

01;05

Влияние скручивающих напряжений на магнитоимпеданс аморфных проволок с отрицательной магнитострикцией

© Н.А. Бузников,¹ А.С. Антонов,² А.А. Рахманов²¹ Научно-исследовательский институт природных газов и газовых технологий — ВНИИГАЗ, 142717 Развилка, Московская область, Россия² Институт теоретической и прикладной электродинамики РАН, 125412 Москва, Россия
e-mail: n_buznikov@mail.ru

(Поступило в Редакцию 10 октября 2007 г.)

Предложена модель для описания влияния скручивающих напряжений на магнитоимпеданс в аморфных проволоках с отрицательной магнитострикцией. Получено приближенное выражение для импеданса с учетом пространственного распределения магнитоупругой анизотропии, индуцированной скручивающими напряжениями. Показано, что относительное изменение импеданса максимально вблизи критического значения напряжений, соответствующего изменению магнитной структуры на поверхности проволоки. Рассчитанные зависимости импеданса от внешнего магнитного поля и скручивающих напряжений находятся в качественном согласии с результатами экспериментальных исследований для аморфных проволок с отрицательной магнитострикцией.

PACS: 75.50.Kj, 75.30.Gw, 75.80.+q

Введение

Эффект гигантского магнитоимпеданса (ГМИ) заключается в сильном изменении импеданса ферромагнитного проводника под действием слабого внешнего магнитного поля. Этот эффект наблюдается в различных магнитомягких аморфных и нанокристаллических материалах (см., например, [1–3] и цитированную там литературу) и привлекает большое внимание в связи с перспективами его применения для технических приложений.

Хотя ГМИ был обнаружен в различных материалах, наибольшие изменения импеданса возникают в аморфных проволоках на основе кобальта с малой отрицательной магнитострикцией. Распределение легких осей анизотропии в аморфных проволоках определяется магнитострикционным эффектом [4]. Влияние внутренних напряжений, возникающих при изготовлении, приводит к специфической доменной структуре в таких проволоках. Магнитные свойства аморфных проволок с отрицательной магнитострикцией описываются в рамках модели, предполагающей наличие в проволоке двух областей: центральной области (кора) с продольным направлением легкой оси и периферийной (оболочки) с циркулярной или геликоидальной анизотропией [4–7]. В области малых внешних магнитных полей оболочка проволоки может разбиваться на домены с противоположными направлениями циркулярной компоненты намагниченности (так называется бамбуковая доменная структура) [5–7]. Вследствие магнитострикционного происхождения анизотропии внешние напряжения могут приводить к изменению магнитной структуры проволоки и существенно влиять на импеданс.

Влияние внешних напряжений на ГМИ в аморфных проволоках на основе кобальта интенсивно исследуется в последние годы [8–18]. Было показано, что приложение

к проволоке растягивающих напряжений приводит к существенному изменению зависимости импеданса от внешнего магнитного поля. Значение магнитного поля, соответствующего максимуму импеданса, возрастает, и значение эффекта ГМИ уменьшается с увеличением растягивающих напряжений [8–12,18]. Было обнаружено также, что зависимость величины эффекта ГМИ от скручивающих напряжений в аморфных проволоках имеет асимметричный характер [12–16]. При этом отжиг проволок в поле постоянного тока приводит к уменьшению асимметрии [15,16]. Кроме того, было показано, что приложение скручивающих напряжений вызывает изменение импеданса проволоки в отсутствие внешнего магнитного поля [11,12]. Зависимость эффекта ГМИ от внешних напряжений может быть использована для разработки высокочувствительных датчиков напряжений.

Хотя влияние скручивающих напряжений на ГМИ в аморфных проволоках достаточно подробно исследовано экспериментально, адекватного теоретического описания этого эффекта в настоящее время не существует. Модель, основанная на совместном решении уравнений Максвелла и уравнения Ландау–Лифшица в предположении об упрощенном пространственном распределении магнитоупругой анизотропии, индуцированной скручивающими напряжениями, была предложена в работе [19]. Такое приближение справедливо для сильного скин-эффекта, когда импеданс определяется поверхностным слоем проволоки, и детали пространственного распределения магнитоупругой анизотропии несущественны.

В настоящей работе предложена модель для учета влияния радиального распределения магнитоупругой анизотропии на ГМИ и проанализированы зависимости импеданса аморфной проволоки с отрицательной магнитострикцией от внешнего магнитного поля и величины напряжений.

