

05.2;12

Нелинейное перемагничивание композитных проволок медь–пермаллой, индуцированное высокочастотным током

© А.С. Антонов, Н.А. Бузников, А.Ф. Прокошин,
А.Л. Рахманов, И.Т. Якубов, А.М. Якунин

Институт теоретической и прикладной электродинамики РАН, Москва
Центральный научно-исследовательский институт черной металлургии,
Москва

E-mail: n.buznikov@mail.ru

Поступило в Редакцию 8 ноября 2000 г.

Исследовано нелинейное перемагничивание композитных проволок медь–пермаллой в поле переменного тока. Показано, что частотный спектр напряжения в измерительной катушке, намотанной на проволоку, состоит только из четных гармоник в широком интервале значений амплитуд переменного тока и продольного подмагничивающего поля. Продемонстрирована высокая чувствительность амплитуд четных гармоник к подмагничивающему полю. Полученные результаты могут быть существенны для разработки датчиков слабого магнитного поля.

Эффект гигантского магнитоимпеданса (ГМИ), заключающийся в сильном изменении импеданса проводника во внешнем магнитном поле, широко исследуется в течение последних лет. Интерес к эффекту ГМИ обусловлен возможностью создания высокочувствительных датчиков магнитного поля [1]. ГМИ наблюдался в аморфных проволоках [2–4], лентах [5], многослойных пленочных структурах [6–8] и микропроводах в стеклянной оболочке [9,10]. Кроме того, этот эффект возникает и в композитных проволоках, состоящих из высокопроводящего кора и оболочки из магнитомягкого материала [10–13]. Как было показано в [14], наличие высокопроводящего кора в композитной проволоке может приводить к существенному увеличению амплитуды ГМИ. Эффект ГМИ наблюдается при достаточно малых амплитудах переменного тока, когда измеряемый сигнал пропорционален импедансу проводника. При больших амплитудах тока возникает процесс нели-

нейного перемангничивания, который сопровождается возникновением нелинейного отклика напряжения на концах проводника или в измерительной катушке, намотанной на образец [11,15,16]. Вследствие высокой чувствительности нелинейного отклика к внешнему магнитному полю процесс нелинейного перемангничивания также является перспективным для различных технических приложений.

В настоящей работе экспериментально и теоретически исследуется нелинейное перемангничивание композитных проволок медь–пермаллой в поле высокочастотного тока. Проанализирован частотный спектр напряжения в измерительной катушке, намотанной на проволоку. продемонстрирована высокая чувствительность амплитуд четных гармоник к продольному подмангничивающему полю. Экспериментальные результаты описываются в рамках квазистационарной модели Стонера–Вольфарта [17].

Исследованные проволоки изготовлялись сжатием композитного стержня, его вытягиванием и последующим отжигом. Медный стержень диаметром 0.67 см сжимался в пермаллоевой трубке диаметром 1 см. Полученные после вытягивания композитного стержня проволоки отжигались в течение 1–3 h при температуре 750–1000°C и давлении 10^{-3} Pa [12]. Диаметр медного кора d изменялся от 20 до 120 μm , а толщина пермаллоевой оболочки лежала в интервале 10–40 μm . При этом отношение диаметра кора d к диаметру композитной проволоки D для всех исследованных образцов составляло примерно 2/3. Длина проволок l варьировалась от 0.5 до 2 см. Пермаллоевая оболочка проволок имела циркулярную анизотропию, а поле анизотропии H_a исследованных образцов лежало в диапазоне 1–5 Oe. Намагниченность насыщения проволок M составляла примерно 800 Gs [12].

Для исследования процесса нелинейного перемангничивания по композитной проволоке пропускался высокочастотный ток достаточно высокой амплитуды. Амплитуда тока I_0 достигала 0.25 A, а его частота f варьировалась от 0.1 до 1 MHz. Проволока помещалась в постоянное продольное магнитное поле H_e , создаваемое соленоидом, ориентированным вдоль оси проволоки. Величина H_e изменялась от 0 до 50 Oe. На проволоку была намотана измерительная катушка, число витков N в которой варьировалось от 40 до 130. Амплитуды гармоник напряжения V_φ , возникающего в измерительной катушке, измерялись при помощи анализатора спектра HP4395A.

