

01;05

МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ НАМАГНИЧИВАНИЯ ПОЛИКРИСТАЛЛИЧЕСКОГО ФЕРРОМАГНЕТИКА С УЧЕТОМ МЕЖДОМЕННОГО МАГНИТОСТАТИЧЕСКОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

© А.В.Чернышев, А.Н.Коврига

Институт прикладной физики АН Белоруссии,
220072 Минск, Белоруссия
(Поступило в Редакцию 10 марта 1995 г.)

Приведены результаты численного расчета кривых начального намагничивания четырех двухдоменных частиц при учете магнитостатического взаимодействия между доменами (рассматривается "идеальный" ферромагнетик). Кривые намагничивания получены при различных размерах частиц, проведено их сравнение с кривыми намагничивания одной двухдоменной частицы. Рассмотрен вопрос о моделировании обратимого, необратимого смещения доменных границ в реальном ферромагнетике.

Введение

При рассмотрении процессов намагничивания поликристаллических ферромагнетиков часто необходимо учитывать влияние на них междоменного магнитостатического взаимодействия. Такой учет осуществляется или путем введения некоторого среднего поля или непосредственным расчетом взаимодействий каждого домена с каждым [1,2]. Кривые начального намагничивания одной частицы в виде прямоугольного параллелепипеда, содержащей небольшое число полосовых доменов, при учете только магнитостатического взаимодействия между доменами (т.е. полагается, что ферромагнетик "идеальный", смещению доменных границ под действием внешнего магнитного поля препятствуют лишь магнитостатические поля доменов) рассчитаны в [3]. Кривые намагничивания образца, состоящего из конечного числа однородно намагниченных частиц в виде кубов, с учетом магнитостатического взаимодействия между частицами получены в [1]. О влиянии магнитостатического взаимодействия между зернами на вид кривых намагничивания, что следует из экспериментальных данных, говорится в работе [4].

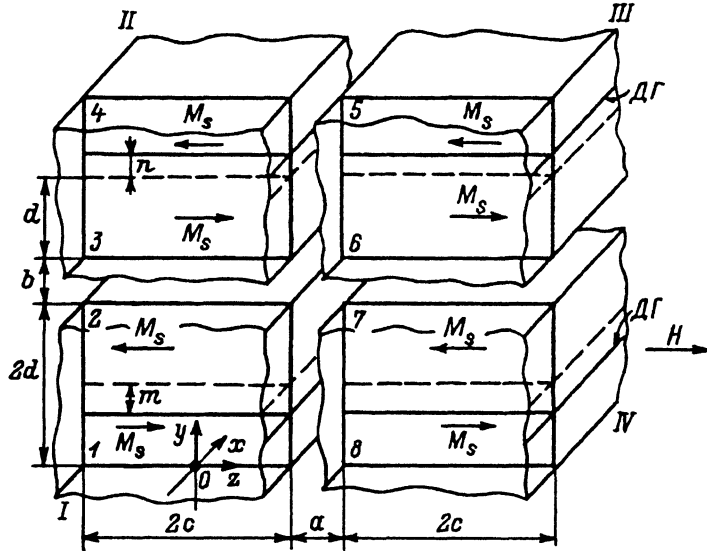


Рис. 1. Рассматриваемая система четырех двухдоменных частиц.

В данной работе приведен расчет кривых начального намагничивания системы, состоящей из четырех двухдоменных частиц, с учетом магнитостатического взаимодействия между доменами. Данную систему можно рассматривать как модель поликристаллического ферромагнетика.

Рассматриваемая система двухдоменных частиц

Полагается, что частицы имеют вид прямоугольных стержней с неограниченными размерами вдоль оси X (рис. 1). Каждая частица состоит из двух доменов, разделенных 180° -й доменной границей (ДГ). Она полагается бесконечно тонкой, в процессе намагничивания ДГ сохраняет плоскую форму, а ее энергия остается постоянной. Вектор самопроизвольной намагниченности M_s также считается постоянным по величине и параллельным во всех точках доменов координатной оси Z . Внешнее магнитное поле напряженностью H также параллельно оси Z .

Основные выражения

Известно [5], что магнитостатическая энергия (обозначим ее E_s) системы, состоящей из N постоянных магнитов, определяется выражением

$$E_s = -\frac{1}{2} \left(\sum_{i=1}^N \iiint_{v_i} M_i \cdot H_i dv_i \right), \quad (1)$$

где v_i — объем i -го тела, M_i и H_i — векторы намагниченности и напряженности магнитного поля в объеме i -го тела.