Модель

Рассмотрим аморфную проволоку длины l и радиуса a с отрицательной магнестрикцией, к которой приложено постоянное скручивающее напряжение ξ . Через проволоку пропускается переменный ток $I = I_0 \exp(-i\omega t)$, и внешнее магнитное поле H_e параллельно току. В дальнейшем для простоты пренебрежем влиянием кора с продольной намагниченностью на импеданс и будем считать, что проволока имеет геликоидальную одноосную анизотропию, и ось анизотропии составляет постоянный угол ψ с циркулярным направлением.

Также предполагается, что доменная структура в проволоке отсутствует, и изменения намагниченности под действием поля переменного тока связаны с процессом вращения. Последнее приближение справедливо для не слишком малых частот [3]. Равновесный угол намагниченности θ по отношению к циркулярному направлению определяется из условия минимума к свободной энергии. Плотность свободной энергии U может быть представлена в виде суммы вкладов энергии анизотропии, энергии Зеемана во внешнем магнитном поле и магнитоупругой энергии, возникающей из-за скручивающих напряжений [20,21]:

$$U = (MH_a/2) \sin^2(\theta - \psi) - MH_e \sin \theta + (MH_\xi/2) \sin^2(\theta - \pi/4). \quad (1)$$

Здесь M — намагниченность насыщения, H_a — поле анизотропии, а поле магнитоупругой анизотропии H_ξ , индуцированной скручивающими напряжениями, определяется выражением [4]

$$H_\xi = 3\lambda_s \Gamma \xi \rho / M = H_{\max} \rho / a, \quad (2)$$

где $\lambda_s < 0$ — коэффициент магнестрикции, Γ — модуль сдвига, ρ — радиальная координата и $H_{\max} = H_\xi(a) = 3\lambda_s \Gamma \xi a / M$ — значение поля магнитоупругой анизотропии на поверхности проволоки. Из выражения (2) следует, что для положительных значений скручивающих напряжений поле магнитоупругой анизотропии H_ξ отрицательно, а для отрицательных ξ — положительно.

Минимизация плотности свободной энергии приводит к следующему уравнению для равновесного угла намагниченности θ :

$$H_a \sin(\theta - \psi) \cos(\theta - \psi) - (H_\xi/2) \cos 2\theta - H_e \cos \theta = 0. \quad (3)$$

Зависимости продольной M_z и циркулярной M_ϕ компонент намагниченности от внешнего магнитного поля, рассчитанные при помощи уравнения (3), показаны на рис. 1 при различных значениях H_ξ . При малых H_e уравнение (3) имеет два решения для равновесного угла намагниченности, и в этом диапазоне полей может существовать бамбуковая доменная структура. Приложение

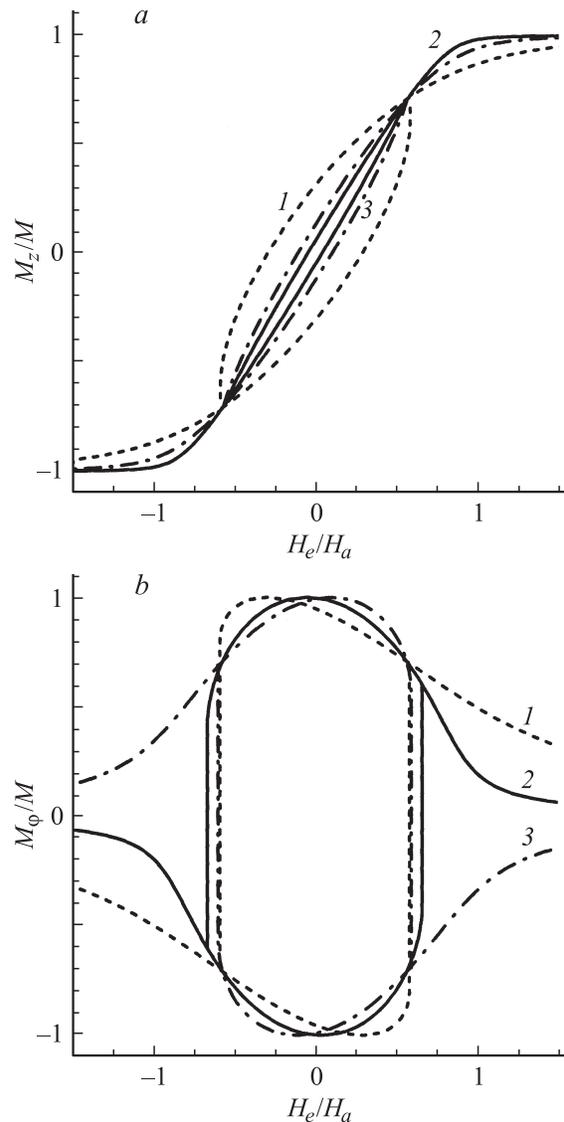


Рис. 1. Зависимости продольной $M_z = M \sin \theta$ (a) и циркулярной $M_\phi = M \cos \theta$ (b) компонент намагниченности от внешнего магнитного поля H_e при $\psi = 0.1\pi$ и различных значениях поля магнитоупругой анизотропии H_ξ : 1 — $H_\xi = 0$; 2 — $H_\xi/H_a = -0.5$; 3 — $H_\xi/H_a = -0.8$.

