

ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ И МАГНИТНЫЕ
СВОЙСТВА

УДК 537.622.4:53.098

МАГНИТОИМПЕДАНСНАЯ ТОМОГРАФИЯ
АМОРФНЫХ ПРОВОДОВ CoFeTaSiB

© 2023 г. Д. А. Букреев^а, *, М. С. Дервянко^а, А. А. Моисеев^а, А. В. Семиров^а

^аИркутский государственный университет, ул. К. Маркса, 1, Иркутск, 664003 Россия

*e-mail: da.bukreev@gmail.com

Поступила в редакцию 27.04.2023 г.

После доработки 05.07.2023 г.

Принята к публикации 09.07.2023 г.

Представлены результаты исследования радиального распределения магнитной проницаемости аморфного провода $\text{Co}_{66}\text{Fe}_4\text{Ta}_{2.5}\text{Si}_{12.5}\text{B}_{15}$ радиусом 55 мкм, выполненного с помощью магнитоимпедансной томографии в диапазоне частот переменного тока от 0.01 до 100 МГц. Обнаружено, что величина магнитной проницаемости существенно зависит от радиальной координаты. При этом внутренние области провода имеют преимущественно аксиальную анизотропию, а внешний слой толщиной около 2.5 мкм — циркулярную. Показано, что магнитоупругий механизм не является основным при формировании магнитной анизотропии в поверхностном слое провода.

Ключевые слова: магнитоимпедансная томография, магнитный импеданс, метод конечных элементов, компьютерное моделирование, аморфные провода

DOI: 10.31857/S0015323023600673, **EDN:** SVSWIM

ВВЕДЕНИЕ

Аморфные магнитомягкие провода, полученные быстрой закалкой из расплава, являются материалами, в которых наблюдается значительный магнитоимпедансный эффект (МИ) [1]. Данный эффект заключается в сильной зависимости электрического импеданса от напряженности внешнего магнитного поля, приложенного к образцу, и достигает сотен процентов даже в слабых магнитных полях [2]. Последнее обуславливает неослабевающий практический интерес к МИ. К настоящему времени предложены высокочувствительные МИ-сенсоры магнитных полей, в том числе адаптированные для биомедицинских приложений [3–5].

Магнитоимпедансный эффект можно объяснить в терминах скин-эффекта. Эффективное сечение проводника при протекании по нему переменного тока определяется толщиной скин-слоя [6]:

$$\delta = \sqrt{\frac{1}{\pi f \sigma \mu_0 \mu}}, \quad (1)$$

где f — частота переменного тока, μ_0 — магнитная постоянная, μ — эффективная поперечная (относительно направления переменного тока) магнитная проницаемость, σ — удельная проводимость. Изменение магнитного поля приводит к изменению магнитной проницаемости. Это, в свою очередь, приводит к изменению δ . Чем больше δ от-

личается от радиуса цилиндрического проводника, тем больше модуль импеданса отличается от сопротивления на постоянном токе R_{DC} . Решая уравнения Максвелла, можно получить следующее выражение для импеданса однородного цилиндрического проводника радиуса r [6]:

$$\frac{\dot{Z}}{R_{DC}} = \frac{1}{2} k r \frac{J_0(kr)}{J_1(kr)}, \quad (2)$$

где R_{DC} — сопротивление проводника постоянному току, $k = (1 + j)/\delta$, j — мнимая единица, J_0 и J_1 — функции Бесселя первого рода нулевого и первого порядков.

Важно обратить внимание, что толщина скин-слоя δ зависит не только от электромагнитных параметров проводника, но и от частоты переменного тока. Чем выше f , тем меньше δ . Другими словами, с повышением частоты вклад в импеданс от внутренних областей уменьшается, а поверхностных, напротив, увеличивается. Благодаря этому с помощью зависимостей МИ от частоты переменного тока можно восстановить распределение магнитных параметров по сечению проводника. Такой метод можно назвать магнитоимпедансной томографией (МИТ).

