен при использовании трехслойных пленочных структур, состоящих из магнитомягких пленок, разделенных слоем высокопроводящего немагнитного металла [2–4]. В этом случае эффект МИ определяется индуктивностью внешних слоев и сопротивлением немагнитного слоя [5]. В результате чувствительность МИ к полю существенно возрастает в широком интервале частот возбуждающего тока.

Для достижения высокой чувствительности эффекта МИ в пленочных структурах необходимы низкая коэрцитивная сила, высокие значения намагниченности насыщения и наличие поперечной анизотропии, лежащей в плоскости магнитомягких слоев. Однако как было установлено, в магнитомягких пленках толщиной более 100 нм возникает анизотропия перпендикулярная поверхности, и происходит переход в так называемое «закритическое» состояние [6,7]. Возникновение пер-

¹ Работа выполнена при поддержке Министерства образования и науки Российской Федерации, проект N02.G25.31.0127.

пендикулярной анизотропии связано с формированием столбчатой микроструктуры при напылении магнитных пленок. Переход магнитных слоев в «закритическое» состояние приводит к увеличению коэрцитивной силы и к деградации магнитомягких свойств. Для решения этой проблемы и увеличения эффекта МИ было предложено структурирование магнитомягких пленок при помощи добавления тонких разделительных прослоек из высокопроводящего материала [8,9].

Эффект МИ в наноструктурированных многослойных пленках до настоящего времени теоретически не исследовался, хотя экспериментально он был изучен достаточно подробно [8–13]. В настоящей работе предложена модель для описания МИ в многослойных пленочных структурах. Распределение динамических электромагнитных полей и зависимости импеданса пленочной структуры от внешнего поля и частоты получены на основе совместного решения линеаризованных уравнений Максвелла и уравнения Ландау–Лифшица. Проанализировано влияние числа, толщины и отношения проводимостей слоев на эффект МИ в многослойной пленке.

Модель

Рассмотрим многослойную пленку $[F/C]_n/F/C/[F/C]_n/F$ длиной l и шириной $w < l$. В данной структурной формуле F означает слой магнитомягкого материала, C — слой высокопроводящего немагнитного материала, и квадратными скобками ограничены повторяющиеся элементы соответствующих слоев. Функционально такая пленочная структура включает в себя центральный немагнитный слой и два внешних магнитных слоя, структурированных для блокировки «закритического» состояния при помощи добавления тонких немагнитных прослоек. Толщина центрального слоя принимается равной $2d_0$, толщина немагнитных прослоек — d_1 и толщина магнитомягких слоев — d_2 .

Возбуждающий переменный ток $I = I_0 \exp(-i\omega t)$ пропускается вдоль длинной стороны пленочной структуры, и внешнее постоянное магнитное поле H_e параллельно току. Будем полагать, что ширина пленочной структуры достаточно велика, и краевыми эффектами можно пренебречь. В этом приближении значения электромагнитных полей зависят только от координаты перпендикулярной плоскости образца (координаты z). Вследствие симметрии пленочной структуры будем рассматривать далее только область значений $z > 0$.

Предполагается, что динамические магнитная индукция и магнитное поле в магнитомягких слоях линейно связаны между собой посредством локального тензора магнитной проницаемости. Значения компонент тензора

магнитной проницаемости зависят от множества факторов, таких как конфигурация доменной структуры, распределение осей анизотропии в магнитных слоях и т.д. Влияние этих факторов является достаточно сложным, что приводит к трудностям при моделировании для реальных материалов. В дальнейшем будем полагать, что все магнитомягкие слои имеют одинаковые физические свойства. При изготовлении многослойных пленок для создания поперечной анизотропии производится отжиг в присутствии магнитного поля. Предположим, что наведенная анизотропия в магнитных слоях лежит в плоскости пленки и близка к поперечной, а угол отклонения ψ оси анизотропии от поперечного направления мал.

Будем также полагать, что значения магнитной проницаемости слоев определяются только процессом вращения намагниченности. Такое приближение справедливо для не слишком низких частот, когда вклад в магнитную проницаемость за счет смещения доменных границ мал из-за влияния вихревых токов [1,14]. Кроме того, будем считать, что вследствие усреднения по доменной структуре тензор магнитной проницаемости магнитомягких слоев имеет квазидиагональную форму. В этом случае отклик МИ пленочной структуры определяется только поперечной магнитной проницаемостью [5].

