

01;05;09

Влияние постоянного тока на возникновение высших гармоник в частотном спектре магнитоимпеданса аморфных проволок с циркулярной анизотропией

© 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 14 апреля 2009 г.)

Исследовано влияние постоянного тока на нелинейный отклик магнитоимпеданса в аморфных проволоках с циркулярной анизотропией. Предложена модель для расчета напряжения на концах проволоки в случае слабого скин-эффекта в образце. Показано, что пропускание постоянного тока может приводить к существенному увеличению амплитуды четных гармоник напряжения. Получены условия, при которых чувствительность второй гармоники к внешнему магнитному полю является максимальной.

Гигантский магнитоимпеданс (ГМИ) заключается в сильном изменении импеданса проводника под действием слабого внешнего магнитного поля. В последнее десятилетие этот эффект привлекает большое внимание в связи с его возможным использованием в различных технических устройствах. Природа ГМИ может быть объяснена в рамках классической электродинамики и связана с изменением магнитной проницаемости и толщины скин-слоя внешним магнитным полем. Эффект ГМИ наблюдался во многих магнитомягких материалах с различной структурой и геометрией, у которых магнитная проницаемость велика и чувствительна к магнитному полю (см., например, [1] и цитированную там литературу).

Большинство исследований ГМИ проводилось при малых амплитудах переменного тока, когда измеряемое напряжение пропорционально импедансу проводника. При более высоких амплитудах тока отклик напряжения становится нелинейным. Возникновение высших гармоник в частотном спектре напряжения наблюдалось в аморфных проволоках на основе кобальта [2–7] и в композитных проволоках, состоящих из немагнитной сердцевинки и магнитомягкой оболочки [8–10]. Для краткости, а также следуя традициям исследований ГМИ, этот режим часто называют нелинейным магнитоимпедансом.

Нелинейный отклик напряжения в аморфных проволоках моделировался в рамках квазистатических моделей [2,3,6,7]. Было показано, что высшие гармоники возникают, когда циркулярное магнитное поле, индуцируемое переменным током, больше или порядка поля анизотропии проволоки. При этом нечетные гармоники всегда присутствуют в частотном спектре напряжения, снимаемого с концов проволоки, а четные гармоники возникают в проволоках с геликоидальной анизотропией, когда зависимость циркулярной намагниченности от переменного магнитного поля является асимметрич-

ной [5–7]. Хотя первая гармоника с частотой возбуждающего тока является основной в частотном спектре напряжения, вторая гармоника может иметь более высокую чувствительность к внешнему полю. Таким образом, использование нелинейного отклика напряжения может быть перспективным для разработки датчиков магнитного поля.

Другой механизм, приводящий к образованию асимметрии в зависимости циркулярной намагниченности от переменного магнитного поля, связан с пропусканием через проволоку постоянного тока [11]. В данной работе представлены результаты моделирования влияния постоянного тока на нелинейный магнитоимпеданс аморфных проволок с циркулярной анизотропией. Показано, что пропускание постоянного тока может приводить к существенному увеличению амплитуды четных гармоник напряжения, и найдены условия, при которых амплитуда второй гармоники имеет максимальную чувствительность к внешнему магнитному полю.

Рассмотрим аморфную проволоку длиной l и радиусом a , возбуждаемую переменным током $I(t) = I_0 \exp(-i\omega t)$. Проволока находится во внешнем постоянном поле H_e , параллельном ее оси, и через нее пропускается постоянный ток I_b . Будем считать, что проволока имеет циркулярную анизотропию, и пренебрежем доменной структурой образца. Хотя такое приближение упрощает реальное распределение намагниченности, оно позволяет получить более простые выражения для напряжения.

В соответствии с законом Фарадея напряжение V на концах проволоки можно представить в виде

$$V = \frac{l}{c} \int_0^a \frac{\partial(H_\phi + 4\pi M_\phi)}{\partial t} d\rho + A. \quad (1)$$

Здесь H_ϕ — циркулярное магнитное поле, M_ϕ — циркулярная компонента намагниченности, c — скорость света, ρ — радиальная координата и A — постоянная.