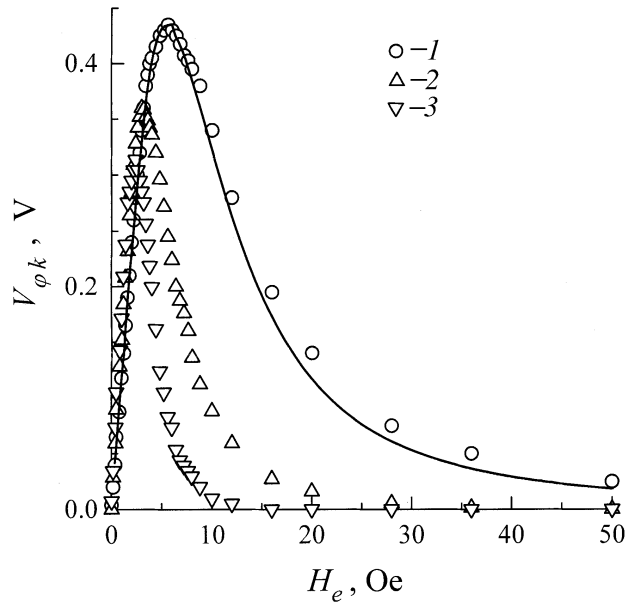


Рис. 1. Измеренные зависимости амплитуд гармоник $V_{\varphi k}$ от величины подмагничивающего поля H_e при $f = 315 \text{ kHz}$ и $I_0 = 0.19 \text{ \AA}$: 1 — $k = 2$, 2 — $k = 4$, 3 — $k = 6$. Сплошная линия — рассчитанная зависимость $V_{\varphi 2}$ от H_e при $H_a = 3.5 \text{ Oe}$ и $M = 820 \text{ Gs}$. $d = 66 \text{ \mu m}$, $D = 100 \text{ \mu m}$, $l = 0.9 \text{ cm}$, $N = 110$.

При малых амплитудах тока I_0 и подмагничивающих полях H_e в частотном спектре напряжения доминирует первая гармоника. Если подмагничивающее поле H_e превышает некоторое пороговое значение, зависящее от I_0 , то нечетные гармоники исчезают и вторая гармоника становится основной в частотном спектре V_{φ} . При достаточно больших I_0 частотный спектр V_{φ} состоит только из четных гармоник при любом значении H_e . Типичные измеренные зависимости амплитуд четных гармоник $V_{\varphi k}$ (где k — номер гармоники) от величины подмагничивающего поля H_e показаны на рис. 1. Амплитуды четных гармоник возрастают с увеличением H_e , проходят через максимум и затем медленно уменьшаются.

Для описания результатов экспериментов рассмотрим простую модель, которая позволяет объяснить основные особенности частотного спектра напряжения в измерительной катушке. Предполагается, что доменная структура в пермаллловой оболочке отсутствует, а ток течет только по медному кору, так как проводимость меди значительно выше, чем проводимость пермаллоя. Циркулярное магнитное поле H_φ , индуцируемое переменным током $I = I_0 \sin(2\pi ft)$, вызывает изменение циркулярной компоненты намагниченности M_φ и, следовательно, изменение продольной компоненты намагниченности M_z , что в соответствии с законом Фарадея приводит к появлению напряжения в измерительной катушке. Так как частота тока относительно мала, процесс перемангничивания проволоки может быть описан в рамках квазистационарной модели Стонера–Вольфарта [11,16,18]. В квазистационарном приближении минимизация свободной энергии приводит к следующему уравнению для циркулярной компоненты намагниченности M_φ :

$$(1 - m_\varphi^2)[m_\varphi + h_0\rho^{-1} \sin(2\pi ft)]^2 = h_e^2 m_\varphi^2. \quad (1)$$