Значение поперечной магнитной проницаемости μ в магнитомягких слоях определяется при помощи стандартной процедуры решения линеаризованного уравнения Ландау–Лифшица, что приводит к следующему выражению [15]:

$$\mu = 1 + \frac{\gamma 4\pi M (\gamma 4\pi M + \omega_1 - i\kappa\omega) \sin^2 \theta}{(\gamma 4\pi M + \omega_1 - i\kappa\omega)(\omega_2 - i\kappa\omega) - \omega^2}, \quad (1)$$

где M — намагниченность насыщения, γ — гиромагнитное отношение, κ — параметр затухания Гилберта, θ — равновесное значения угла вектора намагниченности в слоях по отношению к поперечному направлению,

$$\omega_1 = \gamma [H_a \cos^2(\theta - \psi) + H_e \sin \theta], \quad (2)$$

$$\omega_2 = \gamma [H_a \cos \{2(\theta - \psi)\} + H_e \sin \theta]$$

и H_a — поле анизотропии магнитомягких слоев.

Равновесный угол намагниченности θ может быть найден при помощи минимизации свободной энергии магнитомягкого слоя, которая может быть представлена в виде суммы энергии анизотропии и энергии Зеемана во внешнем поле. Минимизация свободной энергии приводит к следующему уравнению для равновесного угла намагниченности θ :

$$H_a \sin(\theta - \psi) \cos(\theta - \psi) = H_e \cos \theta. \quad (3)$$

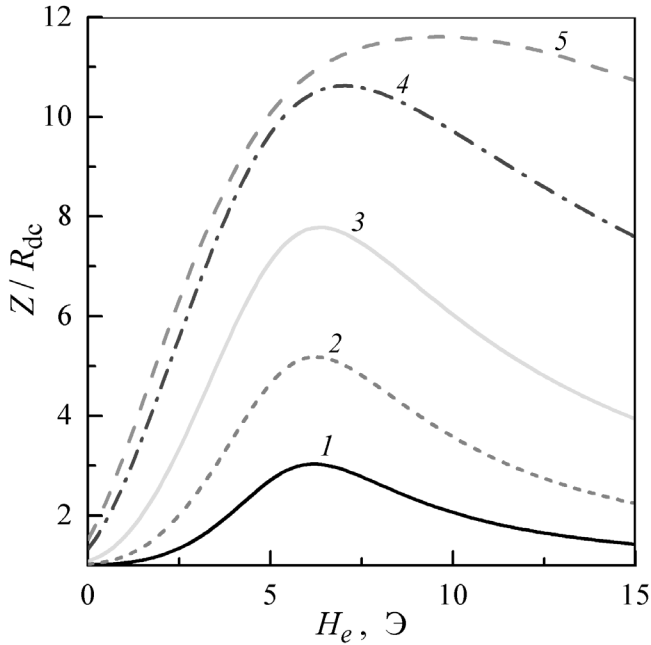


Рис. 1. Импеданс Z в зависимости от внешнего поля H_e при различных значениях частоты $f = \omega/2\pi$: 1 — $f = 25$ МГц; 2 — $f = 50$ МГц; 3 — $f = 100$ МГц; 4 — $f = 250$ МГц; 5 — $f = 500$ МГц. Параметры, использованные при расчетах: $2d_0 = 500$ нм, $d_1 = 2.5$ нм, $d_2 = 100$ нм, $n = 4$, $4\pi M = 7000$ Гс, $H_a = 5$ Э, $\psi = 0.05\pi$, $\sigma_1 = 5 \cdot 10^{17}$ с-1, $\sigma_2 = 10^{16}$ с-1, $\kappa = 0.05$

При сделанных выше предположениях решение уравнений Максвелла для амплитуд продольного электрического поля и поперечного магнитного поля в немагнитных слоях пленочной структуры может быть представлено в виде

$$\begin{aligned} e_1^{(j)} &= (ck_1 / 4\pi\sigma_1)[A_1^{(j)}\text{ch}(k_1z) + B_1^{(j)}\text{sh}(k_1z)], \\ h_1^{(j)} &= A_1^{(j)}\text{sh}(k_1z) + B_1^{(j)}\text{ch}(k_1z). \end{aligned} \quad (4)$$

Здесь $e_1^{(j)}$ и $h_1^{(j)}$ — амплитуды электрического и магнитного полей в немагнитных слоях, $j = 0, 1, \dots, n$ — номер слоя, $A_1^{(j)}$ и $B_1^{(j)}$ — постоянные, $k_1 = (1-i)/\delta_1$, $\delta_1 = c/(2\pi\omega\sigma_1)^{1/2}$, c — скорость света в вакууме и σ_1 — удельная проводимость немагнитных слоев.