Отклик напряжения зависит от пространственного распределения магнитного поля H_φ , индуцируемого переменным током. В проволоках с циркулярной анизотропией изменение поля H_φ приводит к возникновению переменного продольного магнитного поля H_z [12,13]. Будем полагать, что в первом приближении распределение переменного магнитного поля внутри проволоки совпадает с распределением, полученным для случая малых амплитуд возбуждающего тока. Рассмотрим случай низких частот, когда скин-эффект является слабым и $(a/\delta) \ll 1$, где $\delta = c/(2\pi\sigma\omega)^{1/2}$ — толщина скин-слоя в немагнитном материале и σ — проводимость проволоки. Пренебрегая слагаемыми порядка $(a/\delta)^4$, для переменных магнитных полей H_φ и H_z имеем [13]:

$$H_\varphi = (2I_0/ca) \exp(-i\omega t) \times \xi [1 - i(1 + \mu \sin^2 \theta)(a/2\delta)^2(\xi^2 - 1)],$$

$$H_z = 2i(2I_0/ca) \exp(-i\omega t) \mu \sin \theta \cos \theta (a/\delta)^2 (\xi^3 - 1)/9, \quad (2)$$

где $\xi = \rho/a$ — безразмерная радиальная координата, μ — эффективная магнитная проницаемость и θ — равновесный угол между вектором намагниченности и циркулярным направлением. Эффективная магнитная проницаемость определяется из решения линеаризованного уравнения Ландау–Лифшица. Пренебрегая размагничивающими полями и вкладом обменной энергии, для μ получим [13]

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

$$\omega_1 = \gamma[4\pi M + H_a \cos^2 \theta + H_e \sin \theta + H_b \cos \theta],$$

$$\omega_2 = \gamma[H_a \cos 2\theta + H_e \sin \theta + H_b \cos \theta]. \quad (3)$$

Здесь M — намагниченность насыщения, H_a — поле анизотропии, $H_b = 2I_b/ca$ — амплитуда поля постоянного тока, γ — гиромагнитное отношение, κ — параметр затухания Гилберта, а равновесный угол намагниченности θ удовлетворяет уравнению

$$H_a \sin \theta \cos \theta - H_e \cos \theta + H_b \sin \theta = 0. \quad (4)$$

Так как частота переменного тока относительно мала, процесс перемагничивания проволоки может быть описан в рамках квазистационарной модели Стонера–Вольфарта [14]. Распределение намагниченности определяется минимизацией свободной энергии проволоки, что приводит к следующим уравнениям для циркулярной M_φ и продольной M_z компонент намагниченности [15]:

$$(M^2 - M_\varphi^2)[M(H_\varphi + H_b\xi) + M_\varphi H_a]^2 = (H_e + H_z)^2 M^2 M_\varphi^2,$$

$$M_z = (M^2 - M_\varphi^2)^{1/2} \text{sign}(H_e + H_z). \quad (5)$$

Используя уравнения (5), для производной циркулярной намагниченности по времени получим

$$\frac{\partial M_\varphi}{\partial t} = -\frac{i\omega M}{H_a}$$

$$\times \frac{H_\varphi M_z^2 - H_z M_\varphi M_z}{M_\varphi^2 - M_z^2 + M_\varphi M(H_\varphi + H_b\xi)/H_a + M_z M(H_e + H_z)/H_a}. \quad (6)$$

Постоянная A в выражении (1) может быть определена для случая малых амплитуд тока из условия, что полный ток, протекающий через проволоку, равен $I_b + I(t)$ [16]. Простые математические преобразования приводят к следующему выражению:

$$A = R_{dc} I_b + R_{dc} I_0 \exp(-i\omega t) \left[1 + i(1 + \mu \sin^2 \theta) \left(\frac{a}{2\delta} \right)^2 - \left(\frac{a}{\delta} \right)^4 \left\{ \frac{(1 + \mu \sin^2 \theta)^2}{24} + \frac{7\mu^2 \sin^2 \theta \cos^2 \theta}{54} \right\} \right], \quad (7)$$

где $R_{dc} = l/\pi\sigma a^2$ — сопротивление проволоки постоянному току.

