

Закономерности изменения фрактальной размерности магнитооптических изображений магнитов после воздействия импульсным полем

© А.Д. Зигерт, Н.Б. Кузьмин, Е.М. Семенова, А.И. Иванова,
С.А. Третьяков, Н.Ю. Сдобняков[¶]

Тверской государственный университет,
Тверь, Россия

[¶] E-mail: nsdobnyakov@mail.ru

Поступила в Редакцию 12 мая 2023 г.
В окончательной редакции 11 июля 2023 г.
Принята к публикации 30 октября 2023 г.

Представлены результаты фрактального анализа изображений поверхности постоянного магнита NdFeB (марки N35), полученных методом полярного эффекта Керра, с помощью индикаторной висмут-содержащей феррит-гранатовой пленки после перемагничивания импульсным полем 0.1–2 Т. Используются две различные методики изменения магнитного поля: последовательное изменение величины магнитного импульса и намагничивание до насыщения перед каждым воздействующим импульсом. Установлена корреляция полевых зависимостей фрактальной размерности профиля магнитооптических изображений поверхности магнита $D_L(H)$ и соответствующих зависимостей $M_r(H)$. Полученные данные сопоставляются с результатами аналогичного фрактального анализа магнита KC37 (SmCo).

Ключевые слова: фрактальный анализ, остаточная намагниченность, полевые зависимости, эффект Керра, феррит-гранатовая пленка.

DOI: 10.61011/FTT.2023.12.56738.5091k

1. Введение

В настоящее время фрактальный анализ широко используется в материаловедении для описания и сравнения структур, имеющих сложную геометрию. В [1–3] фрактальная размерность применяется для описания структуры поверхности магнитных материалов на нано- и микроуровне, с последующим установлением корреляций с их гистерезисными характеристиками. Авторами [4] при изучении эволюции лабиринтной доменной структуры (ДС) магнетиков был описан морфогенез лабиринтной ДС во внешнем магнитном поле, предполагающий, что каждому его этапу соответствует определенное значение фрактальной размерности. В развитие работы [3] в [5] были представлены результаты фрактального анализа магнитооптических (МО) изображений поверхности постоянного магнита (ПМ) KC37, визуализированных с помощью индикаторной висмут-содержащей феррит-гранатовой пленки после перемагничивания импульсным полем 0.1–1.5 Т. Полученные зависимости относительной остаточной намагниченности от величины внешнего импульсного поля $M_r(H)$ были сопоставлены с фрактальной размерностью МО-изображений поверхности магнита после воздействия импульсного поля. Была установлена корреляция между видом полевых зависимостей фрактальной размерности профиля МО-изображений поверхности магнита и первой производной относительной намагниченности по полю $dM_r(H)/dH$. Таким образом, было показано наличие взаимосвязи между характером изменения намагничен-

ности в импульсном поле и видом МО-изображения, анализируемого с использованием аппарата фрактальной геометрии.

2. Эксперимент

Экспериментальные методики и количественный анализ, описанные в работах [3,5], были применены в настоящем исследовании при получении МО-изображений поверхности ПМ NdFeB (марки N35) и их фрактальном анализе. Основными магнитными характеристиками исследуемого ПМ N35 являются: остаточная магнитная индукция $B_r = 1.2$ Т, максимальное энергетическое произведение $BH_{\max} = 281$ кДж/м³, что соответствует типичным характеристикам ПМ NdFeB, включая марку N35 [7]. Исследуемый образец магнита имел форму цилиндра (высота $h = 1$ мм, радиус $r = 1$ мм), с осью направленной в базисной плоскости, т.е. ось текстуры ПМ направлена вдоль образующей цилиндра. Эксперимент по воздействию на ПМ размагничивающим импульсным полем и регистрации МО-изображений подробно описан в [3]. В настоящей работе применялась также дополнительная методика воздействия импульсным полем, которую можно описать следующей новой схемой: перед каждым воздействием на ПМ размагничивающим импульсным полем образец намагничивался до насыщения вдоль оси текстуры в импульсном поле 1.5 Т. Длительность импульса составляла 40 мкс, величина индукции поля варьировалась от 0.25 до 1.5 Т. Визуализация полей рассеяния ПМ осуществлялась через несколько секунд

после импульса с помощью индикаторной одноосной феррит-гранатовой плёнки методом полярного эффекта Керра. Собственная лабиринтная ДС пленки не вносит существенного вклада в изображения, так как ее поверхность полностью намагничивается в поле магнита.

