

537.611.3

КООПЕРАТИВНЫЕ ДОМЕННЫЕ СТРУКТУРЫ В ВЫСОКОАНИЗОТРОПНЫХ СПЛАВАХ С ДВОЙНИКОВОЙ МИКРОСТРУКТУРОЙ

Н.И. Власова, Г.С. Кандаурова, Л.Г. Оноприенко, Н.Н. Щеголева

(Институт физики металлов УрО РАН,
Уральский государственный университет, Екатеринбург;
Российский НИИ технологий микроэлектроники, Москва)

СОДЕРЖАНИЕ

1. Введение	161
2. Особенности микроструктуры и магнитных свойств	162
3. Магнитная доменная структура (ДС) полидвойниковых кристаллов в терморазмагниченном состоянии	165
3.1. Особенности наблюдения магнитной ДС. 3.2. Доменная структура кристаллов, состоящих из крупных пачек пластин. 3.3. Доменная структура кристаллов с высокодисперсной двойниковой микроструктурой.	
4. Магнитные доменные стенки в полидвойниковом кристалле	173
4.1. Микродоменные стенки. 4.2. Макродоменные стенки. 4.3. Пересечение микро- и макродоменных стенок. 4.4. Микродоменные стенки в магнитном поле.	
5. Изменение кооперативной доменной структуры в магнитном поле	178
5.1. Намагничивание пачки полидвойниковых пластин. 5.2. Два типа микродоменной структуры. 5.3. Перемагничивание пачки полидвойниковых пластин. Два типа макродоменной магнитной структуры. 5.4. Перемагничивание кристаллов с высокодисперсной двойниковой микроструктурой.	
6. Количественная связь параметров кооперативной доменной структуры с характерными размерами элементов двойниковой микроструктуры	189
6.1. Модели доменной структуры и зависимость ширины доменов от размера пачки полидвойниковых пластин. 6.2. Однодоменность полидвойниковых кристаллов.	
7. Заключение	195
Список литературы	196

1. Введение

Существует целый класс высокоанизотропных ферромагнетиков, для которых характерно наличие регулярно-неоднородной микрокристаллической структуры. К таким магнетикам относятся сплавы Co—Pt, Fe—Pt, Fe—Pd, упорядоченные по типу $L1_0$. Благодаря удачному сочетанию высоких магнитных, механических и антикоррозионных свойств эти сплавы используются в качестве материалов для постоянных магнитов. При упорядочении из высокотемпературной кубической ГЦК фазы образуется тетрагональная ГЦТ фаза. В магнитном отношении ГЦТ фаза представляет собой сильно анизотропную магнитоодноосную фазу ($K = 2—7$ кДж/м³, $M_s = 800—1150$ кА/м) с осью легкого намагничивания (ОЛН), совпадающей с тетрагональной осью C [1 — 4]. Примечательно, что упорядоченная фаза состоит из регулярных систем (блоков, пластин, пачек) кристаллических доменов двойни-

ковой ориентации, так называемых C -доменов [5 — 13]. Соседние C -домены, имеющие форму тонких пластинок толщиной $d = 0,01 — 0,1$ мкм, когерентно сочленяются по одной из плоскостей $\{101\}$, так что тетрагональные оси C (ОЛН) в них разориентированы на угол $2\alpha = \pi/2$. Толщина C -доменов, форма и размер регулярных двойниковых систем зависят от соотношения скоростей возникновения и роста зародышей упорядоченной структуры при фазовом превращении ГЦК—ГЦТ [14].

Из анализа экспериментальных данных следует, что сплавы, упорядоченные различными способами, резко различаются по величине коэрцитивной силы H_c и относительной остаточной намагниченности $j_r = M_r/M_s$ (ср., например, [1] и [13]). Наиболее высокие гистерезисные свойства достигаются в состояниях, когда сплав содержит преимущественно упорядоченную фазу в виде тонких пластинчатых C -доменов [15]. Сильное различие по H_c и j_r сплавов с различным размером C -доменов нельзя последовательно объяснить, исходя лишь из разориентации ОЛН, дисперсности и магнитной независимости C -доменов. В связи с этим в [16 — 21] развита микромагнитная теория двойниковых систем с учетом обменного и магнитостатического взаимодействия на двойниковых границах. Экспериментальное доказательство существования обменного взаимодействия получено в [21].

Из микромагнитной теории следует, что благодаря этим взаимодействиям в двойниковой системе образуются магнитные доменные стенки неелевского типа, закрепленные на двойниковых границах, а при перемагничивании возникают метастабильные магнитные состояния. В [16] вычислены критические поля перестройки внутренней структуры "замороженных" магнитных стенок, связанной с необратимым изменением ориентации намагниченности в C -доменах в магнитном поле. В модели когерентного вращения векторов \mathbf{M} нами рассчитаны гистерезисные свойства двойниковой системы с учетом магнитостатического взаимодействия [22 — 24]. Хотя согласно указанным расчетам гистерезисные характеристики существенно снижаются по сравнению с однородным по кристаллической структуре ферромагнетиком, наблюдаемые на опыте максимальные значения H_c гораздо меньше величин, предсказываемых теорией. А это означает, что перемагничивание сплавов с двойниковой микроструктурой происходит не вращением векторов \mathbf{M} , а путем возникновения и смещения 180-градусных магнитных доменных стенок.

В данной работе суммируются результаты систематических исследований магнитной доменной структуры (ДС) в упорядоченных сплавах с различной дисперсностью двойниковых систем в отсутствие магнитного поля и изучения особенностей поведения таких материалов в магнитном поле. Показано, что обменное и магнитостатическое взаимодействие на границах C -доменов приводит к возникновению особого типа ДС-кооперативной макродоменной магнитной структуры. Ниже описаны наиболее характерные особенности такой ДС.

