

УДК 537.6

## ОБРАБОТКА И АНАЛИЗ ИЗОБРАЖЕНИЙ МАГНИТНО-СИЛОВОЙ МИКРОСКОПИИ, ПОЛУЧЕННЫХ НА ОБЪЕМНЫХ ОДНООСНЫХ КРИСТАЛЛАХ

© 2025 г. А. И. Синкевич<sup>1,\*</sup>, Е. М. Семенова<sup>1</sup>, Г. Г. Дунаева<sup>1</sup>, А. Ю. Карпенков<sup>1</sup>,  
М. Б. Ляхова<sup>1</sup>, С. Д. Сметанникова<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Тверской государственной университет, Тверь, Россия

\*E-mail: artem.sinkevich2602@gmail.com

Поступила в редакцию 22.11.2024 г.

После доработки 03.01.2025 г.

Принята к публикации 13.01.2025 г.

Изображения полей рассеяния магнитной доменной структуры получены в базисной плоскости образцов объемных одноосных кристаллов  $\text{Nd}_2\text{Fe}_{14}\text{B}$  и  $\text{Y}_2(\text{Fe}_x\text{Co}_{1-x})_{17}$  ( $x = 0.18, 0.41$ ) на различных высотах подъема зонда над образцом  $z$  с помощью магнитно-силового микроскопа. Предложен метод автоматического анализа изображений магнитно-силового микроскопии. Рассчитано среднее число экстремумов на единицу длины  $n$ , построены зависимости  $n(z)$ , получено аналитическое выражение для аппроксимации экспериментальных зависимостей. Путем аппроксимации экспериментальных данных и экстраполяции их к точке  $z = 0$  получено значение среднего числа экстремумов на единицу длины  $n_0$  на поверхности образца. Значения средней ширины доменов  $D$  и поверхностной плотности энергии доменных границ  $\gamma$  рассчитаны на основе значений  $n_0$ .

DOI: 10.31857/S0023476125030195, EDN: ВСІКСІ

### ВВЕДЕНИЕ

Доменная структура (ДС) является индикатором магнитного состояния материала. Качественный анализ ДС позволяет сделать предварительные выводы о типе магнитной анизотропии образца, присутствии в нем дефектов структуры, границ зерен и фаз. В то же время количественный анализ ДС остается как многообещающим, так и сложным методом оценки магнитных параметров образца. В основном проводятся оценки средней ширины доменов  $D$ , которая тесно связана с микромагнитным параметром поверхностной плотности энергии доменных границ (ДГ)  $\gamma$ . Взаимосвязь между  $\gamma$  и  $D$  традиционно описывается соотношением Киттеля [1] для кристаллов с полосовой ДС:

$$D = \sqrt{\left(\frac{\gamma h}{1.7 \cdot M_s^2}\right)}, \quad (1)$$

где  $M_s$  – намагниченность насыщения образца,  $h$  – его толщина. Уравнение (1) работает для образцов с толщиной ниже критической, для которых не наблюдается ветвления ДС. В случае разветвленной ДС существует ряд промежуточных теоретических моделей, описывающих взаимосвязь между  $D$  и  $h$ , в то время как для объемных образцов ширина доменов  $D$  не зависит от

толщины кристалла и описывается выражением Боденбергера–Хуберта [2]:

$$\gamma = \frac{DM_s^2}{4\pi\beta}, \quad (2)$$

где  $\beta$  – полуэмпирический параметр, оцененный как 0.31. Подход Боденбергера–Хуберта был представлен на примере образца  $\text{SmCo}_5$ , обладающего типом анизотропии “легкая ось” и имеющего разветвленную ДС. В дальнейшем подход был успешно применен в [3–5] для вычисления поверхностной плотности энергии ДГ редкоземельных интерметаллидов Nd–Fe–B. В [5] показано, что для соединения  $\text{Nd}_2\text{Fe}_{14}\text{B}$  может быть применено такое же значение коэффициента  $\beta = 0.31 \pm 0.02$ .

Описанный метод применялся к оптическим изображениям ДС. Среднюю ширину доменов  $D$  определяли с помощью стереологического метода случайных секущих с использованием выражения

$$D = \frac{2}{\pi} \left(\frac{l}{N}\right), \quad (3)$$

где  $l$  – общая длина случайных секущих,  $N$  – общее число пересечений случайными секущими ДГ. Описанная процедура предполагает ручной обсчет изображения ДС. Однако позже она была автоматизирована с применением современных цифровых средств [3].

В настоящей работе рассмотрена возможность использования описанного подхода (выражения (2) и (3)) применительно к данным, полученным с помощью магнитно-силовой микроскопии на объемных одноосных кристаллах. Магнитно-силовая микроскопия (МСМ) – это современный метод выявления и исследования магнитной доменной структуры. Применение данного метода для вычисления параметров ДС образца обладает рядом преимуществ, однако сопряжено с некоторыми трудностями. Основным поводом к использованию магнитно-силового микроскопа является более высокое пространственное разрешение (до 20 нм) по сравнению с магнитооптической микроскопией, что позволяет регистрировать сигнал от мельчайших дополнительных доменов и увеличивать точность вычислений. Кроме того, цифровые МСМ-данные легче анализировать с использованием компьютерных алгоритмов.

С другой стороны, использование МСМ-изображений содержит в себе ряд проблем. Сигнал, регистрируемый магнитно-силовым микроскопом при работе в фазовом режиме, пропорционален градиенту сил взаимодействия между магнитным зондом и образцом [6–8]:

$$\Delta\varphi = \frac{Q_{tip}}{k_{stif}} \frac{\partial F_{tip-sample}}{\partial z} = \frac{Q_{tip}}{k_{stif}} \frac{\partial^2 E_{tip-sample}}{\partial z^2}, \quad (4)$$

где  $Q_{tip}$  – добротность кантилевера,  $k_{stif}$  – жесткость кантилевера,  $F_{tip-sample}$  и  $E_{tip-sample}$  – сила и энергия взаимодействия зонда с образцом соответственно.

Таким образом, метод МСМ позволяет получать изображения не самой доменной структуры, а ее поля рассеяния. Это является причиной зависимости финального МСМ-изображения от так называемой высоты подъема зонда  $z$  – расстояния между сканирующим зондом и поверхностью образца. Обычно сканирования проводятся на высоте  $z \sim 100$ – $200$  нм, однако иногда ее значения могут достигать  $300$ – $400$  нм для сложных топографий поверхности. На такой высоте зонд не полностью описывает профиль полей рассеяния от дополнительных замыкающих доменов, что приводит к размытости финального МСМ-изображения и погрешностям при оценке параметров ДС. Данная особенность обсуждалась в [9–15]. В [10] был предложен алгоритм воссоздания МСМ-изображения на поверхности образца, а в [9] получены зависимости средней ширины доменов от высоты сканирования в интервале  $0.1$ – $1.0$  мкм.

