05,08,01

Влияние дефектов на перемагничивание нанокристаллических наноэлементов на основе железа

© Д.М. Гридин[1,2,3], Н.А. Усов[4], Е.В. Харин[5], В.А. Теджетов[5], Е.Н. Шефтель[5], А.Б. Грановский[1,6]

[1] МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет,
Москва, Россия
[2] МИРЭА — Российский технологический университет,
Москва, Россия
[3] Московский институт электроники и математики им. А.Н. Тихонова НИУ ВШЭ,
Москва, Россия
[4] Институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн им. Н.В. Пушкова РАН (ИЗМИРАН),
Троицк, Россия
[5] Институт металлургии и металловедения им. А.А. Байкова РАН,
Москва, Россия
[6] Институт теоретической и прикладной электродинамики РАН,
Москва, Россия

E-mail: master.sudbi@yandex.ru

Поступила в Редакцию 6 марта 2026 г.
В окончательной редакции 9 марта 2026 г.
Принята к публикации 13 марта 2026 г.

С помощью трехмерного микромагнитного моделирования изучен процесс перемагничивания нанокристаллических наноэлементов на основе железа с включениями немагнитной фазы. Показано, что при изменении объемной концентрации p немагнитных включений квазистатические петли гистерезиса вытянутых наноэлементов сохраняют прямоугольный характер, обладают высокой приведенной остаточной намагниченностью, $M_r/M_s \approx 0.85-0.88$, а коэрцитивная сила элементов уменьшается на 30–35% при увеличении объемной концентрации немагнитной фазы в интервале $p = 5-20\%$.

Ключевые слова: пленки на основе железа, точечные дефекты, квазистатические петли гистерезиса, численное моделирование.

DOI: 10.61011/FTT.2026.07.63653.18HH

1. Введение

Нанокристаллические сплавы на основе железа имеют высокую намагниченность насыщения, высокую магнитную проницаемость и низкие потери в переменном электромагнитном поле, что находит применение в коммерческой силовой электронике и других современных технических приложениях [1,2]. В серии работ Е. Шефтель с соавторами [3–5] экспериментально изучены магнитомягкие пленки сплавов Fe-Zr-N с высоким содержанием железа, до 80–95 at.%, обладающие уникальным комплексом магнитных и механических свойств, что делает их перспективными для применения в миниатюрных устройствах микроэлектроники. Фазовый состав таких пленок в зависимости от содержания циркония и азота может состоять из основной ферромагнитной фазы α--Fe, ферромагнитных нитридов железа и интерметаллидов Fe-Zr и одной или нескольких неферромагнитных фаз, образование которых возможно в тройной системе Fe-Zr-N. Экспериментальные данные показывают [4,5], что в зависимости от условий магнетронного напыления и длительности отжига, в пленках Fe-Zr-N могут присутствовать изолированные включения немагнитной фазы, причем фракция немагнитной фазы может меняться в интервале от 1 до 20% в зависимости от концентрации циркония и азота. При увеличении в пленке концентрации циркония и азота отмечается существенное изменение формы квазистатической петли гистерезиса, остаточной намагниченности и коэрцитивной силы пленок. Аналогичные закономерности проявляют и пленки Fe-Ti-B [6], Fe-Zr-C [7] и другие из семейства Fe-Me_{IV}-X (Me_{IV} — Ti, Zr, Hf; X — C, N, O, B).

Хорошо известно, что на магнитные свойства тонких нанокристаллических пленок может влиять большое число факторов, а именно, условия магнетронного напыления [8–15], характерный размер нанокристаллических зерен, наличие дефектов структуры, в частности, пор, либо включений немагнитной фазы [4,5,10,11,16]. Кроме того, существенное влияние на свойства пленок оказывают неровности поверхности пленки и подложки [17–19], магнитострикция [12], а также наведенная анизотропия в процессе отжига [1–5]. Влияние каждого из указанных факторов на магнитные свойства пленок заслуживает экспериментального и теоретического изучения.

Для массивных образцов влияние немагнитных макродефектов и пор на доменную структуру и процессы перемагничивания исследовано во многих работах (см., например, [20–23]). Теоретическим аспектам динамики

перемагничивания наноэлементов посвящены хорошо известные обзоры [24,25], однако вопросы, связанные с влиянием дефектов, их размера, формы, распределения на перемагничивание и магнитные характеристики наноэлементов, разработаны слабо.

Цель настоящей работы — с помощью трехмерного микромагнитного моделирования выяснить, какое влияние на распределение намагниченности и магнитные характеристики нанокристаллических наноэлементов пленок на основе железа оказывает наличие изолированных включений немагнитной фазы в интервале объемных концентраций 1–20 %. Заметим, что решение этой задачи наталкивается на определенные трудности, связанные с необходимостью учета сильного магнитодипольного и обменного взаимодействия между отдельными нанокристаллическими гранулами. Следует принять во внимание также случайный характер магнитокристаллографической анизотропии отдельных гранул и хаотическое распределение включений немагнитной фазы по объему пленки.

