

**МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ
УНИВЕРСИТЕТ имени М.В.ЛОМОНОСОВА**

ФИЗИЧЕСКИЙ ФАКУЛЬТЕТ

ЗАДАЧА

**ДОМЕННАЯ СТРУКТУРА ФЕРРОМАГНЕТИКОВ. СТРУКТУРА
БЛОХОВСКОЙ ДОМЕННОЙ ГРАНИЦЫ.**

СПЕЦПРАКТИКУМ КАФЕДРЫ МАГНЕТИЗМА

МОСКВА 2020

Составители: Стрелков Н.В.
Анрианов Т.А.
Шапаева Т.Б.

Цель настоящей работы показать причины возникновения доменной структуры у ферромагнетиков, продемонстрировать разные методы расчета внутренней структуры переходного слоя между двумя доменами, рассчитать структуру доменной границы некоторых ферромагнетиков, а также, используя изображения доменных структур разных материалов определить видимую ширину доменных границ и сравнить полученные значения с рассчитанными характеристиками.

1. Энергии взаимодействия в ферромагнетиках

В 1907 г. П Вейсс впервые высказал гипотезу о существовании доменов – областей с однородной намагниченностью. В 1919 г. Г. Баркгаузен наблюдал скачкообразное изменение намагниченности ферромагнетика, что было косвенным подтверждением гипотезы Вейсса. В 30-е годы 20 века теория доменной структуры была создана Ф. Блохом, Л.Д. Ландау, И.Е. Лифшицем, Л. Неелем. Понимание особенностей процесса перемагничивания, который лежит в основе работы реальных устройств, невозможно без понимания структуры доменов и доменных границ.

Магнитное состояние ферромагнетика определяется следующими основными типами энергий взаимодействия:

1. Электростатической энергией обменного взаимодействия:

$$E_{\text{обм}} = -2 \sum_{ij} A_{ij} (\sigma_i \cdot \sigma_j), \quad (1)$$

где A_{ij} – обменный интеграл для атомов i и j , σ_i, σ_j – векторы электронных спинов атомов i и j в единицах \hbar ,

2. Энергией естественной или кристаллографической магнитной анизотропии, которая для одноосного кристалла с гексагональной кристаллической

решёткой (например, кобальта) имеет вид:

$$E_A = K_1 \sin^2 \theta + K_2 \sin^4 \theta, \quad (2)$$

где K_1, K_2 – константы анизотропии, θ – угол между намагниченностью и легкой осью намагничивания кристалла,

3. Магнитоупругой энергией, связанной с самопроизвольной деформацией кристалла при намагничивании (магнитострикцией) или при прикладывании внешних упругих напряжений к кристаллу,
4. Магнитостатической энергией магнетика, связанной с индуцированным магнитным полем поверхностными магнитными зарядами:

$$E_{мс} = NI^2/2, \quad (3)$$

где N – размагничивающий фактор, зависящий от геометрической формы образца, I – намагниченность кристалла,

5. Зеемановской энергией ферромагнетика во внешнем магнитном поле:

$$E_{Зеем} = -(\mathbf{I}\mathbf{H}), \quad (4)$$

где \mathbf{H} – вектор напряжённости внешнего магнитного поля, \mathbf{I} – намагниченность кристалла.

Таким образом, полная энергия состояния ферромагнитного кристалла является суммой всех вкладов, описанных выше, и любой ферромагнитный кристалл стремится к минимизации полной энергии.

2. Образование доменной структуры в ферромагнетиках

Рассмотрим идеальный ферромагнитный монокристалл, охлаждённый от точки Кюри без магнитного поля. Любые деформации и искажения решётки должны в нём отсутствовать. Если такой ферромагнитный монокристалл имеет форму бесконечно длинного стержня, с осью которого совпадает направление лёгкого намагничивания, то он, по-видимому, должен представлять собой один сплошной домен, т.е. все векторы спонтанного намагничивания в нём должны быть расположены параллельно друг другу и оси стержня. Действительно, энергия размагничивающего поля в этом случае равна нулю, так как равен нулю

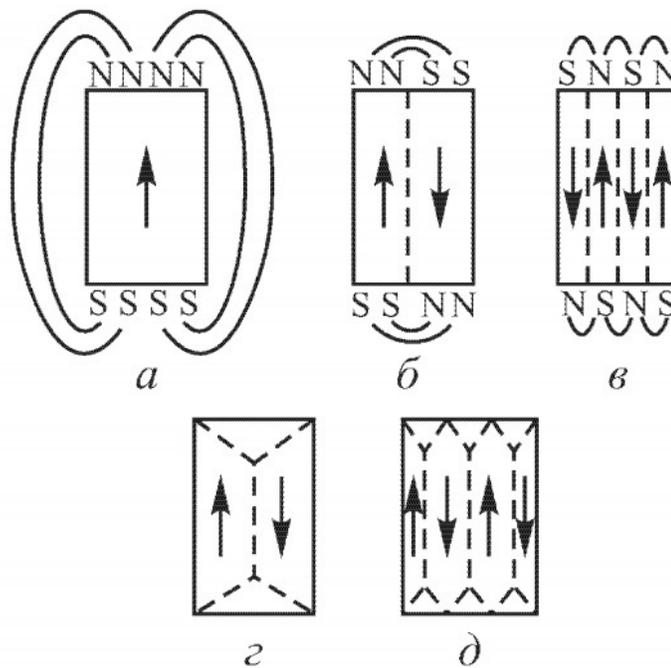


Рис. 1 Простейшие доменные структуры

размагничивающий фактор N . Энергия анизотропии также минимальна, поскольку вектор намагниченности параллелен направлению оси легкого намагничивания (ОЛН). Минимальна и обменная энергия, так как все спины расположены параллельно друг другу. Всякое изменение однодоменности в этом случае вызвало бы увеличение хотя бы одного вида энергии, а следовательно,

