

Исследование радиального распределения магнитной проницаемости по сечению аморфного магнитомягкого провода $\text{Co}_{66}\text{Fe}_4\text{Nb}_{2.5}\text{Si}_{12.5}\text{B}_{15}$ с помощью магнитоимпедансной томографии

© Д.А. Букреев, И.М. Мацюк, М.С. Деревянко, А.В. Шаповалова, А.А. Моисеев, А.В. Семиров

Иркутский государственный университет,
664003 Иркутск, Россия
e-mail: rezervimm@gmail.com

Поступило в Редакцию 7 октября 2025 г.

В окончательной редакции 10 декабря 2025 г.

Принято к публикации 15 декабря 2025 г.

Представлены результаты исследования радиального распределения магнитной проницаемости по сечению аморфного магнитомягкого провода сплава $\text{Co}_{66}\text{Fe}_4\text{Nb}_{2.5}\text{Si}_{12.5}\text{B}_{15}$ в интервале магнитных полей от 0 до 12.3 кА/м. Результаты получены методом магнитоимпедансной томографии с учетом внешней индуктивности провода. Было установлено, что для внешней области провода толщиной 2.5 μm в отсутствие внешнего магнитного поля характерны значения магнитной проницаемости, не превышающие 100, тогда как магнитная проницаемость внутренней области достигает 13 500. Характер изменения магнитных проницаемостей внешней и внутренней областей во внешнем магнитном поле также различен.

Ключевые слова: магнитоимпедансная томография, аморфные провода, компьютерное моделирование, магнитоимпеданс, магнитная проницаемость.

DOI: 10.61011/JTF.2026.04.62658.280-25

Введение

Магнитомягкие аморфные провода, полученные быстрой закалкой из расплава [1], активно используются в современной электронике. Например, они нашли применение в качестве чувствительных элементов детекторов малых магнитных полей [2–4]. Это возможно благодаря эффекту магнитоимпеданса (МИ), который заключается в зависимости комплексного электрического сопротивления проводника переменному току (импеданса) от напряженности внешнего магнитного поля [5,6]. В аморфных магнитомягких проводах на основе кобальта МИ может достигать значений выше 100 % даже в малых магнитных полях [7,8].

Для аморфных проводов, полученных быстрой закалкой из расплава, характерно сложное радиальное распределение внутренних механических напряжений, возникающих в процессе изготовления [9,10]. Поскольку их магнитная анизотропия имеет главным образом магнитоупругую природу, это приводит к неоднородному радиальному распределению магнитных свойств.

В случае проводов в стеклянной оболочке существенное влияние на радиальное распределение оказывает стеклянное покрытие, влияющее на величину и распределение внутренних напряжений [11].

Радиальное распределение циркулярной магнитной проницаемости провода можно восстановить с помощью метода магнитоимпедансной томографии (МИТ). Данный метод основан на анализе частотных зависимостей МИ и хорошо зарекомендовал себя в случае аморфных быстрозакаленных и композитных проводов [12]. В упомянутой работе экспериментальные частотные зависи-

мости сопоставляются с зависимостями, рассчитанными с помощью метода конечных элементов. При этом модель проводника разбивается на несколько слоев, внутри каждого из которых магнитные и электрические параметры полагаются неизменными. Очевидно, что чем больше слоев, тем точнее восстановленное распределение магнитной проницаемости соответствует реальному. Данная реализация МИТ была рассмотрена и с теоретической точки зрения в работе [13]. При этом была принята во внимание частотная дисперсия магнитной проницаемости. Также ранее предлагалась реализация МИТ аморфных микропроводов, основанная на использовании выражения для импеданса однородного проводника цилиндрической геометрии [14,15]. Отметим, что применение такой реализации МИТ ограничено, если распределение магнитной проницаемости по сечению провода сильно неоднородно.

Неоднородное распределение магнитных свойств по сечению обнаруживается и в случае аморфных магнитомягких лент [16], что также может быть исследовано методом МИТ.

В настоящей работе представлены результаты МИТ аморфных магнитомягких проводов $\text{Co}_{66}\text{Fe}_4\text{Nb}_{2.5}\text{Si}_{12.5}\text{B}_{15}$. С помощью МИТ были восстановлены распределения магнитной проницаемости по сечению провода в магнитных полях от 0 до 12.3 кА/м.