Существенно, что экспериментальные образцы [4,5] обладают весьма большими размерами в плоскости и толщинами порядка микрометра и более. Представляется, что в таких условиях адекватное микромагнитное моделирование возможно лишь при выборе для моделирования некоторого представительного объема внутри пленки. Этот объем, с одной стороны, должен быть достаточно малым для возможности проведения подробных микромагнитных вычислений, а с другой стороны, должен содержать достаточно большое количество изолированных немагнитных включений и быть, таким образом, типичной выборкой из объема в среднем однородной пленки микронной толщины. Кроме того, для уменьшения влияния размагничивающего поля на распределение намагниченности вблизи концов образца следует рассматривать вытянутые образцы с большим аспектным отношением. Именно с этими обстоятельствами связан выбор геометрии наноэлементов и магнитных параметров в рассматриваемой модели. С другой стороны, в ряде работ предполагается, что в экспериментальных образцах немагнитная фаза не распределена в виде отдельных, хаотически расположенных включений, а тонкой прослойкой окружает нанокристаллические области. В таком случае приведенные ниже вычисления могут служить только первым этапом объяснения на качественном уровне магнитных свойств пленок семейства Fe-Me_{IV}-X.

2. Численное моделирование

Для упрощения вычислений в рассматриваемой модели предполагается, что все нанокристаллические магнитные гранулы по составу близки к железу, и являются кубиками с длиной ребра a, не превышающей обменной длины в железе, $L_{\mathrm{ex}} = \sqrt{C}/M \approx 8.3\,\mathrm{nm}$. Здесь $M_s = 1700\,\mathrm{emu/cm^3}$ — намагниченность насыщения, а $C = 2A = 2 \cdot 10^{-6}\,\mathrm{erg/cm}$ — обменная константа в железе [26]. Изучаемый образец имеет форму вытянутого параллелепипеда с размерами ячеек L_x, L_y, L_z, причем $L_x \gg L_y, L_z$. Типичное количество численных ячеек составляет порядка $N \approx 10^4$. Немагнитные гранулы распределены по объему образца случайно и равномерно, с заданной средней объемной концентрацией $p = 1-20\,\%$.

Магнито-кристаллографическая анизотропия отдельных магнитных гранул сохраняет кубический тип с положительной константой анизотропии, характерной для железа, $K_c = 4.8 \cdot 10^5\,\mathrm{erg/cm^3}$ [26], однако ориентация легких осей кубической анизотропии отдельных гранул является случайной. Пусть ориентация кристаллических осей отдельной i-й магнитной гранулы задается ортогональным набором единичных векторов $(\vec{e}_{1i}, \vec{e}_{2i}, \vec{e}_{3i})$, $i = 1, \ldots, N$ в исходной декартовой системе координат. Тогда плотность энергии кубической магнитной анизотропии ансамбля гранул имеет вид

$$w_{\mathrm{a}} = K_c \cdot \sum_{i=1}^{N} \big((\vec{\alpha}_i \vec{e}_{1i})^2 (\vec{\alpha}_i \vec{e}_{2i})^2 + (\vec{\alpha}_i \vec{e}_{1i})^2 (\vec{\alpha}_i \vec{e}_{3i})^2 + (\vec{\alpha}_i \vec{e}_{2i})^2 (\vec{\alpha}_i \vec{e}_{3i})^2 \big), \quad (1)$$

где $\vec{\alpha}_i$ суть единичные вектора намагниченности отдельных гранул. Как указывалось выше, ортогональные реперы отдельных гранул образца ориентированы в пространстве случайно.

Динамика единичного вектора намагниченности отдельной магнитной гранулы описывается уравнением Ландау–Лифшица–Гильберта [27–29]

$$\frac{\partial \vec{\alpha}_i}{\partial t} = -\gamma (\vec{\alpha}_i \times \vec{H}_{\mathrm{ef},i}) + \kappa \left(\vec{\alpha}_i \times \frac{\partial \vec{\alpha}_i}{\partial t} \right), \quad (2)$$

где $\vec{\alpha}_i$ и $\vec{H}_{\mathrm{ef},i}$ — единичный вектор намагниченности и вектор эффективного магнитного поля в i-й магнитной грануле соответственно, γ — гиромагнитное отношение, κ — параметр магнитного затухания, который в расчетах принят равным $\kappa = 0.5$. Эффективное магнитное поле $\vec{H}_{\mathrm{ef},i}$ вычисляется как вариационная производная полной энергии образца, $W = W_{\mathrm{exc}} + W_{\mathrm{m}} + W_{\mathrm{a}} + W_{\mathrm{Z}}$, которая складывается из обменной энергии W_{exc}, магнитостатической энергии W_{m}, энергии анизотропии W_{a} и энергии Зеемана W_{Z} образца во внешнем однородном магнитном поле $\vec{H}$ [30,31]:

$$\vec{H}_{\mathrm{ef},i} = -\frac{\partial W}{V M_s \partial \vec{\alpha}_i},$$

$$M_s \vec{H}_{\mathrm{ef},i} = C\Delta \vec{\alpha}_i - \frac{\partial w_{\mathrm{a}}}{\partial \vec{\alpha}_i} + M_s (\vec{H}'_i + \vec{H}). \quad (3)$$

Здесь $\vec{H}'_i$ — вектор размагничивающего поля, V — объем гранулы.