В рассматриваемом случае имеются лишь поверхностные “магнитные заряды”, расположенные на торцевых поверхностях доменов. Их

поверхностная плотность σ определяется выражением $\sigma = \pm \mu_0 \cdot M_s$, где μ_0 — магнитная постоянная. Так как полагается, что домены имеют неограниченные размеры вдоль оси X , то, следовательно, задача решается в двумерной постановке.

Составляющая напряженности магнитного поля, параллельная оси Z , создаваемая, например, “магнитными зарядами” домена 1 (рис. 1) (обозначим ее как H_{z1}) определяется довольно просто (см., например, [6])

$$H_{z1}(y, z) = -\frac{M_s}{2\pi} \left(\operatorname{arctg} \frac{d+m+y}{c-z} + \operatorname{arctg} \frac{y}{c-z} + \operatorname{arctg} \frac{y}{c+z} + \operatorname{arctg} \frac{d+m+y}{c+z} \right), \quad (2)$$

где m — смещение ДГ вдоль оси Y в частице 1 от середины ее толщины (m считается положительным при смещении от середины вверх и соответственно отрицательным при смещении вниз).

Аналогично находятся составляющие напряженностей H_{zi} , создаваемые “магнитными зарядами” i -го домена. Затем по выражению (1) находится E_s системы из четырех частиц. Для сокращения вычислений надо учесть, что магнитостатическая энергия взаимодействия i -го домена с доменом j (обозначим ее как E_{sij}) равна магнитостатической энергии взаимодействия j -го домена с i -м, т.е. $E_{sij} = E_{sji}$ (что приводит к появлению коэффициента $1/2$ перед соответствующими членами в (1)). Кроме того, из-за симметричности рассматриваемой системы частиц магнитостатические энергии взаимодействий 1-4-го доменов между собой и собственные магнитостатические энергии этих доменов равны соответственно магнитостатическим энергиям взаимодействий 5-8-го доменов и собственным магнитостатическим энергиям этих доменов. Таким образом, выражение для плотности магнитостатической энергии четырех рассматриваемых двухдоменных частиц, приходящейся на единицу длины вдоль оси X , имеет вид

$$\begin{aligned} E_s = M_s \left\{ - \int_{-c}^c \int_0^{d+m} H_{z11} dy dz + \int_{-c}^c \int_{d+m}^{2d} H_{z22} dy dz - \int_{-c}^c \int_{2d+b}^{2d+b+n} H_{z33} dy dz + \right. \\ \left. + \int_{-c}^c \int_{2d+b+n}^{4d+b} H_{z44} dy dz + 2 \left(\int_{-c}^c \int_{d+m}^{2d} H_{z21} dy dz - \int_{-c}^c \int_{2d+b}^{2d+b+n} (H_{z31} + H_{z32}) dy dz + \right. \right. \\ \left. \left. + \int_{-c}^c \int_{2d+b+n}^{4d+b} (H_{z41} + H_{z42} + H_{z43}) dy dz \right) - \int_{-c}^c \int_0^{d+m} (H_{z18} + H_{z17} + H_{z16} + H_{z15}) dy dz + \right. \\ \left. + \int_{-c}^c \int_{d+m}^{2d} (H_{z28} + H_{z27} + H_{z26} + H_{z25}) dy dz - \right. \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& - \int_{-c}^c \int_{2d+b}^{2d+b+n} (H_{z38} + H_{z37} + H_{z36} + H_{z35}) dy dz + \\
& + \int_{-c}^c \int_{2d+b+n}^{4d+b} (H_{z48} + H_{z47} + H_{z46} + H_{z45}) dy dz \Big\}, \quad (3)
\end{aligned}$$

где H_{zij} — составляющая напряженности магнитного поля в объеме i -го домена от j -го домена; n — смещение ДГ от середин толщин частиц II и III (рис. 1); H_{zii} — составляющая напряженности в i -м домене от его собственных “магнитных зарядов”; знаки взяты исходя из направлений M_s в рассматриваемом домене, исходя из этого, естественно, определяется и знак составляющей H_{zii} .

Плотность полной энергии системы, состоящей из четырех частиц, приходящаяся на единицу длины вдоль оси X , определяется выражением

$$E = E_s + E_m + E_\gamma, \quad (4)$$

где E_m — плотность энергии частиц во внешнем магнитном поле, E_γ — плотность энергии доменных границ.