привело бы ферромагнетик в неравновесное состояние. Реально подобный случай, по-видимому, может быть осуществлён в очень тонкой ферромагнитной плёнке (толщиной $\sim 10^{-6}$ см).

У обычных кристаллов конечных размеров однодоменная магнитная структура (Рис. 1а) является энергетически невыгодной. Благодаря существованию размагничивающего поля $H_p = NI$ они обладают магнитостатической энергией (3). Энергетически выгодно разделение подобного кристалла на несколько доменов таким образом, чтобы соседние домены были намагничены антипараллельно, поскольку при этом уменьшается размагничивающий фактор N (Рис. 1б,в). Чем на большее количество антипараллельных доменов разобьётся кристалл, тем меньше будет его магнитостатическая энергия. Эта энергия ещё больше снижается, если антипараллельно намагниченные домены перпендикулярно замыкаются намагниченным доменом (Рис. 1г,д). С другой стороны, между доменами создаются границы с антипараллельными спинами, и чем больше таких границ, тем больше величина их общей обменной энергии.

3. Переходные слои между доменами. Доменные границы

Прежде чем выяснить, какая структура доменов является наиболее выгодной, посмотрим, что представляет собой переходный слой между ними. Для этого рассмотрим подробнее одноосный магнитный кристалл, т.е. ферромагнетик с одним направлением лёгкого намагничивания (например, кобальт). На границе между плоскими доменами векторы намагничивания изменяют своё направление на 180° (от I_s до I_{-s}). Если такой переход совершается между плоскостями кристалла, то он, не нарушая условия минимума энергии магнитной анизотропии, приводит к появлению большой положительной энергии обмена. Обменная энергия между двумя соседними

антипараллельными спинами, согласно уравнению (1), равняется $2A_{ij}\sigma^2$. Поскольку у кристалла с постоянной решётки a на один квадратный сантиметр границы с каждой стороны приходится $1/a^2$ спинов, то общая плотность обменной энергии на границе площадью 1 см^2 составляет (Рис. 2):

$$w_{\text{обм}} = \frac{A\sigma^2}{a^2}. \quad (5)$$

Если же граница между доменами представляет собой не резкий поворот соседних спинов на 180° , а плавный их поворот на протяжении большого числа спиновых слоёв (Рис. 3), то в плоскостях, параллельных поверхности раздела, величина обменной энергии, приходящейся на 1 см^2 границы, может быть существенно снижена.

Обозначим через θ угол между направлением лёгкого намагничивания и вектором намагниченности I_s в некоторой атомной плоскости переходного слоя на расстоянии x от домена (Рис. 3), а через φ – угол между спиновыми моментами соседних атомных слоёв, следовательно:

$$\varphi = a \frac{d\theta}{dx}, \quad (6)$$

где a – постоянная кристаллической решётки. Если угол φ мал, то выражение для обменной энергии (1) примет вид:

$$-2A_{ij}\sigma^2 \cos \varphi_{ij} = 2A_{ij}\sigma^2 \left(1 - \frac{\varphi^2}{2}\right). \quad (7)$$