В настоящей работе получена серия МСМ-изображений с варьирующейся высотой сканирования на образцах объемных одноосных кристаллов с целью исследования влияния расстояния зонд-образец на вид финального изображения и его параметры. МСМ-серии были получены в широком диапазоне высот  $z = 0.1$ – $9.8$  мкм для объемных

кристаллов. Для каждого изображения в серии рассчитано значение среднего числа экстремумов на единицу длины  $n$ . Этот параметр представляет особый интерес, так как его значение в точке  $z = 0$  полностью совпадает с числом ДГ на единицу длины  $n_0$ . Вычисление значения  $n_0$  путем аппроксимации зависимостей  $n(z)$  и экстраполяции их к точке  $z = 0$  позволяет рассчитать параметр средней ширины доменов  $D$  исследуемых образцов с использованием простого выражения

$$D = \frac{2}{\pi} \left( \frac{1}{n_0} \right). \quad (5)$$

Таким образом были получены изображения полей рассеяния образцов различных одноосных объемных кристаллов в одной и той же области сканирования с увеличивающейся высотой сканирования  $z$ , на их основе построены и проанализированы экспериментальные зависимости  $n(z)$ , что позволило в итоге рассчитать параметр  $D$  и микромагнитный параметр  $\gamma$  рассматриваемых соединений.

## ЭКСПЕРИМЕНТ

Для исследования полей рассеяния ДС были выбраны объемные одноосные кристаллы хорошо изученного  $\text{Nd}_2\text{Fe}_{14}\text{B}$  ( $K_1 = 4.5$  МДж/м<sup>3</sup>) [3–5, 15, 16] и квазибинарных  $\text{Y}_2(\text{Fe}_x\text{Co}_{1-x})_{17}$  ( $x = 0.18, 0.41, K_1 = 0.58$  и  $K_1 = 0.59$  МДж/м<sup>3</sup> соответственно [17]).

МСМ-изображения получены с помощью сканирующего зондового микроскопа SolverNext (NT-MDT) с применением двухпроходной методики в фазовом режиме с высотой сканирования  $z$ , варьирующейся в широком диапазоне от  $0.1$  до  $9.8$  мкм. Для регистрации изображений использовался коммерческий зонд MFM-LM фирмы TipsNano со следующими характеристиками: длина балки –  $225 \pm 10$  мкм, ширина балки –  $28 \pm 7.5$  мкм, толщина балки –  $3 \pm 1$  мкм, типичное значение резонансной частоты –  $70$  кГц, типичное значение силовой константы –  $3$  Н/м, высота иглы –  $14$ – $16$  мкм. Зонд обладает магнитным  $\text{CoCr}$ -покрытием уменьшенной толщины, что снижает его влияние на исследуемые объекты.

Для наиболее правильной интерпретации МСМ-изображений важно рассматривать возможность перемагничивания зонда в полях рассеяния доменов. В [18] проведен анализ МСМ-изображений, полученных над структурой с сильными полями рассеяния. Было показано, что смена направления намагничивающего поля домена с параллельного оси  $z$  на антипараллельное направление приводит к инверсии контраста изображения. Для МСМ-изображений, полученных в настоящей работе, не наблюдается инверсии контраста соседних доменов. Следовательно, перемагничивание зонда в процессе сканирования можно исключить.

Отдельно стоит упомянуть выбор масштаба при получении МСМ-изображений. Стандартной для магнитно-силового микроскопа является плотность точек  $256 \times 256$  на изображение [10]. При такой плотности точек для изображений крупного масштаба ( $\sim 100 \times 100$  мкм<sup>2</sup>) и мелкой ДС расстояние между соседними экстремумами может быть близко к расстоянию между двумя точками изображения. Таким образом, локальный экстремум может появляться практически в каждой точке линии сканирования, что увеличивает погрешность определения плотности экстремумов и средней ширины доменов. Следуя этому, необходимо выбирать как можно более мелкий масштаб МСМ-изображения. Однако для изображений слишком маленьких масштабов расчеты плотности структуры могут быть статистически недостоверными. В [19] было показано, что для различных типов ДС при масштабе изображения  $\sim 25$  мкм и ниже расчеты плотности структуры дают менее достоверные результаты. Таким образом, для расчетов плотности доменной структуры наиболее удачным является масштаб МСМ-изображений в интервале 25–60 мкм. В настоящей работе все анализируемые серии имеют масштаб  $50 \times 50$  мкм<sup>2</sup>.

Расчет среднего числа экстремумов на единицу длины  $n$  для каждого изображения проводили с помощью специально созданного цифрового алгоритма. Важным аспектом является выбор направления случайных секущих. Были проверены различные вариации алгоритма: сетка вертикальных и горизонтальных линий, диагональные линии, пучок секущих из фокусной точки, набор полностью случайных секущих (случайной длины и направления). Согласно проведенным проверкам наиболее статистически достоверные результаты позволяет получать использование сетки из вертикальных и горизонтальных линий. Такие направления можно применять для любых изотропных доменных структур, т.е. для структур без явно выделенного направления, вдоль которого размер доменов увеличен. Таким образом, в качестве секущих были использованы 512 вертикальных и горизонтальных линий. Число локальных экстремумов определяли вдоль каждой линии. Значение  $n_0$  было оценено на основе экспериментальных данных, а значения параметров  $D$  и  $\gamma$  рассчитаны с использованием выражений (5) и (2) соответственно.