2. Особенности микроструктуры и магнитных свойств

Вследствие определенных ориентационных соотношений между ГЦК и ГЦТ фазами [25] на любой поверхности исходного неупорядоченного монокристалла, претерпевшего фазовое превращение ГЦК—ГЦТ, можно наблюдать набор сечений регулярных двойниковых систем. Такой кристалл будем называть полидвойниковым. Для примера на рис. 1 приведены картины фраг-

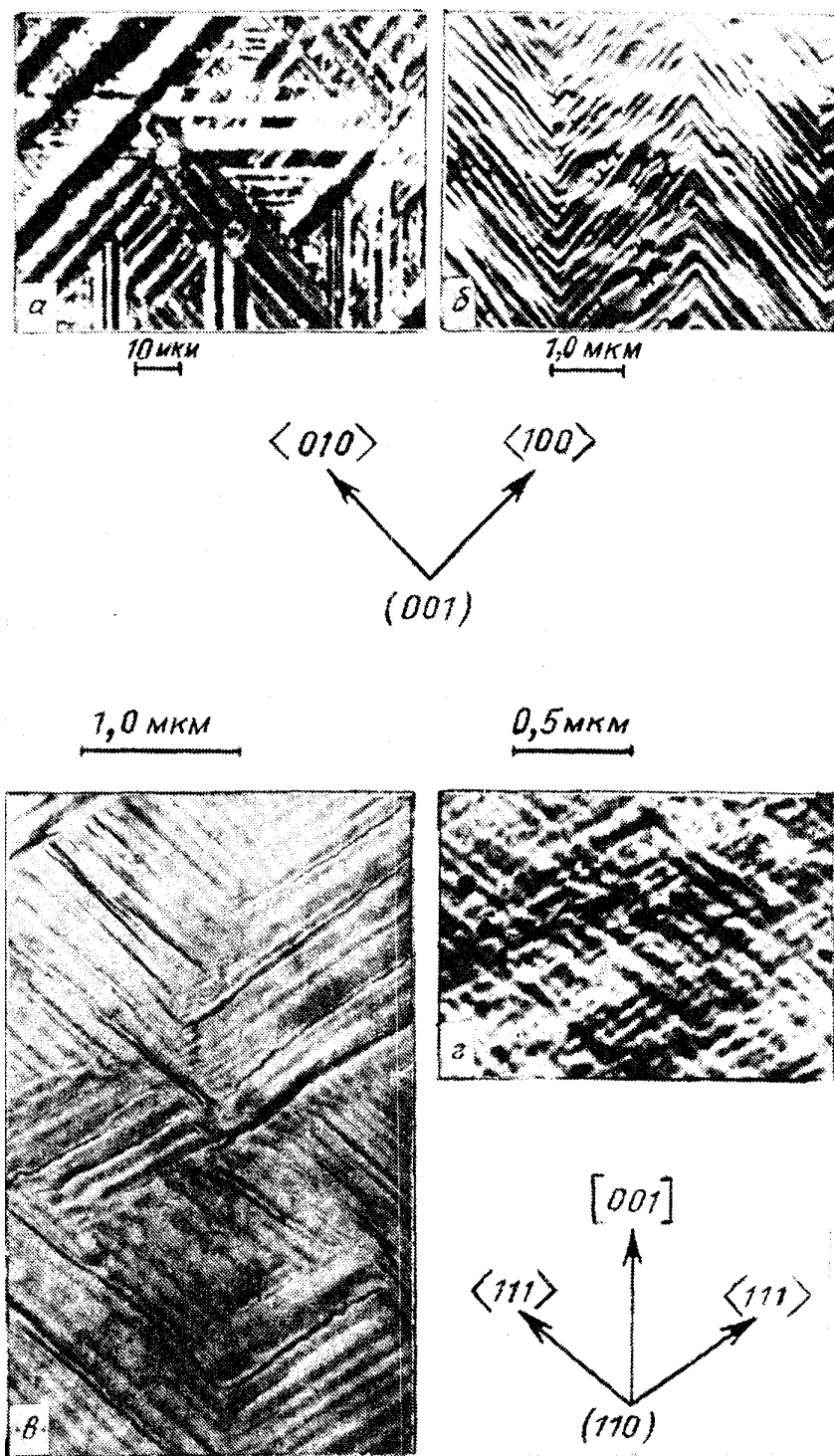


Рис. 1. Микроструктура кристаллов FePt и CoPt, выявленная оптически (а) и электронно-микроскопически (б-г) с помощью угольных реплик — на поверхности (001) кристалла FePt после закалки в воде от 1300°C (а, б), на поверхности (110) кристалла CoPt после охлаждения от 850 до 750°C за 6 ч с последующим отжигом 4 ч при 750°C (в) и на поверхности (110) CoPt после закалки в воде от 1000°C и последующего отжига 30 мин при 660°C (г)

ментов микроструктуры полидвойниковых кристаллов FePt (рис. 1, а, б) и CoPt (рис. 1, в, г). Толщина С-доменов, форма и размер регулярных двойниковых систем зависят от соотношения скоростей возникновения и роста зародышей упорядоченной структуры. Для массивных кристаллов, упорядоченных вблизи температуры фазового превращения T_k (скорость роста зародышей велика), характерно образование тетрагональной фазы в виде пачек полидвойниковых

пластин. C -домены в пластине и пластины в пачке сочленяются по различным плоскостям типа $\{110\}$. Пачку, выросшую из одного центра упорядочения, отличает общее направление границ образующих ее C -доменов на плоскости сочленения полидвойниковых пластин. В эквиатомном сплаве FePt такие регулярные в макроскопическом масштабе двойниковые системы формируются даже после резкой закалки в воде, благодаря очень высокой температуре $T_k = 1300^\circ\text{C}$ (рис. 1, a, b). Толщина C -доменов составляет десятые доли микрона, а размер пластин L_1 и пачек L изменяется в пределах 1 — 10 мкм и 10 — 100 мкм соответственно. Расшифровкой фрагмента микроструктуры кристалла FePt (рис. 1, b) на поверхности (001) может служить схема, представленная на рис. 2, a .