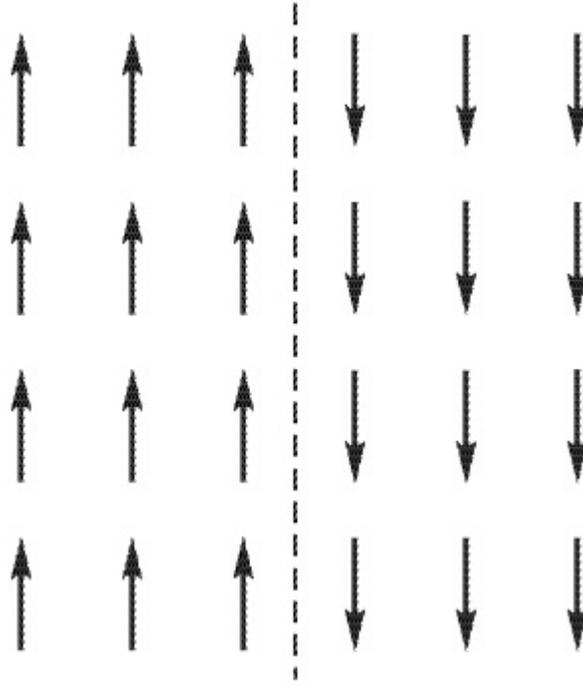


Рис. 2 Схема резкой границы между доменами

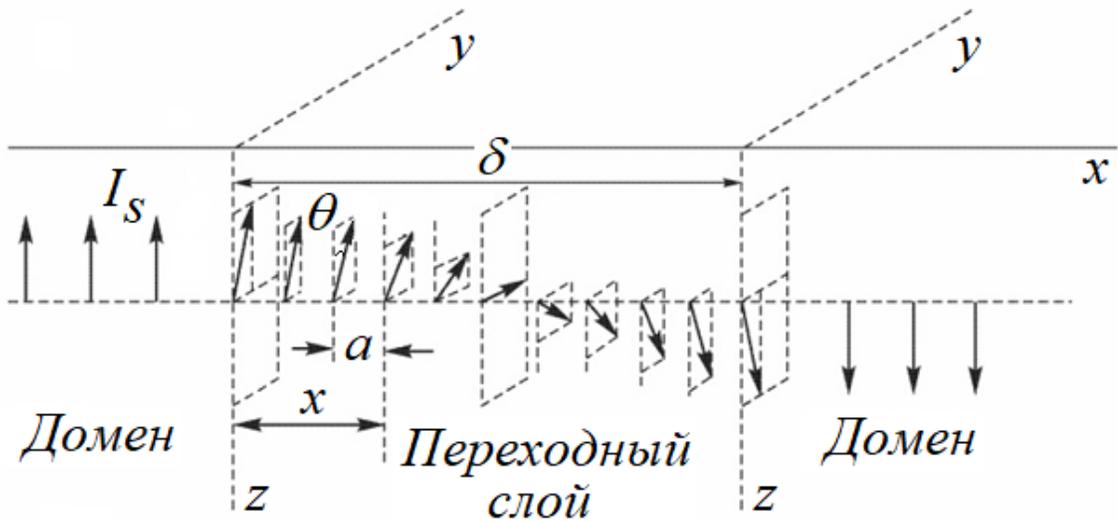


Рис. 3 Схема границы в виде переходного слоя. I_s – вектор намагниченности; a – постоянная решетки; x , y , z – кристаллографические оси, θ – угол между направлением оси легкого намагничивания и вектором I_s внутри переходного слоя.

В дальнейшем можно учитывать только зависящую от φ часть обменной энергии $-2A_{ij}\sigma^2(\varphi^2/2) = A_{ij}\sigma^2\varphi^2$. Подставив это выражение в соотношение (6), получим обменную энергию в виде:

$$E_{\text{обм}} = A_{ij}\sigma^2 a^2 \left(\frac{d\theta}{dx} \right)^2. \quad (8)$$

Если толщина доменной границы – δ (Рис. 3), а полный поворот спиновых моментов в переходном слое от одного домена к другому составляет $180^\circ = \pi$, то тогда $d\theta/dx = \pi/\delta$, и обменная энергия примет вид:

$$E_{\text{обм}} = A_{ij}\sigma^2 a^2 \frac{\pi^2}{\delta^2}. \quad (9)$$

Число спинов в толще переходного слоя составляет $N = \delta/a$, а на 1 см^2 его поверхности приходится $1/a^2$ спиновых моментов. Поэтому плотность обменной энергии, приходящейся на 1 см^2 переходного слоя, равна:

$$w_{\text{обм}} = A \sigma^2 a^2 \frac{\pi^2}{\delta^2} \frac{\delta}{a} \frac{1}{a^2} = A \sigma^2 \frac{\pi^2}{a\delta}. \quad (10)$$

Сравним выражения (5) и (10) получим, что энергия доменной границы при плавном повороте спиновых моментов вдоль её толщины в $\delta/\pi^2 a$ раз меньше, чем при резком повороте. Из выражения (10) также видно, что обменная энергия тем меньше, чем больше толщина доменной границы, в котором осуществляется плавный поворот спинов. Таким образом, **обменная энергия стремится увеличить толщину доменной границы**. Если резкий поворот на угол π никак

не отражается на величине энергии магнитной анизотропии, поскольку в обоих соседних доменах векторы намагничивания направлены вдоль направления лёгкого намагничивания, то в случае границы в виде переходного слоя определённой ширины энергия магнитной анизотропии возрастает за счёт установления магнитных моментов в различных атомных слоях под отличными от нуля углами θ к направлению лёгкого намагничивания. А это означает, что энергия доменной границы w_δ складывается из обменной энергии (10), которая стремится увеличить ширину границы и энергии магнитной анизотропии, которая стремится, наоборот, её уменьшить.