Будем полагать, что полученное значение A не зависит от амплитуды тока. Тогда, подставив (7) в выражение (1), напряжение на концах проволоки можно представить в следующем виде:

$$V = R_{dc} I_b + R_{dc} I_0 \exp(-i\omega t) \left[1 - i(1 - \mu \sin^2 \theta) \left(\frac{a}{2\delta} \right)^2 + \left(\frac{a}{\delta} \right)^4 \frac{(1 + \mu \sin^2 \theta)(1 - 2\mu \sin^2 \theta)}{48} - \left(\frac{a}{\delta} \right)^4 \frac{7\mu^2 \sin^2 \theta \cos^2 \theta}{54} \right] + \frac{4\pi l a}{c} \int_0^1 \frac{\partial M_\varphi}{\partial t} d\xi. \quad (8)$$

Частотный спектр напряжения может быть найден при помощи фурье-преобразования выражения (8). Очевидно, что вклад высших гармоник в отклик напряжения определяется последним слагаемым в правой части выражения (8).

Вклад высших гармоник становится существенным, когда происходит перемагничивание части проволоки полем переменного тока. Процесс перемагничивания начинается на поверхности образца, где циркулярное магнитное поле максимально. Если амплитуда переменного тока I_0 превышает некоторое пороговое значение I_{th} , циркулярная компонента намагниченности вблизи поверхности проволоки меняет знак. На плоскости $H_z - H_\varphi$ значение циркулярного поля, при котором происходит перемагничивание, описывается астроидой [14]. Учитывая, что на поверхности образца переменное продольное магнитное поле H_z равно нулю, для пороговой амплитуды тока I_{th} получим следующее выражение:

$$I_{cr} = |I_b| + (caH_a/2) [1 - (H_e/H_a)^2]^{3/2}. \quad (9)$$

На рис. 1 показаны зависимости амплитуд гармоник V_k (здесь k — номер гармоники с частотой $k\omega$) от внешнего магнитного поля H_e , рассчитанные для двух значений постоянного тока I_b . Так как рассчитанные зависимости являются симметричными относительно знака внешнего магнитного поля, результаты на рис. 1 представлены только для положительных значений H_e . Отметим также, что для удобства сравнения из значения амплитуды