Для аморфного провода, полученного быстрой закалкой из расплава, характерно неоднородное радиальное распределение электромагнитных параметров, вызванное закалочными напряжениями. Его магнитную структуру можно упрощенно

описать моделью “core–shell”, согласно которой провод имеет аксиально намагниченную внутреннюю область и радиально или циркулярно намагниченную оболочку [7, 8]. Детали этого распределения могут быть выяснены с помощью МИТ. Это может быть востребовано при определении оптимальных режимов эксплуатации аморфных проводов. Как известно, МИ-отклик аморфного провода можно изменять, варьируя его состав [9–11] или подвергая термообработке [12]. Зная радиальное распределение электромагнитных параметров и то, как оно меняется в зависимости от выбора условий изготовления и дальнейшей термообработки, можно целенаправленно настраивать характеристики МИ-сенсоров под конкретные задачи.

Реализация МИТ, основанная на решении уравнений Максвелла методом конечных элементов, была предложена в работе [13]. В рамках этой реализации частотные зависимости МИ, смоделированные при различных радиальных распределениях магнитной проницаемости, сопоставляются с экспериментальными. Благодаря этому определяется приближение к реальному радиальному распределению магнитной проницаемости. Дальнейшее развитие данного подхода позволит учесть, что сечение проводов не строго круговое, а также рассмотреть планарные МИ-элементы, такие как аморфные ленты и многослойные пленки, которые можно использовать в задачах биодетектирования [14].

В настоящей работе представлены результаты МИТ быстрозакаленного аморфного провода состава CoFeTaSiB в магнитных полях различной напряженности.

МОДЕЛИРОВАНИЕ, ОБРАЗЦЫ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ МЕТОДИКИ

Магнитоимпедансная томография была реализована следующим образом.

1. Модель провода представляет собой n коаксиальных цилиндрических областей, имеющих внешние границы радиусов r_i . Для каждой области провода задавали значение циркулярной магнитной проницаемости μ_i и удельной электропроводности σ_i :

$$\left\{ \begin{array}{l} \mu_1, \sigma_1, \text{ если } r \leq r_1; \\ \dots \\ \mu_i, \sigma_i, \text{ если } r_{i-1} \leq r \leq r_i; \\ \dots \\ \mu_n, \sigma_n, \text{ если } r_{n-1} \leq r \leq r_n. \end{array} \right. \quad (3)$$

Величина r_n равна радиусу провода, $\sigma_1 = \dots = \sigma_i = \dots = \sigma_n = \text{const}$. Рассматривали модели с n от 1 до 7.

2. Расчеты выполняли методом конечных элементов в программном пакете Comsol Multiphysics (лицензия № 9602434), который хорошо себя зарекомендовал в моделировании МИ [15]. Частоту f изменяли в диапазоне от 0.01 до 100 МГц. Используя решения для электрического и магнитного полей, рассчитывали зависимость приведенного импеданса от частоты переменного тока $Z(f)/R_{\text{DC}}$. При построении конечно-элементной сетки следили, чтобы размер ее элементов был меньше толщины скин-слоя.

3. В массиве смоделированных зависимостей $Z(f)/R_{\text{DC}}$ находили зависимость, имеющую наименьшее абсолютное отклонение от аналогичной зависимости, полученной экспериментальным путем.

4. Комбинация μ_i и r_i , при которой смоделированная зависимость $Z(f)/R_{\text{DC}}$ имеет наименьшее отклонение от экспериментальной, является, предположительно, приближением реального радиального распределения этих величин.

Образцами для экспериментального исследования МИ служили отрезки аморфного быстрозакаленного провода $\text{Co}_{66}\text{Fe}_4\text{Ta}_{2.5}\text{Si}_{12.5}\text{B}_{15}$ радиусом $r_n = 55$ мкм и длиной 90 мм. Активная длина образца (расстояние между контактами измерительной ячейки) составляла 24 мм, при этом образец располагали в ячейке симметрично. Константа магнитострикции провода малая положительная [16].

Измерения модуля электрического импеданса Z были выполнены на измерительном комплексе магнитоимпедансной спектроскопии [17] в диапазоне частот переменного тока, f , (0.01–100) МГц, протекающего вдоль длины образца. Действующее значение силы тока составляло 1 мА. Вдоль длины образца было ориентировано и внешнее магнитное поле H , максимальная напряженность которого составляла $H_{\text{max}} = \pm 12.3$ кА/м.

МИ рассчитывали по формуле:

$$\Delta Z/Z(H) = \frac{Z(H) - Z(H_{\text{max}})}{Z(H_{\text{max}})} \times 100\%. \quad (4)$$

Петли магнитного гистерезиса получали индукционным методом. Перемагничивающее магнитное поле, ориентированное вдоль длины образца, изменяли с частотой 1 кГц, его амплитуда составляла 1.2 кА/м. Эти исследования проводили на образцах длиной от 30 до 90 мм.

РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

По петлям гистерезиса была определена зависимость отношения B_r/B_s от длины провода l , где B_r – остаточная индукция, $B_s \approx 0.4$ Тл – магнитная индукция насыщения (рис. 1). Видно, что с увеличением длины провода отношение B_r/B_s увеличивается и выходит на плато при $l > 60$ мм. Такая

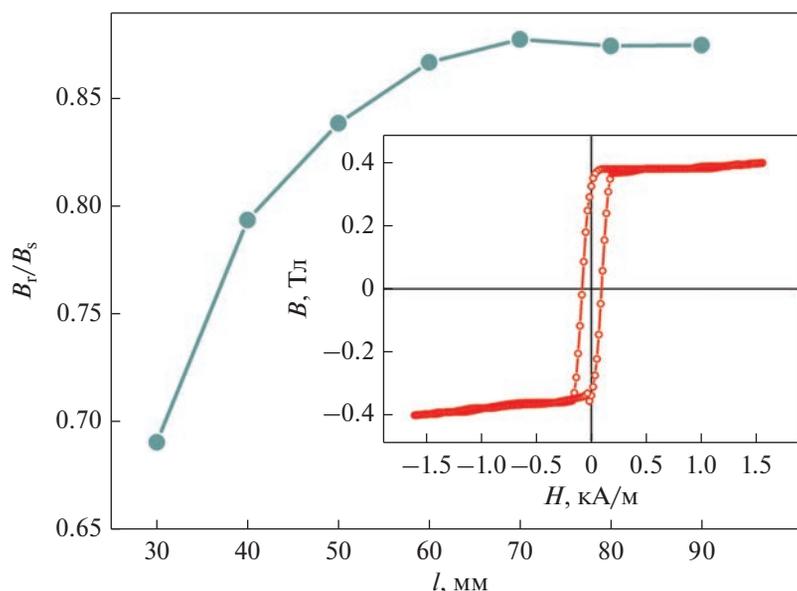


Рис. 1. Зависимость отношения B_r/B_s от длины аморфного провода $\text{Co}_{66}\text{Fe}_4\text{Ta}_{2.5}\text{Si}_{12.5}\text{B}_{15}$. На вставке: петля магнитно-гистерезиса провода $\text{Co}_{66}\text{Fe}_4\text{Ta}_{2.5}\text{Si}_{12.5}\text{B}_{15}$ длиной 90 мм.

зависимость может быть связана с наличием замыкающих доменов на торцах провода, уменьшающих энергию взаимодействия намагниченности с размагничивающим полем. Чем больше длина, тем меньше напряженность размагничивающего поля и объем замыкающих доменов. По этой причине отношение B_r/B_s растет с увеличением длины провода. Характер зависимости, приведенной на рис. 1, говорит о том, что при $l > 60$ мм влиянием замыкающих доменов можно пренебречь. Тогда радиус центральной аксиально намагниченной области провода можно оценить с помощью выражения $r_c = r_n(B_r/B_s)^{1/2}$ [18]. Для $l = 90$ мм получили $r_c \approx 51$ мкм.

Далее обратились к зависимостям МИ от напряженности внешнего магнитного поля $\Delta Z/Z(H)$, полученным на разных частотах переменного тока (рис. 2). Результаты предыдущих исследований говорят о том, что по характеру зависимости $\Delta Z/Z(H)$ можно оценить преимущественную ориентацию осей магнитной анизотропии в объеме провода, соответствующем толщине скин-слоя [19]. Так, зависимость вида “один пик”, как в нашем случае при $f < 2$ МГц (рис. 2а, 2б), формируется в случае преимущественно аксиальной или радиальной ориентации оси магнитной анизотропии. Зависимости вида “два пика”, наблюдаемые на частотах переменного тока $f \geq 2$ МГц (рис. 2в, 2г), свидетельствуют о циркулярной компоненте магнитной анизотропии. Поле пика увеличивается от $H_{p1} = 0.04$ кА/м при $f = 2$ МГц до $H_{p2} = 0.13$ кА/м при $f = 100$ МГц.