Предположим, для простоты, что векторы намагниченности по всей ширине доменной границы перпендикулярны к направлению лёгкого намагничивания. Тогда плотность энергии магнитной анизотропии на 1 см^2 доменной границы равна $w_a = K_1 \delta$, где K_1 – константа магнитной анизотропии. Если теперь учесть, что не все магнитные моменты в этом слое перпендикулярны направлению лёгкого намагничивания, а угол с направлением лёгкого намагничивания плавно меняется от одной границы к другой, то следует ввести некоторый коэффициент пропорциональности $\beta < 1$. Тогда плотность энергии переходного слоя окажется равной $w_a = \beta K_1 \delta$, т.е. энергия магнитной анизотропии прямо пропорциональна толщине доменной границы. Таким образом, для плотности общей энергии доменной границы получаем:

$$w_\delta = A\sigma^2 \frac{\pi^2}{a\delta} + \beta K_1 \delta. \quad (11)$$

Толщину переходного слоя нужно искать из условий минимума энергии w_δ :

$$\frac{dw_\delta}{d\delta} = -A\sigma^2 \frac{\pi^2}{a\delta^2} + \beta K_1 = 0, \quad (12)$$

$$\delta = \sqrt{\frac{A \sigma^2 \pi^2}{\beta K_1 a}}. \quad (13)$$

То есть, искомая толщина обратно пропорциональная корню квадратному из константы анизотропии. Константа анизотропии при повышении температуры, как правило, уменьшается до нуля. Следовательно толщина доменной границы при повышении температуры растёт, а при температуре Кюри достигает значения $\delta \rightarrow \infty$ (т.е. доменная структура пропадает).

Важно отметить, что при рассмотрении расположения спиновых моментов в доменной границе мы не учитывали возможности их поворота в плоскости расположения векторов намагничивания в соседних доменах (т.е. в плоскости, перпендикулярной поверхности границ). Дело в том, что такой способ изменения ориентации спиновых моментов в доменной границе менее выгоден, чем рассмотренный выше, при котором они изменяют свою ориентацию в плоскостях, параллельных границам. При изменении ориентации спинов в плоскости, перпендикулярной границам, кроме обменной энергии и энергии магнитной анизотропии, добавляется энергия размагничивающего поля, имеющегося в доменной границе. В этом случае доменная граница будет представлять собой тонкий слой с размагничивающим фактором $N = 4\pi$. При изменении ориентации спиновых моментов в плоскости, перпендикулярной границе, появляется составляющая намагниченности I_p в этом направлении и, следовательно, размагничивающее поле. Дополнительная плотность энергии при этом будет составлять $w_p = 4\pi I_p^2 \delta$. Из сказанного следует, что энергетически выгодно, чтобы в рассмотренной выше 180-градусной доменной границе магнитные моменты оставались параллельными границе раздела между доменами. Такая граница впервые была исследована Ф. Блохом, поэтому её часто называют **блоховской доменной границей**.

Ситуация, когда вектору намагниченности становится энергетически более выгодно поворачиваться в плоскости перпендикулярной поверхности границ также имеет место, но реализуется она только в тонких плёнках толщиной порядка 100 нм или меньше. Эта ситуация была подробно исследована Л. Неелем, поэтому такие доменные границы часто называют **неелевскими**. В рамках данной задачи мы будем работать только с блоховскими доменными границами.

4. Расчет ширины блоховской доменной стенки

Результат, полученный в параграфе 3, можно вывести в более строгом математическом виде. Как мы выяснили, на ширину доменной границы в основном влияют обменная энергия и энергия магнитной анизотропии. В магнитоодноосном кристалле локальную плотность энергии можно представить в виде:

$$E(\theta) = A \left(\frac{\partial \theta}{\partial x} \right)^2 + K \cos^2 \theta, \quad (14)$$

где A и K – константы обменного взаимодействия и магнитной анизотропии, θ – угол между осью легкого намагничивания и намагниченностью I . Равновесное распределение намагниченности в доменной границе отвечает минимуму энергии некоторого объёма кристалла V :

$$F = \int_V E(\theta) dV. \quad (15)$$

Функция $E(\theta)$, минимизирующая этот функционал, находится стандартным способом с помощью **уравнения Эйлера**, которое в нашем случае имеет вид:

$$\frac{\partial E}{\partial \theta} - \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\partial E}{\partial \left(\frac{\partial \theta}{\partial x} \right)} \right) = 0. \quad (16)$$

Подставляя выражение для энергии E (14) в (16) получаем уравнение для функции $\theta(x)$:

$$A \frac{\partial^2 \theta}{\partial x^2} - K \sin \theta \cos \theta = 0. \quad (17)$$

Для граничных условий $\theta(-\infty) = 0, \theta(\infty) = \pi$ находим решение:

$$\theta(x) = 2 \operatorname{atan} e^{x\sqrt{K/A}}. \quad (18)$$

Графически это распределение построено на Рис. 4. Дополнительно на графике мы построили функции $\theta = \pi$ и касательную к результирующей кривой в