скручивающих напряжений существенно изменяет распределение намагниченности. В отсутствие внешних напряжений и при малых отрицательных H_ξ циркулярная компонента намагниченности является положительной при $H_e > H_a$, тогда как при относительно больших отрицательных значениях H_ξ циркулярная компонента намагниченности становится отрицательной (см. рис. 1, b). Так как поле магнитоупругой анизотропии линейно возрастает с радиальной координатой, это означает, что область с отрицательной циркулярной компонентой намагниченности возникает на поверхности проволоки при относительно больших ξ .

Легко показать, что изменение знака циркулярной компоненты намагниченности происходит, когда $H_\xi =$

$= -H_a \sin 2\psi$. Учитывая радиальное распределение H_ξ , для порогового значения ξ_{cr} скручивающих напряжений имеем [19]:

$$\xi_{cr} = -MH_a \sin 2\psi / 3\lambda_s \Gamma a. \quad (4)$$

В соответствии с законом Фарадея напряжение V на концах проволоки описывается выражением

$$V = I e_z(a) = \frac{I}{c} \int_0^a \frac{\partial b_\varphi}{\partial t} d\rho + AI. \quad (5)$$

Здесь e_z и b_φ — переменные продольное электрическое поле и циркулярная магнитная индукция соответственно, c — скорость света и A — постоянная.

Как следует из выражения (2), поле магнитоупругой анизотропии H_ξ неоднородно и зависит от радиальной координаты, что затрудняет моделирование влияния скручивающих напряжений на ГМИ. Рассмотрим сначала приближение, в рамках которого предполагается, что равновесный угол намагниченности не зависит от пространственного распределения магнитоупругой анизотропии, и будем считать, что поле H_ξ постоянно по сечению проволоки и равно своему значению на ее поверхности ($H_\xi = H_{\max}$). Тогда связь между колебаниями намагниченности, компоненты которого постоянны во всем образце. В этом случае можно получить аналитическое решение, полагая локальную связь между намагниченностью и магнитным полем, а циркулярная магнитная индукция может быть представлена в виде [22,23]

$$b_\varphi(\rho) = \mu_{\varphi\varphi} h_\varphi(\rho) + \mu_{\varphi z} h_z(\rho), \quad (6)$$

где h_φ и h_z — циркулярная и продольная компоненты переменного магнитного поля, а компоненты тензора магнитной проницаемости определяются выражениями

$$\begin{aligned} \mu_{\varphi\varphi} &= 1 + \mu \sin^2 \theta_0, \\ \mu_{\varphi z} &= -\mu \sin \theta_0 \cos \theta_0, \\ \mu_{zz} &= 1 + \mu \cos^2 \theta_0. \end{aligned} \quad (7)$$

Здесь θ_0 — равновесный угол намагниченности, удовлетворяющий уравнению (3) при $H_\xi = H_{\max}$, и μ — эффективная магнитная проницаемость, определяющая магнитные свойства проволоки. Решение линеаризованного уравнения Ландау–Лифшица приводит к следующему выражению для эффективной магнитной проницаемости [19]:

$$\mu = \frac{\omega_m(\omega_m + \omega_1 - i\kappa\omega)}{(\omega_m + \omega_1 - i\kappa\omega)(\omega_2 - i\kappa\omega) - \omega^2},$$

$$\omega_m = \gamma 4\pi M,$$

$$\omega_1 = \gamma [H_a \cos^2(\theta_0 - \psi) + H_{\max} \cos^2(\theta_0 - \pi/4) + H_e \sin \theta_0],$$

$$\omega_2 = \gamma [H_a \cos\{2(\theta_0 - \psi)\} + H_{\max} \sin 2\theta_0 + H_e \sin \theta_0]. \quad (8)$$

Здесь κ — параметр затухания Гилберта, γ — гиромагнитное отношение.