Для четырех частиц $E_m = -8cHM_s(n + m)$, а $E_\gamma = 8c\gamma_0$, где γ_0 — поверхностная плотность энергии ДГ. Намагниченность одной, например, частицы I (рис. 1), определяется выражением $M = M_s(m/d)$, а намагниченность всей системы (если пренебречь объемом, заключенным в зазорах между частицами, т. е. общий объем системы из четырех частиц (единичной длины вдоль оси X) полагается равным $16cd$) равна

$$M = \frac{M_s}{2d}(m + n). \quad (5)$$

Для нахождения кривой намагничивания четырех частиц надо при заданной напряженности внешнего магнитного поля H определить значения m и n , при которых достигается минимум плотности полной энергии системы. Это можно сделать численным методом, т. е. путем непосредственного поиска координат m и n , при которых достигается минимум E (см., например, [7]), или решением системы нелинейных уравнений

$$\left(\frac{\partial E}{\partial m}\right)_H = 0, \quad \left(\frac{\partial E}{\partial n}\right)_H = 0. \quad (6)$$

Как показали вычисления, при решении системы (6) определяются координаты m и n , соответствующие минимуму плотности полной энергии рассматриваемой системы частиц.

Интегралы в выражениях (3), (6) являются табличными, поэтому конечный результат может быть представлен в виде алгебраической суммы элементарных функций. Однако ввиду громоздкости получаемых выражений они здесь не приводятся. В качестве примера приведем выражение для нахождения кривой начального намагничивания

одной двухдоменной частицы, например частицы I (рис. 1). Оно имеет вид

$$h = \frac{1}{4\pi c} \left\{ 4\bar{c} \operatorname{arctg} \frac{2\bar{c}}{1 - \bar{m}} - (1 - \bar{m}) \ln \left(\frac{4\bar{c}^2}{(1 - \bar{m})^2} + 1 \right) - \right. \\ \left. - 4\bar{c} \operatorname{arctg} \frac{2\bar{c}}{1 + \bar{m}} + (1 + \bar{m}) \ln \left(\frac{4\bar{c}^2}{(1 + \bar{m})^2} + 1 \right) \right\}, \quad (7)$$

где $\bar{m} = m/d$, $\bar{c} = c/d$, $h = H/M_s$.

Определяя h , соответствующие выбранным значениям \bar{m} , и учитывая, что относительная намагниченность $M_{\text{отн}} = M/M_s$ находится из выражения $M_{\text{отн}} = \bar{m}$, получаем кривую начального намагничивания одной двухдоменной частицы. Выражения для системы уравнений (6) или для плотности энергии E_s в элементарных функциях для случая намагничивания четырех частиц здесь не приводятся ввиду их громоздкости.

Результаты численных вычислений

На рис. 2 приведены кривые начального намагничивания одной и четырех двухдоменных частиц, полученные численным расчетом при трех различных размерах этих частиц. Видно, что во всех случаях начальная магнитная восприимчивость системы из четырех частиц меньше начальной восприимчивости одной частицы. Следует отметить практически линейный характер зависимости $M_{\text{отн}}$ от h как в случае намагничивания одной, так и четырех частиц при $M_{\text{отн}} < 0.5$.

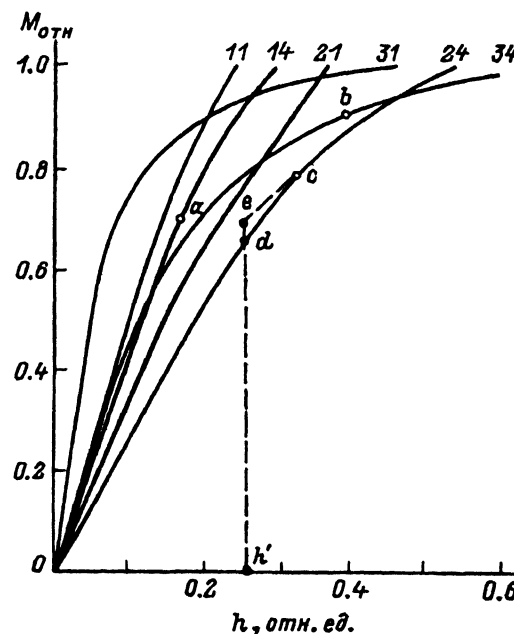


Рис. 2. Кривые начального намагничивания.

11 — одной частицы при $\bar{c} = 3$; 14 — четырех частиц при $\bar{c} = 3$, $\bar{a} = \bar{b} = 0.05$; 21 — одной частицы при $\bar{c} = 1$; 24 — четырех частиц при $\bar{c} = 1$, $\bar{a} = \bar{b} = 0.05$; 31 — одной частицы при $\bar{c} = 0.1$; 34 — четырех частиц при $\bar{c} = 0.1$, $\bar{a} = \bar{b} = 0.01$.