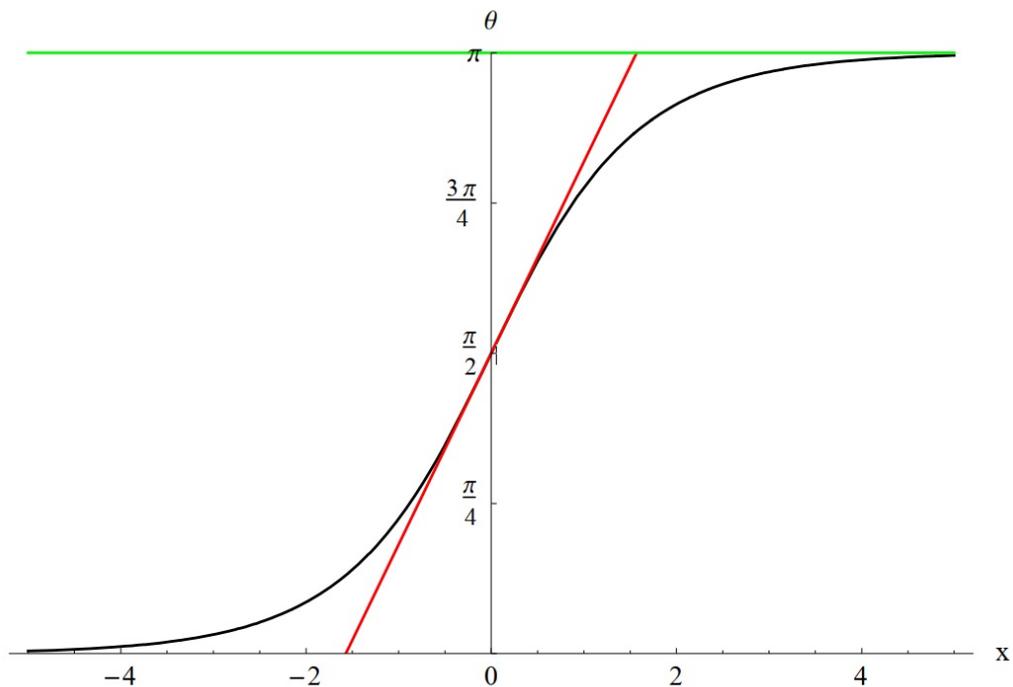


Рис. 4 Зависимость угла поворота намагниченности от координаты $\theta(x)$ в блоховской доменной границе

точке $x = 0$. Теперь можно вычислить **эффективную ширину доменной границы** по пересечению касательной с функциями $\theta = 0$ и $\theta = \pi$.

Выполняя необходимые расчёты, получаем выражение для эффективной ширины доменной границы:

$$\delta = \pi \sqrt{\frac{A}{K}}. \quad (19)$$

5. Экспериментальные методы наблюдения доменной структуры ферромагнетиков

Один из первых методов экспериментального наблюдения доменных структур был предложен в 1931 году первым заведующим кафедрой магнетизма физического факультета МГУ Н.С. Акуловым. Его также называют методом порошковых фигур. Примерно в тоже время этот метод был использован Ф. Биттером. Позднее для исследования магнитной структуры были использованы методы, основанные на магнитооптических эффектах: эффекте Фарадея, эффектах Керра, Фохта и др. В настоящее время для наблюдения доменной структуры наряду с этими методами используют метод магнитной силовой микроскопии, метод просвечивающей электронной микроскопии, электронную голографию, электронную микроскопию на вторичных электронах и др.

На рисунках Рис. 5 – Рис. 14 представлены изображения доменной структуры в разных материалах, полученные разными методами.

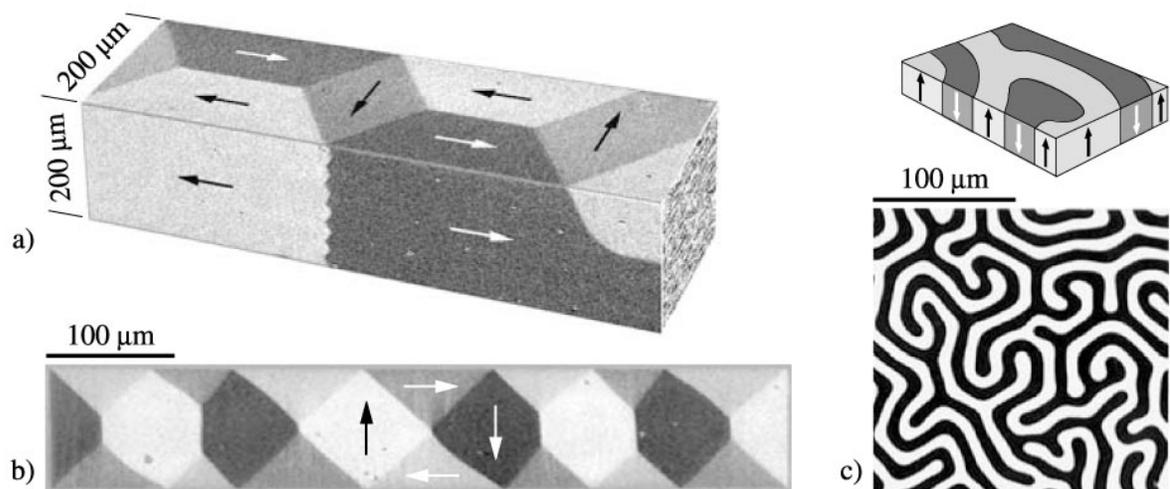


Рис. 5 Домены, наблюдаемые с помощью магнитооптических методов в однородных образцах. (а) Изображения доменной структуры железного микропровода. (б) Доменная структура тонкопленочного элемента NiFe (толщина 130 нм) со слабой поперечной анизотропией и направление намагниченности в доменах. (с) Доменная структура монокристаллической пленки феррита-граната с перпендикулярной анизотропией, полученная с помощью эффекта Фарадея [2].