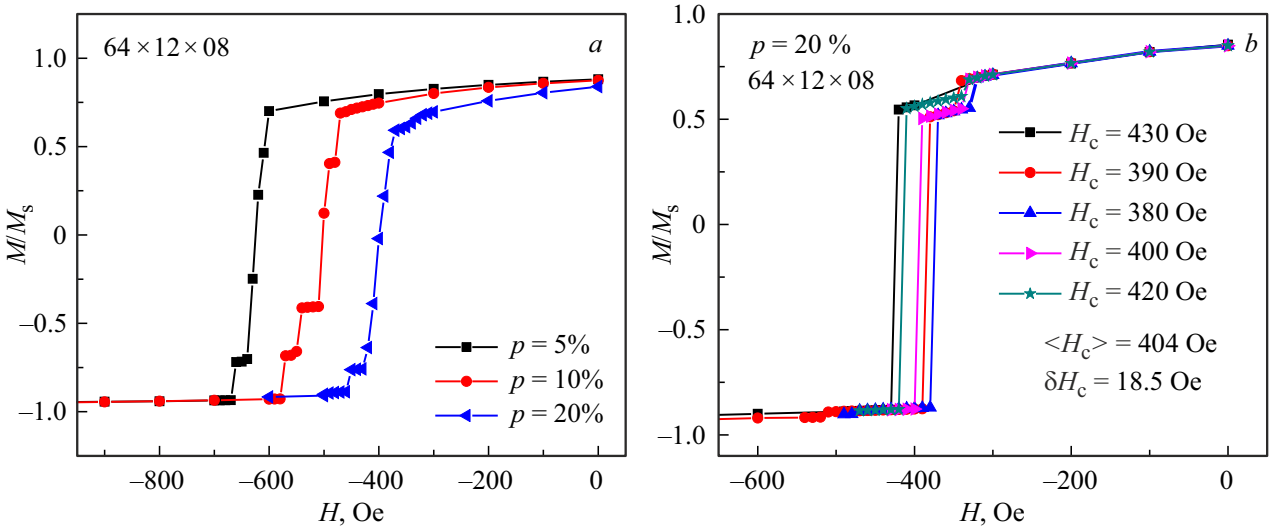


Рис. 1. *a*) Нисходящие ветви квазистатических петель гистерезиса нанокристаллического элемента, усредненные по случайным реализациям распределения немагнитных гранул, в зависимости от процентного содержания немагнитной фазы. *b*) Случай фиксированного распределения немагнитных гранул по объему образца.

В нашей компьютерной программе на поверхности всех магнитных гранул, которые контактируют с немагнитными включениями, как и на поверхности гранул, которые контактируют с вакуумом на поверхности образца, установлено стандартное микромагнитное условие, которое обнуляет производную единичного вектора по нормали к поверхности гранулы, то есть $\mathrm{d}(\vec{\alpha})/\mathrm{dn} = 0$.

Для численного решения уравнение (2) удобно переписать в эквивалентной форме

$$(1+\kappa^2)\frac{\partial \vec{\alpha}_i}{\partial t} = -\gamma(\vec{\alpha}_i \times \vec{H}_{\mathrm{r},i});$$

$$\vec{H}_{\mathrm{r},i} = \vec{H}_{\mathrm{ef},i} - \kappa(\vec{H}_{\mathrm{ef},i} \times \vec{\alpha}_i). \qquad (4)$$

Для каждой численной ячейки уравнение (4) решается по неявной итерационной схеме, что приводит к итерационной процедуре

$$\vec{\alpha}_1 = \frac{1}{(1+dt_{\mathrm{e}}^2\,\vec{h}_{\mathrm{r}}^{\,2})}\{\vec{\alpha} + dt_{\mathrm{e}}(\vec{h}_{\mathrm{r}} \times \vec{\alpha}) + dt_{\mathrm{e}}^2\,\vec{h}_{\mathrm{r}}(\vec{h}_{\mathrm{r}}\vec{\alpha})\},$$

$$dt_{\mathrm{e}} = \frac{\gamma H_{\mathrm{m}}}{1+\kappa^2}\,dt, \qquad (5)$$

где $\vec{h}_{\mathrm{r}} = \vec{H}_{\mathrm{r}}/H_{\mathrm{m}}$, $H_{\mathrm{m}} = \max_{(1\le i\le N)} |\vec{H}_{\mathrm{ef},i}|$ — максимальное значение модуля эффективного магнитного поля среди всех численных ячеек. Итерации по приведенному времени проводятся с достаточно малым шагом, $dt_{\mathrm{e}} = 0.01-0.001$. После каждой итерации результирующий вектор α_1 в заданной ячейке нормируется на единицу и используется как начальное состояние для выполнения следующей итерации.

Вычисление квазистатической петли гистерезиса образца начинается во внешнем магнитном поле, $H = 1500-2000$ Oe, направленном вдоль длинной стороны образца (L_x) и достаточном для его полного насыщения. Динамическая эволюция начального распределения намагниченности образца прослеживается до конечного состояния, которое предполагается стабильным при выполнении критерия

$$\max_{(1\le i\le N)} |\vec{\alpha}_i \times \vec{H}_{\mathrm{ef},i}|/|\vec{H}_{\mathrm{ef},i}| < 10^{-6}. \qquad (6)$$

После достижения стационарного состояния, амплитуда внешнего магнитного поля уменьшается на малую величину, $\Delta H_0 = 10-50$ Oe, и новое стационарное состояние намагниченности вычисляется аналогичным образом.