Принимая во внимание скин-эффект, описанное изменение зависимостей $\Delta Z/Z(H)$ с ростом

частоты переменного тока говорит о том, что поверхностная область провода имеет преимущественно циркулярную анизотропию, тогда как внутренняя с учетом петли гистерезиса (рис. 1, вставка) — преимущественно аксиальную. Таким образом, объем провода содержит как минимум две соосные (из соображений симметрии) области с отличающимися ориентациями осей магнитной анизотропии.

Максимальный МИ $(\Delta Z/Z)_{\max}$ с повышением частоты переменного тока сначала увеличивается, достигая наибольшего значения вблизи 6 МГц, а затем уменьшается (рис. 3). При этом наибольшее значение $(\Delta Z/Z)_{\max}$ составляет более 700%, что может представлять практический интерес при разработке МИ-датчиков магнитного поля.

Неоднородная магнитная структура провода отражается и на характере частотных зависимостей приведенного импеданса $Z(f)/R_{DC}$ (рис. 4). Видно, что в малых магнитных полях экспериментальные зависимости $Z(f)/R_{DC}$ значительно отличаются от зависимостей, рассчитанных с помощью формулы (2) в предположении, что магнитная проницаемость провода по всему сечению одинакова (рис. 4, круглые маркеры). В полях, близких к H_{\max} , экспериментальная и расчетная зависимости расходятся не столь сильно, т.к. магнитная структура провода по мере приближения к насыщению становится более однородной (рис. 4б, круглые маркеры) [13]. Отметим, что зависимости, смоделированные с помощью метода конечных элементов при $n = 1$, практически неотличимы от зависимостей, рассчитанных с помощью (2), поэтому на рисунке не приводятся.