1. Материалы и методы

Образцами для экспериментального исследования служили отрезки аморфного магнитомягкого провода

$\text{Co}_{66}\text{Fe}_4\text{Nb}_{2.5}\text{Si}_{12.5}\text{B}_{15}$ радиусом $90\text{ }\mu\text{m}$. Константа магнитострикции слабая положительная, менее 10^{-7} . Петли магнитного гистерезиса получали индукционным методом. Перемагничивающее магнитное поле, ориентированное вдоль длины образца, изменялось с частотой 1 kHz , его амплитуда составляла 1200 A/m . По петлям магнитного гистерезиса, полученным на образцах разной длины, было определено значение индукции насыщения $B_s \approx 0.4\text{ T}$, а также зависимость отношения B_r/B_s (B_r — остаточная индукция) от длины провода l (рис. 1). При уменьшении длины провода от 100 до 80 mm отношение B_r/B_s остается практически неизменным. При $l < 80\text{ mm}$ уменьшение длины провода приводит к довольно быстрому падению B_r/B_s , связанному с ростом влияния размагничивающих полей от его торцов [17]. По этой причине исследования проводились на образцах длиной 100 mm .

Измерения импеданса Z проводили при помощи измерительной установки, описанной в [18]. Импеданс измерялся на участке длиной 24 mm , расположенном в центре образца. Переменный ток с действующим значением 1 mA протекал вдоль длины образца, его частота f варьировалась в диапазоне от 0.01 до 80 MHz . Внешнее магнитное поле H также было ориентировано вдоль длины образца. Его максимальная напряженность H_{max} достигала $\pm 12.3\text{ kA/m}$. Результаты измерений представляли в виде зависимостей $Z(f)/R_{dc}$, где R_{dc} — сопротивление на постоянном токе.

МИ рассчитывали по формуле

$$\frac{\Delta Z}{Z(H)} = \frac{Z(H) - Z(H_{\text{max}})}{Z(H_{\text{max}})} \cdot 100\%, \quad (1)$$

где $Z(H)$ — модуль импеданса, измеренный в магнитном поле напряженностью H , $Z(H_{\text{max}})$ — модуль импеданса, измеренный в магнитном поле напряженностью H_{max} . Максимальные относительные погрешности измерения

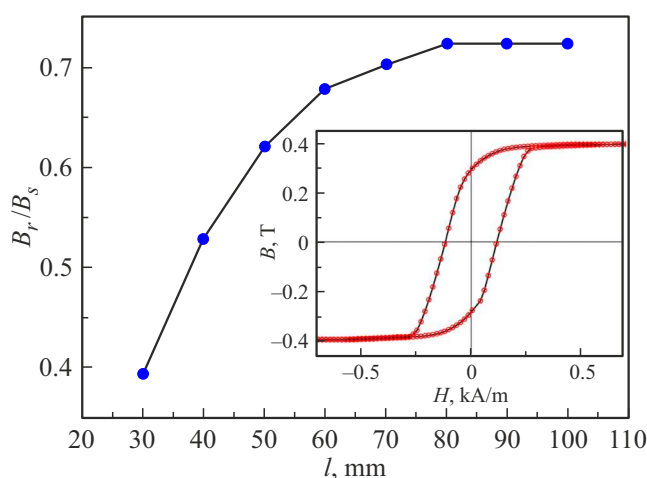


Рис. 1. Зависимость отношения B_r/B_s от длины аморфного магнитомягкого провода $\text{Co}_{66}\text{Fe}_4\text{Nb}_{2.5}\text{Si}_{12.5}\text{B}_{15}$. На вставке: петля магнитного гистерезиса провода $\text{Co}_{66}\text{Fe}_4\text{Nb}_{2.5}\text{Si}_{12.5}\text{B}_{15}$ длиной 100 mm .

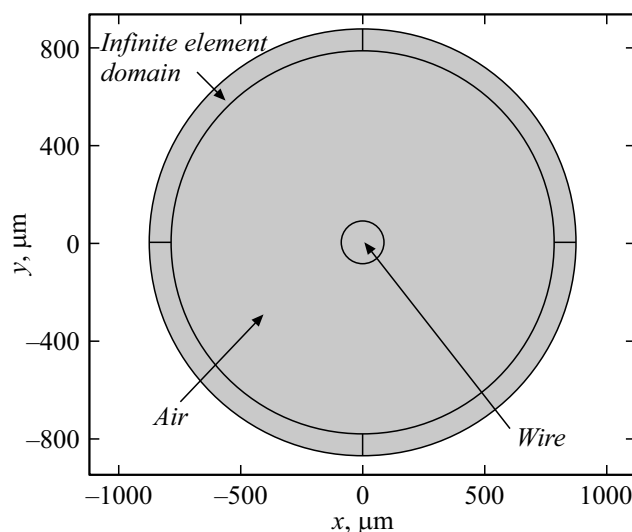


Рис. 2. Геометрия модели провода Wire и окружающих его областей Air и Infinite element domain для расчета в Comsol Multiphysics.