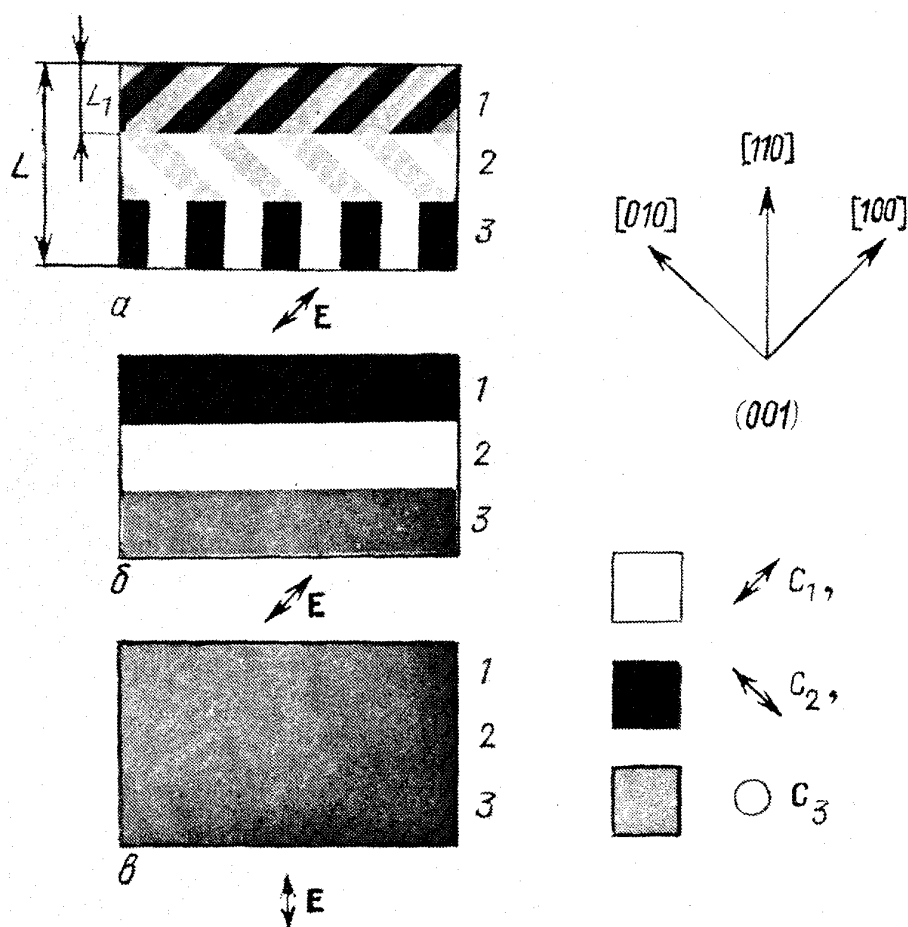


Рис. 2. Схематическое изображение картин контраста в поляризованном свете на поверхности (001) немагнитного упорядоченного полидвойникового кристалла типа CuAuI при различной толщине C -доменов и различном положении плоскости поляризации. a — Толщина C -доменов больше предела разрешения оптического микроскопа. $b, в$ — толщина C -доменов меньше предела разрешения микроскопа. Разная окраска C -доменов соответствует различной ориентации тетрагональных осей C . Положение плоскости поляризации обозначено вектором E

В сплаве CoPt возможно образование регулярных двойниковых систем различной дисперсности ($T_k = 830^\circ\text{C}$). При значительной скорости возникновения зародышей ГЦТ фазы тенденция к образованию полидвойниковых пластин сохраняется, однако в этом случае пластины имеют блочную структуру, и регулярными двойниковыми системами являются лишь блоки C -доменов. Каждый блок состоит из двух сортов когерентно сочленяющихся C -доменов.

На рис. 1, в, г для сравнения приведены фрагменты микроструктуры полидвойниковых кристаллов, упорядоченных различными способами. Видно, что кристаллы резко различаются по размеру блоков и толщине C -доменов. После закалки и отжига при 660° блоки C -доменов имеют чрезвычайно малые размеры (рис. 1, г), сопоставимые с размерами самих C -доменов. Толщина C -доменов здесь составляет сотые доли микрона, а размер блоков C -доменов — десятые доли микрона. Соседние C -домены отличаются ориентацией плоскостей сочленения C -доменов и тетрагональных осей C .

Таким образом, регулярными двойниковыми системами являются лишь блоки C -доменов.

Как показано в [14, 26, 27], сложное иерархическое строение упорядоченной ГЦТ фазы (C -домены—блоки—пластины—пачки) обусловлено стремлением кристалла до минимума уменьшить упругую энергию, связанную с внутренними напряжениями. Последние возникают из-за сильного различия параметров решеток упорядоченной и неупорядоченной фаз при фазовом превращении ГЦК—ГЦТ [13 — 15, 25]. Согласно электронно-микроскопическим наблюдениям [6 — 10, 14] когерентные двойниковые границы C -доменов не содержат дислокаций и свободны от внутренних напряжений, т.е. являются инвариантными. На границах крупных пластин и пачек, выросших из разных центров, сосредоточены дислокации, а на когерентных границах высокодисперсных блоков C -доменов существуют сильные внутренние напряжения [6, 10, 14].

Для сплавов с различной дисперсностью двойниковых систем обнаружено сильное различие в максимальных значениях H_c и j_r . Так, например, при медленном охлаждении сплава CoPt вблизи T_k (скорость роста зародышей велика) $H_c = 80$ кА/м, а $j_r = 0,3$ [1]. При большой скорости возникновения зародышей (после закалки в воде и последующего отжига при 500 — 780°C) реализуются высокие гистерезисные свойства. После отжига 660°C , 20 мин получено рекордное для эквиатомного сплава CoPt значение максимального энергетического произведения $(BH)_{\text{max}} = 120$ Тл \cdot А/м при $H_c = 480$ кА/м и $j_r = 0,82$ [13]. При этом анизотропия H_c и j_r имеют вид, характерный для многоосных кристаллов, петли гистерезиса — ступенчатообразную форму, а величина j_r превышает значения, вычисленные для ансамбля магнитоодноосных невзаимодействующих частиц с учетом их распределения по ориентациям ОЛН. Указанные особенности магнитных свойств полидвойниковых кристаллов связаны, по-видимому, с существованием обменного и магнитостатического взаимодействия на двойниковых границах C -доменов [21 — 24].

3. Магнитная доменная структура полидвойниковых кристаллов в терморазмагниченном состоянии

3.1. Особенности наблюдения магнитной ДС. Наблюдения магнитной ДС проводились на образцах-пластинах сплавов FePt и CoPt после их травления в концентрированной соляной кислоте и механической полировки на тонких алмазных пастах (10 — $0,1$ мкм) с помощью магнитной порошковой суспензии, электронно-микроскопического метода реплик Крейка [28] и полярного магнито-оптического эффекта Керра [29]. Поверхность пластинок с размерами $4 \times 1 \times 1$ мм совпадала с одной из кристаллографических плоскостей (001), (110), (111) исходных неупорядоченных монокристаллов. Как уже указывалось выше, на одной и той же поверхности образца наблюдались различные сечения пачек полидвойниковых пластин или блоков C -доменов, образованных на всех возможных плоскостях {110}. Плоскость сочленения полидвойниковых пластин в пачке для краткости будем называть базисом

пачки, а плоскости, перпендикулярные или наклоненные к ней, — призматическими и пирамидальными плоскостями соответственно.