Распределение переменных магнитных полей $h_\varphi(\rho)$ и $h_z(\rho)$ внутри проволоки описывается системой двух связанных дифференциальных уравнений [22,23]. В общем случае решение этих уравнений может быть представлено в виде степенных рядов [22]

$$\begin{aligned} h_\varphi(x) &= (2I/ca)[C_1 U_1(x) + C_2 U_2(x)], \\ h_z(x) &= (2I/ca)[C_1 V_1(x) + C_2 V_2(x)], \\ U_1(x) &= \sum_{k=0}^{\infty} \alpha_{2k+1} x^{2k+1}, \quad U_2(x) = \sum_{k=0}^{\infty} \alpha_{2k} x^{2k}, \\ V_1(x) &= \sum_{k=0}^{\infty} \beta_{2k+1} x^{2k+1}, \quad V_2(x) = \sum_{k=0}^{\infty} \beta_{2k} x^{2k}. \end{aligned} \quad (9)$$

Здесь $x = \rho/a$ — безразмерная координата, C_1 и C_2 — постоянные, а коэффициенты α_n и β_n удовлетворяют рекуррентным соотношениям

$$\begin{aligned} \alpha_0 &= 0, \quad \alpha_1 = 1, \quad \beta_0 = 1, \quad \beta_1 = 0, \\ \alpha_n &= -\frac{2ia^2}{\delta^2(n^2 - 1)}(\mu_{\varphi\varphi}\alpha_{n-2} + \mu_{\varphi z}\beta_{n-2}), \\ \beta_n &= -\frac{2ia^2}{\delta^2 n^2}(\mu_{\varphi z}\alpha_{n-2} + \mu_{zz}\beta_{n-2}), \end{aligned} \quad (10)$$

где $\delta = c/(2\pi\sigma\omega)^{1/2}$ — толщина скин-слоя в немагнитном материале и σ — проводимость проволоки. Постоянные C_1 и C_2 определяются граничными условиями для магнитного поля на поверхности проволоки:

$$\begin{aligned} C_1 &= V_2(1)/[U_1(1)V_2(1) - U_2(1)V_1(1)], \\ C_2 &= -V_1(1)/[U_1(1)V_2(1) - U_2(1)V_1(1)]. \end{aligned} \quad (11)$$

Распределение продольного электрического поля e_z внутри проволоки имеет вид

$$e_z(\rho) = -\frac{i\omega}{c} \int_0^\rho (\mu_{\varphi\varphi} h_\varphi + \mu_{\varphi z} h_z) d\rho + A, \quad (12)$$

а постоянная A может быть найдена из условия

$$2\pi\sigma \int_0^a e_z(\rho) \rho d\rho = I. \quad (13)$$

Из выражений (9), (12) и (13) для параметра A получаем

$$\begin{aligned} A &= \frac{I}{\pi\sigma a^2} \left(1 + \frac{2ia^2}{\delta^2} \mu_{\varphi\varphi} \left\{ \frac{C_1}{4} \sum_{k=0}^{\infty} \frac{\alpha_{2k+1}}{(k+1)(k+2)} \right. \right. \\ &+ C_2 \sum_{k=0}^{\infty} \frac{\alpha_{2k}}{(2k+1)(2k+3)} \left. \left. \right\} + \frac{2ia^2}{\delta^2} \mu_{\varphi z} \right. \\ &\times \left. \left\{ \frac{C_1}{4} \sum_{k=0}^{\infty} \frac{\beta_{2k+1}}{(k+1)(k+2)} + C_2 \sum_{k=0}^{\infty} \frac{\beta_{2k}}{(2k+1)(2k+3)} \right\} \right). \end{aligned} \quad (14)$$

Подставив выражения (6), (9) и (14) в (5), для импеданса проволоки Z получим

$$\begin{aligned} \frac{Z}{R_{dc}} = \frac{V}{IR_{dc}} = 1 & \\ & - \frac{ia^2}{\delta^2} \mu_{\varphi\varphi} \left\{ \frac{C_1}{2} \sum_{k=0}^{\infty} \frac{\alpha_{2k+1}}{(k+2)} + C_2 \sum_{k=0}^{\infty} \frac{\alpha_{2k}}{(2k+3)} \right\} \\ & - \frac{ia^2}{\delta^2} \mu_{\varphi z} \left\{ \frac{C_1}{2} \sum_{k=0}^{\infty} \frac{\beta_{2k+1}}{(k+2)} + C_2 \sum_{k=0}^{\infty} \frac{\beta_{2k}}{(2k+3)} \right\}, \end{aligned} \quad (15)$$

где $R_{dc} = l/\pi\sigma a^2$ — сопротивление проволоки при постоянном токе. В отсутствие скрученных напряжений ($H_{\xi} = 0$) выражение (15) совпадает с полученным в работе [22]. Очевидно, что выражение (15) будет давать завышенные значения импеданса, так как при его выводе величина поля магнитоупругой анизотропии была принята максимальной.