Амплитуды полей $e_2^{(j)}$ и $h_2^{(j)}$ в магнитомягких слоях описываются следующими выражениями:

$$\begin{aligned} e_2^{(j)} &= (ck_2 / 4\pi\sigma_2)[A_2^{(j)}\text{ch}(k_2z) + B_2^{(j)}\text{sh}(k_2z)], \\ h_2^{(j)} &= A_2^{(j)}\text{sh}(k_2z) + B_2^{(j)}\text{ch}(k_2z). \end{aligned} \quad (5)$$

Здесь $A_2^{(j)}$ и $B_2^{(j)}$ — постоянные, $k_2 = (1-i)/\delta_2$, $\delta_2 = c/(2\pi\omega\sigma_2)^{1/2}$ и σ_2 — удельная проводимость магнитных слоев.

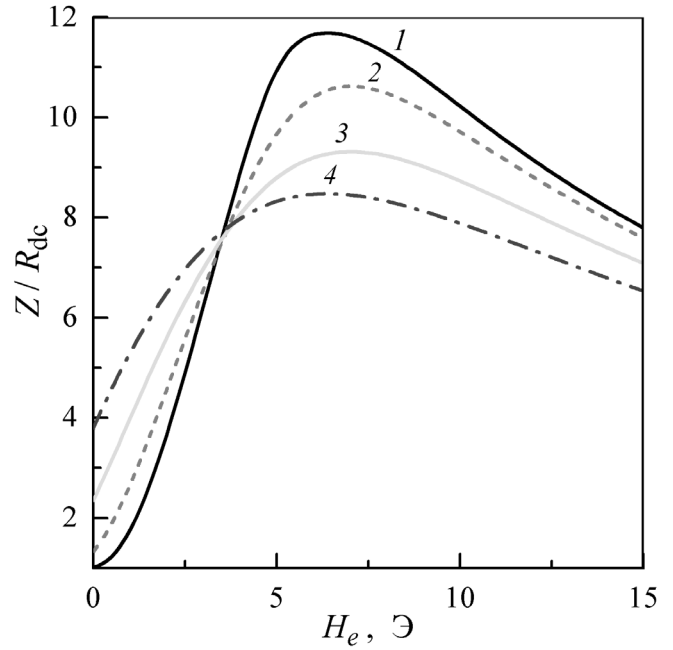


Рис. 2. Импеданс Z в зависимости от внешнего поля H_e при $f = 250$ МГц и различных значениях угла оси анизотропии ψ : 1 — $\psi = 0$; 2 — $\psi = 0.05\pi$; 3 — $\psi = 0.1\pi$; 4 — $\psi = 0.15\pi$. Остальные параметры, использованные при расчетах, такие же, как на Рис 1.

Постоянные $A_1^{(j)}$, $B_1^{(j)}$, $A_2^{(j)}$ и $B_2^{(j)}$ в выражениях (4) и (5) определяются из граничных условий. Вследствие симметрии пленочной структуры поперечное магнитное поле в центре образца ($z = 0$) равно нулю:

$$h_1^{(0)}(0) = 0. \text{ Из этого условия получаем } B_1^{(0)} = 0. \quad (6)$$

На границах раздела немагнитных и магнитомягких слоев должны выполняться следующие условия непрерывности полей:

$$\begin{aligned} e_1^{(j)}(d_0 + jd_1 + jd_2) &= e_2^{(j)}(d_0 + jd_1 + jd_2), \\ h_1^{(j)}(d_0 + jd_1 + jd_2) &= h_2^{(j)}(d_0 + jd_1 + jd_2) \end{aligned} \quad (7)$$

при $j = 0, 1, \dots, n$ и

$$\begin{aligned} e_2^{(j)}(d_0 + jd_1 + (j+1)d_2) &= e_1^{(j+1)}(d_0 + jd_1 + (j+1)d_2), \\ h_2^{(j)}(d_0 + jd_1 + (j+1)d_2) &= h_1^{(j+1)}(d_0 + jd_1 + (j+1)d_2) \end{aligned} \quad (8)$$

при $j = 0, 1, \dots, n-1$.

Кроме того, амплитуда магнитного поля на поверхности пленочной структуры определяется из условия возбуждения образца переменным током:

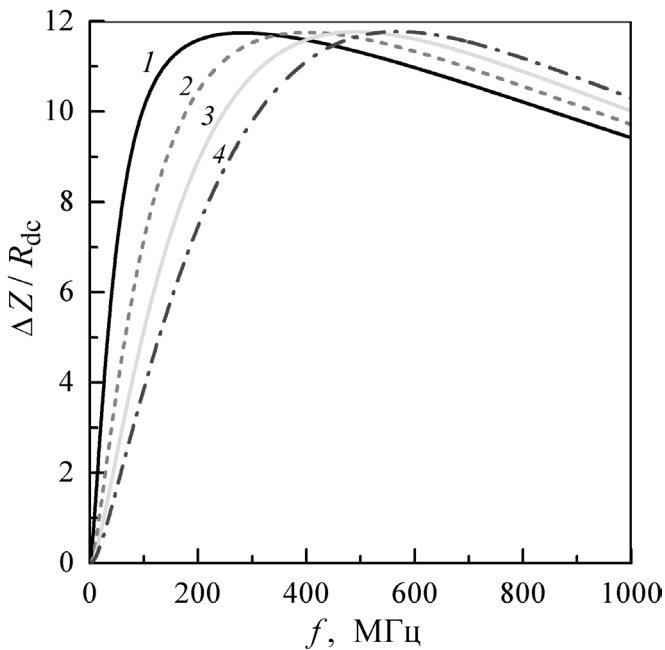


Рис. 3. Частотная зависимость относительного изменения импеданса ΔZ при различных значениях поля анизотропии H_a : 1 — $H_a = 2.5\text{Э}$; 2 — $H_a = 5\text{Э}$; 3 — $H_a = 7.5\text{Э}$; 4 — $H_a = 10\text{Э}$. Остальные параметры, использованные при расчетах, такие же, как на Рис 1.

$$h_2^{(n)}(d_0 + nd_1 + (n+1)d_2) = 2\pi I_0 / cw. \quad (9)$$

Таким образом, распределение динамических электромагнитных полей в многослойной пленочной структуре полностью описывается выражениями (4)–(9). Импеданс Z структуры может быть выражен через значение поверхностного импеданса [1,15,16]:

$$Z = \frac{2\pi l}{cw} \cdot \frac{e_2^{(n)}(d_0 + nd_1 + (n+1)d_2)}{h_2^{(n)}(d_0 + nd_1 + (n+1)d_2)}. \quad (10)$$

Обсуждение результатов

На Рис. 1 показана зависимость импеданса Z многослойной пленочной структуры от внешнего поля H_e , рассчитанная при различных частотах. Значения импеданса отнесены к сопротивлению образца при постоянном токе $R_{dc} = (l/w)[\sigma_1(2d_0 + nd_1) + \sigma_2(n+1)d_2]^{-1}$. Результаты расчетов представлены только для области положительных внешних полей, так как в рамках рассматриваемой модели зависимость $Z(H_e)$ симметрична по отношению к знаку внешнего поля. При не слишком высоких частотах импеданс достигает максимума вблизи поля анизотропии ($H_e \cong H_a$). Такое поведение зависимости импеданса от внешнего поля является типичным для систем с поперечной анизотропией [1]. В этом диапазоне частот положение максимума в зависимости импеданса

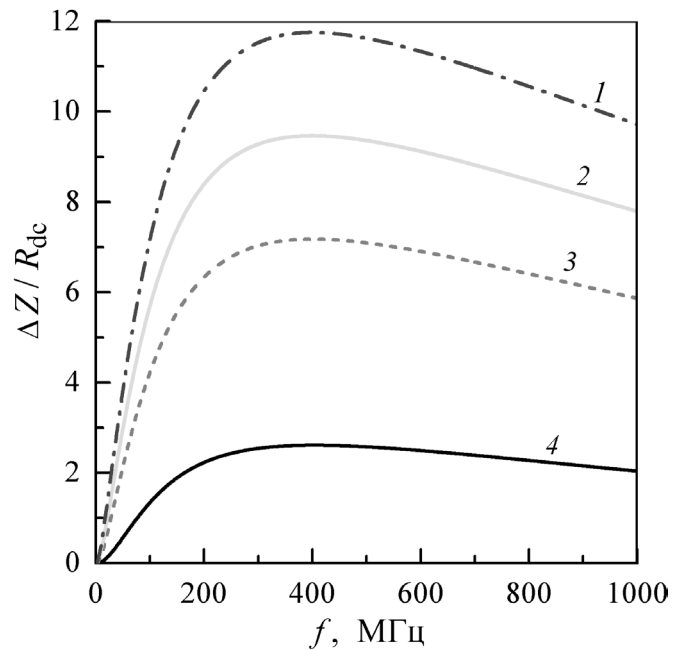


Рис. 4. Частотная зависимость относительного изменения импеданса ΔZ при различных значениях d_0 : 1 — $2d_0 = 500\text{нм}$; 2 — $2d_0 = 400\text{нм}$; 3 — $2d_0 = 300\text{нм}$; 4 — $2d_0 = 100\text{нм}$. Остальные параметры, использованные при расчетах, такие же, как на Рис 1.

от внешнего поля практически не изменяется, а максимальные значения импеданса возрастают из-за уменьшения толщины скин-слоя. С увеличением частоты значение поля, при котором достигается максимальные значения импеданса, начинает возрастать вследствие ферромагнитного резонанса.