При расшифровке картин, полученных в поляризованном свете, учитывалось наложение двух основных эффектов: полярного магнитооптического эффекта Керра и эффекта анизотропного отражательного контраста [5]. Последний обусловлен эллиптической поляризацией линейно поляризованного света при его отражении от металлической анизотропной поверхности [30] и имеет место как в магнитном, так и в немагнитном оптически анизотропном кристалле. При повороте такого кристалла вокруг оптической оси микроскопа изменяется ориентация плоскости поляризации падающего света относительно главных кристаллографических плоскостей образца, и происходит изменение интенсивности отраженного света: наблюдаются максимумы и минимумы яркости. Если в поле зрения микроскопа оказываются два кристалла, тетрагональные оси которых лежат в плоскости наблюдения, но разориентированы на угол $\pi/2$, а плоскость поляризации света расположена вдоль одной из осей C , то между такими кристаллами существует максимальный контраст: один из них имеет белую, а другой — черную окраску. Если плоскость поляризации составляет угол $\pi/4$ с осями кристаллов, то они неразличимы по контрасту (оба имеют серую окраску).

Учитывая вышесказанное, картина контраста в поляризованном свете на поверхности (001) немагнитного кристалла, состоящего из пачек полидвойниковых пластин с регулярной внутренней структурой, будет иметь вид, представленный на рис. 2,а, если размер C -доменов больше предела разрешения оптического микроскопа. В каждой пластине должно наблюдаться закономерное чередование серых и черных (пластина 1), серых и белых (пластина 2) либо черных и белых полос (пластина 3) в зависимости от ориентации тетрагональных осей в C -доменах, образующих пластину. При вращении такого полидвойникового кристалла вокруг оси микроскопа в C -доменах с тетрагональными осями C , параллельными плоскости наблюдения (на рис. 2,а это белые и черные полосы) будет происходить изменение интенсивности отраженного света: при повороте на угол $\pi/4$ контраст между белыми и черными C -доменами исчезает, а при угле $\pi/2$ белые домены становятся черными, а черные — белыми. Окраска C -доменов с тетрагональными осями C , нормальными к поверхности наблюдения (см. пластины 1, 2), не будут изменяться при вращении, так как это оптически изотропные участки поверхности.

Однако на опыте C -домены в упорядоченных полидвойниковых кристаллах имеют весьма малые размеры и не разрешимы в оптический микроскоп [6 — 14]. Очевидно, что в этом случае картина контраста на полидвойниковой пластине формируется в результате суперпозиции интенсивностей света, отраженного от отдельных C -доменов [30]. Тогда полидвойниковая пластина, состоящая из серых и черных C -доменов равной толщины, в целом будет иметь темную окраску, а пластина, образованная серыми и белыми C -доменами, — светлую окраску (ср. пластины 1, 2 на рис. 2,а и б). При повороте образца вокруг оси микроскопа на пластинах с указанной внутренней структурой (пластины 1, 2 на рис. 2, в) должно происходить такое же изменение интенсивности отраженного света, как и при соответствующем повороте монокристалла с анизотропной поверхностью. Для примера на рис. 2,б и в схематически показаны картины контраста на пластинах 1 и 2 при различных положениях плоскости поляризации относительно тетрагональных осей в C -доменах. Интересно отметить, что суммарная интенсивность отраженного света для пластин, содержащих дисперсные C -домены равной толщины с осями C , параллельными плоскости наблюдения, но разориентированными на $\pi/2$, остается одной и той же при различных положениях плоскости поляризации. Поэтому при вращении кристалла серая окраска таких пластин сохраняется (см. пластину 3 на рис. 2,б и в). Описанное выше изменение картин контраста в поляризованном свете мы действительно наблюдали на поверхности (001) не-

магнитного полидвойникового кристалла CuAu [31].

В ферромагнитном одноосном кристалле, кроме эффекта анизотропного отражательного контраста имеет место полярный магнитооптический эффект Керра, который состоит в повороте плоскости поляризации света при его отражении от намагниченной по нормали поверхности. Условимся в дальнейшем считать окраску C -домена с осью C , нормальной к поверхности, белой, если вектор намагниченности \mathbf{M} в C -доме направлен вверх по нормали к наблюдаемой поверхности (\odot), и черной, если вектор \mathbf{M} ориентирован в противоположном направлении (\ominus). На отражающей поверхности немагнитного кристалла C -домены с указанной тетрагональной осью C всегда имели серую окраску в поляризованном свете (см. рис. 2, а, пластины 1, 2).

Картина контраста в поляризованном свете на той или иной поверхности ферромагнитного полидвойникового кристалла будет зависеть от размеров элементов микроструктуры, ориентации тетрагональных осей относительно поверхности наблюдения и плоскости поляризации света и направления векторов намагниченности в C -доменах с нормальной осью C . Так, например, если распределение намагниченности в пачке полидвойниковых пластин на