3. Результаты и обсуждение

На рис. 1, *a* показаны результаты расчета нисходящих ветвей квазистатических петель гистерезиса нанокристаллического образца на основе железа с разным процентным содержанием немагнитной фазы. Образец состоит из $64 \times 12 \times 08$ кубических численных ячеек с ребром 5 nm, и его физический объем составляет $8000 \times 1500 \times 1000\ \mathrm{nm}^3$. Кубические немагнитные зерна имеют тот же размер и случайно распределены по объему элемента с заданной концентрацией. Петли гистерезиса на рис. 1, *a* усреднены по различным случайным реализациям распределения немагнитных зерен по объему образца. Внешнее магнитное поле прикладывается в плоскости магнитного элемента вдоль его длинной стороны (ось x). Рассмотрены концентрации немагнитных включений, равные $p = 5$, 10 и 20 % по объему образца. При этом среднее количество магнитных зерен

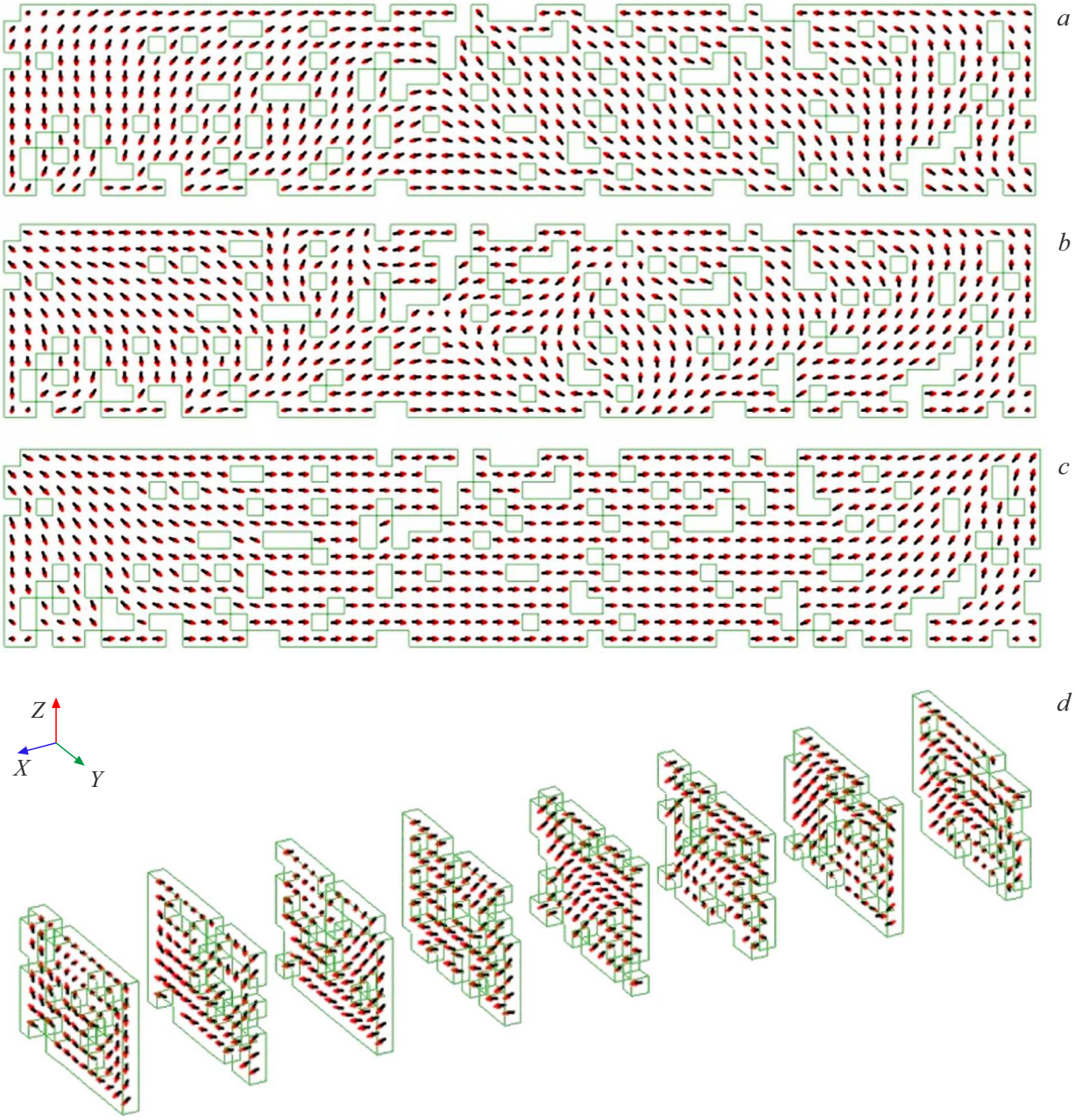


Рис. 2. Процесс перемагничивания наноэлемента $64 \times 12 \times 08$ с концентрацией немагнитной фазы $p = 20\,\%$: *a*) устойчивое распределение намагниченности на поверхности элемента в поле $H = -410\,\mathrm{Oe}$; *b*) переходный динамический процесс, возникающий в поле перемагничивания, $H_c = -420\,\mathrm{Oe}$; *c*) конечное стабильное состояние в поле $H_c = -420\,\mathrm{Oe}$, после окончания динамического процесса. *d*) распределение намагниченности в каждом восьмом перпендикулярном сечении образца вдоль длинной стороны, в поле $H = -410\,\mathrm{Oe}$.

в образце составляет 5840, 5530 и 4915 при объемной концентрации немагнитных включений $p = 5$, 10 и 20 %, соответственно.