импеданса Z и напряженности внешнего магнитного поля H не превышали 3% и 2% соответственно.

Моделирование зависимостей $Z(f)/R_{dc}$, служащих базой для МИТ [12], выполнялось методом конечных элементов с помощью программного пакета Comsol Multiphysics (лицензия № 9602434). Модель провода была разделена на $n = 7$ коаксиальных цилиндрических областей радиусами r_i , $i = 1, 2, \dots, n$. Каждому получившемуся цилиндрическому слою присваивали значение магнитной проницаемости μ_i .

Для того чтобы учесть внешнюю индуктивность провода, вокруг него была смоделирована цилиндрическая область Air радиуса $10r_n$. Магнитная проницаемость и электропроводность этой области были равны 1 и 0 соответственно. Замыкание силовых линий магнитного поля за пределами области Air было смоделировано с помощью инструмента Infinite element domain (рис. 2).

В результате моделирования, выполненного при различных комбинациях μ_i и r_i , были получены зависимости $Z(f)/R_{dc}$. При этом значения частот были те же, что и в эксперименте. Значения r_6 и r_5 варьировали с шагом $0.1\text{ }\mu\text{m}$ в окрестностях 89 и $87\text{ }\mu\text{m}$ соответственно. Радиусы слоев, лежащих глубже, изменяли с шагом в $5\text{ }\mu\text{m}$. Магнитные проницаемости всех слоев μ_i варьировали в пределах от 1 до $14\,000$. Удельную электропроводность всех слоев принимали равной 624 kS/m .

В массиве смоделированных зависимостей $Z(f)/R_{dc}$ находили зависимость, имеющую наименьшее отклонение от экспериментальной зависимости (рис. 3, 4). Комбинацию μ_i и r_i , при которых была смоделирована такая зависимость, считали отражающей реальное распределение магнитной проницаемости по сечению провода. Отметим, что наилучшие результаты дала комбинация r_i , представленная в таблице.

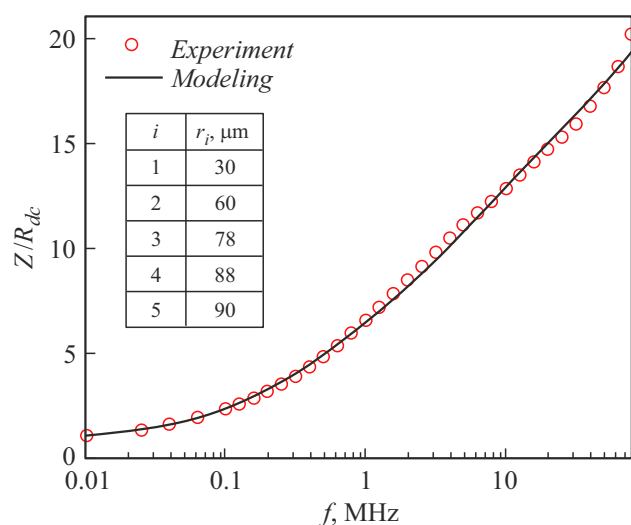


Рис. 3. Экспериментальная и смоделированная зависимости $Z(f)/R_{dc}$ при $n = 5$. Значение $H = 0 \text{ kA/m}$.

МИТ аморфных магнитомягких проводов такого же состава, как и в данном исследовании, проводилась и ранее [19]. Однако использовалась модель провода с меньшим количеством слоев — $n = 5$. При этом внешняя индуктивность не учитывалась. В результате отклонение смоделированных и экспериментальных зависимостей $Z(f)/R_{dc}$ достигало 6 % (рис. 3). При $n = 7$ и учете внешней индуктивности во всем исследованном диапазоне частот и интервале полей максимальное отклонение не превышает 1 % (рис. 4).