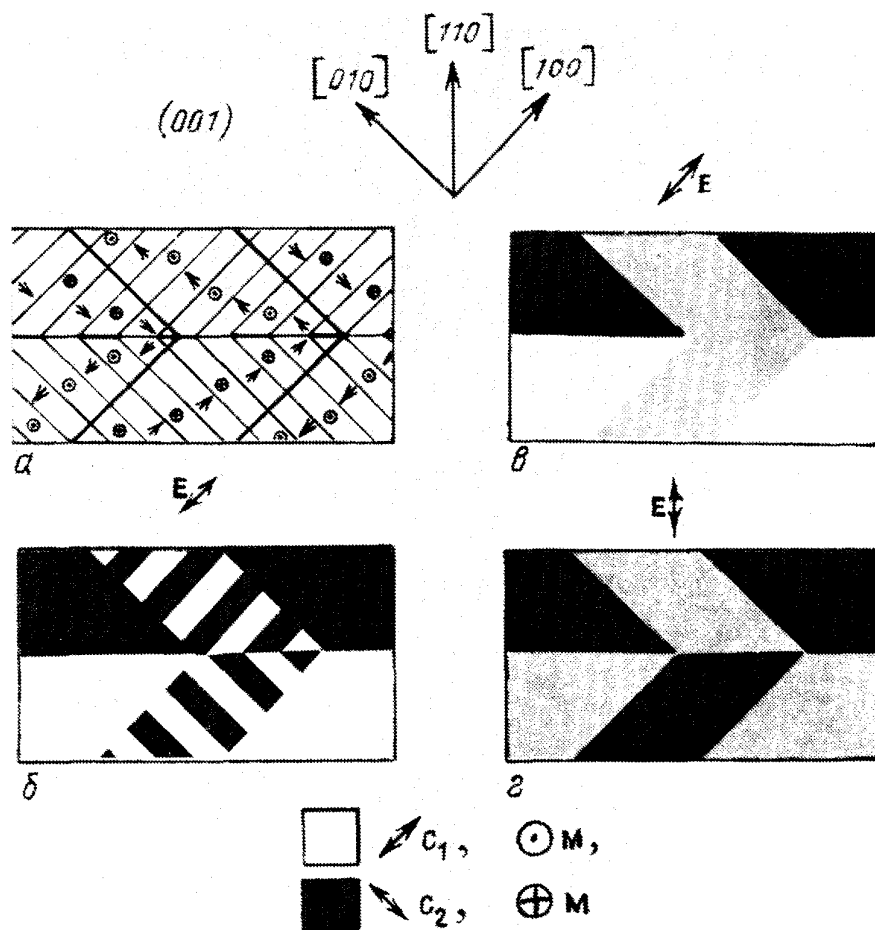


Рис. 3. Схематическое изображение картин контраста на поверхности (001) ферромагнитного полидвойникового кристалла при заданном распределении векторов намагниченности \mathbf{M} в C -доменах и различных положениях плоскости поляризации относительно тетрагональных осей. a — Схема распределения намагниченности в пачке пластин, тонкими линиями показаны границы C -доменов, жирными 180-градусные стенки магнитных доменов, ориентация векторов намагниченности \mathbf{M} относительно поверхности наблюдения обозначена: $\uparrow\downarrow$ — параллельно, \odot, \ominus — перпендикулярно вверх и вниз соответственно. b — Картина контраста при толщине C -доменов d , превышающей предел разрешения микроскопа; C -домены с различной ориентацией \mathbf{M} имеют различную окраску. c, d — Картина контраста при толщине C -доменов, меньшей предела разрешения. Положение плоскости поляризации указано вектором E

поверхности (001) соответствует рис. 3,а, а толщина C -доменов d и полидвойниковых пластин L_1 превышает предел разрешения оптического микроскопа, то картина контраста будет иметь вид, схематически представленный на рис. 3,б (положение плоскости поляризации указано стрелкой). Если толщина C -доменов при том же размере пластин меньше предела разрешения, картина контраста, как указывалось выше, формируется в результате суперпозиции интенсивностей света, отраженного от отдельных C -доменов. Для этого случая на рис. 3,в, г схематически показаны картины контраста на поверхности той же пачки, что и на рис. 3,б, для двух положений плоскости поляризации. Подобные картины контраста наблюдались нами на полидвойниковых кристаллах FePt и CoPt [31]. Некоторые из них приведены на рис. 4 (ср. рис. 4,а—в и 3,в, г).

Таким образом, благодаря существованию анизотропии отражательного контраста и его суперпозиции с полярным магнитооптическим эффектом Керра, одному и тому же распределению намагниченности в полидвойниковом кристалле могут соответствовать несколько картин контраста. За изменение картины контраста при вращении образца вокруг оптической оси микроскопа ответственны C -домены с тетрагональными осями C , параллельными повер-

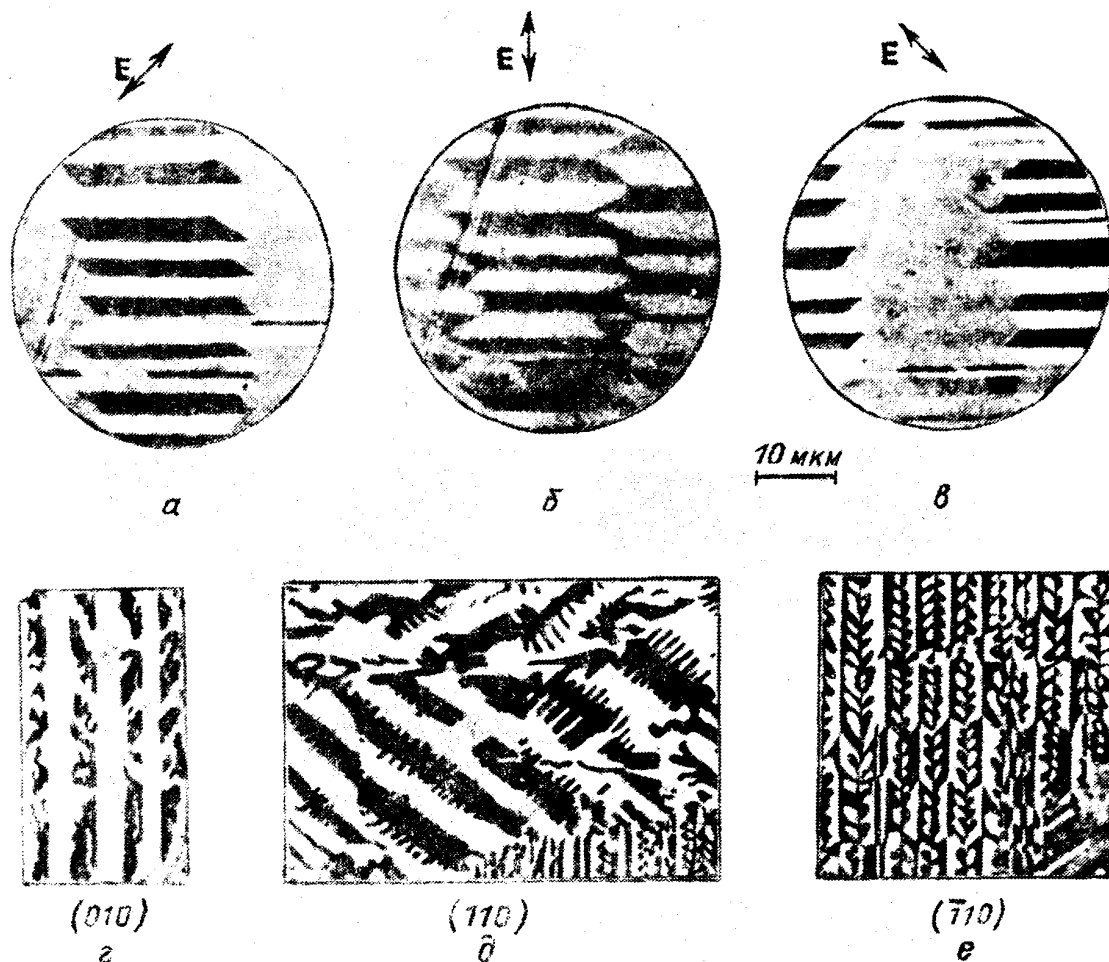


Рис. 4. Магнитная доменная структура полидвойникового кристалла FePt, выявленная с помощью полярного магнитооптического эффекта Керра, на различных плоскостях пачки полидвойниковых пластин. а-в — Одно и то же место на призматической плоскости (001) при различных положениях плоскости поляризации. г — Пирамидальная плоскость (010). д — Базисная плоскость (110). е — Призматическая плоскость (110). Для б (001)

хности наблюдения. При фиксированном положении образца картина контраста изменяется за счет переориентации вектора намагниченности \mathbf{M} в C -доменах с тетрагональными осями C , нормальными к поверхности наблюдения. В чистом виде магнитная ДС выявляется лишь тогда, когда анизотропный контраст отсутствует, т.е. плоскость поляризации света составляет с тетрагональными осями угол $\pi/4$ (рис.3,з). Описанные выше закономерности формирования картин контраста в поляризованном свете использованы в наших работах для расшифровки сложных микро- и макродоменных магнитных структур полидвойниковых кристаллов.