Прежде всего, стоит отметить, что приведенная остаточная намагниченность образца в нулевом магнитном поле, $H = 0$, отнесенная к объему магнитной фазы, принимает большие значения, $M_r/M_s = 0.85{-}0.88$, что связано с большим аспектным отношением образца, $L_x/L_z = 8$, и сильным обменным взаимодействием между магнитными зернами, которое сохраняется при концентрации немагнитной фазы $p \le 20\,\%$. Кроме того, как показывает рис. 1, *a*, в рассмотренном интервале значений p приведенная намагниченность образца перед скачком намагниченности остается достаточно высокой, $M/M_s = 0.5{-}0.7$, а в результате скачка намагниченности образец почти полностью перемагничивается, $M/M_s \approx -1$. Поэтому форма квазистатических петель гистерезиса на рис. 1, *a* для значений $p \le 20\,\%$ близка

к прямоугольной. В силу случайного характера распределения немагнитных зерен и случайного направления легких осей анизотропии отдельных магнитных зерен, коэрцитивная сила элементов, полученная в отдельных численных экспериментах, обладает некоторым разбросом. Для элемента с $p = 5\,\%$ среднее значение коэрцитивной силы, полученное по 7 независимым численным экспериментам, равно $\langle H_c \rangle = 634\,\text{Oe}$, со среднеквадратичным отклонением $\delta H_c = 17.6\,\text{Oe}$. Для элемента с $p = 10\,\%$ по 6 независимым численным экспериментам получены значения $\langle H_c \rangle = 522\,\text{Oe}$ и $\delta H_c = 33.4\,\text{Oe}$, а для элемента с $p = 20\,\%$ по 12 независимым численным экспериментам получены значения $\langle H_c \rangle = 410\,\text{Oe}$ и $\delta H_c = 22.5\,\text{Oe}$. Таким образом, при увеличении объемной фракции немагнитной фазы в интервале $p = 5{-}20\,\%$ коэрцитивная сила элемента снижается приблизительно на 35 %.

Интересно отметить, что разброс коэрцитивной сила образца зависит не только от количества и случайного распределения немагнитных элементов по объему образца, но и от распределения направлений легких осей анизотропии отдельных магнитных зерен. На рис. 1, *b* показана совокупность петель гистерезиса элемента с $p = 20\,\%$ для 5 различных случайных реализаций распределения легких осей анизотропии для одного и того же распределения немагнитных элементов по объему образца. При этом, как видно из рис. 1, *a* и *b*, средние значения коэрцитивной силы и среднеквадратичные отклонения коэрцитивных сил близки.

Характер перемагничивания наноэлемента $64 \times 12 \times 08$ с концентрацией немагнитной фазы $p = 20\,\%$ для одной из случайных реализаций распределения немагнитной фазы показан на рис. 2. Рис. 2, *a* показывает стабильное распределение намагниченности на верхней поверхности этого наноэлемента в поле $H = -410\,\text{Oe}$, непосредственно перед полем перемагничивания, когда приведенная намагниченность элемента равна $M_x/M_s = 0.629$. Как видно из этого рисунка, в поле $H = -410\,\text{Oe}$ в центральной части элемента развивается неоднородное микромагнитное состояние с большими поперечными компонентами намагниченности.

На рис. 2, *b* показано распределение намагниченности в переходном динамическом состоянии, в поле перемагничивания $H_c = -420\,\text{Oe}$, в котором состояние, показанное на рис. 2, *a*, теряет устойчивость. Рис. 2, *c* показывает конечное стабильное распределение намагниченности на поверхности этого наноэлемента в поле $H_c = -420\,\text{Oe}$, когда его приведенная намагниченность принимает значение $M_x/M_s = -0.9$.

Заметим, что рис. 2, *a*–*c* показывают лишь эволюцию распределения намагниченности на поверхности образца при изменении внешнего магнитного поля вблизи поля перемагничивания, тогда как трехмерное распределение намагниченности в объеме образца устроено гораздо сложнее. Как показывает рис. 2, *d*, вблизи торцов образца под влиянием размагничивающего поля, формируются вихревые распределения намагниченности, которые с уменьшенной амплитудой проникают вглубь образца. Поэтому, как показывает рис. 3, *a*, приведенная продольная компонента намагниченности образца, усредненная по его поперечному сечению, вблизи торцов образца неоднородна уже в нулевом магнитном поле $H = 0$. В поле $H = -410\,\text{Oe}$ вихревые распределения намагниченности проникают вглубь образца, а в процессе перемагничивания, в поле $H_c = -420\,\text{Oe}$, образец проходит через состояние, при котором средняя продольная компонента намагниченности близка к нулю.

Результаты, аналогичные представленным на рис. 1, *a*, получены также для вытянутых наноэлементов с другими размерами и аспектными отношениями. Рис. 3, *b* показывает усредненные по случайным реализациям квазистатические петли гистерезиса, полученные для наноэлементов, содержащих $84 \times 12 \times 04$, $84 \times 12 \times 08$ и $64 \times 12 \times 08$ численных ячеек, с одинаковым объемным содержанием немагнитной фазы $p = 20\,\%$. Для элемента $84 \times 12 \times 08$ по 6 независимым численным экспериментам получены значения средней коэрцитивной силы $\langle H_c \rangle = 503\,\text{Oe}$ и среднеквадратичного отклонения $\delta H_c = 35.3\,\text{Oe}$. В сопоставлении с рис. 1, *a* эти данные показывают, что увеличение длины наноэлемента при заданном поперечном сечении образца приводит к увеличению средней коэрцитивной силы элемента. Для более тонкого наноэлемента, содержащего $84 \times 12 \times 04$ численных ячеек, средняя коэрцитивная сила, оцененная по 10 независимым численным экспериментам, существенно возрастает и увеличивается до значения $\langle H_c \rangle = 885\,\text{Oe}$, при существенно большем среднеквадратичном отклонении $\delta H_c = 162.5\,\text{Oe}$. Анализ эволюции распределений намагниченности в элементе $84 \times 12 \times 04$ показывает, что перемагничивание этого элемента происходит за счет возникновения в элементе вблизи поля перемагничивания вихревых микромагнитных состояний с осью вихря, перпендикулярной плоскости наноэлемента.