Отметим, что в настоящей работе при моделировании не принимались во внимание дисперсия магнитной проницаемости, а также вклад в магнитную проницаемость провода, связанный с движением доменных границ.

Значения r в используемой модели

Номер слоя i	Внешний радиус слоя $r_i, \mu\text{m}$
1	40
2	50
3	65
4	85
5	87.5
6	88.4
7	90

Данные вопросы могут стать предметом обсуждения в дальнейших работах.

2. Результаты и обсуждение

Результаты МИТ провода в полях различных напряженностей представлены на рис. 5 и 6.

Согласно результатам МИТ, распределение магнитной проницаемости по сечению провода сильно неоднородно. Так, в нулевом внешнем магнитном поле магнитная проницаемость варьируется от 100 (внешний слой) до 13 500 (рис. 5). В магнитном поле около 12 kA/m значение магнитных проницаемостей варьируется от 1 до 350 (рис. 6). В малых магнитных полях на распределении $\mu(r)$ выделяются два слоя (2-й и 5-й), проницаемости которых значительно выше, чем у соседних слоев (рис. 5). Для второго слоя это, по-видимому, связано с минимумом на радиальном распределении внутренних закалочных напряжений и соответственно с минимумом магнитоупругой анизотропии. Наличие минимума маг-

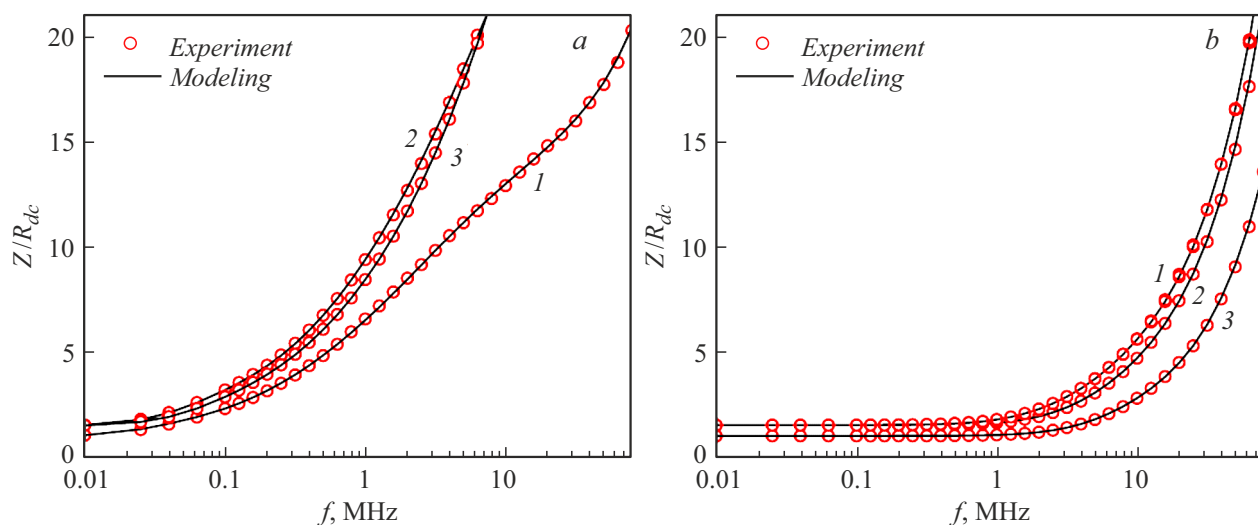


Рис. 4. Экспериментальная и смоделированная зависимости $Z(f)/R_{dc}$ при $n = 7$. Значения H : а — 1 — 0, 2 — 0.019, 3 — 0.038 kA/m; б — 1 — 6.6, 2 — 9.4, 3 — 12.3 kA/m.

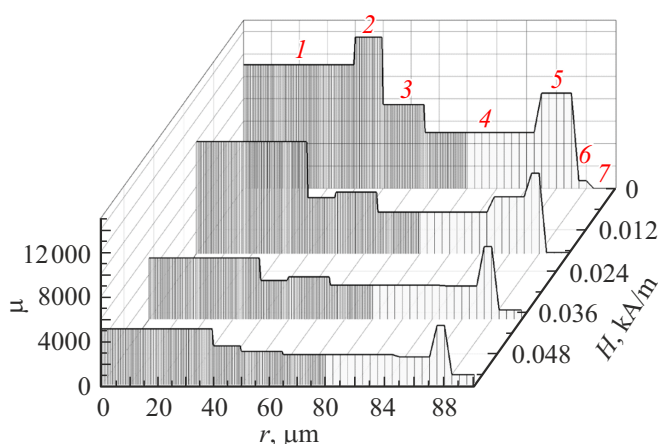


Рис. 5. Восстановленное с помощью метода МИТ радиальное распределение циркулярной магнитной проницаемости провода $\text{Co}_{66}\text{Fe}_4\text{Nb}_{2.5}\text{Si}_{12.5}\text{B}_{15}$ в магнитных полях напряженностью 0, 0.019, 0.036, 0.057 kA/m.