Отметим, что импеданс многослойной пленочной структуры является очень чувствительным к магнитным свойствам образца, в частности, к значению отклонения оси анизотропии в магнитомягких слоях от поперечного направления. Рис. 2 иллюстрирует влияние угла оси анизотропии на зависимость импеданса от поля. Значения импеданса и его чувствительность к внешнему полю возрастают с уменьшением угла ψ , и максимальная чувствительность достигается в случае поперечной анизотропии ($\psi = 0$).

Для дальнейшего анализа введем относительное изменение импеданса ΔZ , которое определяется как разность между значениями импеданса при поле анизотропии H_a и в нулевом поле:

$$\Delta Z = Z(H_a) - Z(0). \quad (11)$$

Рассчитанная частотная зависимость относительного изменения импеданса ΔZ слоистой пленочной

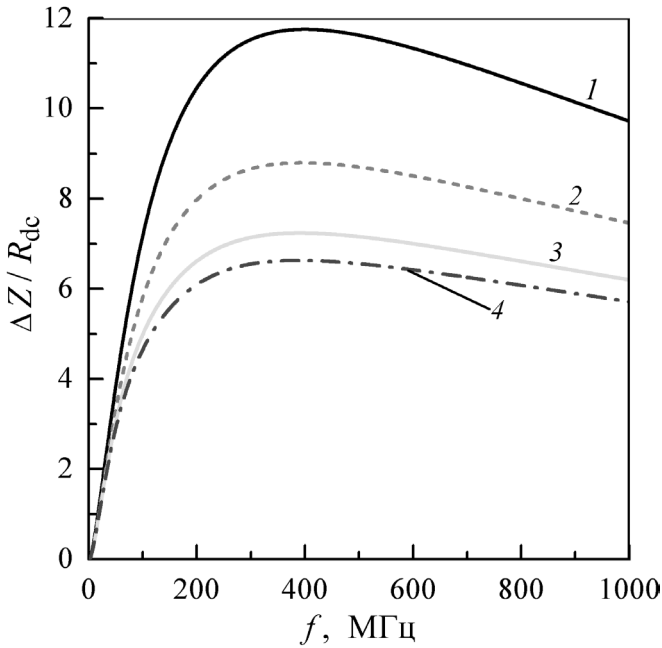


Рис. 5. Частотная зависимость относительного изменения импеданса ΔZ для различных структур: 1 — $n=4$, $d_1=2.5\text{ нм}$, $d_2=100\text{ нм}$; 2 — $n=8$, $d_1=5\text{ нм}$, $d_2=50\text{ нм}$; 3 — $n=16$, $d_1=5\text{ нм}$, $d_2=25\text{ нм}$; 4 — $n=40$, $d_1=2.5\text{ нм}$, $d_2=10\text{ нм}$. Параметры, использованные при расчетах: $2d_0=500\text{ нм}$, $4\pi M=7000\text{ Гс}$, $H_a=5\text{ Э}$, $\psi=0.05\pi$, $\sigma_1=5 \times 10^{17}\text{ с}^{-1}$, $\sigma_2=10^{16}\text{ с}^{-1}$, $\kappa=0.05$.

структуры при различных значениях поля анизотропии H_a магнитомягких слоев представлена на Рис. 3. С увеличением поля анизотропии положение максимального значения относительного изменения импеданса сдвигается в сторону более высоких частот. Это обстоятельство связано с тем, что снижение поля анизотропии приводит к возрастанию значения поперечной магнитной проницаемости, усилению скин-эффекта, и, соответственно, максимальные значения эффекта МИ достигаются при меньших частотах. Отметим также, что относительные изменения импеданса оказываются весьма значительными в широком интервале частот (см. Рис. 3).

На Рис. 4 показана частотная зависимость относительного изменения импеданса ΔZ при различных значениях толщины центрального слоя $2d_0$. Относительное изменение импеданса достигает максимального значения при частоте примерно 400 МГц. Из Рис. 4 видно, что если толщина центрального немагнитного слоя уменьшается, то относительное изменение импеданса падает. Следует отметить, что снижение эффекта МИ при уменьшении толщины центрального слоя наблюдалось в экспериментах со слоистыми структурами NiFe/Cu [11].