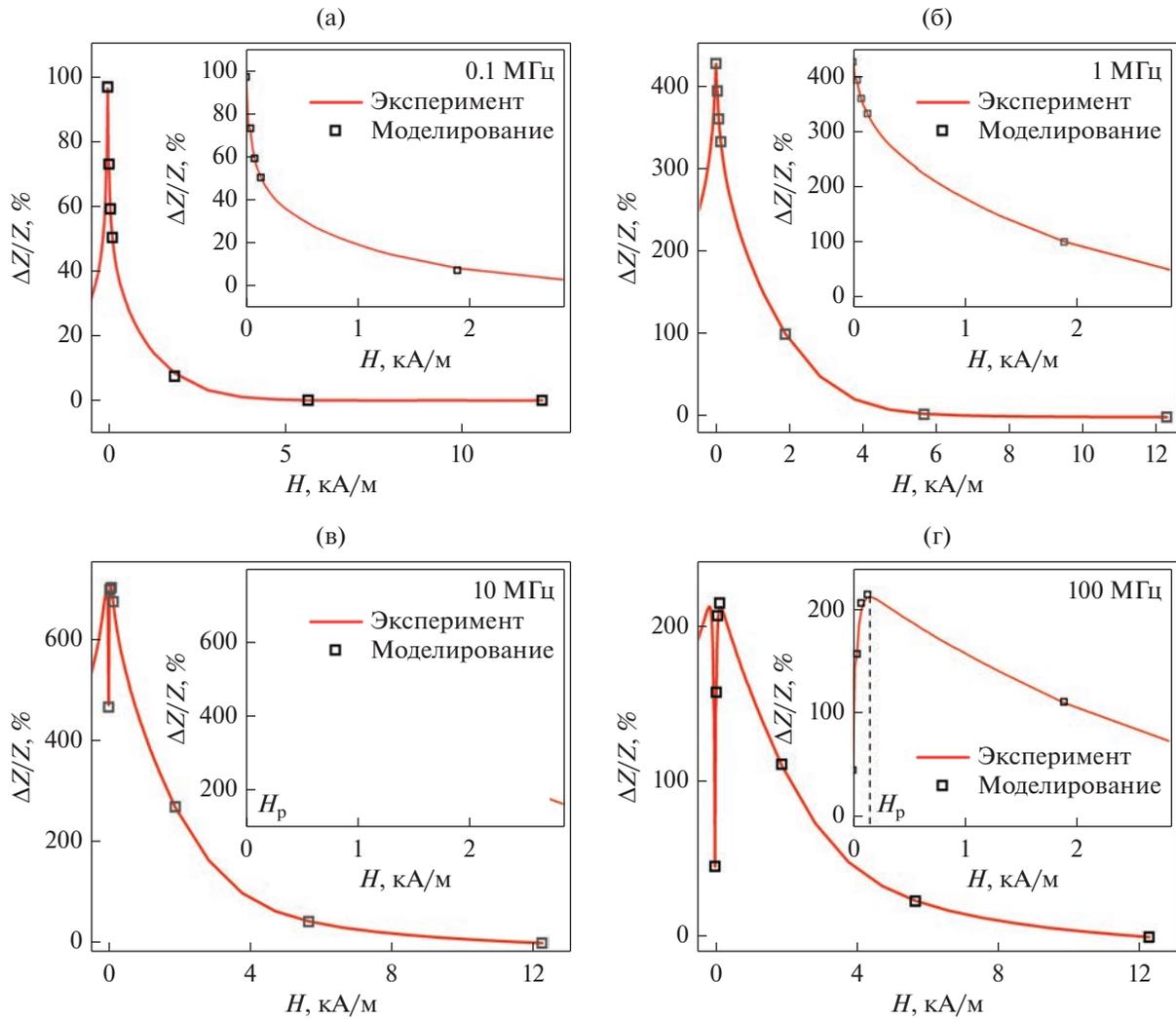


Рис. 2. Зависимости величины МИ в проводе $\text{Co}_{66}\text{Fe}_4\text{Ta}_{2.5}\text{Si}_{12.5}\text{B}_{15}$ от напряженности внешнего магнитного поля $\Delta Z/Z(H)$, полученные на частотах переменного тока 0.1 (а); 1 (б); 10 (в); 100 МГц (г). На вставках: более подробно в диапазоне от 0 до 3 кА/м.

Как было показано в работе [13], чем больше n , тем более детальную информацию о радиальном распределении магнитной проницаемости можно получить с помощью МИТ. Однако с увеличением n пропорционально увеличивается число возможных комбинаций определяемых параметров и для их моделирования требуется значительно больше вычислительных мощностей. В настоящей работе максимальное значение n было равно 7. При этом отклонение смоделированных зависимостей $Z(f)/R_{\text{DC}}$ от экспериментальных не превышало 2% (рис. 4, квадратные маркеры). Величина МИ, определенная на основе смоделированных зависимостей $Z(f)/R_{\text{DC}}$, практически совпала с экспериментальными значениями во всем исследованном диапазоне частот переменного тока и интервала магнитных полей (рис. 2).

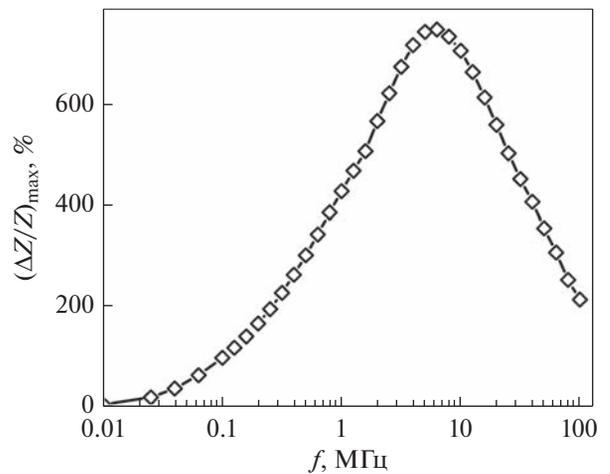


Рис. 3. Зависимость максимального значения МИ в проводе $\text{Co}_{66}\text{Fe}_4\text{Ta}_{2.5}\text{Si}_{12.5}\text{B}_{15}$ от частоты переменного тока $(\Delta Z/Z)_{\text{max}}(f)$.