Здесь $m_\varphi = M_\varphi/M$, $h_e = H_e/H_a$, $h_0 = 4I_0/cDH_a$ — безразмерная амплитуда циркулярного поля и $\rho = 2r/D$ — безразмерная радиальная координата. При малых амплитудах циркулярного поля и $H_e < H_a$ зависимость M_φ от H_φ является обратимой. Если амплитуда переменного поля превышает некоторое пороговое значение, эта зависимость приобретает форму гистерезисной кривой со скачками Баркгаузена. Характерное время скачков Баркгаузена порядка 10^{-9} с, и их вкладом в амплитуды первых гармоник напряжения можно пренебречь. Тогда для напряжения V_φ в измерительной катушке имеем [18]:

$$V_\varphi = V_0 h_0 \cos(2\pi ft) \int_{d/D}^1 \frac{m_\varphi^2(1 - m_\varphi^2)d\rho}{h_e m_\varphi^3 + h_0 \rho^{-1} \sin(2\pi ft)(1 - m_\varphi^2)^{3/2}}, \quad (2)$$

где $m_\varphi = m_\varphi(\rho, t)$ — решение уравнения (1) и $V_0 = 4\pi^3 D^2 N M f / c$. Из формулы (2) следует, что безразмерное напряжение $v_\varphi = V_\varphi / V_0$ зависит от трех параметров: h_0 , h_e и d/D . Зависимости амплитуд гармоник $V_{\varphi k}$ от величины подмагничивающего поля H_e , рассчитанные с помощью преобразования Фурье выражения (2), показаны на рис. 2. При малых H_e первая гармоника доминирует в частотном спектре. Если H_e превышает

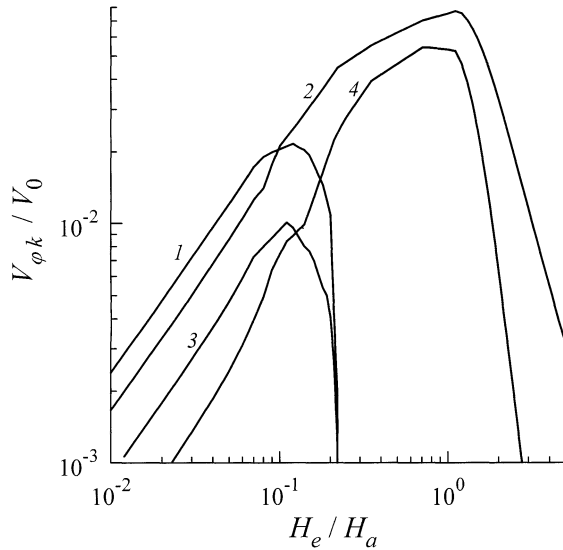


Рис. 2. Рассчитанные зависимости амплитуд гармоник $V_{\varphi k}$ от величины подмагничивающего поля H_e при $4I_0/cDH_a = 0.5$ и $d/D = 2/3$: $k = 1$ (1), 2 (2), 3 (3), 4 (4).

пороговое значение

$$H_c = H_a \left[1 - (4I_0/cDH_a)^{2/3} \right]^{3/2}, \quad (3)$$

то нечетные гармоники исчезают и вторая гармоника становится основной в частотном спектре. Амплитуды четных гармоник достигают максимума при $H_e \cong H_a$ и затем резко спадают.

Таким образом, рассмотренная модель позволяет описать основные особенности частотного спектра напряжения в измерительной катушке, а также определить значения критических полей, при которых возникает нелинейный режим перемагничивания. На рис. 1 показано сравнение измеренной и рассчитанной зависимостей амплитуды второй гармоники $V_{\varphi 2}$ от величины подмагничивающего поля H_e . Отметим, что результат вычислений существенно зависит от значений поля анизотропии H_a и намагниченности насыщения M . Наилучшее совпадение результатов

расчета и экспериментальных данных получается при $H_a = 3.5$ Ое и $M = 820$ Gs.