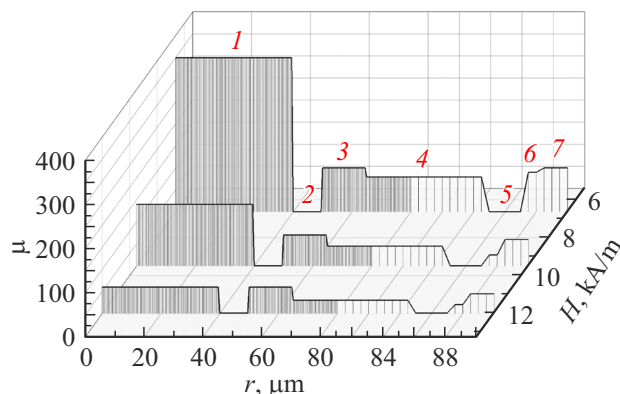


Рис. 6. Восстановленное с помощью метода МИТ радиальное распределение циркулярной магнитной проницаемости провода $\text{Co}_{66}\text{Fe}_4\text{Nb}_{2.5}\text{Si}_{12.5}\text{B}_{15}$ в магнитных полях напряженностью 6.6, 9.4, 12.3 kA/m.

нитоупругой анизотропии следует из результатов теоретического рассмотрения радиального распределения внутренних закалочных напряжений в аморфных быстрозакаленных проводах [9]. Высокие значения магнитной проницаемости пятого слоя, вероятно, обусловлены переходом от циркулярно намагниченного поверхностного слоя к аксиально намагниченному основному объему провода. Отметим, что возможность существования тонкого переходного слоя с высокой магнитной проницаемостью и его влияние на МИ обсуждалось ранее в работе [20] с теоретической точки зрения.

Рассмотрим изменения магнитных проницаемостей слоев провода во внешнем магнитном поле. Как видно из рис. 7, магнитные проницаемости внутренних слоев провода (слои 1–5) с ростом напряженности внешнего магнитного поля убывают (рис. 7, а). Магнитные проницаемости внешних слоев провода (рис. 7, б) с ростом H ведут себя иначе: μ_i сначала увеличиваются, а

затем уменьшаются. При этом магнитная проницаемость седьмого слоя достигает максимума в поле 57 A/m, а магнитная проницаемость шестого слоя — в поле около 19 A/m.

Характер изменения магнитной проницаемости во внешнем магнитном поле позволяет судить об особенностях магнитной анизотропии. Зависимость $\mu(H)$, монотонно убывающая с ростом напряженности аксиального внешнего магнитного поля, говорит о преимущественно аксиальной магнитной анизотропии. В свою очередь, наличие на зависимости $\mu(H)$ в интервале слабых полей возрастающего участка свидетельствует о преобладании циркулярной магнитной анизотропии. Таким образом, исходя из этого, можно сделать вывод, что тонкий внешний слой провода толщиной $2.5\text{ }\mu\text{m}$ имеет преимущественно циркулярную анизотропию, тогда как остальной объем провода — преимущественно аксиальную. Полученный вывод согласуется с более ранними результатами исследований провода этого состава [19].

Далее обратимся к зависимостям МИ от напряженности внешнего магнитного поля H , полученным при разных частотах переменного тока (рис. 8). На частотах переменного тока менее 3 MHz МИ монотонно убывает с ростом напряженности магнитного поля — зависимости $\Delta Z/Z(H)$ имеют вид „один пик“ (рис. 8, а). С повышением частоты переменного тока, по мере уменьшения глубины скин-слоя и увеличения вклада в МИ отклик от поверхностных областей, на зависимостях $\Delta Z/Z(H)$ в малых полях появляется возрастающий участок, т.е. они приобретают вид „два пика“. Как известно, характер изменения МИ во внешнем магнитном поле связан с соответствующим характером изменения магнитной проницаемости [20,21]. Таким образом, принимая во внимание результаты МИТ, которые обсуждались выше, можно заключить, что наличие возрастающего участка на зависимостях $\Delta Z/Z(H)$ связано с тонким поверхностным слоем провода толщиной $2.5\text{ }\mu\text{m}$. Зависимости $\Delta Z/Z(H)$, имеющие возрастающий участок в малых полях, наиболее интересны для практических приложений, так как именно на этом участке, как правило, достигается наибольшая чувствительность МИ к внешнему магнитному полю.