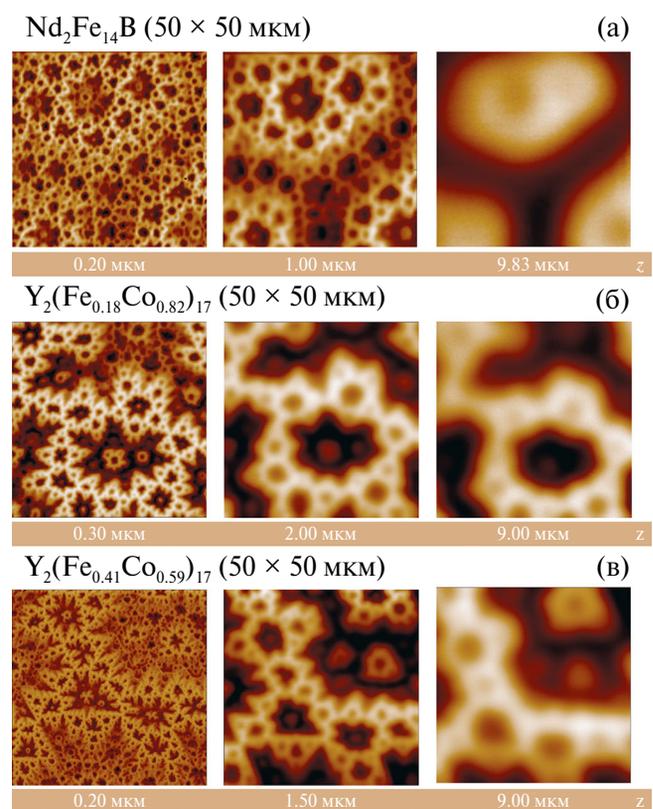
Для сопоставления расчетных значений параметра  $\gamma$  получены изображения доменной структуры на поверхности образцов методом магнитооптического эффекта Керра (МОКЕ) на микроскопе НЕОРНОТ-30. Регистрацию изображений проводили с использованием специализированной цифровой камеры Levenhuk MPLUS Series. Полученные снимки обрабатывали как вручную, так и автоматически с использованием метода случайных секущих и выражений (2) и (3).

## РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Серии МСМ-изображений, полученные на образцах объемных одноосных кристаллов в широком диапазоне высот подъема  $z = 0.10$ – $9.83$  мкм, представлены на рис. 1.

Значения среднего числа экстремумов на единицу длины  $n$  рассчитывали на основе экспериментальных МСМ-изображений с помощью цифровой обработки. Число экстремумов было подсчитано вдоль каждой из 512 горизонтальных и вертикальных линий. Для каждого изображения построена кривая  $n(z)$  на основе рассчитанных значений  $n$  (рис. 2).

Полученные зависимости имеют неожиданную форму с характерным минимумом (рис. 2). Падение значения  $n$  сменяется ростом на высоте  $z \sim 1$ – $2$  мкм вместо ожидаемого падения вдоль всего интервала  $z$ . Такое неявное поведение зависимостей может быть объяснено, если взглянуть на отдельно взятую линию сканирования одного из изображений, полученных на высоте  $z > 1$  мкм (рис. 3).



**Рис. 1.** Изображения полей рассеяния ДС с увеличивающейся высотой подъема  $z$  для образцов объемных одноосных кристаллов  $\text{Nd}_2\text{Fe}_{14}\text{B}$  (а),  $\text{Y}_2(\text{Fe}_{0.18}\text{Co}_{0.82})_{17}$  (б) и  $\text{Y}_2(\text{Fe}_{0.41}\text{Co}_{0.59})_{17}$  (в). Изображения получены на магнитно-силовом микроскопе с применением двухпроходной методики в фазовом режиме.

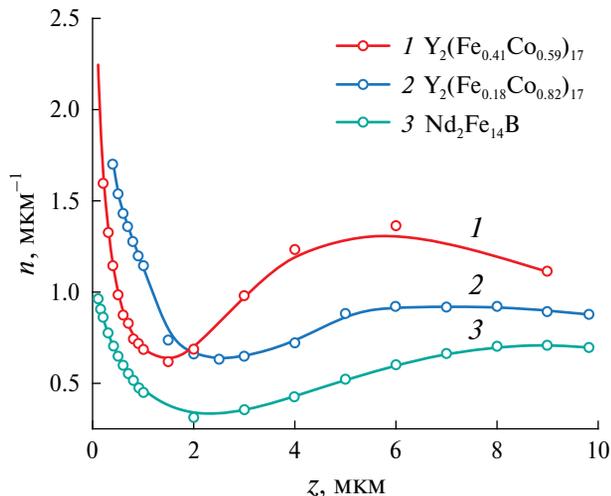


Рис. 2. Среднее число экстремумов на единицу длины от высоты сканирования для образцов  $Y_2(Fe_{0.41}Co_{0.59})_{17}$  (1),  $Y_2(Fe_{0.18}Co_{0.82})_{17}$  (2) и  $Nd_2Fe_{14}B$  (3).

Хорошо видно как из самого изображения, так и из примера профиля линии сканирования, что на сигнал зонда влияет большое количество помех (мелкие пики на профиле и визуальный шум на изображении, рис. 3). Влияние шума усиливается с увеличением высоты подъема из-за ослабления сигнала от магнитной структуры. Начиная с высоты  $z \sim 1$  мкм и выше большое количество шумов наблюдается вдоль каждой линии сканирования каждого МСМ-изображения. Это систематическое явление, возникающее для любых магнитных

структур на определенной высоте сканирования. Так как в работе применен метод подсчета числа локальных экстремумов, а их число вдоль каждой линии сканирования увеличено во много раз, рост параметра  $n$  наблюдается на зависимости  $n(z)$  вместо ожидаемого падения.

Проблема устранения шумов на МСМ-изображении не является новой. Существует ряд методов, позволяющих устранить внешний шум [20]. Одним из базовых методов сглаживания сигнала является метод простого скользящего среднего (SMA), для которого сигнал в каждой точке вычисляется с помощью выражения

$$SMA_t = \frac{1}{m} \sum_{i=0}^{m-1} p_{t-i}, \quad (6)$$

где  $p_{t-i}$  – значение сигнала в точке  $t-i$ ,  $m$  – интервал сглаживания. Увеличение последнего параметра ведет к лучшему сглаживанию, с одной стороны, но к информационным потерям, с другой, и должно выбираться как компромисс между этими двумя результатами для каждого отдельного изображения.