3.2. Доменная структура кристаллов, состоящих из крупных пачек пластин. На рис. 4 показаны типичные картины магнитной ДС на поверхностях $\{100\}$ и $\{110\}$ полидвойникового кристалла FePt, состоящего из крупных пачек полидвойниковых пластин с регулярной в макроскопическом масштабе микроструктурой. Каждому сечению пачки пластин соответствует своя, вполне определенная конфигурация магнитной ДС, в которой можно выделить основные и дополнительные (поверхностные) домены. На плоскости базиса пачки основные домены имеют вид полос, ориентированных вдоль направлений $\langle 111 \rangle$ с дополнительной структурой "гребешков" (рис. 4,д). На призматических сечениях пачек наблюдаются основные домены зигзагообразной формы (рис. 4,а—в, е). Угол зигзага часто близок $\pi/2$, но может заметно изменяться вдоль нормали к базису пачки. В сечении (010) в чередующихся через одну пластинах (рис. 4,з) ДС вообще не выявляется. Как уже указывалось выше (см. п. 3.1), такие пластины состоят из C -доменов с тетрагональными осями C , лежащими в плоскости наблюдения, и не дают вклада в полярный магнитооптический эффект Керра. Небазисные сечения пачек различаются также конфигурацией поверхностных магнитных доменов (рис. 4,з, е).

Прежде всего отметим наиболее характерную особенность наблюдаемых доменных структур. В то время как толщина C -доменов элементарных областей упорядоченной фазы с однородной кристаллической структурой составляет доли микрона (см. рис. 1, а, б), ширина магнитных доменов достигает нескольких микрон. Это означает, что каждый магнитный домен является макродоменом и охватывает большое число кристаллических C -доменов, отличающихся ориентацией ОЛН. Экспериментально этот вывод подтверждается рис. 5, на котором представлены электронно-микроскопические фотографии фрагментов ДС типа "гребешков" (рис. 5,а), листиков (рис. 5,б) и зигзагов (рис. 5,в), полученные с помощью магнитных реплик. Тонкопорошковая суспензия обнаруживает внутреннюю структуру пластин и дает информацию о взаимном расположении макродоменных стенок и границ C -доменов на различных сечениях пачек пластин. Из рис. 5,а видно, что на базисе пачки макродоменные стенки основных макродоменов ориентированы вдоль следов границ C -доменов (сравни с рис. 4,д), а на призматических (рис. 5,в) и пирамидальных плоскостях (рис. 5,з) пересекают границы C -доменов под значительным углом (сравни с рис. 4,в и з соответственно).

Выше отмечалось, что на инвариантных границах C -доменов формируются магнитные доменные стенки неелевского типа. Кристаллические C -домены являются магнитными микродоменами. Как показано в наших работах [16 — 20], градусность микродоменных стенок зависит от толщины C -доменов и констант материала, но при толщине $d \geq 0,02$ мкм приближенно можно считать эти стенки 90-градусными. Таким образом, в регулярной двойниковой

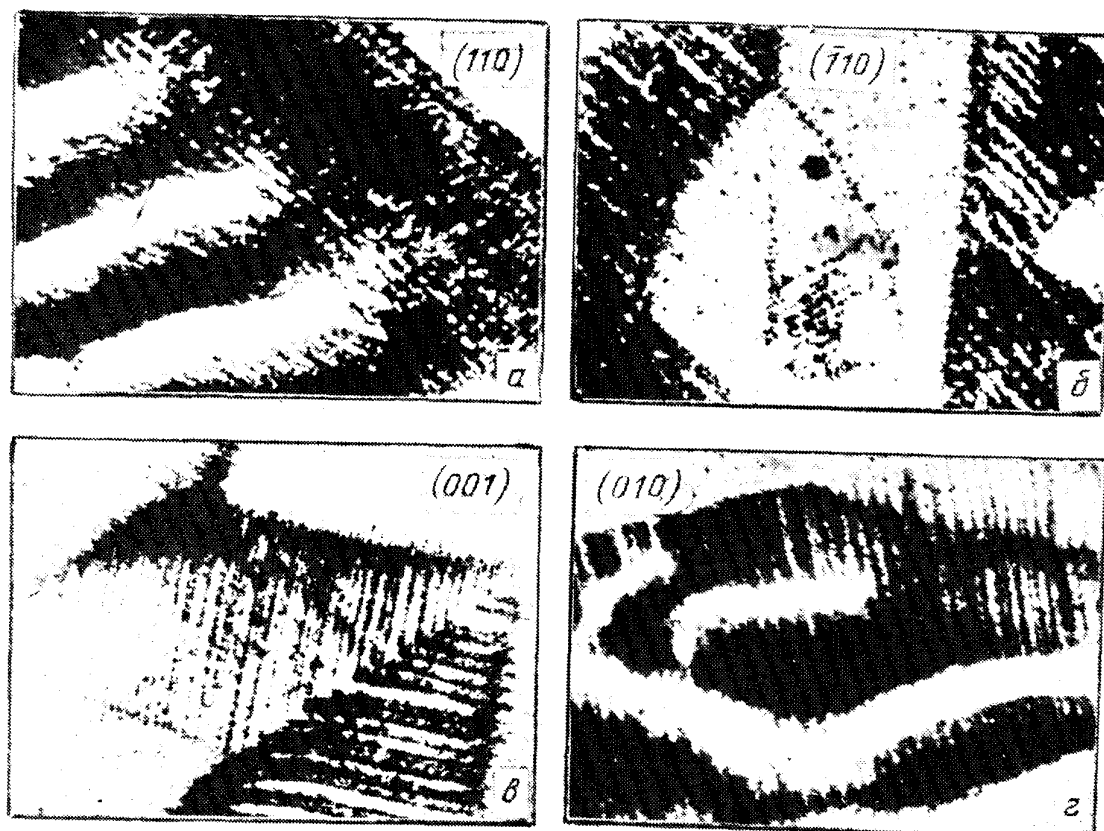


Рис. 5. Магнитная доменная структура полидвойникового кристалла FePt, выявленная с помощью реплик Крейка на тех же плоскостях пачки, что и на рис. 4. *а* — (110), *б* — (110) *в* — (001) *г* — (010)

