

МИКРОМАГНИТНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ДОМЕННЫХ СТРУКТУР В МОНОКРИСТАЛЛИЧЕСКОЙ ПРИЗМЕ ТРЕУГОЛЬНОГО СЕЧЕНИЯ

Представлены результаты численного моделирования распределения намагниченности в бесконечно длинной монокристаллической призме треугольного сечения. Выявлено несколько видов доменных структур, возникающих при варьировании магнитных параметров и размера монокристалла. Область существования каждой из обнаруженных структур показана на диаграмме.

ВВЕДЕНИЕ

Основные представления о характере доменной структуры ферромагнетиков ограниченного объема сформировались в 50–60-е гг. прошлого столетия в рамках теории микромагнетизма. Исходные предположения о форме доменов определялись условиями обеспечения минимума магнитостатической энергии монокристаллов. В частности, в работе [1] доменная структура одноосного монокристалла, имеющего форму прямой призмы, была представлена в виде, показанном на рис. 1 а, б. А в работе [2] предполагалось, что в призме треугольного сечения домены должны иметь треугольную форму (рис. 1 в).

Микромагнитные расчеты доменных структур в одноосных магнетиках, проведенные в [3] для прямоугольной призмы $Ni_{80}Fe_{20}$ размером $250 \times 500 \times 1000$ нм и в [4] для бесконечно длинной призмы Co с квадратным поперечным сечением 190×190 нм, показали, что в этих образцах доменные структуры должны иметь вид, показанный на рис. 1а. Относительно вида доменных структур в призме треугольного сечения сложились противоречивые мнения. В связи с этим цель настоящей работы состояла в расчете доменных структур в призме треугольного сечения без использования предварительных представлений о виде доменной структуры.

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Рассматривалась бесконечно длинная монокристаллическая призма, поперечным сечением которой является равнобедренный прямоугольный треугольник с расположенной на нем координатной системой. Ось Ox и ось легкого намагничивания ориентированы по гипотенузе, а ось Oz ортогональна се-

чению. Предполагалось, что намагниченность M зависит только от координат x и y . Уравнение Ландау - Лифшица для рассматриваемой задачи в безразмерной форме имеет вид [2]:

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

где H – вектор эффективного поля с компонентами:

$$H^x = -\frac{\partial U}{\partial x} + \bar{A} \Delta m^x + 2 \bar{K} m^x,$$

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

A – константа обмена, L – длина гипотенузы в сечении призмы, $M_s = |M|$,

$m = M/M_s = (m^x, m^y, m^z)$ – единичный вектор;

$\bar{K} = K/M_s^2$; K – константа магнитной анизотропии; $\tau = t\gamma M_s$, t – время, γ – гиромагнитное отношение, α – параметр, определяющий вклад диссипативного члена. В расчетах использовалось значение $\alpha = 0,2$.

Потенциал магнитостатического поля U находится из решения задачи:

$$\Delta U = \begin{cases} 4\pi \nabla \cdot m & \text{внутри кристалла,} \\ 0 & \text{вне кристалла,} \end{cases} \quad (2)$$

$$\frac{\partial U}{\partial n} + \frac{\partial U}{\partial(-n)} = -4\pi(mn) \text{ на поверхности кристалла,} \quad (3)$$

где n – внешняя нормаль к поверхности.

Без учета поверхностной энергии для уравнения (1) на гранях монокристалла выполняется условие [2]: $\partial m / \partial(-n) = 0$.

Равновесные состояния системы находились вычислением стационарных решений дискретного аналога уравнения (1). Задача (2)-(3) решалась методом, описанным в работе [4]. Шаг расчетной сетки во всех случа-

ях выбирался меньше характерной ширины доменной границы $\delta = \sqrt{A/K}$. Приводимые ниже результаты получены варьированием безразмерных параметров A и K , зависящих от магнитных свойств и размера магнетика вблизи значений $\bar{A}_0 = 3.58 \cdot 10^{-3}$, $\bar{K}_0 = 1.984$.

РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ

При изменении параметров в пределах $0.1\bar{A}_0 \leq \bar{A} \leq 1.5\bar{A}_0$, $0.5\bar{K}_0 \leq \bar{K} \leq 4\bar{K}_0$ получены доменные структуры, которые можно разделить на 4 вида, показанные на рисунках 2-4. Треугольная доменная структура на рис. 2 соответствует представленной в работе [2] (рис. 1в). Двухполосная и трехполосная структуры, показанные на рис. 3, соответствуют представленной в работе [1] (рис. 1б). Доменная структура на рис. 4 является промежуточной и сочетает в себе элементы треугольной и полосовой. Таким образом, подтверждается возможность существования доменных структур обоих видов, которые в работах [1, 2] рассматривались в качестве исходных предположений, а не являлись решениями каких-либо задач. Значения параметров \bar{A} и \bar{K} , при которых возможно равновесное существование различных доменных структур, показано на фазовой диаграмме (рис. 5).

Как видно на диаграмме, при малой кристаллографической анизотропии \bar{K} и достаточно больших значениях параметра \bar{A} (ле-

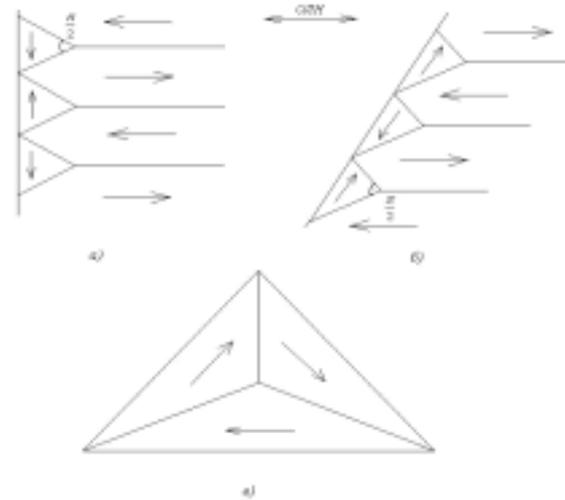


Рисунок 1. Доменные структуры в монокристалле, представленные: а), б) – в работе [1]; в) – в работе [2].

вый верхний угол) в равновесном состоянии возможна только трехдоменная конфигурация (рис. 2). Уменьшение параметра \bar{A} при малых фиксированных \bar{K} (левый нижний угол), которое можно интерпретировать как увеличение размера монокристалла L при фиксированных магнитных свойствах материала A , K и M_s , должно приводить к увеличению количества доменов. В результате появляется многодоменная структура, содержащая домены различной формы (рис. 4). Увеличение анизотропии \bar{K} приводит к преимущественной ориентации намагниченности вдоль ОЛН. При этом примыкающие к

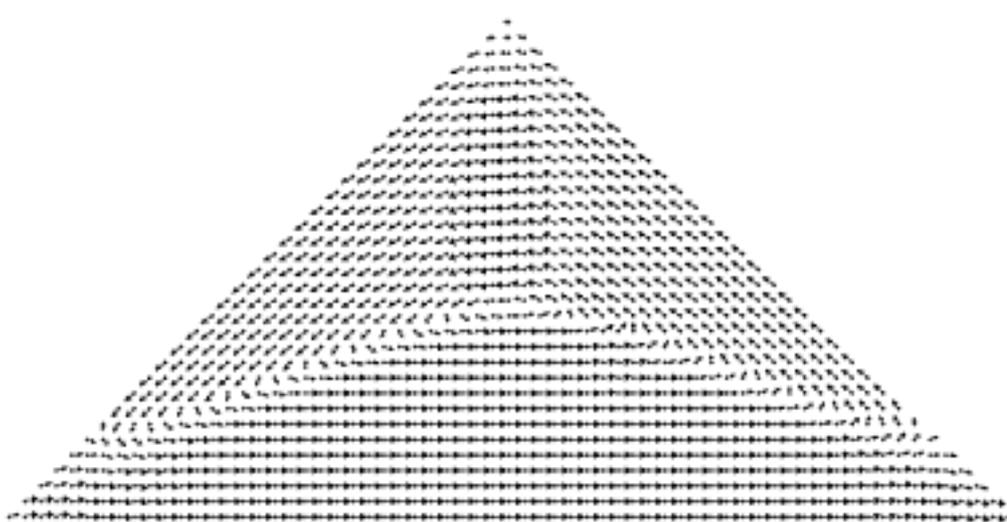


Рисунок 2. Треугольная доменная структура $\bar{A} = 0.2\bar{A}_0$, $\bar{K} = 0.75\bar{K}_0$.