Профиль линии сканирования, сглаженной с помощью описанного метода, представлен на рис. 3 в виде гладкой кривой. Сглаживающий интервал  $m$  был выбран равным 10 точкам. Из рис. 3 видно, что предложенный метод отлично справляется со сглаживанием сигнала зонда, устраняя все шумы и очищая изображение. Описанная обработка МСМ-изображений упрощает их качественный анализ. На основе обработанного изображения могут быть рассчитаны его параметры, например фрактальная

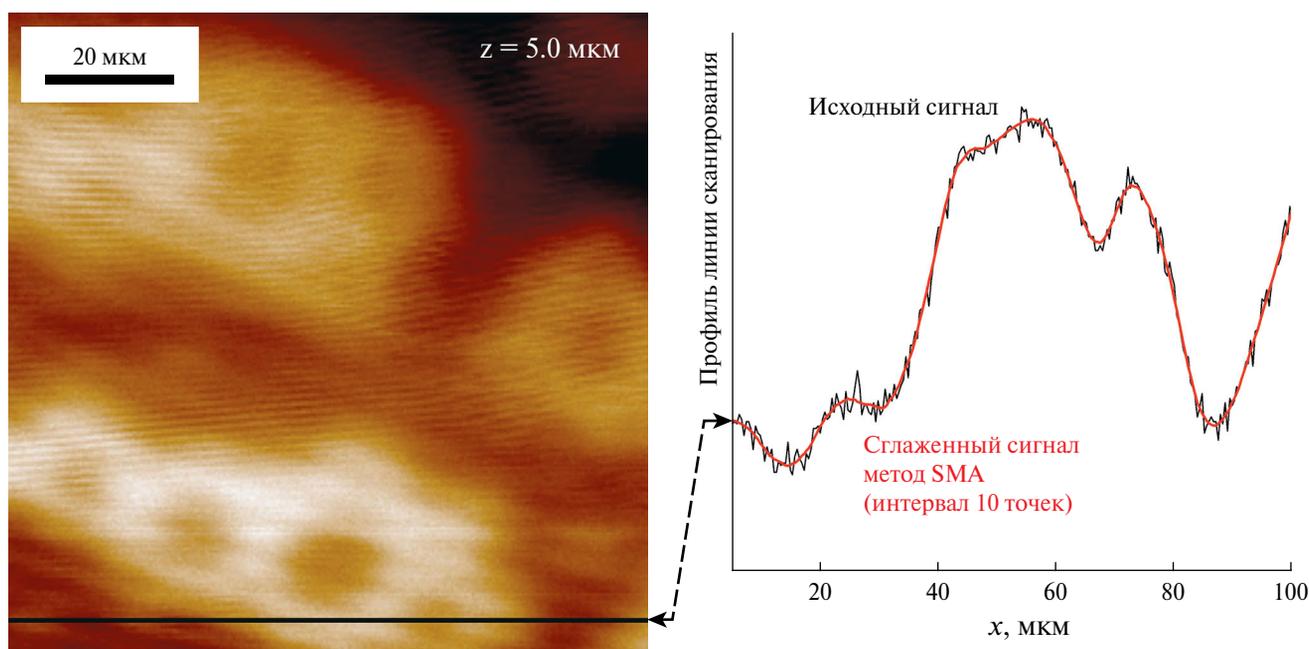


Рис. 3. Влияние шумов на МСМ-изображение образца  $Y_2(Fe_{0.41}Co_{0.59})_{17}$  и пример профиля десятой линии сканирования, сглаженного с помощью выражения (6). Высота сканирования  $z = 5$  мкм.

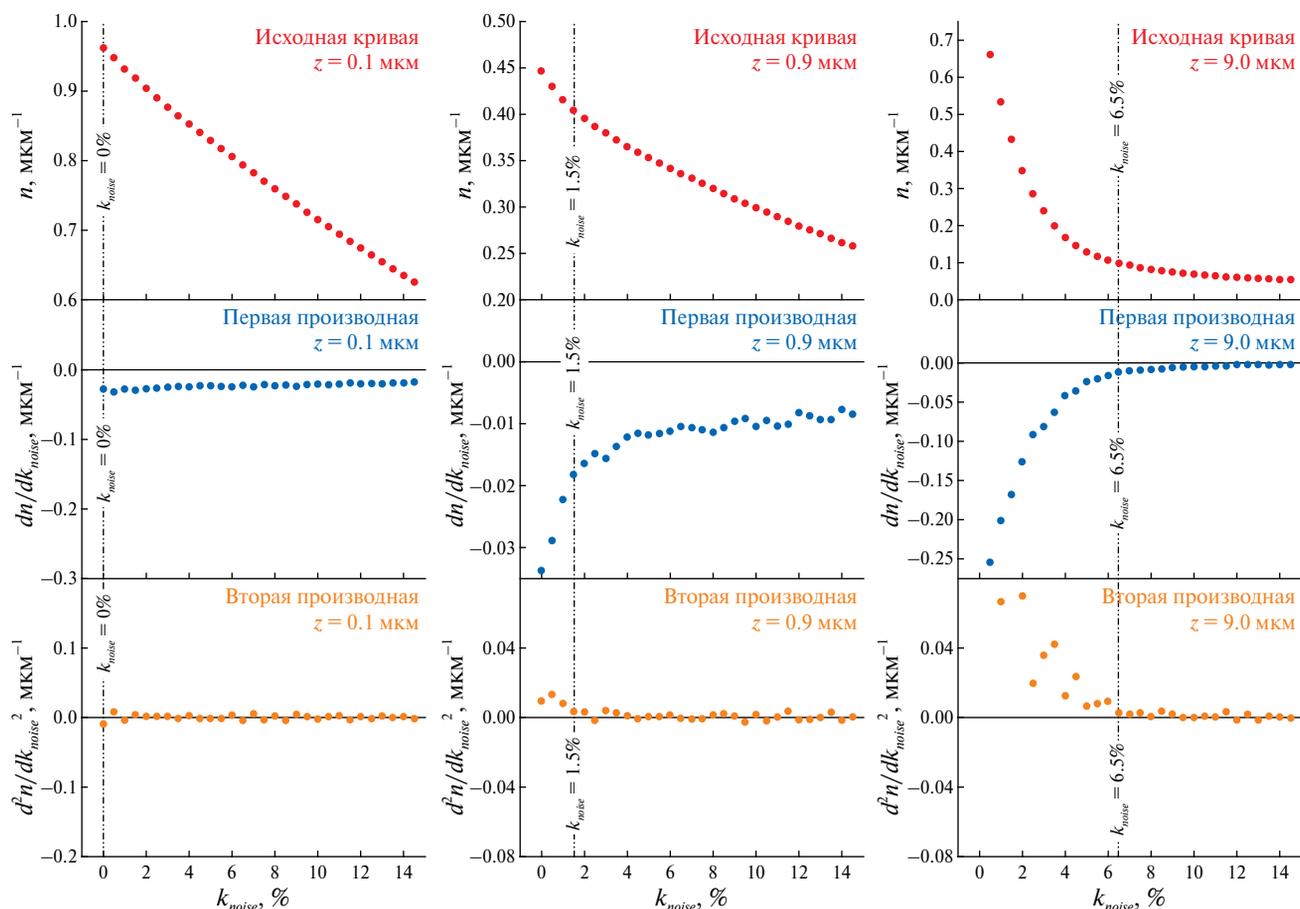


Рис. 4. Пример процедуры определения шумового коэффициента для образца  $\text{Nd}_2\text{Fe}_{14}\text{B}$ . Рассмотрены примеры МСМ-изображений с различной высотой подъема  $z = 0.1, 0.9, 9.0$  мкм. Представлены исходная зависимость  $n(k_{\text{noise}})$ , ее первая и вторая производные.