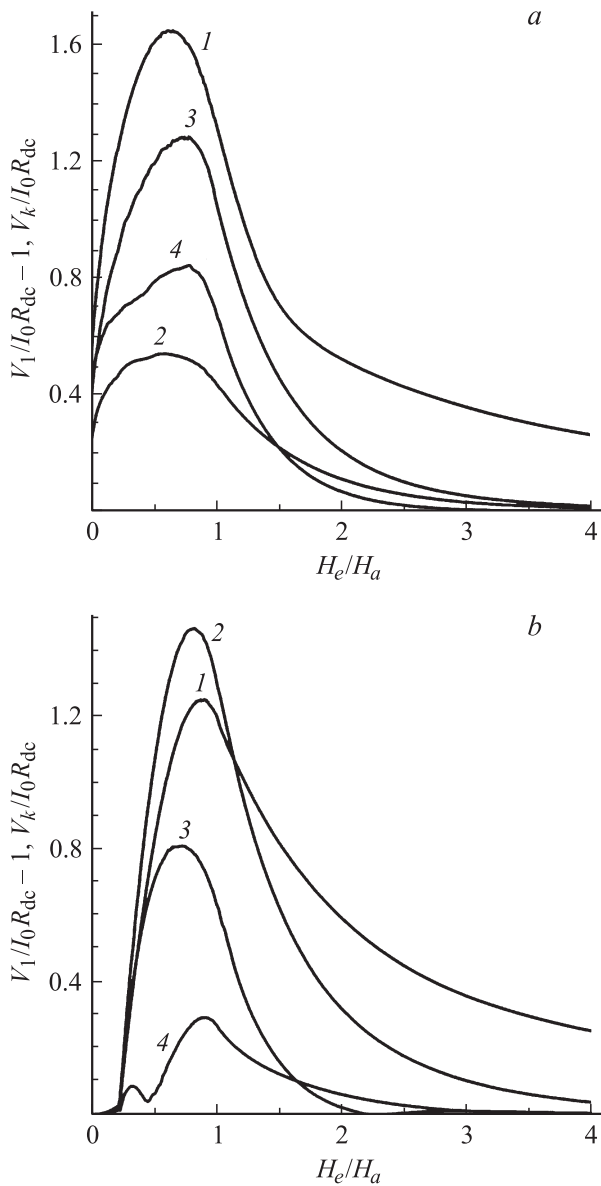


Рис. 1. Зависимости амплитуд гармоник V_k от внешнего магнитного поля H_e при $2I_0/caH_a = 1.5$ для $H_b/H_a = 0.2$ (a) и $H_b/H_a = 1$ (b): 1 — $k = 1$; 2 — 2; 3 — 3; 4 — 4. Параметры, использованные при расчетах: $a = 15 \mu\text{m}$, $4\pi M = 7000 \text{ G}$, $H_a = 2 \text{ Oe}$, $f = \omega/2\pi = 500 \text{ kHz}$, $\sigma = 10^{16} \text{ s}^{-1}$ и $\kappa = 0.1$.

первой гармонике на рис. 1 вычитается постоянная составляющая $I_0 R_{dc}$. Из рис. 1 следует, что при малом постоянном токе нечетные гармоники доминируют в частотном спектре напряжения, а с увеличением I_b вклад четных гармоник в отклик напряжения становится заметным.

Изменения в зависимостях амплитуд первой и второй гармоник от внешнего поля с возрастанием постоянного тока проиллюстрированы на рис. 2. Амплитуда первой гармоники монотонно уменьшается с увеличением постоянного тока (см. рис. 2, a). Зависимость амплитуды второй гармоники от I_b является более сложной. При

малых I_b амплитуда второй гармоники возрастает, а с дальнейшим увеличением I_b максимум зависимости амплитуды второй гармоники от величины постоянного тока уменьшается и становится более „размытым“. Из рис. 2, b видно, что с возрастанием постоянного тока поле максимума H_p сдвигается в сторону более высоких значений магнитного поля.

Следует отметить, что увеличение амплитуд переменного тока и значения постоянного тока может привести к перегреву аморфной проволоки и резкому ухудшению ее магнитных свойств. В связи с этим необходимо определить оптимальный интервал значений I_0 и I_b , в котором достигается максимальная чувствительность второй гармоники к внешнему магнитному полю.