В заключение отметим, что амплитуды четных гармоник весьма чувствительны к величине подмагничивающего поля. Например, характерная чувствительность амплитуды второй гармоники для исследованных образцов порядка 10^{-1} В/Ое при $f = 315$ kHz и $I_0 = 0.19$ А. Это значение совпадает с максимальной чувствительностью, полученной при использовании эффекта ГМИ, и может быть еще увеличено при использовании более высоких частот и амплитуд тока, а также путем оптимизации параметров проволок: увеличения толщины ферромагнитной оболочки и снижения поля анизотропии. Следовательно, исследованный процесс нелинейного перемангничивания композитных проволок является перспективным для разработки датчиков слабых магнитных полей.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (гранты № 00–02–18022 и № 00–15–96570).

Список литературы

- [1] *Vazquez M., Hernando A.* // J. Phys. D: Appl. Phys. 1996. V. 29. N 4. P. 939–949.
- [2] *Mohri K., Kohzawa T., Kawashima K.* et al. // IEEE Trans. Magn. 1992. V. 28. N 5. P. 3150–3152.
- [3] *Beach R.S., Berkowitz A.E.* // Appl. Phys. Lett. 1994. V. 64. N 26. P. 3652–3654.
- [4] *Panina L.V., Mohri K.* // Appl. Phys. Lett. 1994. V. 65. N 9. P. 1189–1191.
- [5] *Machado F.L.A., Martins C.S., Rezende S.M.* // Phys. Rev. B. 1995. V. 51. N 6. P. 3926–3930.
- [6] *Senda M., Ishii O., Koshimoto Y., Tashima T.* // IEEE Trans. Magn. 1994. V. 30. N 6. P. 4611–4613.
- [7] *Hika K., Panina L.V., Mohri K.* // IEEE Trans. Magn. 1996. V. 32. N 5. P. 4594–4596.
- [8] *Антонов А.С., Гадецкий С.Н., Грановский А.Б.* и др. // ФММ. 1997. Т. 83. № 6. С. 60–71.
- [9] *Vazquez M., Zhukov A.P., Aragonese P.* et al. // IEEE Trans. Magn. 1998. V. 34. N 3. P. 724–728.
- [10] *Vazquez M., Garcia-Beneytez M., Garcia J.M.* et al. // Proceedings of Moscow International Symposium on Magnetism. Moscow: Moscow State University, 1999. Part 1. P. 259–266.

- [11] *Beach R.S., Smith N., Platt C.L.* et al. // *Appl. Phys. Lett.* 1996. V. 68. N 19. P. 2753–2755.
- [12] *Antonov A.S., Rakhmanov A.L., Buznikov N.A.* et al. // *IEEE Trans. Magn.* 1999. V. 35. N 5. P. 3640–3642.
- [13] *Курляндская Г.В., Васьковский В.О., Гарсиа-Мигель Х., Баскес М.* // Сб. трудов XVII международной школы-семинара "Новые магнитные материалы микроэлектроники". М.: МГУ, 2000. С. 666–667.
- [14] *Usov N., Antonov A., Granovsky A.* // *J. Magn. Mater.* 1997. V. 171. N 1–2. P. 64–67.
- [15] *Yelon A., Britel M., Menard D., Ciureanu P.* // *Physica A.* 1997. V. 241. N 1–2. P. 439–443.
- [16] *Antonov A.S., Buznikov N.A., Iakubov I.T.* et al. // *Proceedings of Moscow International Symposium on Magnetism.* Moscow: Moscow State University, 1999. Part 2. P. 252–255.
- [17] *Stoner E.S., Wohlfarth E.P.* // *Phil. Trans. Roy. Soc.* 1948. V. A240. P. 599–642.
- [18] *Антонов А.С., Бузников Н.А., Лагарьков А.Н.* и др. // *Электричество.* 2000. № 4. С. 52–59.