размерность. Тем не менее, несмотря на сглаживающие каждой линии сканирования МСМ-изображения, метод простого скользящего среднего не устраняет дополнительные экстремумы, вызванные шумами, что все еще мешает корректной оценке среднего числа экстремумов на единицу длины  $n$  даже после сглаживания изображений.

Для решения обозначенной проблемы и корректной оценки значения  $n$  был введен параметр  $k_{\text{noise}}$  — шумовой коэффициент. Этот параметр определяет предел процентного соотношения между двумя соседними экстремумами, ниже которого они должны рассматриваться как шумы, а не реальный сигнал от магнитной структуры. Использование данного коэффициента на произвольно взятом уровне (например, 2%) позволяет получить скорректированные кривые  $n(z)$  с уменьшающимися вдоль всего интервала значениями  $n$ . Однако для максимально точной оценки параметра  $n$  необходимо определить наиболее подходящее значение шумового коэффициента для каждого обрабатываемого изображения. Для этого необходимо построить зависимости  $n(k_{\text{noise}})$ , а также их первые

$dn(k_{\text{noise}})/dk_{\text{noise}}$  и вторые  $d^2n(k_{\text{noise}})/dk_{\text{noise}}^2$  производные для каждого отдельно взятого МСМ-изображения (рис. 4).

На рис. 4 представлен пример процедуры поиска шумового коэффициента МСМ-изображений монокристалла  $\text{Nd}_2\text{Fe}_{14}\text{B}$ . Для каждого обрабатываемого изображения существует характерная точка перегиба зависимости  $n(k_{\text{noise}})$ . В этой точке все шумы уже устранены, и дальнейшее повышение параметра  $k_{\text{noise}}$  приведет к потерям информации от магнитной структуры образца. Исходная зависимость  $n(k_{\text{noise}})$  в этой точке перейдет в прямую линию, ее первая и вторая производные обратятся в константу и ноль соответственно. Таким образом, нахождение точки  $d^2n(k_{\text{noise}})/dk_{\text{noise}}^2 = 0$  ( $\pm 0.005$  в случае применения автоматического алгоритма) позволит получить значение шумового коэффициента  $k_{\text{noise}}$  для обрабатываемого изображения. Для изображений с маленькой высотой подъема ( $z \sim 0.1-0.3$  мкм) нет характерной точки перегиба на графике  $n(k_{\text{noise}})$ , так как на таких изображениях отсутствует шум (рис. 4, первая колонка). Для них рассчитанное значение шумового коэффициента

будет равно нулю. Дальнейшее увеличение высоты подъема приводит к появлению шума в диапазоне высот  $z \sim 0.4\text{--}0.8$  мкм (рис. 4, вторая колонка). Для больших значений высот подъема  $z \sim 3.0\text{--}9.0$  мкм кривая  $n(k_{noise})$  приобретает плавный вид с ярко выраженной точкой перегиба (рис. 4, третья колонка). В то время как конкретные переходные значения высот подъема  $z$  варьируются от образца к образцу, описанные закономерности характерны для любой серии МСМ-изображений.

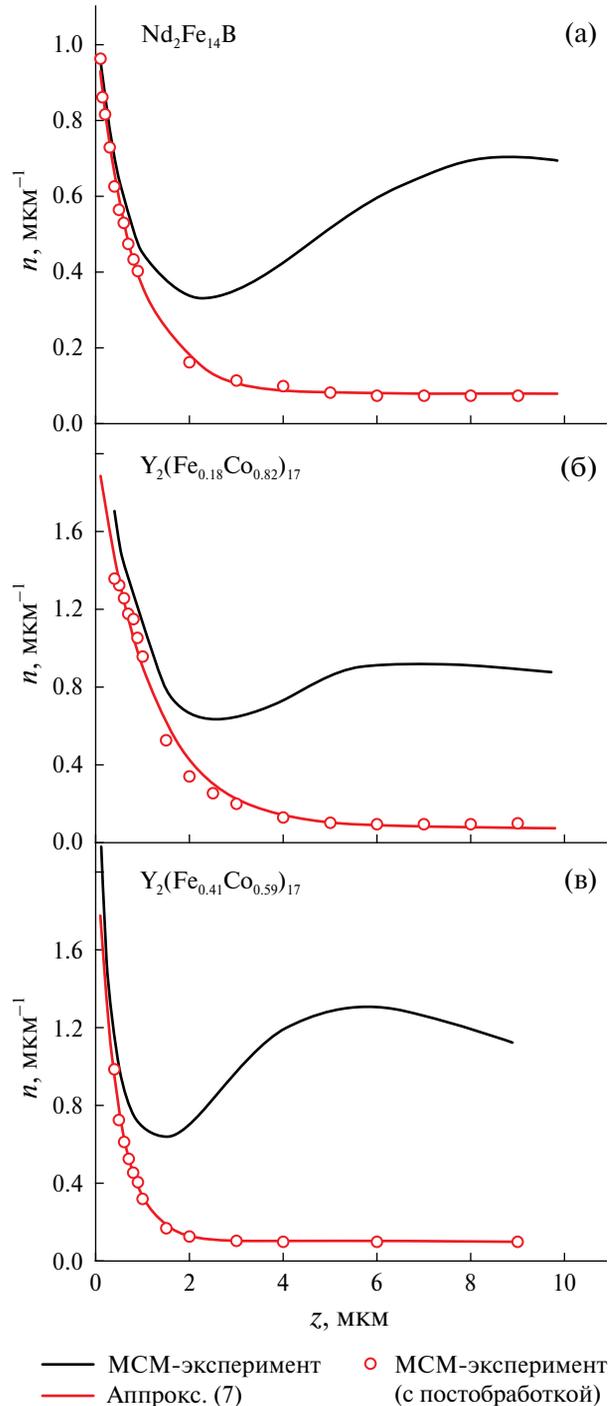
Зависимости среднего числа экстремумов на единицу длины  $n$  от высоты подъема  $z$ , скорректированные с применением описанного метода обработки шумов, представлены на рис. 5 (точки). Зависимости приобрели ожидаемый характер — значения  $n$  спадают вдоль всего интервала  $z$ . Необработанные зависимости  $n(z)$  были добавлены на графики в виде черных пунктирных линий для сравнения.