(отклонения от линейной зависимости не превышают десятых долей процента). Как в случае одной, так и четырех частиц начальная магнитная восприимчивость выше, когда частица имеет форму узкой полоски ($\bar{c} = 0.1$). Аналогичный результат для одной частицы с ограниченными размерами вдоль оси X получен ранее в работе [3]. Конечно, по мере увеличения \bar{c} будет достигнут случай, когда начальная магнитная восприимчивость длинных двухдоменных частиц или системы из четырех таких частиц превосходит аналогичную восприимчивость частиц в виде узких полос. Отметим еще одну особенность. При рассмотрении системы из четырех частиц в исходном, размагниченном, состоянии (т. е. при $H = 0$) начальные смещения доменных границ от середин толщин отличны от нуля (т. е. если их обозначить через m_0 и n_0 , то $|m_0| = |n_0| \neq 0$). Например, для частиц, начальная кривая намагничивания которых на рис. 2 обозначена цифрами 24 (т. е. $\bar{c} = 1$), $\bar{m}_0 = -0.228$, $\bar{n}_0 = +0.228$. При определенной напряженности внешнего магнитного поля (его направление соответствует показанному на рис. 1) ДГ частиц II и III достигнут верхних граней (т. е. \bar{n} станет равным 1), на рис. 2 эти моменты обозначены буквами a , b и c . При дальнейшем увеличении H намагниченность системы частиц растет за счет смещения ДГ в частицах I и IV. Как и \bar{m} , здесь $\bar{n} = n/d$.

Моделирование смещения доменных границ в реальном ферромагнетике

Полученные выше кривые начального намагничивания относятся к "идеальному" ферромагнетик. В реальном ферромагнетике смещение ДГ препятствуют различные дефекты его структуры, распределенные неоднородно по объему механические напряжения и другие факторы. Известна "пружинная" модель [8], в соответствии с которой силу, с которой точечный дефект действует на плоскую ДГ, представляют в виде $F = -k\delta$, где k — коэффициент, зависящий от вида дефекта; δ — расстояние от дефекта до ДГ по направлению нормали к плоскости ДГ. Таким образом, добавив к магнитостатическим силам силы F в систему уравнений (6), можно получить кривые начального намагничивания с учетом взаимодействия ДГ с дефектами. В частности, если считать, что коэффициент k имеет одно и то же значение в каждой из рассматриваемых четырех частиц, а силы, действующие на ДГ (как и ранее, следует понимать как силу, приходящуюся на ДГ единичной длины вдоль оси x), можно представить в виде $F' = -k|m - m_0|$ (для частиц I и IV) и $F'' = -k|n - n_0|$ (для частиц II и III), то можно рассчитать кривые начального намагничивания рассматриваемых частиц достаточно просто. Понятно, что с увеличением k магнитная восприимчивость системы частиц будет уменьшаться. При линейной зависимости сил $F' = F''$ от смещений ДГ от исходных положений m_0 и n_0 линейность зависимости $M_{отн}$ от h сохраняется до определенного значения относительной намагниченности, как и в случае "идеального" ферромагнетика. При более высоких значениях $M_{отн}$ нелинейность зависимости намагниченности от h будет обусловлена нелинейным характером сил междоменного магнитостатического взаимодействия, как видно из рис. 2 (при $M_{отн} > 0.5$). В этом случае мы имеем нелиней-

ность обратимых процессов смещения ДГ, обусловленную междоменным магнитостатическим взаимодействием.

Рассмотрим теперь моделирование необратимых смещений ДГ. Согласно [8], после того как смещение δ достигнет некоторой максимальной величины δ_0 , происходит отрыв ДГ от дефекта. Полагая, например, что дефекты расположены в исходном положении ДГ (т. е. в плоскостях с координатами m_0 и n_0) и решая систему уравнений (6) с учетом сил F' и F'' , получим некоторую зависимость $M_{отн}$ от h . Когда смещение δ достигнет некоторой определенной величины, можно положить, что, например, в частицах I и IV произошел отрыв ДГ от дефектов, F' стала равной нулю. Теперь, решая систему уравнений (6) при $F' = 0$, можно определить величину относительной намагниченности системы после отрыва ДГ от дефектов. Задавая координаты дефектов, коэффициенты k и значения δ_0 , можно рассчитывать кривые начального намагничивания системы четырех частиц с учетом междоменного магнитостатического взаимодействия. Как и в случае "идеального" ферромагнетика, можно оценить влияние на форму этих кривых размеров частиц, расстояний между ними.