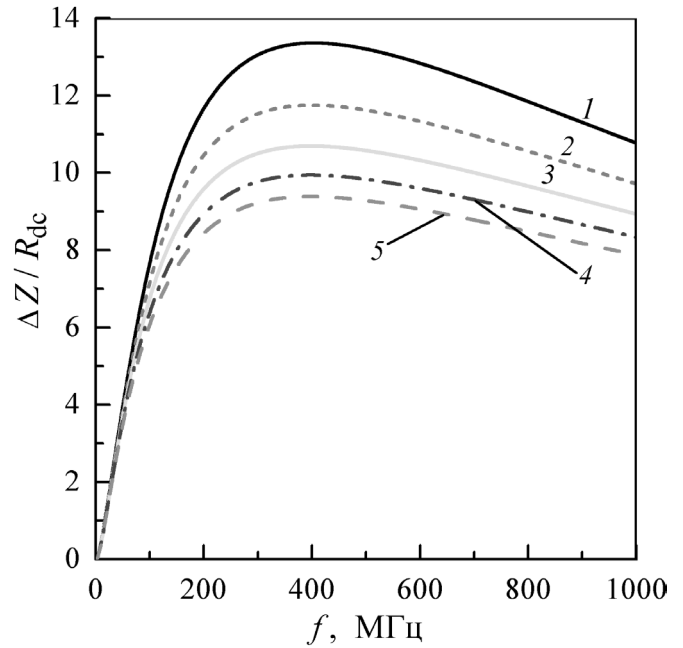


Рис. 6. Частотная зависимость относительного изменения импеданса ΔZ при фиксированной толщине внешних слоев 510 нм и различных значениях d_1 : 1 — $d_1=0$; 2 — $d_1=2.5\text{ нм}$; 3 — $d_1=5\text{ нм}$; 4 — $d_1=7.5\text{ нм}$; 5 — $d_1=10\text{ нм}$. Параметры, использованные при расчетах: $2d_0=500\text{ нм}$, $n=4$, $4\pi M=7000\text{ Гс}$, $H_a=5\text{ Э}$, $\psi=0.05\pi$, $\sigma_1=5 \times 10^{17}\text{ с}^{-1}$, $\sigma_2=10^{16}\text{ с}^{-1}$, $\kappa=0.05$.

Рис. 5 иллюстрирует влияние числа магнитных слоев на относительное изменение импеданса ΔZ пленочной структуры. Соотношения размеров магнитомягких слоев и немагнитных прослоек были выбраны таким образом, чтобы суммарная толщина внешних слоев составляла примерно 500 нм. Как следует из Рис. 5, с увеличением числа магнитных слоев и уменьшением их толщины относительное изменение импеданса снижается.

На Рис. 6 представлены результаты расчетов частотной зависимости относительного изменения импеданса пленочной структуры при различных значениях толщины немагнитных прослоек d_1 и фиксированной толщине внешних слоев 510 нм. Максимальные значения относительного изменения импеданса достигаются в случае, когда немагнитные прослойки отсутствуют ($d_1=0$). С увеличением толщины немагнитных прослоек относительное изменение импеданса уменьшается, но при достаточно больших значениях d_1 значения ΔZ слабо зависят от толщины немагнитных прослоек.

Влияние отношения проводимостей магнитного и немагнитного слоев на относительное изменение импеданса показано на Рис. 7. При снижении проводимости немагнитных слоев значения ΔZ также уменьшаются.

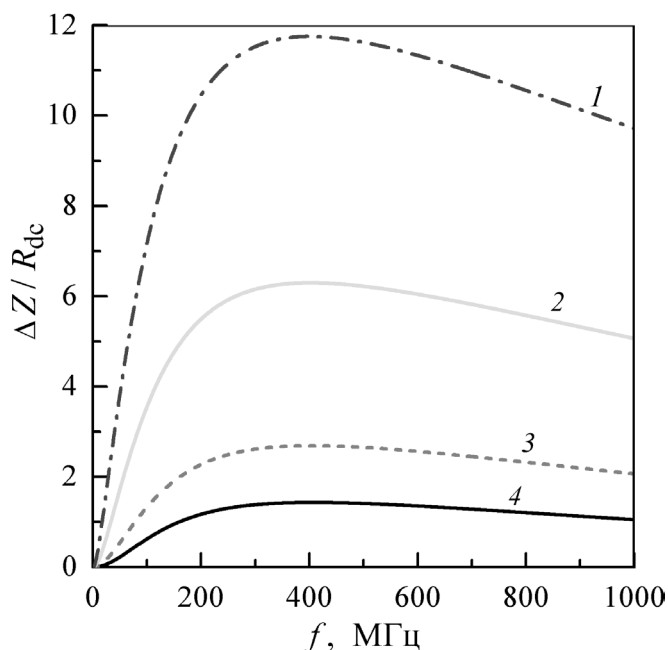


Рис. 7. Частотная зависимость относительного изменения импеданса ΔZ при различных значениях σ_1 : 1 — $\sigma_1 = 5 \times 10^{17} \text{ c}^{-1}$; 2 — $\sigma_1 = 2.5 \times 10^{17} \text{ c}^{-1}$; 3 — $\sigma_1 = 10^{17} \text{ c}^{-1}$; 4 — $\sigma_1 = 5 \times 10^{16} \text{ c}^{-1}$. Остальные параметры, использованные при расчетах, такие же, как на Рис 1.