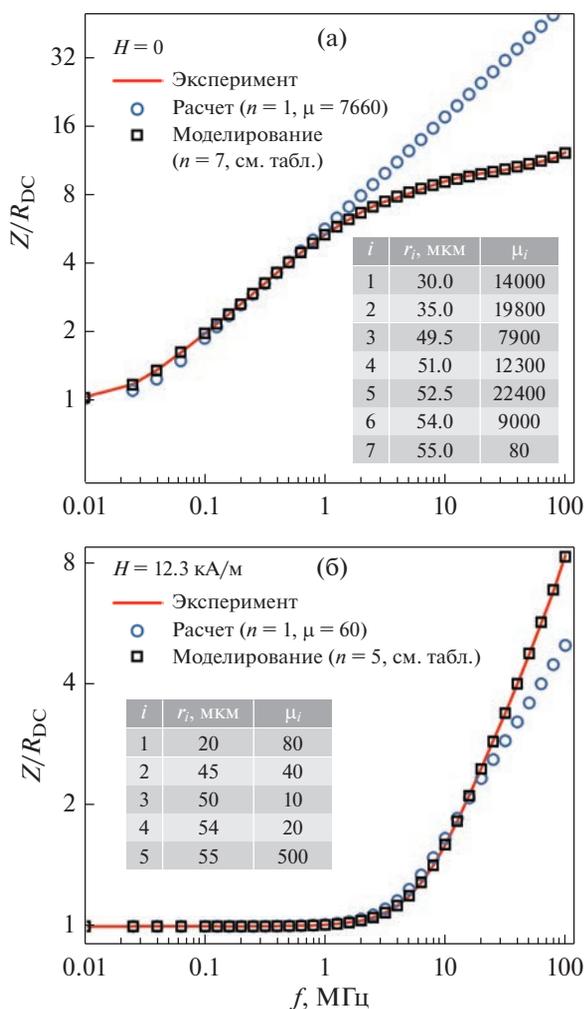


Рис. 4. Зависимости приведенного импеданса от частоты переменного тока $Z(f)/R_{DC}$, полученные в отсутствие внешнего магнитного поля (а) и во внешнем магнитном поле напряженностью 12.3 кА/м (б).

Радиальные распределения циркулярной магнитной проницаемости, восстановленные с помощью МИТ для некоторых значений напряженности магнитного поля, приведены на рис. 5. Можно видеть, что проницаемость внешних слоев провода ($r > 52.5$ мкм) в нулевом магнитном поле не превышает 900. С ростом H их проницаемость сначала увеличивается, а затем уменьшается. Из этого можно сделать вывод, что их магнитная анизотропия преимущественно циркулярная [13]. Обратим внимание, что значение 52.5 мкм близко к определенному выше из отношения B_r/B_s значению $r_c = 51$ мкм. Также нужно отметить, что проницаемость тонкого поверхностного слоя толщиной 1 мкм достигает максимального значения при 0.13 кА/м, тогда как проницаемость слоя, заключенного между 52.5 и 54 мкм, скачкообразно достигает максимального значения при 0.04 кА/м. Данные значения напряженности внешнего магнитного поля равны найденным выше значениям H_{p1} и H_{p2} .

Магнитная проницаемость областей, ограниченных $r = 52.5$ мкм, с ростом напряженности внешнего магнитного поля уменьшается, стремясь к 1 (рис. 5). Такое поведение μ , принимая во внимание отношение B_r/B_s (рис. 1), соответствует преимущественно аксиальной магнитной анизотропии.

Магнитная анизотропия проводов, полученных быстрой закалкой из расплава, имеет преимущественно магнитоупругую природу. Согласно теории вязко-упругости [8], описывающей радиальное распределение внутренних закалочных напряжений, в области провода между $0.6r_n$ и $0.8r_n$ можно ожидать минимальное значение константы магнитной анизотропии. В данной области магнитная проницаемость должна быть выше про-