Рассмотрим более подробно моделирование необратимого скачка намагниченности, но несколько иной природы. Допустим, в "идеальном" ферромагнетике ДГ частиц II и III (рис. 1) после того, как они приблизились к верхним поверхностям своих частиц под действием внешнего поля $H = H'$ (или $h = h'$), достигают этих поверхностей под влиянием какого-либо возмущающего действия (например, термической флуктуации). Считаем, что при этом энергия ДГ этих частиц необратимо переходит в другие формы энергии, после прекращения действия возмущения частицы II и III остаются однодоменными. Например, для частиц, кривая начального намагничивания которых на рис. 2 обозначена цифрами 24, при $h' = 0.25$ (точка d на кривой намагничивания, при этом $M_{отн} = 0.661$, $\bar{m} = 0.419$, $\bar{n} = 0.904$) под влиянием возмущения ДГ частиц II и III достигают верхних поверхностей. Теперь при $h = h'$ и $\bar{n} = 1$ минимум плотности полной энергии достигается при $\bar{m} = 0.391$, намагниченность системы при этом $M_{отн} = 0.696$. На рис. 2 скачок намагниченности обозначен de . Из приведенных данных видно, что при скачке ДГ частиц II и III вверх ДГ частиц I и IV смещаются вниз, что, понятно, вызвано междоменным магнитостатическим взаимодействием. При дальнейшем росте h намагниченность изменяется по кривой ec (рис. 2). Этот результат согласуется с известными экспериментальными данными, когда наряду с "нормальными" наблюдаются "отрицательные" скачки намагниченности (см., например, [9]).

Заключение

Рассмотренную систему из четырех двухдоменных частиц можно рассматривать как модель поликристаллического ферромагнетика. Численным методом рассчитаны кривые начального намагничивания при трех различных размерах частиц, проведено их сравнение с кривыми начального намагничивания одной двухдоменной частицы. Показано, в частности, что относительно высокая начальная магнитная восприимчивость наблюдается, когда частицы имеют форму узких полосок, направления векторов M_s и H перпендикулярны при этом

к поверхности широких сторон. При этом рассматривался “идеальный” ферромагнетик. Показана возможность моделирования процессов намагничивания реального ферромагнетика, когда наряду с силами междоменного магнитостатического взаимодействия учитываются силы взаимодействия доменных границ с различными дефектами. Рассмотрен пример моделирования необратимого смещения доменных границ, при этом показано, что из-за магнитостатического междоменного взаимодействия наряду с “нормальными” наблюдаются “отрицательные” скачки доменных границ.

Результаты расчетов показывают, что нелинейный характер зависимости намагниченности от напряженности внешнего магнитного поля в области “слабых” полей (в данном случае при напряженностях, когда $M_{отн} < 0.5$), описываемый в большинстве случаев формулой Рэлея, при линейном характере обратимых смещений доменных границ определяется нелинейным характером необратимых смещений. Силы, обусловленные междоменным магнитостатическим взаимодействием, при малых значениях $M_{отн}$ имеют линейный характер зависимости от намагниченности. Конечно, следует иметь в виду те упрощающие допущения, при которых решалась задача. Увеличивая число рассматриваемых частиц, количество доменов в них, беря частицы с ограниченными размерами вдоль всех трех координатных осей, можно получить модель, более близкую к реальному ферромагнетик. При этом учет междоменного магнитостатического взаимодействия позволяет оценивать влияние на вид кривых начального намагничивания размеров частиц, доменов, расстояний между частицами.

Список литературы

- [1] Gabay A.M., Lileev A.S., Menushenkov // J. Magnet. Magn. Mater. 1992. Vol. 103. N 2. P. 151–156.
- [2] Schabes M., Aharoni A. // IEEE Trans. Magn. 1987. Vol. Mag-23. N 6. P. 3882–3888.
- [3] Соловьев М.М. // ФММ. 1979. Т. 48. № 1. С. 58–66.
- [4] Bertotti G., Fiorillo F., Pasquale M. // J. Magnet. Magn. Mater. 1992. Vol. 112. N 1–3. P. 11–13.
- [5] Тикадзуми С. Физика ферромагнетизма. Магнитные свойства вещества. М.: Мир. С. 36.
- [6] Краутман В.Р. // Электронная техника. Материалы. Сер. 6. 1972. № 8. С. 29–42.
- [7] Калиткин Н.Н. Численные методы. М.: Наука, 1978. 512 с.
- [8] Baldwin J.A., Jr. // J. Appl. Phys. 1971. Vol. 42. N 3. P. 1063–1068.
- [9] Porteseil J.L., Vergne R. // Physica. 1977. Vol. 86-88B. P. 1388–1390.