Как видно из рис. 5, все образцы с разветвленной ДС имеют схожие закономерности поведения зависимости  $n(z)$ . Значения  $n$  резко падают в диапазоне высот  $z = 0.1\text{--}2.0$  мкм. Этот интервал высот соответствует быстрой потере информации от дополнительных доменов. Следом за ним идет плавный переход к постоянным значениям  $n$ , которые достигаются в интервале высот  $z = 3.0\text{--}4.0$  мкм и сохраняются до конца исследуемого интервала. Данный участок кривой  $n(z)$  соответствует полям рассеяния основной ДС.

Резкое падение значения  $n$  в интервале  $z = 0.1\text{--}2.0$  мкм показывает, что использование экспериментальных значений  $n$  на самой низкой достижимой величине ( $z \sim 0.1$  мкм) для дальнейших вычислений средней ширины доменов  $D$  ведет к переоценке данного параметра. Вместо этого необходимы аппроксимация зависимостей  $n(z)$  аналитическим выражением и экстраполяция к точке  $z = 0$ . Таким образом, возникает вопрос о функции для аппроксимации экспериментальных зависимостей. В [9] получена зависимость средней ширины доменов  $D$  в диапазоне высот подъема  $z$  от 0.1 до 1.0 мкм, данная зависимость аппроксимировалась с помощью степенной функции, что дало хорошее согласие с экспериментальными данными в диапазоне низких значений высот подъема  $z$  и позволило оценить величину  $D_0$ . Тем не менее зависимость  $n(z)$  имеет линейный участок в интервале высот  $z > 3\text{--}4$  мкм с постоянными значениями  $n$ , соответствующими основной ДС. Для корректного описания зависимости  $n(z)$  было получено следующее эмпирическое выражение:

$$n(z) = n_m + \Delta n \cdot e^{-kz}, \quad (7)$$

где  $n_m$  — среднее число экстремумов на единицу длины в области, соответствующей основным доменам ( $z > 3.0\text{--}4.0$  мкм);  $\Delta n = n_0 - n_m$ ,  $n_0$  — среднее



**Рис. 5.** Полученные зависимости  $n(z)$ , аппроксимированные выражением (7) для образцов  $\text{Nd}_2\text{Fe}_{14}\text{B}$  (а),  $\text{Y}_2(\text{Fe}_{0.18}\text{Co}_{0.82})_{17}$  (б) и  $\text{Y}_2(\text{Fe}_{0.41}\text{Co}_{0.59})_{17}$  (в). Зависимости  $n(z)$  до обработки шумов представлены в виде черных линий.

число экстремумов на единицу длины в точке  $z = 0$ , т.е. среднее число ДГ на единицу длины;  $k$  — коэффициент, описывающий скорость падения значения  $n$  от  $n_0$  до  $n_m$ . Данный коэффициент имеет размерность волнового вектора ( $\text{мкм}^{-1}$ ) и описывает

**Таблица 1.** Параметры  $n_0$ ,  $n_m$ ,  $k$  из выражения (7) и рассчитанное значение средней ширины доменов  $D$ 

Состав	$n_0$ , мкм <sup>-1</sup>	$n_m$ , мкм <sup>-1</sup>	$k$ , мкм <sup>-1</sup>	$D$ , мкм
Nd <sub>2</sub> Fe <sub>14</sub> B	1.04	0.08	1.26	0.61
Y <sub>2</sub> (Fe <sub>0.18</sub> Co <sub>0.82</sub> ) <sub>17</sub>	2.05	0.08	0.88	0.31
Y <sub>2</sub> (Fe <sub>0.41</sub> Co <sub>0.59</sub> ) <sub>17</sub>	2.19	0.10	2.27	0.29

кривую  $n(z)$  целиком. Он зависит как от магнитных характеристик образца, так и от параметров сканирующего зонда. Параметры  $n_0$ ,  $n_m$ ,  $k$  из выражения (7) варьировались, чтобы наилучшим образом описать экспериментальные данные. Результат процедуры аппроксимации представлен на рис. 5 (пунктирные линии), итоговые значения параметров перечислены в табл. 1.

Итоговые значения параметра  $n_0$  были подставлены в выражение (5), чтобы рассчитать значения средней ширины доменов  $D$  исследуемых образцов (табл. 1). Данные значения могут быть использованы в подходе Боденбергера–Хуберта (2) для расчета микромагнитного параметра поверхностной плотности энергии ДГ  $\gamma$ . Коэффициент  $\beta$  был принят как 0.31 для образца Nd<sub>2</sub>Fe<sub>14</sub>B и квазибинарных соединений с иттрием, имеющих схожие закономерности конфигурации ДС. Для проверки полученных значений теоретические значения поверхностной плотности энергии ДГ были рассчитаны с помощью аналитического выражения для образцов с типом анизотропии “легкая ось” и цилиндрической магнитной симметрией ( $K_1 > 0$ ,  $K_2 > 0$ ):

$$\gamma = 2\sqrt{AK_1} \left( 1 + \frac{K_1 + K_2}{\sqrt{K_1 K_2}} \arctg \sqrt{\frac{K_2}{K_1}} \right), \quad (8)$$

где  $K_{1,2}$  – константы магнитокристаллической анизотропии,  $A$  – обменный параметр, рассчитанный с применением выражения

**Таблица 2.** Значения первой и второй константы магнитокристаллической анизотропии и обменного параметра исследованных образцов

Состав	$K_1$ , МДж/м <sup>3</sup>	$K_2$ , МДж/м <sup>3</sup>	$A$ , 10 <sup>-11</sup> Дж/м
Nd <sub>2</sub> Fe <sub>14</sub> B	4.50 [21]	0.66 [21]	0.92 [16]
Y <sub>2</sub> (Fe <sub>0.18</sub> Co <sub>0.82</sub> ) <sub>17</sub>	0.58 [17]	0.05 [17]	1.89 [17]
Y <sub>2</sub> (Fe <sub>0.41</sub> Co <sub>0.59</sub> ) <sub>17</sub>	0.59 [17]	0.02 [17]	1.73 [17]