Заключение

Методом МИТ было изучено радиальное распределение магнитной проницаемости аморфного магнитомягкого провода $\text{Co}_{66}\text{Fe}_4\text{Nb}_{2.5}\text{Si}_{12.5}\text{B}_{15}$ радиусом $90\text{ }\mu\text{m}$ в интервале напряженностей внешнего аксиального магнитного поля от 0 до 12.3 kA/m. При выполнении МИТ использовалась семислойная модель и учитывалась внешняя индуктивность провода.

В отсутствие внешнего магнитного поля приповерхностная область толщиной около $2.5\text{ }\mu\text{m}$ обладает проницаемостью не выше 100, тогда как во внутренней области провода она достигает величины порядка 13 500.

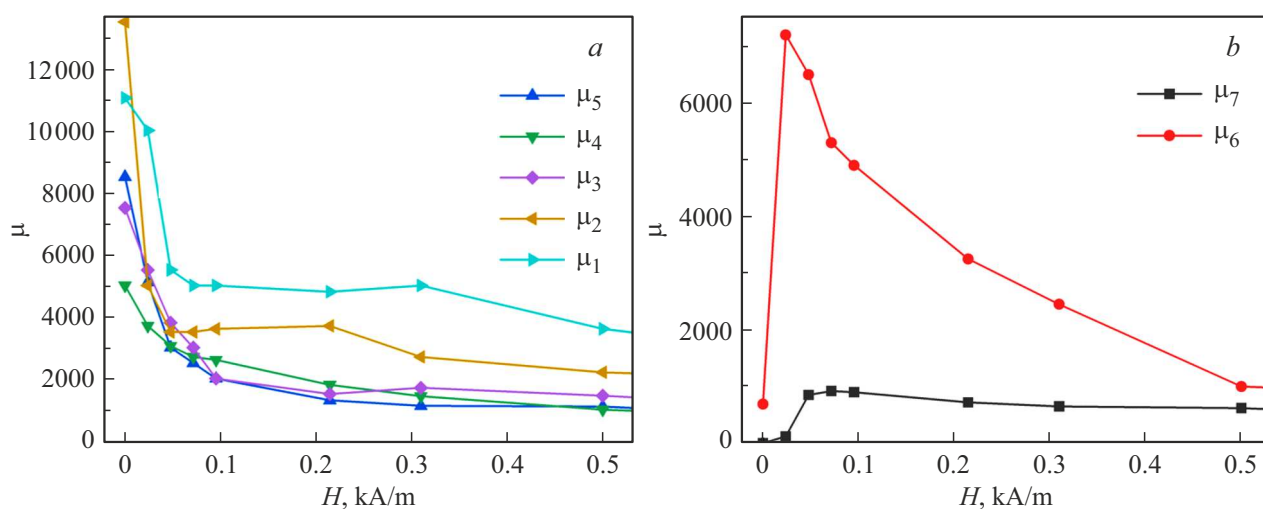


Рис. 7. Восстановленные с помощью метода МИТ полевые зависимости циркулярных магнитных проницаемостей провода $\text{Co}_{66}\text{Fe}_4\text{Nb}_{2.5}\text{Si}_{12.5}\text{B}_{15}$: μ_1 – μ_5 (a); μ_6 и μ_7 (b).