Далее было проанализировано поведение петель гистерезиса в зависимости от доли примесей немагнитной фазы. Были смоделированы две серии наноэлементов с одинаковым аспектным отношением, но кратно отличающейся длиной вдоль оси x. Для каждой серии доля немагнитной фазы менялась от 5 до 20 %. Помимо этого, вычислены локальные петли гистерезиса в плоскостях, параллельных OYZ. Толщина каждого сечения составляла 3 слоя численных кубических ячеек, расстояние между сечениями также составляло 3 слоя ячеек. Результаты представлены на рис. 4.

При анализе полученных данных из рис. 4 можно заметить, что отклонение локальных петель гистерезиса от средней петли гистерезиса всего образца невелико. В центре наноэлемента (фиолетовые кривые на рис. 4) остаточная намагниченность образца выше, чем вблизи края образца. Это согласуется с данными рис. 3, *a*, показывающем влияние размагничивающего поля на распределение продольной компоненты намагниченности вдоль длины образца. Коэрцитивная сила меняется

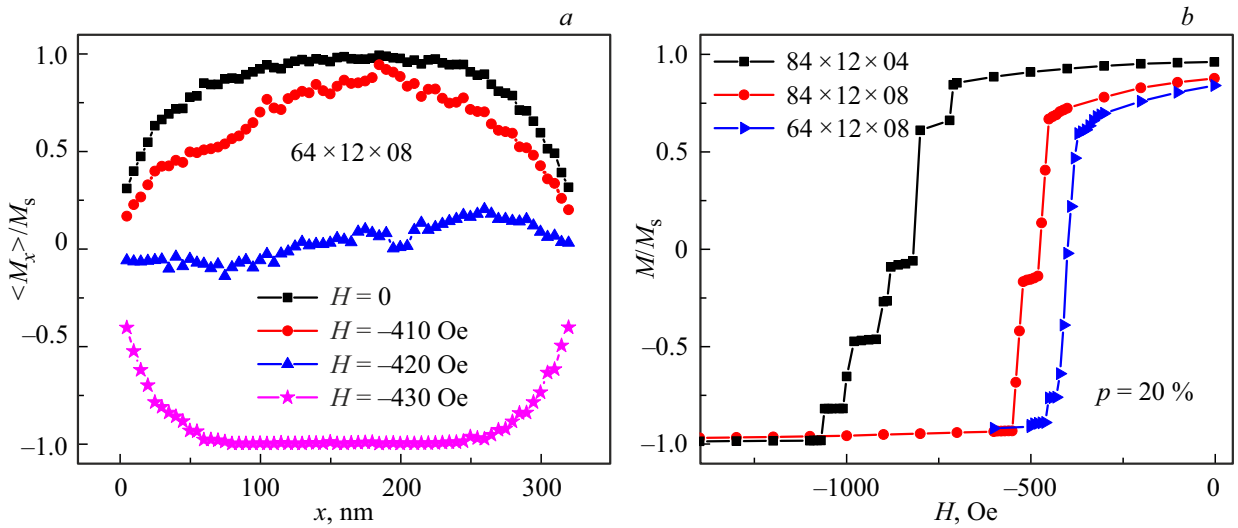


Рис. 3. *a*) Распределение продольной компоненты намагниченности вдоль длины наноэлемента; *b*) нисходящие ветви квазистатических петель гистерезиса нанокристаллических элементов на основе железа с процентным содержанием немагнитной фазы $p = 20\,\%$, но с различными аспектными отношениями: $84 \times 12 \times 08$, $84 \times 12 \times 04$ и $64 \times 12 \times 08$.