системе пластинчатых одноосных обменно-взаимодействующих кристаллов возникает такая же ситуация, как и в многоосном ферромагнетике [32, 33]: существование суммарного магнитного момента в системе 90-градусных микродоменов приводит к возникновению макродоменной магнитной структуры с блоховскими 180-градусными стенками внутри *C*-доменов. Из прямых наблюдений ДС следует, что магнитно независимыми областями упорядоченной фазы служат не отдельные *C*-домены, а пластины и (или) пачки полидвойниковых пластин, выросших из одного центра упорядочения. Магнитная ДС носит кооперативный характер. Если бы *C*-домен являлся изолированной областью упорядоченной фазы, ширина магнитных доменов в соответствии с теорией тонких пластинчатых кристаллов должна была бы составлять лишь доли микрона [34].

На рис. 6 показаны картины кооперативной магнитной ДС на различных кристаллографических плоскостях монокристалла CoPt, нагретого до 1000°C и охлажденного от 850 до 750°C за шесть часов с последующей закалкой в воде. После такой обработки кристалл имеет очень неоднородную по размеру и внутреннему строению микроструктуру и низкие гистерезисные свойства ($H_c = 160$ кА/м, $j_r = 0,3$ [35]). Наряду с зигзагообразной ДС, рассмотренной выше (рис. 6, *а*), в кристалле CoPt появляются новые по сравнению с FePt конфигурации ДС. Так, например, на сечении (010) макродоменные магнитные стенки расположены вдоль границ полидвойниковых пластин (рис. 6, *б*), в то время как в соответствующей пачке кристалла FePt микродоменные стенки наклонены к границам пластин под углом $\approx \pi/4$

(рис. 4,з). На поверхности (110) кристалла CoPt магнитная ДС по своему общему виду напоминает лабиринтарную ДС на базисной плоскости массивного одноосного ферромагнетика (рис. 6,в). И лишь при детальном рассмотрении обнаруживаются микроучастки с более или менее регулярной ДС, отличающиеся между собой средней ориентацией макродоменных стенок.

Сравнивая микроструктуру и ДС кристаллов FePt и CoPt, можно заключить, что возникновение новых конфигураций ДС связано с изменением толщины *C*-доменов, внутреннего строения и размера двойниковых систем и, как следствие этого, изменением кристаллографической ориентации 180-градусных магнитных стенок.

3.3. Доменная структура кристаллов с высокодисперсной двойниковой микроструктурой. После закалки в воде от 1000°C и последующего изотермического отжига при 660°C в течение 20 — 60 мин в кристалле CoPt формируется упорядоченная фаза, которая состоит из высокодисперсных блоков *C*-доменов. Наиболее характерной для такого состояния упорядоченного кристалла CoPt является нерегулярная лабиринтообразная ДС. Минимальный размер магнитных доменов *D* может быть сравним с пределом разрешения оптического микроскопа. Существенно отметить, что на двух взаимно перпендикулярных плоскостях (110) и (001) ДС практически неразличимы по своему виду [31]. Картина ДС на поверхности {110} приведена на рис. 7,а. Из сравнения ДС и микроструктуры CoPt (рис. 1,з и рис. 7,а) следует, что ширина магнитных доменов значительно превышает не только размеры отдельных *C*-доменов, но и линейные размеры самих регулярных систем *C*-доменов. Таким образом, один магнитный домен охватывает несколько блоков *C*-доменов и является макродоменом. Возможной расшифровкой магнитной ДС кристалла CoPt в этом случае может служить схема, представленная на рис. 7,б. Видно, что макродоменные стенки, обозначенные на схеме жирными линиями, расположены только на границах блоков *C*-доменов, в отличие от ДС кристаллов FePt и CoPt, показанной на рис. 4 — 6, где доменные стенки находятся в объеме регулярных систем *C*-доменов.

Вблизи температуры Кюри естественными местами возникновения маг-

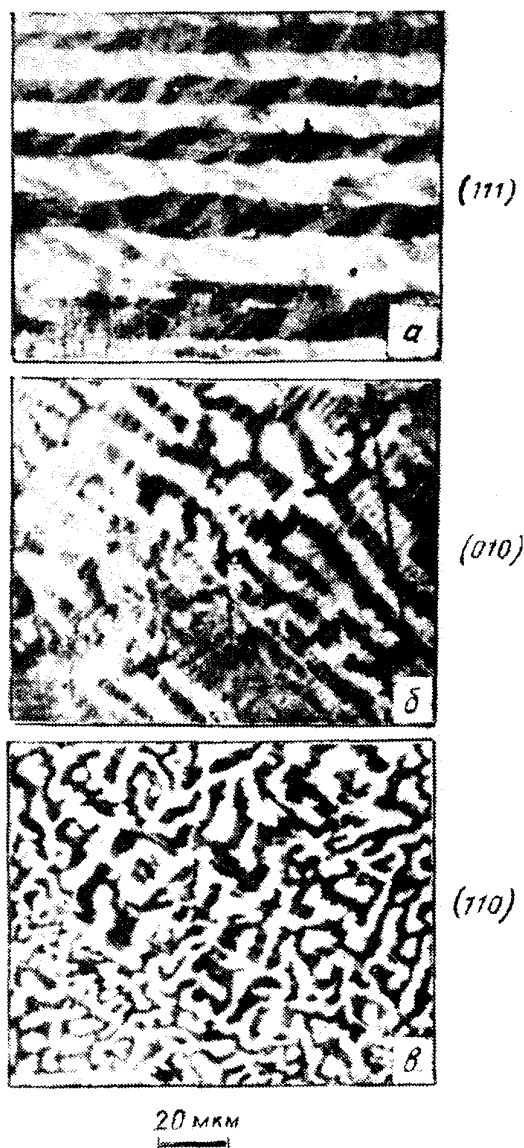


Рис. 6. Магнитная доменная структура полидвойникового кристалла CoPt после охлаждения от 850 до 750°C за 6 ч и последующего отжига при 750°C, 4 ч. ДС выявлена методом полярного эффекта Керра на плоскостях {111} (а), {010} (б), {110} (в)