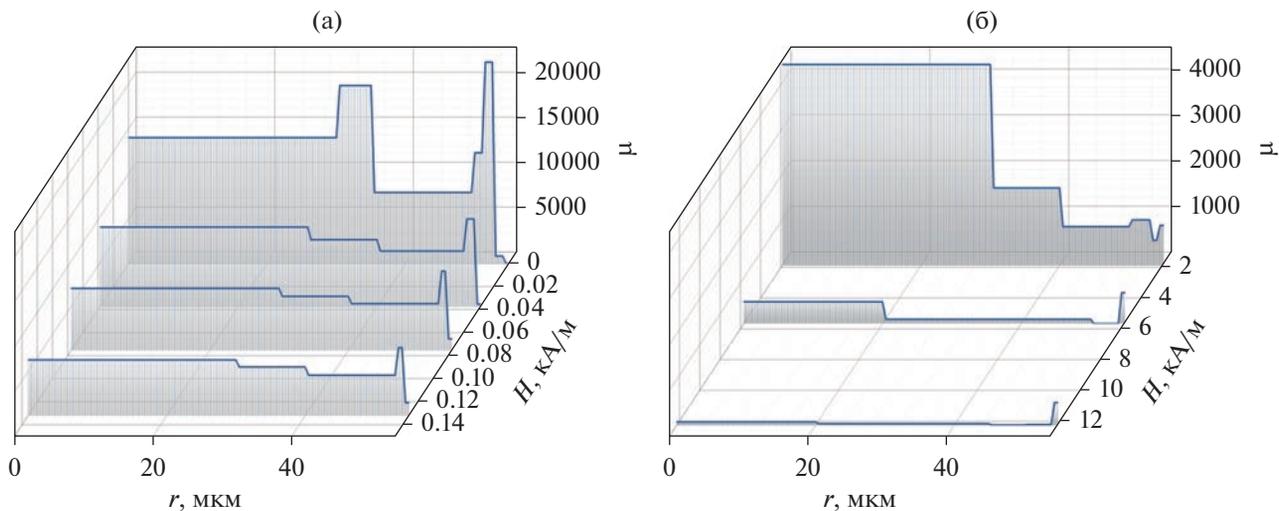


Рис. 5. Восстановленное с помощью МИТ радиальное распределение магнитной проницаемости провода $Co_{66}Fe_4Ta_{2.5}Si_{12.5}B_{15}$ в магнитных полях напряженностью 0, 0.04, 0.08, 0.13 кА/м (а) и 1.9, 5.7, 12.3 кА/м (б).

ницаемости соседних областей, что качественно согласуется с результатами МИТ (рис. 5а). С другой стороны, согласно теории вязко-упругости в поверхностных слоях провода преобладают циркулярные сжимающие напряжения, которые с учетом положительной константы магнитострикции должны приводить к формированию преимущественно аксиальной или радиальной магнитной анизотропии. Последнее не согласуется с полученными результатами, указывающим на значительную циркулярную компоненту магнитной анизотропии. Данное несоответствие может свидетельствовать о нескольких механизмах формирования магнитной анизотропии в исследуемых образцах. Вероятно, одним из факторов, влияющих на ориентацию намагниченности в поверхностных слоях, являются неоднородности рельефа провода [20].

Отметим, что магнитная проницаемость при переходе от одной области провода к другой, вероятно, изменяется плавно. Резкие изменения, наблюдаемые на результатах МИТ (рис. 5), могут быть сглажены при увеличении n .

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

С помощью магнитоимпедансной томографии восстановлены распределения магнитной проницаемости по сечению аморфного провода $\text{Co}_{66}\text{Fe}_4\text{Ta}_{2.5}\text{Si}_{12.5}\text{B}_{15}$ радиуса 55 мкм в аксиальных магнитных полях напряженностью до 12.3 кА/м.

Показано, что в малых полях величина магнитной проницаемости существенно зависит от радиальной координаты. По мере приближения к 12.3 кА/м распределение становится более однородным. При этом поверхностный слой провода толщиной около 2.5 мкм имеет преимущественно циркулярную анизотропию, тогда как внутренние области — преимущественно аксиальную. Данный вывод находится в хорошем согласии с результатами, полученными из петель магнитного гистерезиса.