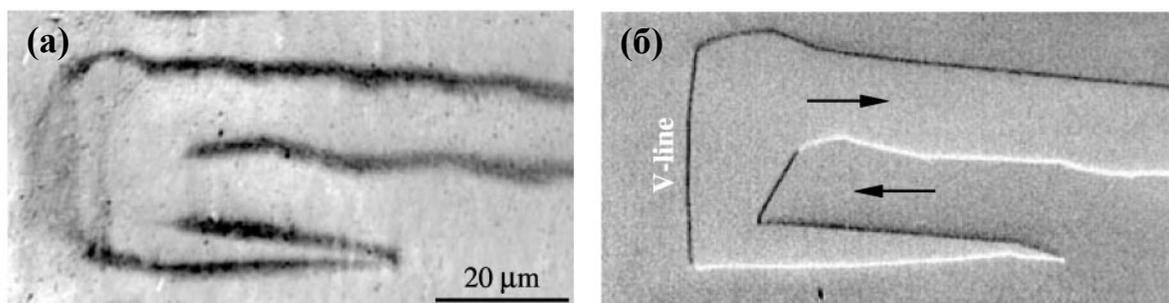


Рис. 6 Сравнение изображений доменной структуры на кристалле 3% Si-Fe, которые получены с помощью метода Биттера (а) и Керра (б). На рисунке (б) указано направление намагниченности в соседних доменах [2].

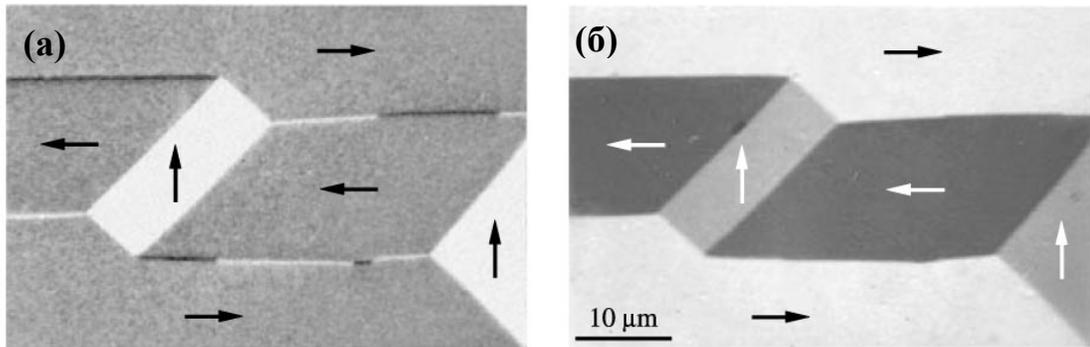


Рис. 7 Изображения доменов и доменных границ кристалла SiFe с ориентацией (100) полученные с помощью эффекта Керра при вертикальной плоскости падения (а) и при отклонении плоскости падения от вертикальной ориентации (б) [2].

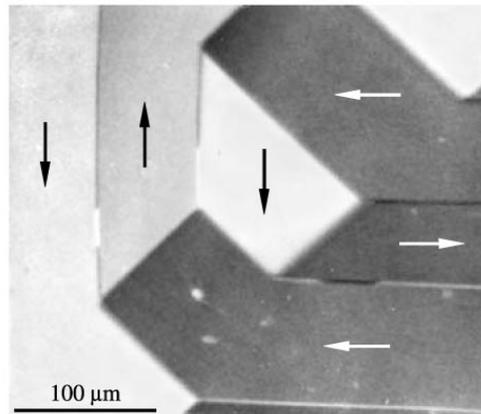


Рис. 8 Изображение доменной структуры пленки железо-иттриевого граната с небольшим содержанием кобальта. Изображение получено с помощью эффектов Фарадея и Фохта. Свет падает под небольшим углом к нормали образца [2].

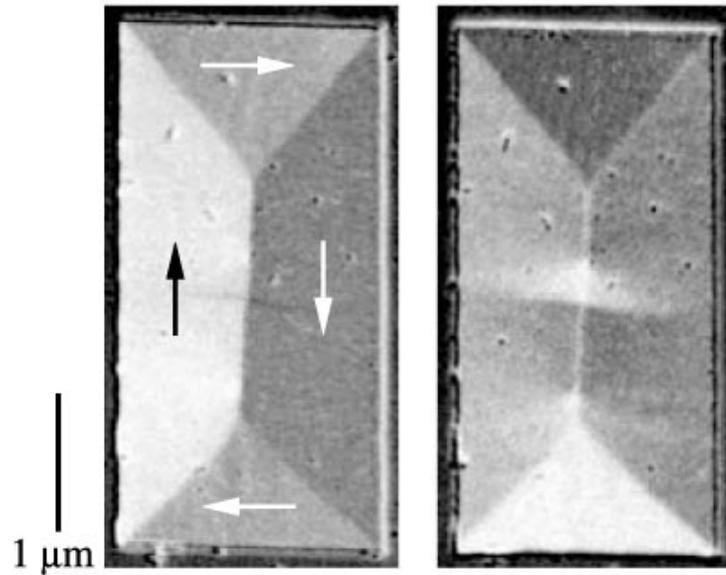


Рис. 9 Изображение доменной структуры малой частицы пермаллоя толщиной 24 нм, полученное с помощью метода просвечивающей электронной микроскопии [2].