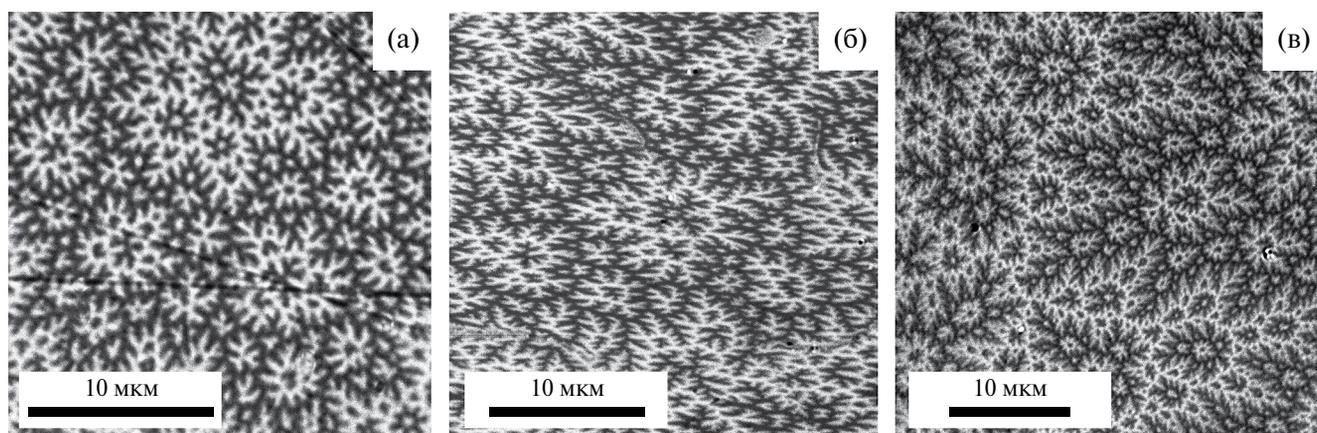
$$A = \frac{k_B T_C}{a}, \quad (9)$$

где  $T_C$  – температура Кюри,  $a$  – параметр решетки. Все значения, использованные для вычислений, представлены в табл. 2.

Для сопоставления значений средней ширины доменов  $D$ , рассчитанных на основе МСМ-изображений, были получены изображения ДС всех трех образцов методом МОКЕ (рис. 6). Снимки были обчислены как вручную, так и автоматически с применением метода случайных секущих (3), параметр  $\gamma$  был рассчитан с помощью выражения (2).

В табл. 3 представлены итоговые значения средней ширины доменов  $D_{MFM}$  и  $D_{МОКЕ}$ , рассчитанные с помощью описанного в работе метода и с помощью обработки магнитооптических изображений соответственно. Также в табл. 3 представлены результирующие значения микромагнитного параметра  $\gamma_{MFM}$  и  $\gamma_{МОКЕ}$ , рассчитанные с помощью выражения (2) на основе значений  $D_{MFM}$  и  $D_{МОКЕ}$  соответственно, а также значение  $\gamma_{theory}$ , рассчитанное с помощью выражения (8).

Значения  $\gamma_{MFM}$  немного ближе к эталонным теоретическим значениям, нежели значения  $\gamma_{МОКЕ}$ , что подтверждает сделанное ранее утверждение о влиянии высокой разрешающей способности МСМ на вычисления  $\gamma$ .

**Рис. 6.** Изображения ДС соединений Nd<sub>2</sub>Fe<sub>14</sub>B (а), Y<sub>2</sub>(Fe<sub>0.41</sub>Co<sub>0.59</sub>)<sub>17</sub> (б) и Y<sub>2</sub>(Fe<sub>0.18</sub>Co<sub>0.82</sub>)<sub>17</sub> (в), полученные с помощью метода МОКЕ.

**Таблица 3.** Сравнение значений средней ширины доменов, рассчитанной с помощью предложенного метода обработки МСМ-изображений ( $D_{MFM}$ ), рассчитанной на основе магнитооптических изображений ( $D_{MOKE}$ ). Сравнение итоговых значений поверхностной плотности энергии доменной границы друг с другом ( $\gamma_{MFM}$  и  $\gamma_{MOKE}$ ) и с эталонным теоретическим значением ( $\gamma_{theory}$ )

Состав	$D_{MFM}$ , мкм	$D_{MOKE}$ , мкм	$\gamma_{MFM}$ , мДж/м <sup>2</sup>	$\gamma_{MOKE}$ , мДж/м <sup>2</sup>	$\gamma_{theory}$ , мДж/м <sup>2</sup>
Nd <sub>2</sub> Fe <sub>14</sub> B	0.61	0.66	26.5	28.6	26.9
Y <sub>2</sub> (Fe <sub>0.18</sub> Co <sub>0.82</sub> ) <sub>17</sub>	0.31	0.51	11.4	18.8	13.6
Y <sub>2</sub> (Fe <sub>0.41</sub> Co <sub>0.59</sub> ) <sub>17</sub>	0.29	0.45	11.4	17.6	12.9

Предложенный метод обчета серии МСМ-изображений может быть использован отдельно для быстрой оценки параметров ДС либо вместе с магнитооптическим исследованием для сопоставления результатов и получения наиболее статистически надежных значений.

Дополнительно рассмотрим применимость описанного метода для дальнейших исследований образцов объемных одноосных кристаллов различного состава. В данной работе исследование было проведено в широком диапазоне высот подъема ( $z = 0.10\text{--}9.83$  мкм) с целью выявления закономерностей поведения зависимости среднего числа экстремумов на единицу длины  $n$  от расстояния между зондом и образцом. Для наиболее точных количественных оценок средней ширины доменов  $D$  и микромагнитного параметра  $\gamma$  соединений исследование вдоль такого широкого интервала высот может быть излишним. Вместо этого достаточно получить экспериментальные зависимости  $n(z)$  в диапазоне высот вплоть до  $z \sim 1.0\text{--}1.5$  мкм с последующей экстраполяцией зависимостей выражением (7) к точке  $z = 0$ . В данном диапазоне высот описанная здесь обработка шумов может понадобиться для изображений в серии начиная с высот  $z \sim 0.4\text{--}0.8$  мкм и выше.