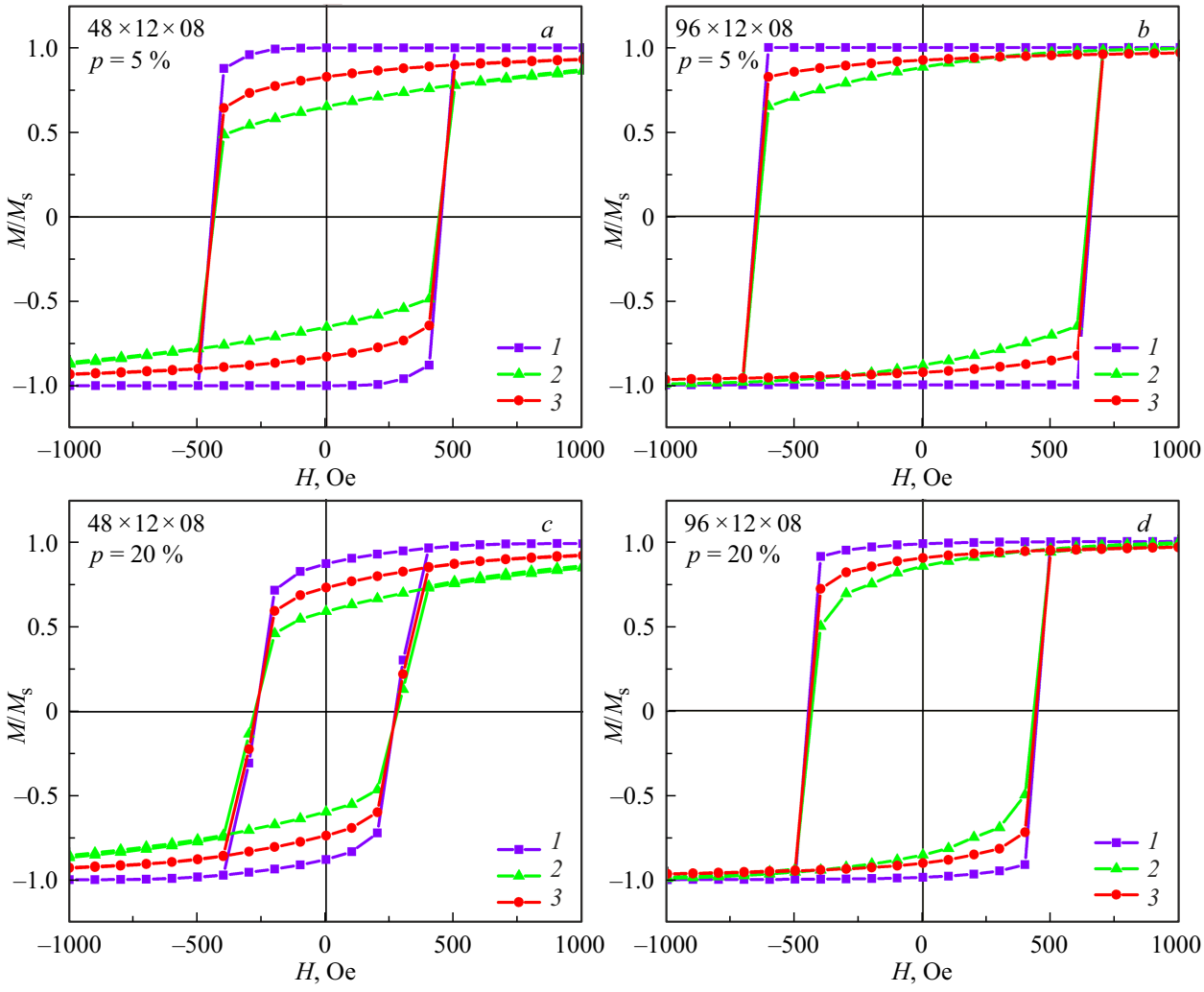


Рис. 4. Петли гистерезиса для наноэлементов с различными линейными размерами и процентным содержанием немагнитной фазы. Красным цветом показаны полные (усредненные по разным сечениям) петли гистерезиса для наноэлеметов, фиолетовым — для ближайшего к центру сечения, зелёным — для крайнего. *a*) $48 \times 12 \times 08$, $p = 5\,\%$; *b*) $96 \times 12 \times 08$, $p = 5\,\%$; *c*) $48 \times 12 \times 08$, $p = 20\,\%$; *d*) $96 \times 12 \times 08$, $p = 20\,\%$.

незначительно из-за малых размеров наноэлемента. При повышении доли немагнитной фазы петля в каждой серии переходит от прямоугольной формы к параллелограмму, коэрцитивная сила уменьшается.

Кратное повышение линейного размера вдоль оси приложения поля влияет на величину коэрцитивной силы. При $p = 5\,\%$ увеличение составляет 46 % относительно образца с меньшим линейным размером. При повышении p до 20 % увеличение H_c составляет 63 %. Такое уменьшение коэрцитивной силы при увеличении концентрации дефектов связано с тем, что чем больше дефектов, тем больше вероятность образования вихрей в наноэлементах. В объемных образцах ситуация противоположная, т. к. в них процесс перемагничивания связан с движением доменных границ.

4. Заключение

Рассмотрена одна из возможных моделей магнитного наноэлемента на основе железа с дефектами, которые представляют собой включения немагнитной фазы, случайно и равномерно распределенные по объему нанокристаллического элемента. Квазистатические петли гистерезиса таких наноэлементов получены на основе решения уравнения Ландау–Лифшица–Гильберта, в зависимости от геометрических параметров наноэлемента и объемной концентрации немагнитной фазы, которая варьировалась в промежутке от 5 до 20 %. Показано, что при уменьшении внешнего магнитного поля до нуля распределение намагниченности в вытянутом наноэлементе остается близким к квази-однородному даже в случае объемной концентрации немагнитной фазы $p = 20\,\%$. Кроме того, форма квазистатических петель гистерезиса при изменении концентрации немагнитной фазы остается близкой к прямоугольной, однако при фиксированных размерах наноэлемента его коэрцитивная сила уменьшается на 30–35 % при увеличении объемной концентрации немагнитной фазы в интервале $p = 5–20\,\%$.

Рассмотренная простая модель не учитывает распределение ферромагнитных зерен по размерам и форме, формирование немагнитных тонких прослоек вокруг ферромагнитных зерен, сложный характер обменного взаимодействия через такие прослойки, и поэтому служит только иллюстрацией специфического влияния дефектов на коэрцитивную силу наноэлементов.