Учтем теперь неоднородность поля магнитоупругой анизотропии H_{ξ} , описываемую выражением (2). В этом случае равновесный угол намагниченности зависит от радиальной координаты, и приближение локальной связи (5) между переменным магнитным полем и намагниченностью неприменимо. Выражение для циркулярной компоненты магнитной индукции имеет вид

$$b_{\varphi}(\rho) = h_{\varphi}(\rho) + 4\pi M_{\varphi}(\rho). \quad (16)$$

Для производной по времени циркулярной компоненты намагниченности M_{φ} после простых преобразований получим

$$\begin{aligned} \frac{\partial M_{\varphi}}{\partial t} = -\frac{i\omega M}{H_a} & \\ \times \frac{h_{\varphi} \sin^2 \theta - h_z \sin \theta \cos \theta}{\cos 2\psi \cos 2\theta + (\sin 2\psi + H_{\xi}/H_a) \sin 2\theta + (H_e/H_a) \sin \theta}, \end{aligned} \quad (17)$$

где зависимость равновесного угла намагниченности θ от радиальной координаты описывается уравнением (3). Для получения выражения для импеданса предположим, что в первом приближении компоненты магнитного поля h_{φ} и h_z , компоненты тензора магнитной проницаемости и величина постоянной A описываются соотношениями (9), (7) и (14) соответственно. Тогда, подставив (9), (14), (16) и (17) в выражение (5), для импеданса получим

$$\begin{aligned} \frac{Z}{R_{dc}} = 1 + \frac{2ia^2}{\delta^2} \mu_{\varphi\varphi} & \\ \times \left\{ \frac{C_1}{4} \sum_{k=0}^{\infty} \frac{\alpha_{2k+1}}{(k+1)(k+2)} + C_2 \sum_{k=0}^{\infty} \frac{\alpha_{2k}}{(2k+1)(2k+3)} \right\} & \\ + \frac{2ia^2}{\delta^2} \mu_{\varphi z} \left\{ \frac{C_1}{4} \sum_{k=0}^{\infty} \frac{\beta_{2k+1}}{(k+1)(k+2)} \right. & \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} & \left. + C_2 \sum_{k=0}^{\infty} \frac{\beta_{2k}}{(2k+1)(2k+3)} \right\} - \frac{ia^2}{\delta^2} \left\{ \frac{C_1}{2} \sum_{k=0}^{\infty} \frac{\alpha_{2k+1}}{(k+1)} \right. & \\ & \left. + C_2 \sum_{k=0}^{\infty} \frac{\alpha_{2k}}{(2k+1)} \right\} - \frac{ia^2}{\delta^2} \frac{4\pi M}{H_a} & \\ \times \left\{ \int_0^1 \frac{h_{\varphi}(x) \sin^2 \theta dx}{F(x)} - \int_0^1 \frac{h_z(x) \sin \theta \cos \theta dx}{F(x)} \right\}, & \end{aligned} \quad (18)$$

где

$$\begin{aligned} F(x) = \cos 2\psi \cos 2\theta + (\sin 2\psi + xH_{\max}/H_a) \sin 2\theta & \\ + (H_e/H_a) \sin \theta. \end{aligned} \quad (19)$$

Легко показать, что, если пренебречь зависимостью функции $F(x)$ под интегралами в правой части (18), т.е. положить $H_{\xi} = H_{\max}$, выражение (18) переходит в (15). В общем случае зависимости импеданса от внешнего поля и скручивающих напряжений могут быть найдены при помощи численного интегрирования выражения (18).

Обсуждение результатов

Зависимости импеданса от внешнего магнитного поля, рассчитанные с использованием выражения (18), представлены на рис. 2 при различных значениях скручивающих напряжений. Результаты представлены только для области положительных значений H_e , так как полученные зависимости симметричны по отношению к