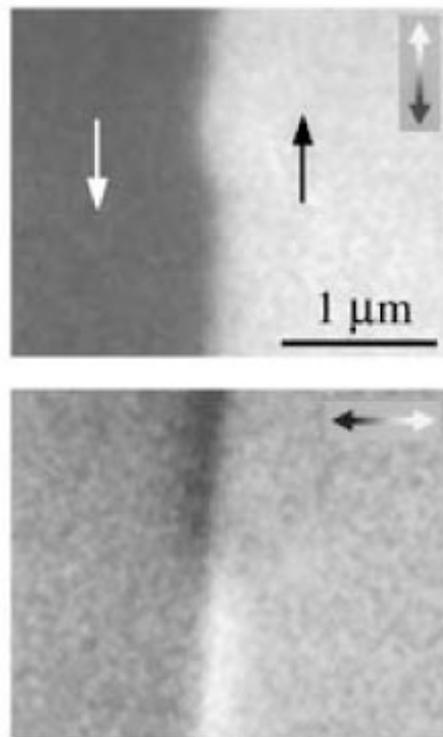


Рис. 10 Изображение доменной структуры, возникающей на поверхности железного провода. Изображение получено методом сканирующей электронной микроскопии [2].

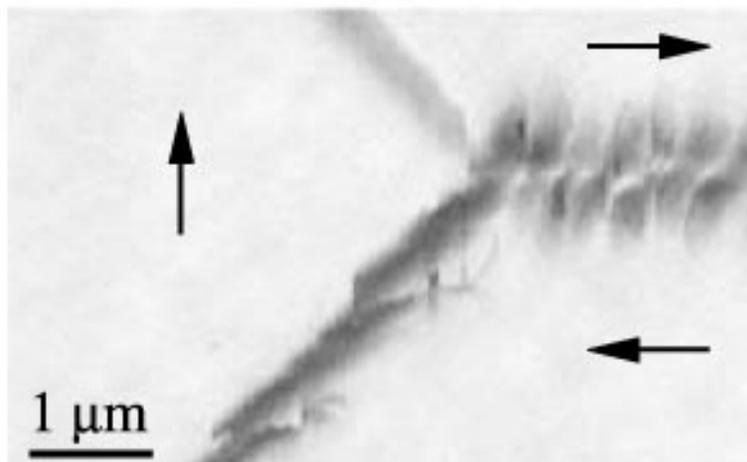


Рис. 11 Доменные границы в тонкопленочном элементе Fe (толщина 30 нм), полученные с помощью магнитной силовой микроскопии [2].

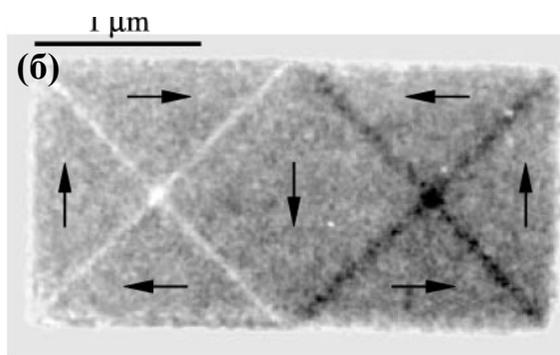
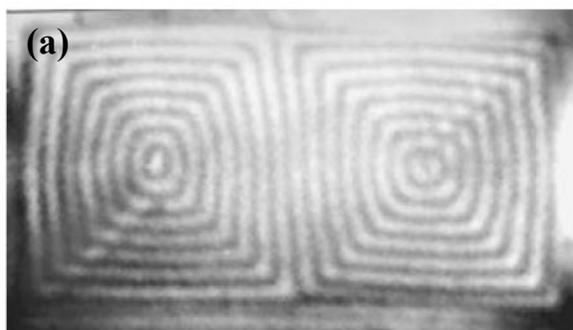


Рис. 12 Голограмма, полученная с помощью преобразования Фурье (а) на замкнутой доменной структуре (б) малой частицы пермаллоя [2].