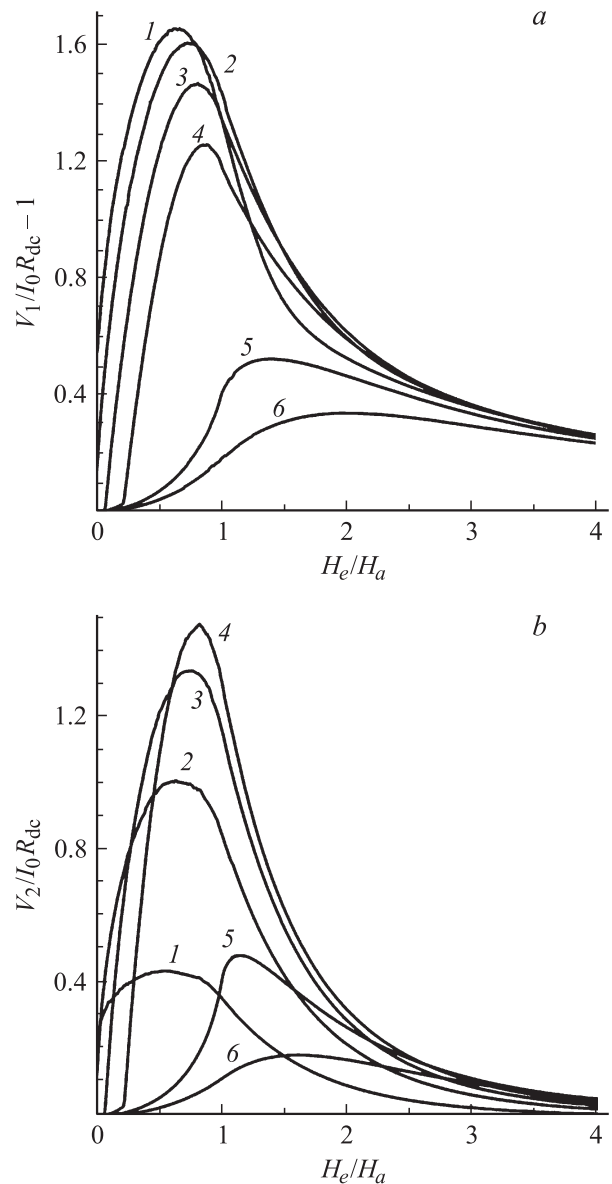


Рис. 2. Зависимость амплитуд первой (a) и второй гармоник (b) от внешнего магнитного поля H_e при $2I_0/caH_a = 1.5$ и различных значениях H_b : 1 — $H_b/H_a = 0.25$; 2 — 0.5; 3 — 0.75; 4 — 1; 5 — 1.5; 6 — 2. Параметры, использованные при расчетах, такие же, как на рис.1.

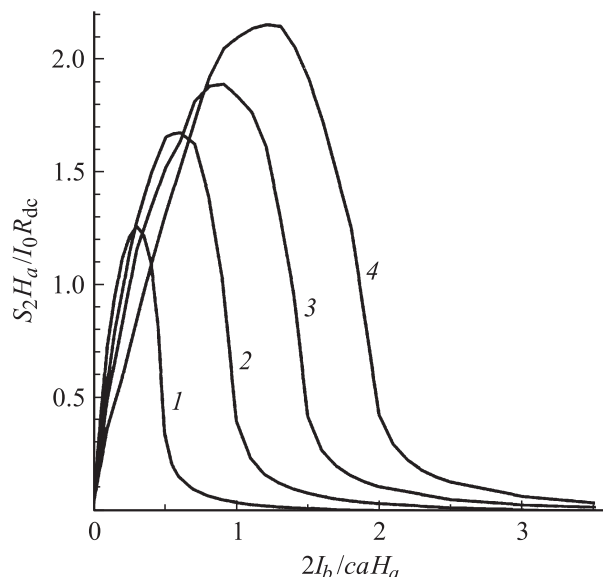


Рис. 3. Зависимость чувствительности второй гармоники S_2 от величины постоянного тока I_b при различных значениях I_0 : 1 — $2I_0/caH_a = 0.5$; 2 — 1; 3 — 1.5; 4 — 2. Параметры, использованные при расчетах, такие же, как на рис. 1.

Зависимость чувствительности второй гармоники S_2 от величины постоянного тока представлена на рис. 3. Величина S_2 оценивалась как отношение максимума амплитуды второй гармоники $V_2(H_p)$ к полю H_p :

$$S_2 = V_2(H_p)/H_p. \quad (10)$$

На рис. 3 видно, что чувствительность второй гармоники резко возрастает при малых I_b , достигает максимума и затем медленно уменьшается. Максимальная чувствительность достигается в узком диапазоне значений I_b , и оптимальная величина постоянного тока определяется приближенным соотношением $I_b \cong 0.6I_0$.

Распределение легких осей анизотропии в аморфных проволоках определяется в основном магнитострикционным эффектом. Вследствие влияния внутренних напряжений анизотропия в поверхностном слое аморфной проволоки на основе кобальта является циркулярной или геликоидальной, а в центральной области проволоки ось анизотропии имеет продольное направление [1]. Выше пренебрегалось центральной областью, так как поверхностная часть образца вносит основной вклад в нелинейный отклик напряжения, и учет области с продольной анизотропией не приводит к существенным изменениям частотного спектра напряжения.