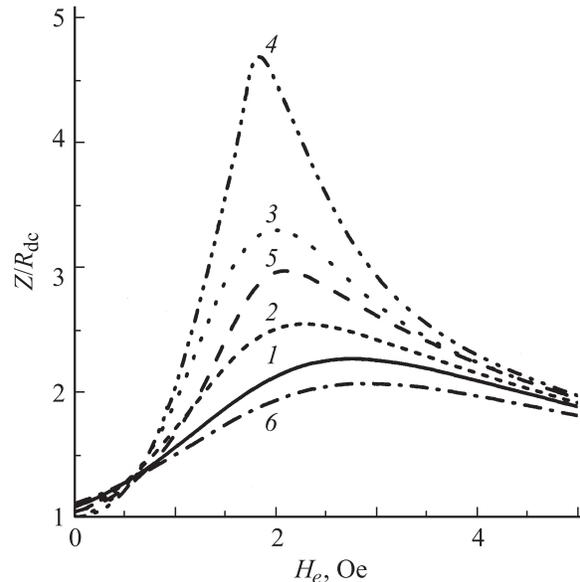


Рис. 2. Зависимости импеданса Z от внешнего магнитного поля H_e при частоте $f = \omega/2\pi = 200$ kHz и различных значениях скручивающих напряжений ξ : 1 — $\xi = 0$; 2 — 3π ; 3 — 6π ; 4 — 7.5π ; 5 — 10π ; 6 — 20π рад/м. Параметры, использованные при расчетах: $a = 60$ мкм, $M = 600$ Г, $H_a = 2$ Ое, $\psi = 0.1\pi$, $\sigma = 10^{16}$ с $^{-1}$, $\kappa = 0.1$, $\lambda_s = -2 \cdot 10^{-7}$, $\Gamma = 80$ ГПа.

знаку поля. Из рис. 2 видно, что значения импеданса весьма чувствительны к скручивающим напряжениям ξ . При малых напряжениях с увеличением ξ импеданс резко разрастается, и поле, соответствующее максимуму импеданса, убывает. Чувствительность импеданса к магнитному полю максимальна для $\xi = \xi_{\text{сг}}$, а при $\xi > \xi_{\text{сг}}$ эффективная магнитная проницаемость падает, что приводит к монотонному уменьшению чувствительности к магнитному полю. Отметим, что аналогичные зависимости импеданса от скручивающих напряжений наблюдались для аморфных проволок на основе кобальта [15].

На рис. 3 приведено сравнение результатов расчетов по формулам (15) и (18) зависимостей импеданса от внешнего магнитного поля. Расчеты с использованием упрощенной модели (15) приводят к завышенным значениям импеданса в области максимума, причем расхождение между результатами моделей возрастает вблизи критического значения скручивающих напряжений. Это связано с тем, что в рамках упрощенной модели поле магнитоупругой анизотропии принимается равным максимальному, следовательно, значение эффективной магнитной проницаемости является завышенным.

Зависимости относительного изменения импеданса ΔZ от величины скручивающих напряжений показаны на рис. 4 при различных значениях угла анизотропии ψ . Относительное изменение импеданса определялось как разность между максимальным значением импеданса Z_{max} и его значением при нулевом магнитном поле: $\Delta Z = Z_{\text{max}} - Z(0)$. Величина ΔZ имеет асимметричную зависимость от напряжений с резким максимумом при $\xi = \xi_{\text{сг}}$. Этот максимум сдвигается в сторону боль-

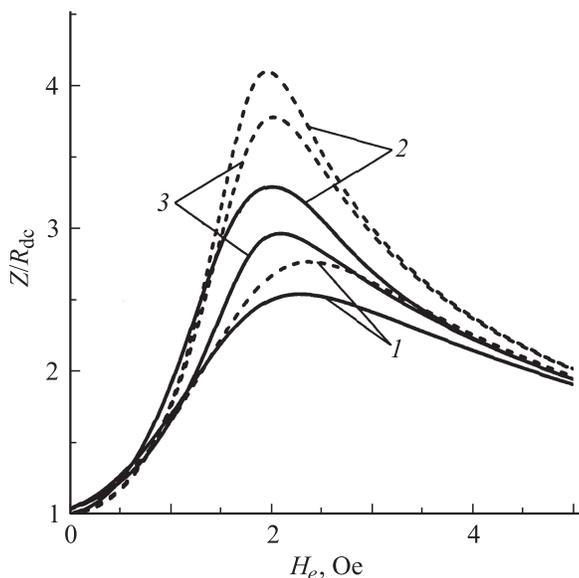


Рис. 3. Сравнение рассчитанных зависимостей импеданса от внешнего магнитного поля H_e при $f = 200$ kHz и следующих значениях скручивающих напряжений ξ : 1 — $\xi = 3\pi$; 2 — 6π ; 3 — 10π rad/m. Сплошные линии — расчеты по формуле (18), пунктир — по (15). Параметры, использованные при расчетах, такие же, как на рис. 2.