При этом относительное изменение импеданса существенно возрастает при $\sigma_1/\sigma_2 > 10$. Отметим, что аналогичный результат был получен ранее при анализе МИ в трехслойных пленочных структурах [5].

В рамках предложенной модели предполагается, что ширина пленочной структуры достаточно велика. В этом приближении магнитный поток, индуцированный возбуждающим током, заключен только в магнитомягких слоях, что позволяет рассматривать электродинамическую задачу как одномерную. В реальных образцах с конечной шириной магнитный поток замыкается на краях пленочной структуры через высокопроводящие слои. Как было показано для трехслойных пленочных структур, рассеяние магнитного потока через центральный немагнитный слой существенно уменьшает эффект МИ, когда ширина пленки меньше некоторого критического значения, которое зависит от поперечной магнитной проницаемости и толщины слоев [17,18]. Аналогичный эффект будет возникать и в рассматриваемых в настоящей работе многослойных пленках.

Необходимо отметить, что экспериментальные зависимости импеданса многослойных пленок от внешнего поля обычно имеют несимметричный характер по отношению к знаку поля и проявляют гистерезис. Это обстоятельство может быть связано с различием магнитных свойств слоев и с магнитоэлектронным взаимодействием между слоями. В частности, для трехслойной пленочной структуры, состоящей из магнитомягкой

и магнито жесткой пленок, разделенных слоем немагнитного высокопроводящего материала, магнитоэлектронное взаимодействие приводит к изменению распределения намагниченности в магнитомягкой пленке и к возникновению резкой асимметрии в зависимости импеданса от внешнего поля [19].

В последнее время большое внимание привлекают наноструктурированные многослойные пленки с несимметричной геометрией [20,21], которые могут быть использованы для разработки магнитных биосенсоров, предназначенных для регистрации неоднородных полей со сложным пространственным распределением. Несимметричные пленочные структуры создаются в процессе напыления разного количества верхних и нижних слоев. Симметричные пленочные структуры, как правило, позволяют получить наибольшее относительное изменение МИ. Однако несимметричные пленки могут иметь большую чувствительность импеданса к полю при высоких частотах. Отметим, что предложенная в настоящей работе модель может быть обобщена и на случай несимметричных многослойных пленочных структур.

Заключение

В настоящей работе теоретически исследован эффект МИ в пленке со слоистой структурой, в которой магнитомягкие слои разделены немагнитными прослойками. Такое структурирование позволяет избежать перехода

магнитных слоев в «закритическое» состояние и увеличить чувствительность МИ [8,9]. Распределение электромагнитных полей по толщине пленочной структуры и импеданс образца получены на основе совместного решения уравнений Максвелла и уравнения Ландау–Лифшица. Разработанная модель позволяет исследовать влияние магнитной анизотропии, геометрии и проводимости слоев на зависимости импеданса многослойной пленки от внешнего магнитного поля и частоты. Проре-

монстрировано, что при типичных параметрах пленок в широком интервале частот относительное изменение импеданса достаточно велико и достигает нескольких сотен процентов. Предложенный подход может быть использован для анализа экспериментальных исследований эффекта МИ в многослойных пленочных структурах, а также для оптимизации параметров пленок при создании чувствительных элементов сенсоров магнитного поля.