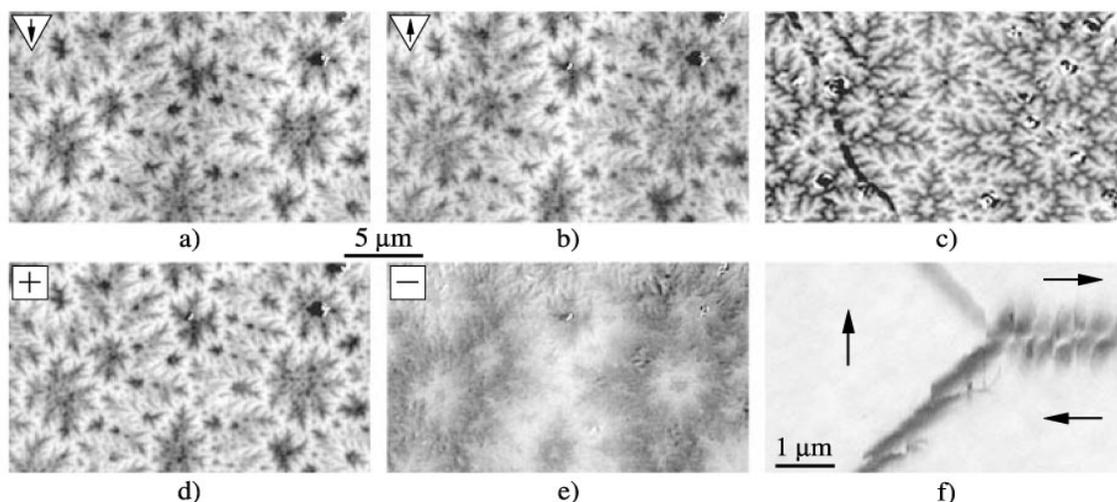


Рис. 13 Сравнение изображений, полученных с помощью магнитного силового микроскопа для противоположных полярностей наконечника (а, б) картина разветвленных доменов на базисной плоскости кристалла кобальта и керровское изображение той же структуры (в). Изображения, полученные с помощью магнитной силовой микроскопии, имеют лучшее разрешение, чем оптическое изображение, но не идентичны из-за наложения разных механизмов возникновения контраста. Эти механизмы можно разделить в цифровых изображениях суммы и разности изображений, представленных на рисунках (а) и (б). Результаты сложения и вычитания указанных изображений показаны на рисунках (д) и (е) соответственно. Доменные границы в тонкопленочном элементе Fe (толщина 30 нм), полученные с помощью метода магнитной силовой микроскопии (ф) [2].

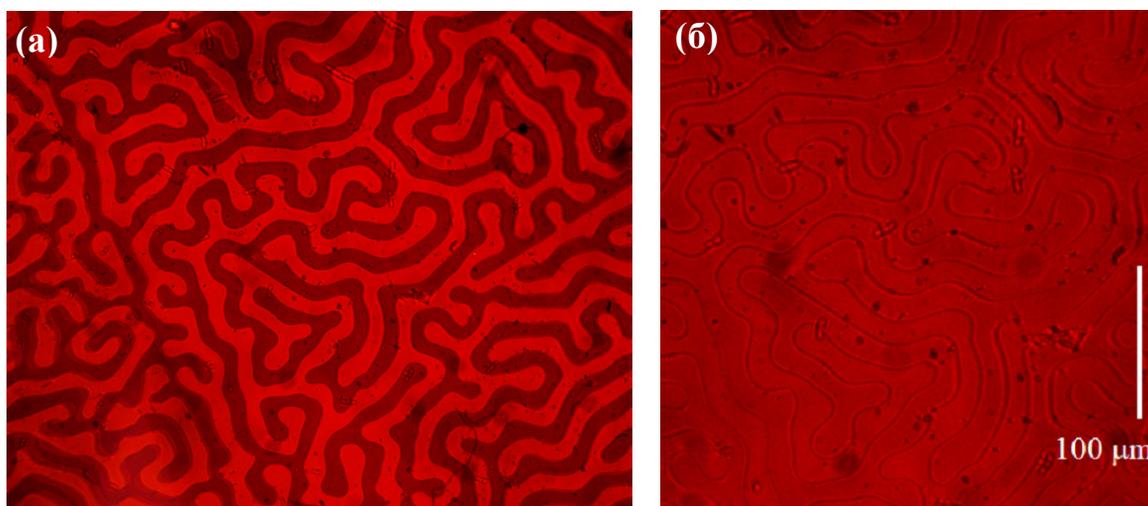


Рис. 14 Лабиринтная доменная структура в пленке феррита-граната. Фотографии сделаны «в контрасте доменов» (а) и «в контрасте доменных границ» (б). Намагниченность в соседних доменах ориентирована перпендикулярно поверхности пленки.

Вопросы к задаче

- Рассчитать эффективную ширину доменной границы в кобальте.
Параметры: $K=4.5 \cdot 10^5$ Дж/м³, $A=1.3 \cdot 10^{-11}$ Дж/м.
- Рассчитать эффективную ширину доменной границы в железе.
Параметры: $K=4.6 \cdot 10^4$ Дж/м³, $A=2.5 \cdot 10^{-11}$ Дж/м.
- Рассчитать эффективную ширину доменной границы в никеле.
Параметры: $K=5.0 \cdot 10^3$ Дж/м³, $A=3.4 \cdot 10^{-12}$ Дж/м.
- Рассчитать эффективную ширину доменной границы в ферритах-гранатах. Параметры: $K=(3-40) \cdot 10^2$ Дж/м³, $A=(1-3) \cdot 10^{-12}$ Дж/м.
- По фотографиям, представленным на рисунках Рис. 5 – Рис. 14, определите видимую ширину доменной границы.

Список литературы

- [1] Вонсовский С.В. Магнетизм. Москва. Наука 1984.
- [2] Alex Hubert, Rudolf Schäfer. Magnetic Domains. The Analysis of Magnetic Microstructures. Springer 2008.
- [3] Г. С. Кринчик. Физика магнитных явлений. Москва. 1976.
- [4] Боровик Е.С., Еременко В.В., Мильнер А.С., лекции по магнетизму, изд. 3. Физматлит 2005

Ссылка на интерактивную версию задачи:

http://magn.ru/prakt/online/domain_wall.html