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Продемонстрирована возможность получения и последующего анализа серий МСМ-изображений с варьирующейся высотой подъема  $z$  для исследования образцов объемных одноосных кристаллов. Представленный метод анализа образцов обладает такими преимуществами, как высокая скорость получения изображений и высокое разрешение изображений. Результатом данного анализа является средняя ширина доменов  $D$  и поверхностная плотность энергии доменных границ  $\gamma$ . Предложенный метод может быть использован в дополнение к стандартному качественному МСМ-исследованию объемных одноосных кристаллов для проведения количественных оценок параметров образца.

Исследование выполнено с использованием оборудования Лаборатории магнитных материалов Центра коллективного пользования Тверского

государственного университета при поддержке Министерства науки и высшего образования РФ в рамках выполнения государственного задания в сфере научной деятельности (проект № 0817-2023-0006).

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Kittel C. // Phys. Rev. 1946. V. 70. P. 965. <https://doi.org/10.1103/PhysRev.70.965>
2. Bodenberger R., Hubert A. // Phys. Status Solidi. A. 1977. V. 44. P. 7. <https://doi.org/10.1002/pssa.2210440146>
3. Szmaja W., Grobelny J., Cichomski M. // Acta Mater. 2011. V. 59. P. 531. <https://doi.org/10.1016/j.actamat.2010.09.056>
4. Corner W.D., Hawton M.J. // J. Magn. Magn. Mater. 1988. V. 72. P. 59. [https://doi.org/10.1016/0304-8853\(88\)90270-3](https://doi.org/10.1016/0304-8853(88)90270-3)
5. Pastushenkov J., Forkl A., Kronmüller H. // J. Magn. Magn. Mater. 1991. V. 101. P. 363. [https://doi.org/10.1016/0304-8853\(91\)90780-E](https://doi.org/10.1016/0304-8853(91)90780-E)
6. Kazakova O., Puttock R., Barton C. // J. Appl. Phys. 2019. V. 125. 060901. <https://doi.org/10.1063/1.5050712>
7. Schulz T., Burch G., Kunz A., Dahlberg E.D. // IEEE Trans. Magn. 2010. V. 46. P. 1752. <https://doi.org/10.1109/TMAG.2009.2039701>
8. Baumeister W., Grütter P., Guckenberger R. Scanning Tunneling Microscopy II: Further Applications and Related Scanning Techniques. Springer Science and Business Media, 2013. V. 28.
9. Bramowicz M., Kulesza S., Czaja P., Maziarz W. // Arch. Metall. Mater. 2014. V. 59. P. 451. <https://doi.org/10.2478/amm-2014-0075>
10. Obara G., Sakurai T., Ono O. // IEEE Trans. Magn. 2019. V. 55. P. 1. <https://doi.org/10.1109/TMAG.2019.2895671>
11. Al-Khafaji M.A., Marashi S.P.H., Rainforth W.M. // J. Magn. Magn. Mater. 1998. V. 190. P. 48. [https://doi.org/10.1016/S0304-8853\(98\)00278-9](https://doi.org/10.1016/S0304-8853(98)00278-9)
12. Al-Khafaji M.A., Rainforth W.M., Gibbs M.R.J. // IEEE Trans. Magn. 1996. V. 32. P. 4138. <https://doi.org/10.1109/20.539319>
13. Al-Khafaji M.A., Rainforth W.M., Gibbs M.R.J. // J. Appl. Phys. 1998. V. 83. P. 6411. <https://doi.org/10.1063/1.367536>

14. *Angeloni L., Passeri D., Corsetti S.* // *Nanoscale*. 2017. V. 9. P. 18000.  
<https://doi.org/10.1039/C7NR05742C>
15. *Zueco E., Rave W., Schäfer R.* // *J. Magn. Magn. Mater.* 1998. V. 190. P. 42.  
[https://doi.org/10.1016/S0304-8853\(98\)00268-6](https://doi.org/10.1016/S0304-8853(98)00268-6)
16. *Sagawa M., Fujimura S., Yamamoto H.* // *IEEE Trans. Magn.* 1984. V. 20. P. 1584.  
<https://doi.org/10.1109/tmag.1984.1063214>
17. *Sinkevich A.I., Karpenkov A.Y., Lyakhova M.B.* // *Phys. B: Condens. Matter*. 2025. V. 696. P. 416637.  
<https://doi.org/10.1016/j.physb.2024.416637>
18. *Alekseev A., Popkov A., Shubin A.* // *Ultramicroscopy*. 2014. V. 136. P. 91.  
<https://doi.org/10.1016/j.ultramic.2013.08.007>
19. *Vaka M., Ray J., Campos M., Chesnel K.* // *AIP Adv.* 2023. V. 13. 025109.  
<https://doi.org/10.1063/9.0000610>
20. *Mainsah E., Greenwood J.A., Chetwynd D.G.* *Metrology and properties of engineering surfaces*. Springer Science and Business Media, 2001.
21. *Sagawa M., Fujimura S., Yamamoto H.* // *J. Appl. Phys.* 1985. V. 57. P. 4094.  
<https://doi.org/10.1063/1.334629>

## PROCESSING AND ANALYSIS OF LIFT HEIGHT-DEPENDENT MAGNETIC FORCE MICROSCOPY IMAGES OF BULK UNIAXIAL CRYSTALS

**I. Sinkevich<sup>a,\*</sup>, E. M. Semenova<sup>a</sup>, G. G. Dunaeva<sup>a</sup>, A. Yu. Karpenkov<sup>a</sup>,  
M. B. Lyakhova<sup>a</sup>, S. D. Smetannikova<sup>a</sup>**

<sup>a</sup>*Tver State University, 170100 Tver, Russia*

<sup>\*</sup>*E-mail: artem.sinkevich2602@gmail.com*

**Abstract.** The images of the magnetic domain structure stray fields were obtained on the basal plane of  $\text{Nd}_2\text{Fe}_{14}\text{B}$  and  $\text{Y}_2(\text{Fe}_x\text{Co}_{1-x})_{17}$  ( $x = 0.18, 0.41$ ) bulk uniaxial crystal samples at different tip-sample lift heights ( $z$ ) using the magnetic force microscope. The automated magnetic force microscopy images evaluation method was proposed. The average extremes number per unit length  $n$  values were calculated,  $n(z)$  dependences were plotted, the analytical expression for the approximation were derived. The  $n_0$  values, related to  $z = 0$  point were obtained by experimental data approximation with the analytical expression. The values of average domain width  $D$  and domain wall energy surface density  $\gamma$  were calculated using the obtained  $n_0$  values.