Известно, что аппарат фрактальной геометрии является эффективным инструментом анализа, в том случае, когда анализируется поведение системы в изменяющихся условиях на основе анализа сложных изображений [8–12]. Отметим, что ранее применение фрактальной геометрии к линейным доменным разветвленным структурам (line structure patterns of the multi-branched domains) позволило в [13] определить значения D_L в диапазоне 1.33–1.65 для гранатовых пленок. Для феррогранатовой пленки в рамках описанной модели процесса перемагничивания [14] были получены фрактальные доменные кластеры с $D_L \approx 1.7$. Для МО-изображений, полученных при перемагничивании ПМ КС37, в [5] были определены полевые зависимости фрактальной размерности с максимальным значением $D_L \approx 1.82$ в окрестности коэрцитивного поля.

В настоящем исследовании в результате экспериментов по перемагничиванию ПМ N35 в импульсном поле были получены две серии МО-изображений. В первом эксперименте (первая методика размагничивания) на намагниченный до насыщения ПМ последовательно воздействовали нарастающими по величине импульсами магнитного поля противоположного направления. После каждого размагничивающего импульса регистрировалось МО-изображение образца, формируемое индикаторной пленкой (см. рис. 1, *a* и *b*). Аналогичный эксперимент был выполнен в [3] на образцах магнита КС37. Во втором эксперименте (вторая методика размагничивания) магнит каждый раз намагничивался до насыщения импульсным полем и только после этого подвергался воздействию размагничивающего поля противоположного направления. Таким образом, в этом случае исходным состоянием ПМ перед каждым воздействием было состояние насыщения. После каждого размагничивающего импульса состояние магнита также фиксировалось (см. рис. 1, *c* и *d*).

Для определения относительной намагниченности и фрактальной размерности изображения предварительно контрастировались до бинарного (черно-белого). Контрастирование осуществлялось в открытом программном продукте GIMP с помощью установки порога цветности — color level (этот параметр варьируется от значения „0“ для черного цвета до значения „255“, соответствующего белому цвету), ниже которого все пиксели считаются черными, а выше — белыми. Для серии МО-изображений, анализируемых в настоящей работе, пороговые значения выбирались одинаковыми (color level = 120). Фрактальная размерность определялась методом подсчета кубов. Подробно методика определения фрактальной размерности описана в [1,3,5]. На черно-белых изображениях рис. 1 области противоположного контраста соответствуют участкам пленки,

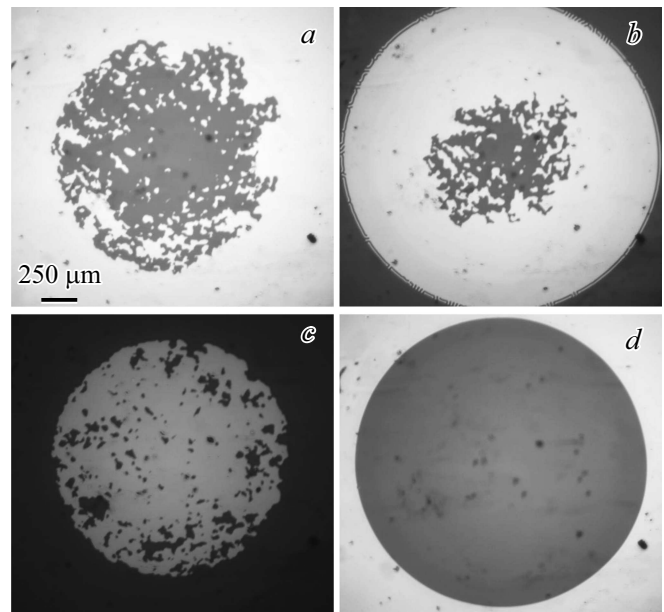


Рис. 1. МО-изображения поверхности постоянного магнита марки N35 после воздействия импульсным магнитным полем по первой методике размагничивания: *a*) 1.025 Т, *b*) 1.075 Т; после воздействия по второй методике: *c*) 1.025 Т, *d*) 1.25 Т. Изображения представлены в едином масштабе.

намагниченным в противоположные стороны. Состоянию насыщения соответствует МО-изображение, на котором плоскость ПМ окрашена однородно и не содержит областей обратного контраста. При этом размагниченное состояние соответствует изображениям, на которых количество белых и черных пикселей совпадает. Относительная намагниченность оценивалась по разности областей противоположного контраста.

На рис. 2 приведены графики полевых зависимостей относительной намагниченности и соответствующие им зависимости фрактальной размерности. В пределах каждой ветви петли гистерезиса $M_r(H)$ фрактальная размерность D_L имеет экстремум вблизи коэрцитивного поля, что согласуется с данными работы [5]. Причём экстремальный ход $D_L(H)$ наблюдается при обеих методиках получения изображений. Максимальные значения $D_L \approx 1.82$ соответствуют МО-изображениям, имеющим сложную разветвленную конфигурацию. Сопоставляя графики $D_L(H)$ для ПМ N35 и КС37 [5], можно отметить, что на зависимости $D_L(H)$ первого магнита экстремум имеет более узкий интервал, что можно объяснить более высокой степенью прямоугольности петли гистерезиса ПМ N35 по сравнению с КС37. Это отличие связано с тем, что перемагничивание в магнитах типа N35 осуществляется по механизму зародышеобразования (для ПМ NdFeB описан, например, в [15]), а в КС37 — в основном за счет смещения доменных границ (для ПМ SmCo описано, например, в [16]).