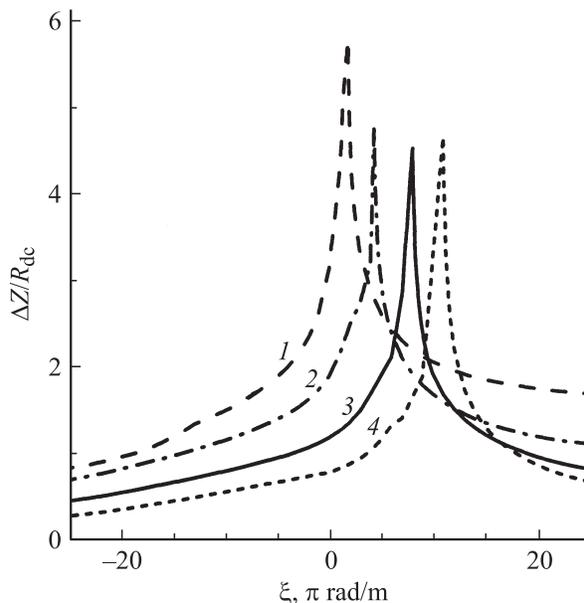


Рис. 4. Зависимости относительного изменения импеданса ΔZ скручивающих напряжений ξ при $f = 200$ kHz и различных значениях угла отклонения оси анизотропии ψ : 1 — $\psi = 0.02\pi$; 2 — 0.05π ; 3 — 0.1π ; 4 — 0.15π . Параметры, использованные при расчетах, такие же, как на рис. 2.

ших напряжений с увеличением угла отклонения оси анизотропии от циркулярного направления. Подобное асимметричное поведение зависимости величины ГМИ от скручивающих напряжений наблюдалось в экспериментах с аморфными проволоками на основе кобальта [12,13,15,16]. Было показано, что отжиг проволок в присутствии скручивающих напряжений вызывает увеличение асимметрии, а отжиг в поле тока приводит к более симметричной форме зависимости [15].

Эти результаты могут быть объяснены следующим образом. Отжиг в поле тока приводит к релаксации внутренних напряжений, возникающих при изготовлении проволоки, и уменьшению угла отклонения оси анизотропии от циркулярного направления. С другой стороны, отжиг в присутствии скручивающих напряжений развивает в образце более выраженную геликоидальную анизотропию [13]. Таким образом, результаты расчетов позволяют качественно описать изменение зависимости величины эффекта ГМИ от скручивающих напряжений, связанное с изменением угла оси анизотропии.

В предложенной модели пренебрегалось существованием в проволоке кора с продольной намагнитченностью. Оболочка проволоки с геликоидальной анизотропией вносит основной вклад в ГМИ при сравнительно высоких частотах, хотя влияние кора на импеданс при определенных условиях может быть существенным [24,25]. Влияние кора на зависимость импеданса от скручивающих напряжений может быть учтено в рамках модели посредством рассмотрения дополнительной области с продольной анизотропией вблизи оси проволоки, и ре-

зультаты расчетов показывают, что это влияние мало, если поля анизотропии в коре и оболочке имеют один порядок величины.

Выше предполагалось, что магнитная проницаемость проволоки определяется процессом вращения намагниченности. Это приближение справедливо при относительно высоких частотах, когда движение доменных границ затруднено из-за вихревых токов [3]. При низких частотах зависимость импеданса от внешнего магнитного поля имеет максимум в нулевом поле вследствие влияния движения доменных границ [1–3]. Вклад движения доменных границ в эффективную магнитную проницаемость и ГМИ при низких частотах может быть найден методами, описанными в работах [7,26–28]. Частота релаксации движения доменных границ обратно пропорциональна статической магнитной восприимчивости, диаметру проволоки и ширине доменов [7]. Простые оценки показывают, что при размере доменов $10\ \mu\text{m}$ диаметре проволоки $120\ \mu\text{m}$ и статической магнитной восприимчивости порядка 10^3 частота релаксации меньше $100\ \text{kHz}$. Следовательно, при анализе влияния напряжений на ГМИ в толстых аморфных проволоках вкладом движения доменных границ можно пренебречь при не слишком малых частотах.

Заключение

В работе предложена модель для учета влияния скручивающих напряжений на ГМИ в аморфных проволоках с отрицательной магнитоупругой анизотропией. Влияние скручивающих напряжений на ГМИ связано с взаимодействием магнитоупругой анизотропии, индуцированной скручивающими напряжениями, и геликоидальной анизотропии, обусловленной внутренними напряжениями. Приложение скручивающих напряжений, превышающих пороговое значение ξ_{cr} , приводит к изменению магнитной структуры на поверхности проволоки.

Показано, что учет пространственного распределения магнитоупругой анизотропии является существенным для анализа влияния скручивающих напряжений на ГМИ в аморфных проволоках при сравнительно малых частотах возбуждающего тока. Зависимость относительного изменения импеданса от величины скручивающих напряжений имеет асимметричный характер с резким максимумом при $\xi = \xi_{\text{cr}}$. Полученные результаты качественно описывают изменение зависимости эффекта ГМИ от скручивающих напряжений при различных типах отжига аморфных проволок на основе кобальта [12,13,15,16].