ЛИТЕРАТУРА

1. M.-H. Phan, H.-X. Peng. Giant magnetoimpedance materials: Fundamentals and applications // *Progress in Materials Science*. 2008. Vol. 53. N2
2. А.С. Антонов, С. Н. Гадецкий, А. Б. Грановский, А. Л. Дьячков, В. П. Парамонов, Н. С. Перов, А. Ф. Прокошин, Н. А. Усов, А. Н. Лагарьков. Гигантский магнитоимпеданс в аморфных и нанокристаллических мультислоях // *Физика металлов и металловедение*. 1997. Т. 83. № 6. С. 60–71.
3. K. Hika, L. V. Panina, K. Mohri. Magneto-impedance in sandwich film for magnetic sensor heads // *IEEE Transactions on Magnetics*. 1996. Vol. 32. N5. P. 4594–4596.
4. T. Morikawa, Y. Nishibe, H. Yamadera, Y. Nonomura, M. Takeuchi, Y. Taga. Giant magneto-impedance effect in layered thin films // *IEEE Transactions on Magnetics*. 1997. Vol. 33. N5. P. 4367–4372.
5. L.V. Panina, K. Mohri. Magneto-impedance in multilayer films // *Sensors and Actuators A*. 2000. Vol. 81. N1–3. P. 71–77.
6. А.В. Свалов, Г. В. Курляндская, Х. Хаммер, П. А. Савин, О. И. Тутынина. Изменение «закритического» состояния пленок Ni75Fe16Cu5Mo4, полученных радиочастотным напылением // *Журнал технической физики*. 2004. Т. 75. № 7. С. 97–100.
7. M. Coisson, F. Vinai, P. Tiberto, F. Celegato. Magnetic properties of FeSiB thin films displaying stripe domains // *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*. 2009. Vol. 321. N7. P. 806–809.
8. G.V. Kurlyandskaya, L. Elbaile, F. Alves, B. Ahamada, R. Barrué, A. V. Svalov, V. O. Vas'kovskiy. Domain structure and magnetization process of a giant magnetoimpedance geometry FeNi/Cu/FeNi(Cu)FeNi/Cu/FeNi sensitive element // *Journal of Physics: Condensed Matter*. 2004. Vol. 16. N36. P. 6561–6568.
9. M.A. Corrêa, A.D.C. Viegas, R.B. da Silva, A.M.H. de Andrade, R. L. Sommer. GMI in FeCuNbSiB/Cu multilayers // *Physica B*. 2006. Vol. 384. N1–2. P. 162–164.
10. M.A. Corrêa, F. Bohn, C. Chesman, R.B. da Silva, A.D.C. Viegas, R. L. Sommer. Tailoring the magnetoimpedance effect of NiFe/Ag multilayer // *Journal of Physics D: Applied Physics*. 2010. Vol. 43. N29. P. 295004 (7 pages).
11. S.O. Volchkov, E. Fernández, A. García-Arribas, J. M. Barandiaran, V. N. Lepalovskij, G. V. Kurlyandskaya. Magnetic properties and giant magnetoimpedance of FeNi-based nanostructured multilayers with variable thickness of the central Cu lead // *IEEE Transactions on Magnetics*. 2011. Vol. 47. N10. P. 3328–3331.
12. E. Fernández, A. Lopez, A. García-Arribas, A. V. Svalov, G. V. Kurlyandskaya, A. Barrainkua. High-frequency magnetoimpedance response of thin-film microstructures using coplanar waveguides // *IEEE Transactions on Magnetics*. 2015. Vol. 51. N1. P. 6100404 (4 pages).
13. García-Arribas, E. Fernández, A. Svalov, G. V. Kurlyandskaya, J. M. Barandiaran. Thin-film magneto-impedance structures with very large sensitivity // *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*. 2016. Vol. 400. P. 321–326.
14. L. Kraus. GMI modeling and material optimization // *Sensors and Actuators A*, 2003. Vol. 106. N1–3. P. 187–194.
15. D.P. Makhnovskiy, A. N. Lagar'kov, L. V. Panina, K. Mohri. Effect of antisymmetric bias field on magneto-impedance in multilayers with crossed anisotropy // *Sensors and Actuators A*. 2000. Vol. 81. N1–3. P. 106–110.
16. A.S. Antonov, I. T. Iakubov. The high-frequency magneto-impedance of a sandwich with transverse magnetic anisotropy // *Journal of Physics D: Applied Physics*. 1999. Vol. 32. N11. P. 1204–1208.
17. D.P. Makhnovskiy, L. V. Panina. Size effect on magneto-impedance in layered films // *Sensors and Actuators A*. 2000. Vol. 81. N1–3. P. 91–94.
18. L.V. Panina, D. P. Makhnovskiy, D. J. Mapps, D. S. Zarechnyuk. Two-dimensional analysis of magnetoimpedance in magnetic/metallic multilayers // *Journal of Applied Physics*. 2001. Vol. 89. N11. P. 7221–7223.
19. N.A. Buznikov, A. S. Antonov. A model for asymmetric magnetoimpedance effect in multilayered bimagnetic films // *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*. 2016. Vol. 420. P. 51–55.
20. G.V. Kurlyandskaya, A. A. Chlenova, E. Fernández, K. J. Lodewijk. FeNi-based flat magnetoimpedance nanostructures with open magnetic flux: New topological approaches // *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*. 2015. Vol. 383. P. 220–225.
21. A.A. Chlenova, A. V. Svalov, G. V. Kurlyandskaya, S. O. Volchkov. Magnetoimpedance of FeNi-based asymmetric sensitive elements // *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*. 2016. Vol. 415. P. 87–90.