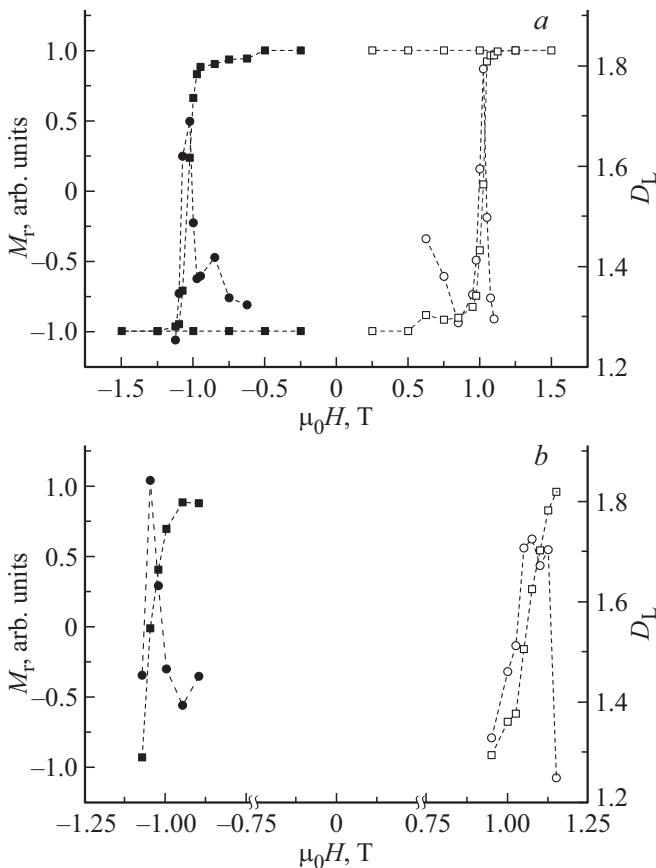


Рис. 2. Зависимости относительной остаточной намагниченности $M_r(H)$ (значения отмечены квадратами) и фрактальной размерности профиля $D_L(H)$ (значения отмечены кругами) от величины импульсного магнитного поля *a*) при последовательном изменении величины импульса (обозначения соответствуют следующим направлениям изменения внешнего импульсного магнитного поля: \square — $0 \rightarrow H_{\max} \rightarrow 0$; \circ — $0 \rightarrow H_{\max}$; \bullet — $0 \rightarrow H_{\min} \rightarrow 0$; \bullet — $0 \rightarrow H_{\min}$) и *b*) при воздействии импульсами различной величины из насыщения (μ_0 — магнитная постоянная).

3. Заключение

На примере ПМ N35, как и ранее в случае ПМ KC37 [5], получены данные, позволяющие утверждать о наличии корреляции между закономерностями поведения зависимости остаточной намагниченности от величины внешнего импульсного поля и величины фрактальной размерности соответствующих им МО-изображений. Учитывая, что магниты N35 и KC37 характеризуются разными механизмами перемагничивания ([15,16]), полученный результат позволяет допустить применение описанного способа фрактального анализа к широкому классу постоянных магнитов. Например, в [17] для различных композиций ПМ NbFeB (образцы отличались легирующими добавками) на основе анализа изображений микроструктуры, отражающей разориентацию зерен магнита относительно оси текстуры, полученных с ис-

пользованием сканирующего электронного микроскопа в режиме дифракции отраженных электронов, были получены значения $D_L \approx 1.75–1.78$ для различных ориентаций поверхности наблюдения (в базисной и призматической плоскостях). При этом был также найден состав, для которого вне зависимости от исследуемых масштабов (от 60 до 120 μm) фрактальная размерность достигает значения 1.82, что хорошо согласуется как с результатами настоящей работы, так и с результатами [5] для альтернативного ПМ.

Финансирование работы

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации в рамках выполнения государственного задания в сфере научной деятельности (проект № 0817-2023-0006).