Показано, что магнитоупругий механизм не является основным при формировании магнитной анизотропии в поверхностном слое. Существенное влияние могут оказывать неоднородности рельефа провода.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект № 22-22-00709, <https://rscf.ru/project/22-22-00709/> ФГБОУ ВО Иркутский государственный университет, Иркутская обл.).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Beach R.S., Berkowitz A.E.* Giant magnetic field dependent impedance of amorphous FeCoSiB wire // *Appl. Phys. Letters*. 1994. V. 64. P. 3652–3654.
2. *Букреев Д.А., Деревянко М.С., Голубев Д.Н., Моисеев А.А., Семиров А.В.* Магнитная предыстория и стрессимпедансный эффект в аморфных проводах CoFeNbSiB // *ФММ*. 2022. Т. 123. С. 767–772.
3. *Wang K., Tajima S., Asano Y., Okuda Y., Hamada N., Cai C., Uchiyama T.* Detection of P300 brain waves using a Magneto-Impedance sensor // *International Journal on Smart Sensing and Intelligent Systems*. 2020. V. 7. P. 1–4.
4. *Chen J., Li J., Li Y., Chen Y., Xu L.* Design and Fabrication of a Miniaturized GMI Magnetic Sensor Based on Amorphous Wire by MEMS Technology // *Sensors*. 2018. V. 18. P. 732.
5. *Fodil K., Denoual M., Dolabdjian C., Treizebre A., Senez V.* In-flow detection of ultra-small magnetic particles by an integrated giant magnetic impedance sensor // *Appl. Phys. Lett.* 2016. V. 108. P. 173701.
6. *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Электродинамика сплошных сред. М.: Наука, 1982. 621 с.
7. *Vázquez M., Hernando A.* A soft magnetic wire for sensor applications // *J. Physics D: Applied Physics*. 1996. V. 29. P. 939–949.
8. *Antonov A.S., Borisov V.T., Borisov O.V., Pozdnyakov V.A., Prokoshin A.F., Usov N.A.* Residual quenching stresses in amorphous ferromagnetic wires produced by an in-rotating-water spinning process // *J. Phys. D.: Appl. Phys.* 1999. V. 32. P. 1788–1794.
9. *Eggers T., Thiabgoh O., Jiang S.D., Shen H.X., Liu J.S., Sun J.F., Srikanth H., Phan M.H.* Tailoring circular magnetic domain structure and high frequency magneto-impedance of melt-extracted $\text{Co}_{69.25}\text{Fe}_{4.25}\text{Si}_{13}\text{B}_{13.5}$ microwires through Nb doping // *AIP Adv.* 2017. V. 7. P. 056643.
10. *Shen H., Liu J., Wang H., Xing D., Chen D., Liu Y., Sun J.* Optimization of mechanical and giant magneto-impedance (GMI) properties of melt-extracted Co-rich amorphous microwires // *Physica Status Solidi (A) Applications and Materials Science*. 2014. V. 211. P. 1668–1673.
11. *Sarkar P., Basu Mallick A., Roy R.K., Panda A.K., Mitra A.* Structural and Giant Magneto-impedance properties of Cr-incorporated Co–Fe–Si–B amorphous microwires // *J. Magn. Magn. Mater.* 2012. V. 324. P. 1551–1556.
12. *Knobel M., Sánchez M.L., Gómez-Polo C., Marín P., Vázquez M., Hernando A.* Giant magneto-impedance effect in nanostructured magnetic wires // *J. Appl. Phys.* 1996. V. 79. P. 1646–1654.
13. *Bukreev D.A., Derevyanko M.S., Moiseev A.A., Svalov A.V., Semirov A.V.* The Study of the Distribution of Electrical and Magnetic Properties over the Conductor Cross-Section Using Magnetoimpedance Tomography: Modeling and Experiment // *Sensors*. 2022. V. 22. P. 9512.
14. *Melnikov G.Y., Lepalovskij V.N., Svalov A.V., Safronov A.P., Kurl'yanskaya G.V.* Magnetoimpedance Thin Film Sensor for Detecting of Stray Fields of Magnetic Particles in Blood Vessel // *Sensors*. 2021. V. 21. P. 3621.

15. Букреев Д.А., Деревянко М.С., Моисеев А.А., Кудрявцев В.О., Курляндская Г.В., Семиров А.В. Моделирование и экспериментальное изучение частотных зависимостей импеданса композитных проводов // ФММ. 2022. V. 123. С. 949–954.
16. Bukreev D.A., Derevyanko M.S., Moiseev A.A., Semirov A.V. Effect of tensile stress on cobalt-based amorphous wires impedance near the magnetostriction compensation temperature // J. Magn. Magn. Mater. 2020. V. 500. P. 166436.
17. Bukreev D.A., Derevyanko M.S., Moiseev A.A., Semirov A.V., Savin P.A., Kurllyandskaya G.V. Magneto-impedance and Stress-Impedance Effects in Amorphous CoFeSiB Ribbons at Elevated Temperatures // Mater. 2020. V. 13. P. 3216.
18. Severino A.M., Gómez-Polo C., Marín P., Vázquez M. Influence of the sample length on the switching process of magnetostrictive amorphous wire // J. Magn. Magn. Mater. 1992. V. 103. P. 117–125.
19. Usov N.A., Antonov A.S., Lagar'kov A.N. Theory of giant magneto-impedance effect in amorphous wires with different types of magnetic anisotropy // J. Magn. Magn. Mater. 1998. V. 185. P. 159–173.
20. Гаврилюк А.А., Ковалева Н.П., Гаврилюк А.В., Гаврилюк Б.В., Семенов А.Л., Моховиков А.Ю. Влияние неоднородного рельефа поверхности на магнитные и магнитоупругие свойства аморфных металлических сплавов на основе железа // Изв. вузов. Физика. 2005. Т. 48. № 7. С. 32–39.