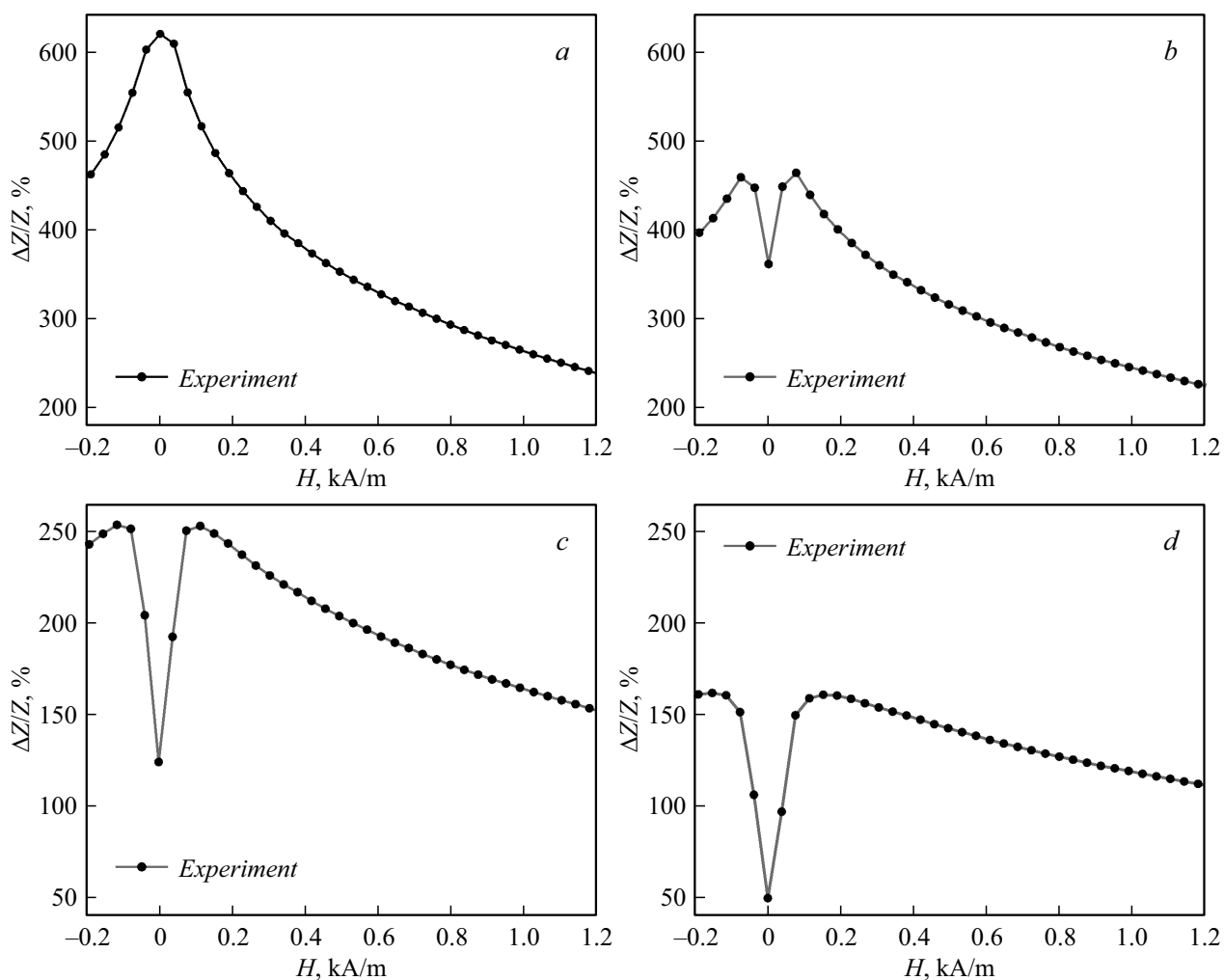


Рис. 8. Зависимости МИ эффекта от напряженности магнитного поля H , полученные при значениях частот переменного тока: a — 2, b — 10, c — 40, d — 80 MHz.

Распределение магнитной проницаемости внутри каждой из областей сильно неоднородно. Поведение магнитных проницаемостей приповерхностной и внутренних областей во внешнем магнитном поле также различается: поверхностные слои показали наличие максимумов магнитной проницаемости при малых полях (19 и 57 А/м), обусловленных преобладанием циркулярной магнитной анизотропии. Внутренние же слои демонстрируют монотонное снижение магнитной проницаемости с ростом напряженности магнитного поля, что указывает на преобладание аксиальной магнитной анизотропии. Такая неоднородная магнитная структура обусловлена сложным распределением внутренних закалочных напряжений, возникающих при получении данных аморфных проводов.