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] А.Д. Зигерт, Г.Г. Дунаева, Н.Ю. Сдобняков. Физико-химические аспекты изучения кластеров, наноструктур и наноматериалов *13*, 134 (2021). <https://doi.org/10.26456/pcascnn/2021.13.134>
- [2] А.И. Иванова, Е.М. Семенова, Г.Г. Дунаева, С.В. Овчаренко, С.А. Третьяков, А.Д. Зигерт. Физико-химические аспекты изучения кластеров, наноструктур и наноматериалов *12*, 103 (2020). <https://doi.org/10.26456/pcascnn/2020.12.103>
- [3] А.Д. Зигерт, Е.М. Семенова, Н.Б. Кузьмин, Н.Ю. Сдобняков. Физико-химические аспекты изучения кластеров, наноструктур и наноматериалов *14*, 101 (2022). <https://doi.org/10.26456/pcascnn/2022.14.101>
- [4] C. Bathany, M. Le Romancer, J.N. Armstrong, H.D. Chopra. *Phys. Rev. B* **82**, 18, 184411 (2010). <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.82.184411>
- [5] A.D. Zigert, G.G. Dunaeva, E.M. Semenova, A.I. Ivanova, A.Yu. Karpenkov, N.Yu. Sdobnyakov. *J. Supercond. Nov. Magn.* **35**, 8, 2187 (2022). <https://doi.org/10.1007/s10948-022-06301-w>
- [6] M. Sagawa, S. Fujimura, N. Togawa, H. Yamamoto, Y. Matsuura. *J. Appl. Phys.* **55**, 6, 2083 (1984). <https://doi.org/10.1063/1.333572>
- [7] E. Diez-Jimenez, J.L. Perez-Diaz, C. Ferdeghini, F. Canepa, C. Bernini, C. Cristache, J. Sanchez-Garcia-Casarrubios, I. Valiente-Blanco, E.M. Ruiz-Navas, J.A. Martínez-Rojas. *J. Magn. Magn. Mater.* **451**, 549 (2017). <https://doi.org/10.1016/j.jmmm.2017.11.109>
- [8] Ф.В. Лисовский, Л.И. Лукашенко, Е.Г. Мансветова. Письма в ЖЭТФ **79**, 7, 432 (2004). [F.V. Lisovskii, L.I. Lukashenko, E.G. Mansvetova. *JETP Lett.* **79**, 7, 352 (2004). <https://doi.org/10.1134/1.1765181>]
- [9] J.P. Attané, M. Tissier, A. Marty, L. Vila. *Phys. Rev. B* **82**, 2, 024408 (2010). <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.82.024408>

- [10] Ю.Б. Кудасов, М.В. Логунов, Р.В. Козабаранов, И.В. Макаров, В.В. Платонов, О.М. Сурдин, Д.А. Маслов, А.С. Коршунов, Е.Я. Попов, А.С. Светлов. ФТТ **60**, *11*, 2166 (2018). <http://journals.ioffe.ru/articles/46658> [Yu.B. Kudasov, M.V. Logunov, R.V. Kozabaranov, I.V. Makarov, V.V. Platonov, O.M. Surdin, D.A. Maslov, A.S. Korshunov, E.Ya. Popov, A.S. Svetlov. Phys. Solid State **60**, *11*, 2207 (2018). <https://doi.org/10.1134/S106378341811015X>]
- [11] О.П. Поляков, М.Л. Акимов, П.А. Поляков. Изв. РАН. Сер. физ. **84**, *2*, 207 (2020). <https://doi.org/10.31857/S0367676520020313> [O.P. Polyakov, M.L. Akimov, P.A. Polyakov Bull. Russ. Acad. Sci. **84**, *2*, 166 (2020). <https://doi.org/10.3103/S106287382002029X>]
- [12] D.-H. Kim, Y.-C. Cho, S.-B. Choe, S.-C. Shin. Appl. Phys. Lett. **82**, *21*, 3698 (2003). <https://doi.org/10.1063/1.1578185>
- [13] B.-S. Han, D. Li, D.-J. Zheng, Y. Zhou. Phys. Rev. B **66**, *1*, 014433 (2022). <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.66.014433>
- [14] Л.А. Довбня, Д.Е. Наумов, Б.В. Храмов. Письма в ЖЭТФ **73**, *7*, 410 (2001). [L.A. Dovbnya, D.E. Naumov, B.V. Khramov. JETP Lett. **73**, *7*, 366 (2001). <https://doi.org/10.1134/1.1378121>]
- [15] D. Mukherjee, K. Danas. J. Appl. Phys. **125**, *3*, 033902 (2019). <https://doi.org/10.1063/1.5051483>
- [16] H.R. Kirchmayr. J. Phys. D **29**, *11*, 2763 (1996). <https://doi.org/10.1088/0022-3727/29/11/007>
- [17] Q. Sun, M. Zhu, J. Bai, Q. Wang. Fractal. Fractional **7**, *5*, 393 (2023). <https://doi.org/10.3390/fractalfract7050393>

Редактор *Е.В. Толстякова*