

05

Эффект термического намагничивания в высокоанизотропном монокристалле

© Ю.В. Толстобров, Н.А. Манаков, М.В. Плетнева

Бийский педагогический государственный университет им. В.М. Шукшина
E-mail: rektor@bigpi.biysk.ru

Поступило в Редакцию 26 октября 2005 г.

Методом микромагнитного моделирования показано, что в высокоанизотропном монокристалле $\text{Nd}_2\text{Fe}_{14}\text{B}$ возможен эффект термического намагничивания, аналогичный наблюдаемому на поликристаллах. В данном случае эффект обусловлен переходом монокристалла из метастабильного состояния в стабильное и проявляется в узком диапазоне размеров.

PACS: 75.50.-y

Весьма необычный по своим проявлениям эффект термического намагничивания впервые был обнаружен на спеченных магнитах Sm-Co [1], а затем и на спеченных магнитах Nd-Fe-B , $\text{BaFe}_{12}\text{O}_{19}$, $\text{Sm}_2(\text{CoFeCuZr})_{17}$ и др. В работах [2,3] было проведено теоретическое обоснование этого эффекта на основе магнитоэлектронного взаимодействия между микрообъемами образца, обладающими разной коэрцитивностью. Позднее эффект термического намагничивания наблюдался и в структурно-изотропных (в отличие от текстурированных спеченных магнитов) быстрозакаленных сплавах SmCo_5 и $\text{Nd}_2\text{Fe}_{14}\text{B}$ [4]. В этом случае эффект объясняется обменным взаимодействием по границам кристаллитов (а не магнитоэлектронным взаимодействием между ними) и обусловлен распределением по направлению осей легкого намагничивания кристаллитов в сплаве [5,6]. Но, как показывают результаты настоящей работы, эффект термического намагничивания возможен и в монокристаллических образцах, т. е. не всегда связан с неоднородностью образца.

Рассматривались бесконечно длинные монокристаллические призмы $\text{Nd}_2\text{Fe}_{14}\text{B}$ с квадратными поперечными сечениями $L \times L$. Оси Ox и Oy координатной системы ортогональны граням призмы, а ось Oz ортогональна сечению. Ось легкого намагничивания направлена по оси Ox .

Предполагалось, что намагниченность \mathbf{M} зависит только от координат x и y . В качестве расчетной области использовалось безразмерное поперечное сечение $D = 1 \times 1$, для внутренних точек которого уравнение Ландау–Лифшица имеет вид:

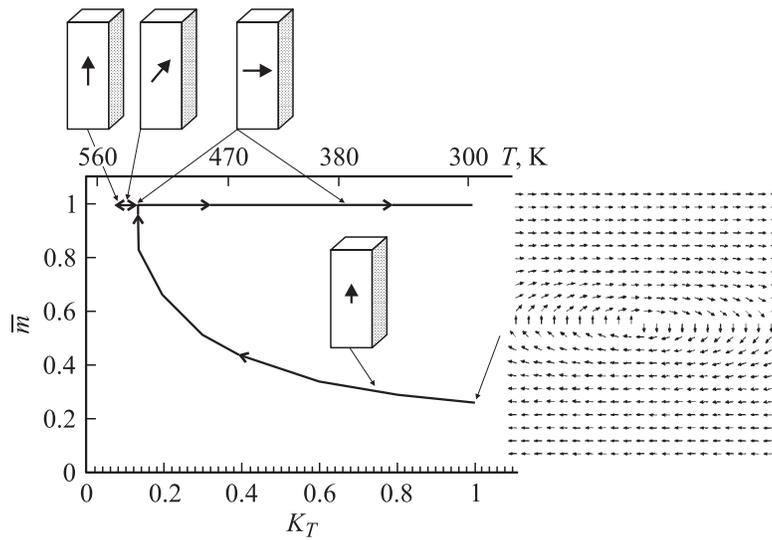
$$\frac{\partial \mathbf{m}}{\partial \tau} = \mathbf{m} \times \mathbf{H} - \alpha \mathbf{m} \times (\mathbf{m} \times \mathbf{H}), \quad (1)$$

где \mathbf{H} — вектор эффективного поля с компонентами

$$H^x = -\frac{\partial U}{\partial x} + \frac{2A}{M_s^2 L^2} \Delta m^x + \frac{m^x}{M_s^2} [2K_1 + 4K_2(1 - (m^x)^2)],$$

$$H^y = -\frac{\partial U}{\partial y} + \frac{2A}{M_s^2 L^2} \Delta m^y, \quad H^z = \frac{2A}{M_s^2 L^2} \Delta m^z;$$