Финансирование работы

Исследования выполнены за счет гранта Российского научного фонда № 22-22-00709, <https://rscf.ru/project/22-22-00709/>.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] T. Masumoto, I. Ohnaka, A. Inoue, M. Hagiwara. Scripta Metallurgica, **15**, 293 (1981). DOI: 10.1016/0036-9748(81)90347-1
- [2] V. Fal-Miyar, A. Kumar, S. Mohapatra, S. Shirley, N.A. Frey, J.M. Barandiarand, G.V. Kurlyanskaya. Appl. Phys. Lett., **91**, 143902 (2007).
- [3] K. Fodil, M. Denoual, C. Dolabdjian, A. Treizebre, V. Senez. Appl. Phys. Lett., **108**, 173701 (2016). DOI: 10.1063/1.4948286
- [4] J. Chen, J. Li, Y. Li, Y. Chen, L. Xu. Sensors, **18**, 732 (2018). DOI: 10.3390/s18030732
- [5] R.S. Beach, A.E. Berkowitz. Appl. Phys. Lett., **64**, 3652 (1994). DOI: 10.1063/1.111170
- [6] L.V. Panina, K. Mohri. Appl. Phys. Lett., **65**, 1189 (1994). DOI: 10.1063/1.112104
- [7] K. Mohri, T. Uchiyama, L.V. Panina, M. Yamamoto, K. Bushida. J. Sensors, **215**, 718069 (2015). DOI: 10.1155/2015/718069
- [8] K. Nesteruk, M. Kuzminski, H.K. Lachowicz. Sensors Transducers Magazine (S & Te-Digest), **65** (3), 515 (2006).
- [9] A.S. Antonov, V.T. Borisov, O.V. Borisov, V.A. Pozdnyakov, A.F. Prokoshin, N.A. Usov. Phys. D: Appl. Phys., **32**, 1788 (1999). DOI: 10.1088/0022-3727/32/15/305
- [10] V. Madurga, A. Hernando. J. Phys.: Condens. Matter., **2**, 2127 (1990).
- [11] O.I. Aksenov, A.A. Fuks, A.S. Aronin. J. Alloys Compounds, **836**, 155472 (2020). DOI: 10.1016/j.jallcom.2020.155472
- [12] D.A. Bukreev, M.S. Derevyanko, A.A. Moiseev, A.V. Svalov, A.V. Semirov. Sensors, **22**, 9512 (2022). DOI: 10.3390/s22239512
- [13] N.A. Buznikov, G.V. Kurlyanskaya. Sensors, **24**, 3669 (2024). DOI: 10.3390/s24113669
- [14] Y.A. Alekhina, V. Kolesnikova, A.S. Komlev, M. Khajrullin, L.A. Makarova, V.V. Rodionova, N.S. Perov. J. Magn. Magn. Mater., **537**, 168155 (2021). DOI: 10.1016/j.jmmm.2021.168155
- [15] I. Alekhina, V. Kolesnikova, V. Rodionov, N. Andreev, L.V. Panina, L. Rodionova, N. Perov. Nanomaterials, **11** (2), 274 (2021). DOI: 10.3390/nano11020274
- [16] Н.А. Скулкина, Е.С. Некрасова. Физика металлов и металлосложение, **124** (8), 703 (2023). DOI: 10.31857/S0015323023600648
- [17] D.A. Bukreev, M.S. Derevyanko, A.A. Moiseev, A.V. Semirov. Физика металлов и металлосложение, **124** (8), 710 (2023). DOI: 10.31857/s0015323023600673
- [18] D.A. Bukreev, M.S. Derevyanko, A.A. Moiseev, A.V. Semirov, P.A. Savin, G.V. Kurlyanskaya. Materials, **13**, 3216 (2020). DOI: 10.3390/ma13143216
- [19] А.А. Моисеев, Д.А. Букреев, М.С. Деревянко, А.В. Семиров. ЖТФ, **94** (1), 66 (2024). [А.А. Моисеев, Д.А. Букреев, М.С. Деревянко, А.В. Семиров. Tech. Phys., **69** (1), 66 (2024). DOI: 10.61011/JTF.2024.01.56903.189-23]
- [20] D.X. Chen, L. Pascual, E. Fraga, M. Vazquez, A. Hernando. J. Magn. Magn. Mater., **202**, 2 (1999). DOI: 10.1016/S0304-8853(99)00420-5
- [21] N.A. Usov, A.S. Antonov, A.N. Lagarkov. J. Magn. Magn. Mater., **185**, 159 (1998). DOI: 10.1016/S0304-8853(97)01148-7