Финансирование работы

Работа выполнена в рамках государственного задания МГУ им. М.В. Ломоносова.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

[1] J. Zhou, J. You, K. Qiu. J. Appl. Phys. **132**, *4*, 040702 (2022).
[2] X. Qi, J. You, J. Zhou, K. Qiu, X. Cui, J. Tian, B. Li. Physica Status Solidi **220**, *14*, 2300079 (2023).
[3] E.N. Sheftel, O.A. Bannykh. In: Nanostructured Thin Films and Nanodispersion Strengthened Coatings, v. 155. Kluwer Academic Publishers, Dordrecht (2004). Pp, 221–230.
[4] Е.Н. Шефтель, С.В. Комогорцев, Р.С. Исхаков, П.К. Сидоренко, Л.А. Чеканова, Н.С. Перов, А.Н. Иванов. Изв. РАН. Сер. физ. **74**, *10*, 1510 (2010). [E.N. Sheftel, S.V. Komogortsev, R.S. Iskhakov, P.K. Sidorenko, L.A. Chekanova, N.S. Perov, A.N. Ivanov. Bull. RAS. Phys. **74**, *10*, 1449 (2010).]
[5] E.N. Sheftel, V.S. Rusakov, E.A. Gan'shina, E.V. Harin, V.A. Tedzhetov, D.M. Gridin, A.M. Gapochka, I.M. Pripechenkov, A.B. Granovsky. J. Alloys. Compd. **1018**, 179203 (2025).
[6] E.N. Sheftel, E.V. Harin, S.Yu. Bobrovskii, K.N. Rozanov, V.A. Tedzhetov, I.O. Bannykh, Ph.V. Kiryukhantsev-Korneev. J. Alloys. Compd. **968**, 171981 (2023).
[7] Е.Н. Шефтель, А.В. Шалимова, Г.Ш. Усманова, О.А. Банных. Физика металлов и металловедение **101**, *4*, 410 (2006). [E.N. Sheftel', A.V. Shalimova, G.Sh. Usmanova, O.A. Bannykh. Phys. Metal. Metallogr. **101**, *4*, 379 (2006).]
[8] A. Javed, N.A. Morley, M.R.J. Gibbs. Appl. Surf. Sci. **257**, *13*, 5586 (2011).
[9] G. Vetterick, J.K. Baldwin, A. Misra, M.L. Taheri. J. Appl. Phys. **116**, *23*, 233503 (2014).
[10] A. Barranco, A. Borras, A.R. Gonzalez-Elipe, A. Palmero. Prog. Mater. Sci. **56**, 59 (2016).
[11] T. Liu, H. Zhang, F. Kong, A. Wang, Y. Dongb, A. He, X. Wang, H. Ni, Y. Yang. J. Mater. Res. Technol. **9**, 3558 (2020).
[12] K. Serizawa, M. Ohtake, T. Kawai, M. Futamoto, F. Kirino, N. Inaba. J. Magn. Magn. Mater. **477**, 420 (2019).
[13] C. Zhou, T. Li, X. Wei, B. Yan. Metals (Basel) **10**, *7*, 896 (2020).
[14] Kh. Gheisari, C.K. Ong. Physica B: Condens. Matter **595**, 412365 (2020).
[15] C. Favieres, J. Vergara, V. Madurga. J. Appl. Phys. **133**, *12*, 124301 (2023).
[16] J. Fan, J. Sun, Y. Yang, R. Liang, Y. Jiang, J. Zhang, X. Xu. J. Alloys. Compd **662**, 541 (2016).
[17] R. Arias, D.L. Mills. Phys. Rev. **59**, *18*, 11871 (1999).
[18] J.H. Wolfe, R.K. Kawakami, W.L. Ling, Z.Q. Qiu, R. Arias, D.L. Mills. J. Magn. Magn. Mater. **232**, *1–2*, 36 (2001).
[19] M. Belusky, S. Lepadatu, J. Naylor, M.M. Vopson. J. Magn. Magn. Mater. **478**, 77 (2019).
[20] G. Herzer. IEEE Trans. Magn. **26**, *5*, 1397 (1990).
[21] G. Herzer. Acta Materialia **61**, *3*, 718 (2013).
[22] A. Hubert, R. Schäfer. Magnetic Domains: The Analysis of Magnetic Microstructures. Springer Science & Business Media (1998). 696 p.
[23] R. Skomski. Simple Models of Magnetism. University Press, Oxford (2008). 366 p.
[24] J. Ferré. In: Spin Dynamics in Confined Magnetic Structures I / Eds B. Hillebrands, K. Ounadjela. Topics in Appl. Phys. **83**. Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg (2002). Pp. 127–165.

[25] Л.Г. Корзунин, И.М. Изможеров. Физика металлов и металловедение **122**, *3*, 183 (2021). [L.G. Korzunin, I.M. Izmozherov. Phys. Metal. Metallogr. **122**, *3*, 169 (2021).]
[26] S. Chikazumi. Physics of Magnetism. New York, Wiley (1964). 554 c.
[27] J. Fidler, T. Schrefl. J. Phys. D: Appl. Phys. **33**, *15*, R135 (2000).
[28] N.A. Usov, O.N. Serebryakova. J. Magn. Magn. Mater. **588**, *Part A*, 171345 (2023).
[29] N.A. Usov, S.E. Peschany. J. Magn. Magn. Mater. **118**, *3*, L290 (1993).
[30] W.F. Brown. Micromagnetics. Interscience Publishers (1963). 143 p.
[31] A. Aharoni. Introduction to the Theory of Ferromagnetism. Clarendon Press, Oxford (1996). 319 p.

Редактор Е.В. Толстякова