Отметим, что в данной работе рассматривался только случай слабого скин-эффекта в проволоке. Предложенная модель может быть обобщена на случай более высоких частот возбуждающего тока с использованием общего решения для распределения переменных магнитных полей в проволоке, полученного в линейном режиме в виде степенных рядов по радиальной координате [12]. Такой подход позволит описать частотную зависимость

нелинейного отклика напряжения, однако основные особенности спектра напряжения останутся неизменными.

Таким образом, в работе проанализировано влияние постоянного тока на нелинейный магнитоимпеданс аморфной проволоки с циркулярной анизотропией. Возникновение высших гармоник в частотном спектре напряжения, снимаемого с концов образца, связано с процессом перемагничивания части проволоки полем возбуждающего переменного тока. Показано, что пропускание дополнительного постоянного тока через проволоку существенно изменяет частотный спектр сигнала напряжения, и в нем возникают четные гармоники. При определенных условиях амплитуда второй гармоники становится достаточно большой и имеет высокую чувствительность к внешнему магнитному полю. Полученные результаты могут быть использованы для разработки датчиков слабого магнитного поля.

Список литературы

- [1] Phan M.-H., Peng H.-X. // Prog. Mat. Sci. 2008. Vol. 53. N 2. P. 323–420.
- [2] Gómez-Polo C., Vázquez M., Knobel M. // J. Magn. Magn. Mater. 2001. Vol. 226–230. Pt. 1. P. 712–714.
- [3] Gómez-Polo C., Knobel M., Pirola K.R., Vázquez M. // Physica B. 2001. Vol. 299. N 3–4. P. 322–328.
- [4] Duque J.G.S., de Araújo A.E.P., Knobel M. et al. // Appl. Phys. Lett. 2003. Vol. 83. N 1. P. 99–101.
- [5] Clime L., Rudkowska G., Duque J.G.S. et al. // Physica B. 2004. Vol. 343. N 1–4. P. 410–414.
- [6] Gómez-Polo C., Duque J.G.S., Knobel M. // J. Phys.: Condens. Matter. 2004. Vol. 16. N 28. P. 5028–5094.
- [7] Seddaoui D., Ménard D., Ciureanu P., Yelon A. // J. Appl. Phys. 2007. Vol. 101. N 9. P. 093 907-1–093 907-6.
- [8] Beach R.S., Smith N., Platt C.L. et al. // Appl. Phys. Lett. 1996. Vol. 68. N 19. P. 2753–2755.
- [9] Kurlyandskaya G.V., Yakabchuk H., Kisker E. // J. Appl. Phys. 2001. Vol. 90. N 12. P. 6280–6286.
- [10] Kurlyandskaya G.V., Garcia-Arribas A., Barandiarán J.M. // Sens. Actuators A. 2003. Vol. 106. N 1–3. P. 234–239.
- [11] Pal S.K., Panda A.K., Mitra A. // J. Magn. Magn. Mater. 2008. Vol. 320. N 3–4. P. 496–502.
- [12] Usov N.A., Antonov A.S., Lagar'kov A.N. // J. Magn. Magn. Mater. 1998. Vol. 185. N 2. P. 159–173.
- [13] Makhnovskiy D.P., Panina L.V., Mapps D.J. // Phys. Rev. B. 2001. Vol. 63. N 14. P. 144 424-1–144 424-17.
- [14] Stoner E.C., Wohlfarth E.P. // Phil. Trans. Roy. Soc. 1948. Vol. A240. P. 599–642.
- [15] Antonov A.S., Buznikov N.A., Iakubov I.T. et al. // J. Phys. D: Appl. Phys. 2001. Vol. 34. N 5. P. 752–757.
- [16] Бузников Н.А., Антонов А.С., Рахманов А.А. // ЖТФ. 2009. Т. 79. Вып. 2. С. 66–77.