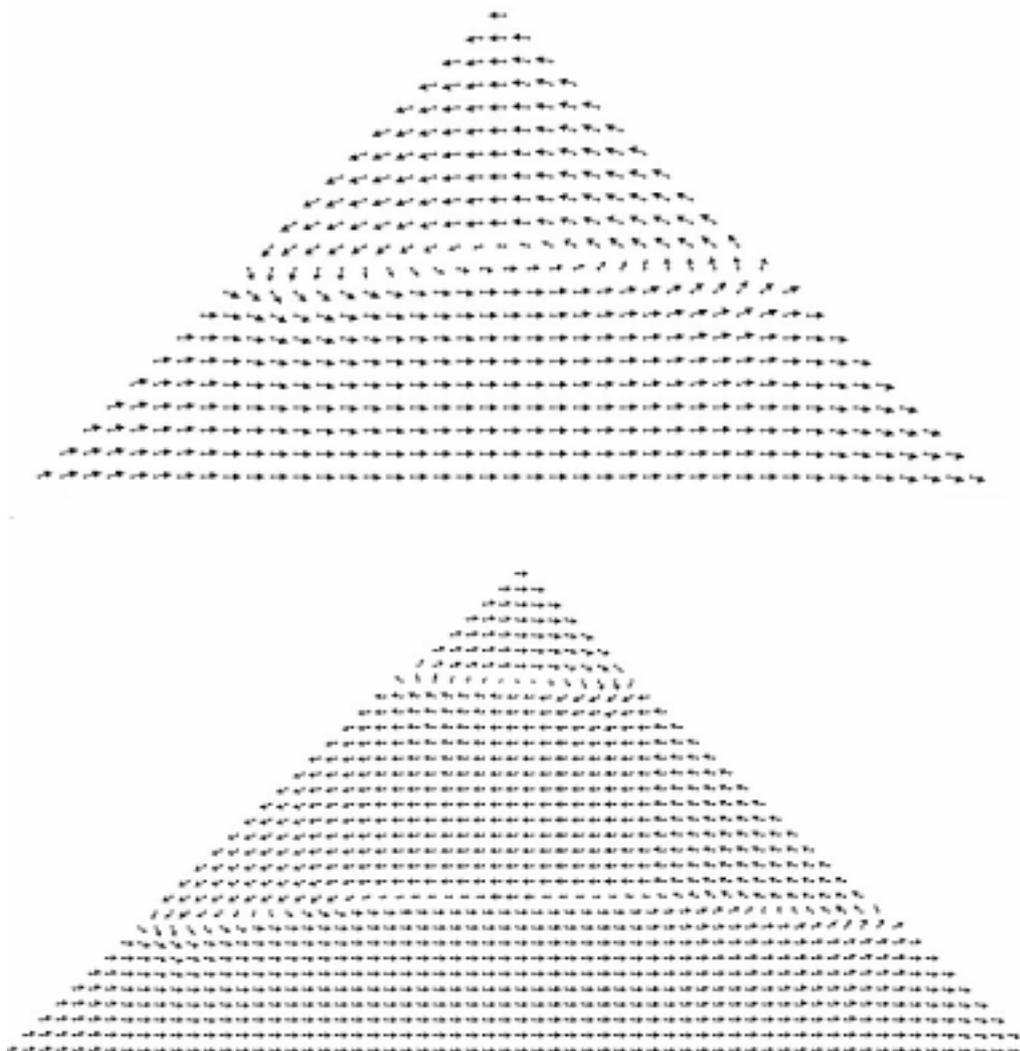


Рисунок 3. Двухполосовая ($\bar{A} = 1.1\bar{A}_0$, $\bar{K} = 2.0\bar{K}_0$) и трехполосовая ($\bar{A} = 0.3\bar{A}_0$, $\bar{K} = 2.5\bar{K}_0$) доменные структуры.