A — константа обмена; $M_s = |\mathbf{M}|$; $\mathbf{m} = \mathbf{M}/M_s = (m^x, m^y, m^z)$ — единичный вектор; K_1, K_2 — константы магнитной анизотропии; $\tau = t\gamma M_s$; t — время; γ — гиромагнитное отношение; U — потенциал магнитостатического поля, который вычислялся методом [7]; α — параметр, определяющий вклад диссипативного члена. Приводимые ниже данные получены при $\alpha = 0.15$. Без учета поверхностной энергии на границе области D выполняется условие: $\partial \mathbf{m} / \partial (-\mathbf{n}) = 0$, где \mathbf{n} — внешняя нормаль к поверхности монокристалла. Равновесные состояния системы находились вычислением стационарных решений дискретного аналога уравнения (1). Повышение температуры образца моделировалось уменьшением констант анизотропии K_1 и K_2 , которое проводилось путем их умножения на температурный коэффициент K_T при неизменных прочих параметрах системы. В показанном на рисунке процессе нагревание–охлаждение монокристалла $\text{Nd}_2\text{Fe}_{14}\text{B}$ коэффициент K_T уменьшался при нагревании от 1 до 0.085, а затем при охлаждении увеличивался до 1. Представленная в [8] зависимость между коэффициентом K_T и температурой T показана на рисунке. В расчетах использовались следующие значения параметров: $A = 1.7 \cdot 10^{-11}$ J/m, $M_s = 0.1275$ T, $K_1 = 4.5 \cdot 10^6$ J/m³, $K_2 = 6.6 \cdot 10^5$ J/m³. Значения констант K_1 и K_2 здесь приведены для комнатной температуры. Представленные результаты получены на сетке, содержащей 81×81 точек.



Изменение величины намагниченности монокристалла $\bar{m} = |\bar{\mathbf{m}}|$ в цикле нагревание—охлаждение. Справа показана проекция начального состояния намагниченности \mathbf{m} на сетку 21×21 в плоскости поперечного сечения.

Расчеты показали, что для монокристалла размером $L = 21.1$ nm при комнатной температуре возможны два равновесных состояния: однородно намагниченное по оси Ox (стабильное) и слабо намагниченное по оси Oz двухдоменное (метастабильное). Двухдоменное состояние получено из начального, в котором векторы намагниченности \mathbf{m} выбирались случайно ориентированными и лежащими в плоскости поперечного сечения. Случайная ориентация векторов намагниченности моделирует размагничивание образца высокочастотным внешним полем, действующим в плоскости поперечного сечения. При этом некоторые случайные выборки поля \mathbf{m} приводят в однородно намагниченное по оси Ox состояние, другие — в двухдоменное, которое показано на рисунке и использовалось в качестве начального для цикла нагревание—охлаждение. Нагревание образца приводит к росту вектора намагниченности монокристалла $\bar{\mathbf{m}} = \iint_D \mathbf{m} dx dy$ в продольном направлении, который при $K_T = 0.138$ скачком возрастает до

насыщения ($\bar{m} = |\bar{m}| = 1$) и поворачивается на 90° к оси Ox . При дальнейшем нагревании (до $K_T = 0.085$) вектор намагниченности вновь поворачивается к продольному направлению. Охлаждение монокристалла (увеличение K_T от 0.085 до 0.138) проходит по соответствующему участку кривой нагревания, т.е. сопровождается поворотом вектора \bar{m} к оси Ox с сохранением магнитного насыщения. При дальнейшем охлаждении (до $K_T = 1$) вектор \bar{m} не изменяется. Таким образом, в результате цикла нагревание–охлаждение монокристалл переходит в стабильное состояние однородной намагниченности по оси Ox . Повторение цикла приводит только к повороту вектора \bar{m} . Данный поворот объясняется тем, что при низкой температуре из-за высокой анизотропии энергетически выгодна ориентация намагниченности вдоль легкой оси (оси Ox). Нагревание приводит к понижению анизотропии, и намагниченность поворачивается к продольному направлению, в котором минимальна магнитостатическая энергия системы.

Для монокристалла меньшего размера с $L = 12$ nm возможно одно равновесное состояние — однодоменное. Поэтому цикл нагревание–охлаждение приводит только к повороту вектора \bar{m} без изменения его величины. В монокристалле большего размера с $L = 24.1$ nm кривая намагничивания при нагревании аналогична показанной на рисунке, однако при охлаждении монокристалл возвращается в исходное двухдоменное метастабильное состояние, т.е. размагничивается. Таким образом, для рассматриваемого монокристалла эффект сохранения намагниченности, полученной в результате нагревания, возможен в некотором диапазоне размеров между $L = 12$ nm и $L = 24.1$ nm.

Список литературы

- [1] Лившиц Б.Г., Лилеев А.С., Мещушинов В.П. // Изв. вузов. Черная металлургия. 1974. № 1. С. 140–142.
- [2] Shuman R., Yahn L. // Proc. 6th Intern. Seminar on Magnetism. Dohma (GDR). 1987. P. 65–70.
- [3] Зайцев А.А., Лелеев А.С. // Изв. вузов. Черная металлургия. 1989. № 11. С. 89–92.
- [4] Манаков Н.А. // Физика магнитных материалов. Иркутск, 1993. С. 42–45.

- [5] *Манаков Н.А., Плетнева М.В., Толстобров Ю.В.* // ФММ. 2005. Т. 99. № 1. С. 14–17.
- [6] *Плетнева М.В., Толстобров Ю.В., Манаков Н.А.* // Письма в ЖТФ. 2005. Т. 31. В. 19. С. 84–87.
- [7] *Толстобров Ю.В., Манаков Н.А., Черемисин А.А.* // ФММ. 2004. Т. 98. № 3. С. 16–22.
- [8] *Higuchi A., Satoshi H.* // IEEE Trans. Magn. 1989. V. 25. P. 3555–3560.