Список литературы

- [1] *Vázquez M.* // J. Magn. Magn. Mater. 2001. Vol. 226–230. Pt 1. P. 693–699.
- [2] *Knobel M., Pirola K.R.* // J. Magn. Magn. Mater. 2003. Vol. 242–245. Pt 1. P. 33–40.
- [3] *Kraus K.* // Sensor Actuators. A. 2003. Vol. 106. N 1–3. P. 187–194.

- [4] *Vázquez M., Hernando A.* // J. Phys. D: Appl. Phys. 1996. Vol. 29. N 4. P. 939–949.
- [5] *Mohri K., Humphrey F.B., Kawashima K.* et al. // IEEE Trans. Magn. 1990. Vol. 26. N 5. P. 1789–1791.
- [6] *Panina L.V., Mohri K., Bushida M., Noda M.* // J. Appl. Phys. 1994. Vol. 76. N 10. P. 6198–6203.
- [7] *Panina L.V., Mohri K., Uchiyama T.* et al. // IEEE Trans. Magn. 1995. Vol. 31. N 2. P. 1249–1260.
- [8] *Knobel M., Sánchez M.L., Velázquez J., Vázquez M.* // J. Phys.: Condens. Matter. 1995. Vol. 7. N 9. P. L115–L120.
- [9] *Vázquez M., Knobel M., Gómez-Polo C.* // J. Magn. Magn. Mater. 1996. Vol. 160. P. 243–244.
- [10] *Atkinson D., Squire P.T.* // IEEE Trans. Magn. 1997. Vol. 33. N 5. P. 3364–3366.
- [11] *Tejedor M., Hernando B., Sánchez M.L.* et al. // J. Phys. D: Appl. Phys. 1998. Vol. 31. N 23. P. 3331–3336.
- [12] *Blanco J.M., Zhukov A., González J.* // J. Magn. Magn. Mater. 1999. Vol. 196–197. P. 377–379.
- [13] *Blanco J.M., Zhukov A., González J.* // J. Phys. D: Appl. Phys. 1999. Vol. 32. N 24. P. 3140–3145.
- [14] *Chen D.-X., Pascual L., Castaño F.J.* et al. // J. Phys. D: Appl. Phys. 2000. Vol. 33. N 2. P. 111–114.
- [15] *Blanco J.M., Zhukov A., González J.* // J. Appl. Phys. 2000. Vol. 87. N 9. P. 4813–4815.
- [16] *Blanco J.M., Zhukov A., Chen A.P.* et al. // J. Phys. D: Appl. Phys. 2001. Vol. 34. N 6. P. L31–L345.
- [17] *Sánchez M.L., Prida V.M., Hernando B.* et al. // J. Magn. Magn. Mater. 2002. Vol. 249. N 1–2. P. 269–273.
- [18] *Cobeño A.F., Zhukov A., Blanco J.M., González J.* // J. Magn. Magn. Mater. 2001. Vol. 234. N 3. P. L359–L365.
- [19] *Buznikov N.A., Kim C.O.* // J. Magn. Magn. Mater. 2007. Vol. 315. N 2. P. 89–94.
- [20] *Losin C., Gómez-Polo C., Knobel M., Grishin A.* // IEEE Trans. Magn. 2002. Vol. 38. N 5. P. 3087–3089.
- [21] *Duque J.G.S., Gómez-Polo C., Yelon A.* et al. // J. Magn. Magn. Mater. 2004. Vol. 271. N 2–3. P. 390–395.
- [22] *Usov N.A., Antonov A.S., Lagar'kov A.N.* // J. Magn. Magn. Mater. 1998. Vol. 185. N 2. P. 159–173.
- [23] *Makhnovskiy D.P., Panina L.V., Mapps D.J.* // Phys. Rev. B. 2001. Vol. 63. N 14. P. 144424-1–144424-17.
- [24] *Usov N.A., Antonov A.S., Lagar'kov A.N., Granovsky A.B.* // J. Magn. Magn. Mater. 1999. Vol. 203. N 1–3. P. 108–110.
- [25] *Melo L.G.C., Ménard D., Ciureanu P.* et al. // J. Appl. Phys. 2004. Vol. 95. N 3. P. 1331–1335.
- [26] *Machado F.L.A., Rezende S.M.* // J. Appl. Phys. 1996. Vol. 79. N 8. P. 6558–6560.
- [27] *Atkinson D., Squire P.T.* // J. Appl. Phys. 1998. Vol. 83. N 11. P. 6569–6571.
- [28] *Chen D.-X., Muñoz J.L., Hernando A., Vázquez M.* // Phys. Rev. B. 1998. Vol. 57. N 17. P. 10699–10704.