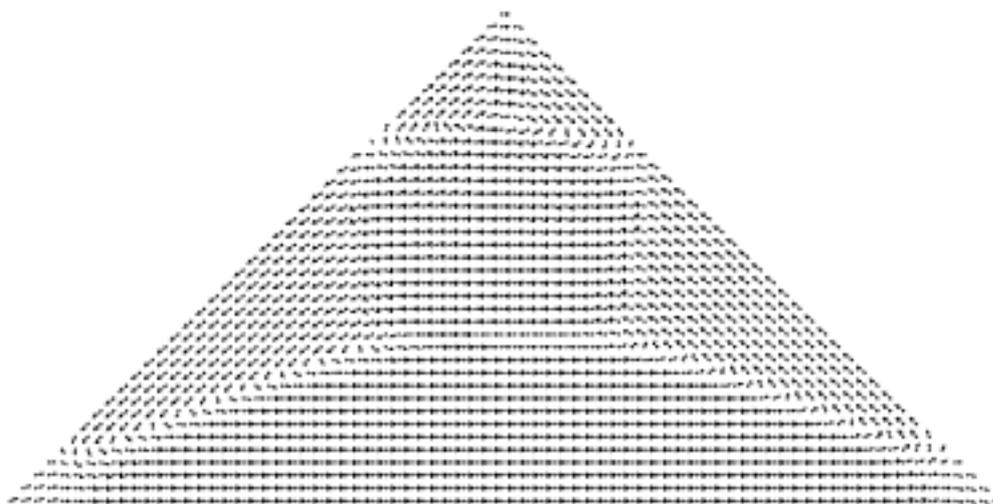


Рисунок 4. Промежуточная доменная структура, соответствующая данной структуре точка на фазовой диаграмме с координатами $(0.5K_0; 0.1A_0)$.

левой и правой граням монокристалла домены треугольного сечения существенно уменьшаются в размерах (рис. 3). Увеличение количества полос с уменьшением \bar{A} от двух (правый верхний угол) до трех (правый нижний угол) объясняется увеличением размера монокристалла.

Относительно доменных конфигураций за пределами границ изменения параметров \bar{A} и \bar{K} , приведенных на диаграмме, можно сделать следующее замечание. При больших \bar{A} (малых L) возможно только однодоменное состояние монокристалла. В этом случае при достаточно больших \bar{K} намагниченность из-за высокой анизотропии ориентируется вдоль ОЛН, при малых \bar{K} – в продольном направлении (вдоль оси Oz). В последнем случае ориентация в продольном направлении оказывается энергетически выгоднее поперечной, поскольку обеспечивает нулевую магнитостатическую энергию системы, понижение которой компенсирует рост энергии анизотропии. При малых \bar{A} (больших L) можно ожидать появления но-

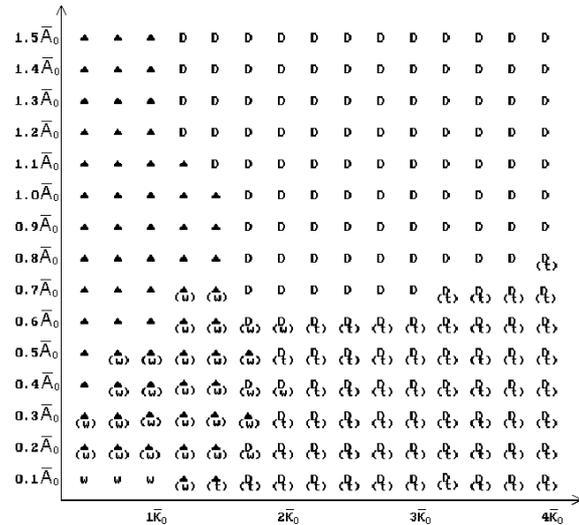


Рисунок 5. Фазовая диаграмма. Символами представлены: \blacktriangle – треугольная доменная структура (рис. 2), D – двухполосная доменная структура (рис. 3), t – трехполосная доменная структура (рис. 3), w – переходная доменная структура (рис. 4). В скобки заключены метастабильные структуры.

вых доменных структур, однако такие вычисления требуют сеток с большим числом ячеек.

Список использованной литературы:

1. Ландау Л.Д. К теории дисперсии магнитной проницаемости ферромагнитных тел / Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц // Ландау Л.Д. Собрание трудов. – М.: Наука, 1969. – Т. 1. – С. – 128-143.
2. Браун У.Ф. Микромагнетизм / У.Ф. Браун. – М.: Наука, 1979. – 160 с.
3. Hertel R. Computation of the magnetic domain structure in bulk permalloy / R. Hertel, H. Kronmuller // Phys. Rev. B. 1999. – V.60, №10. – P.7366-7378.
4. Толстобров Ю.В. Влияние метода минимизации функционала свободной энергии на результаты микромагнитного моделирования / Ю.В. Толстобров, Н.А. Манаков, А.А. Черемисин // ФММ. 2004. – Т. 98, №3. – С. 16-22.

12.10.06 г.