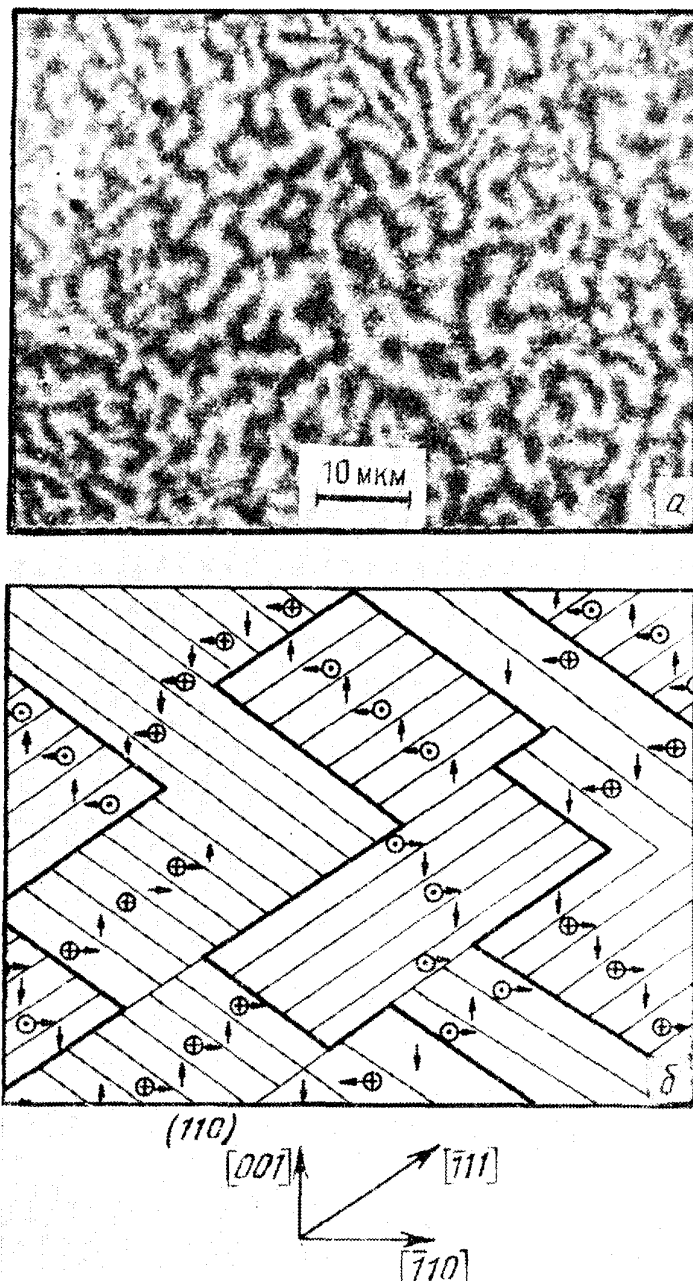


Рис. 7. Магнитная ДС полидвойникового кристалла CoPt после отжига 660°C , 30 мин, выявленная методом полярного эффекта Керра (а) и ее расшифровка (б) на поверхности (110). Тонкими линиями показаны границы С-доменов, толстыми — макродоменные стенки. Обозначения ориентации векторов намагниченности в С-доменах относительно наблюдаемой поверхности: \downarrow, \uparrow — параллельно, \odot, \otimes — под углом $\pi/4$

нитных доменных стенок являются границы блоков С-доменов с внутренними напряжениями. По мере дальнейшего понижения температуры $T < T_c$ внутренние напряжения затрудняют перераспределения доменных стенок в соответствии с температурным изменением намагниченности насыщения M_s и константы магнитной анизотропии K . Поэтому ДС в терморазмагниченном кристалле CoPt, обработанном на оптимальные гистерезисные свойства, не является равновесной.

Итак, в полидвойниковых кристаллах FePt и CoPt с различной дисперсностью двойниковых систем и образующих их С-доменов существуют магнитные домены различных порядков. Это магнитные микродомены, совмещенные с кристаллическими С-доменами, и магнитные макродомены, охватывающие большое число С-доменов. Другими словами, иерархии в микроструктуре упорядоченных сплавов (С-домены—блоки—пластины—пачки), которая возникает при фазовом превращении ГЦК—ГЦТ, соответствует иерархия и в магнитной ДС. Кооперативные явления, т.е. процессы самоорганизации в ферромагнитной двойниковой системе, обусловлены обменным и магнитостатическим взаимодействиями на двойниковых границах С-доменов.

4. Магнитные доменные стенки в полидвойниковом кристалле

Из вышесказанного ясно, что ферромагнитный полидвойниковый кристалл содержит магнитные микродоменные стенки, совмещенные с границами кристаллических C -доменов, и магнитные макродоменные стенки, пересекающие большое число C -доменов. Рассмотрим особенности структуры тех и других стенок.

4.1. Микродоменные стенки. Микродоменные магнитные стенки, закрепленные на двойниковых границах, по своей структуре похожи на обычные доменные границы, но в то же время качественно отличаются от них тем, что не смещаются в магнитном поле. В [15 — 18] получены аналитические выражения для энергии стенок блоховского B и неелевского N типов во всем интервале толщин C -доменов. Показано, что для сплавов CoPt , FePt , FePd энергетически наиболее выгодны "замороженные" стенки неелевского типа N . Мы приведем лишь приближенные выражения для энергии этих стенок, которые справедливы, начиная с относительных толщин C -доменов $\xi_0 = d/\delta_0 \geq 5$ ($\delta_0 = (A/K)^{1/2}$ — параметр Ландау—Лифшица, характеризующий ширину магнитной доменной стенки). В [15, 16] рассмотрены неелевские стенки двух типов N_1 и N_2 . Доменные стенки N_1 характеризуются тем, что в центре двойниковой границы магнитный момент направлен вдоль нормали к плоскости границы. Магнитостатическая энергия, связанная с образованием такой стенки, мала, и ее вкладом в общую энергию можно пренебречь [20, 35]. В этом приближении поверхностная плотность энергии неелевской стенки равна

$$\gamma_{N_1}^{2\alpha} = \gamma_B^{180}(1 - \cos \alpha); \quad (1)$$

$\gamma_B^{180} = 4K\delta_0$ — поверхностная плотность энергии 180-градусных стенок Блоха в одноосном кристалле. При $\alpha = \pi/4$

$$\gamma_{N_1}^{90} = 0,3\gamma_B^{180}. \quad (2)$$

Если бы на двойниковых границах C -доменов возникал магнитный переходный слой Блоха, то поверхностная плотность энергии была бы равна

$$\gamma_B^{2\alpha} = \gamma_B^{180} \sin^2 \alpha \left[2 - (1 - \cos^2 \alpha)^{1/2} - 2 \frac{\cos^2 \alpha}{\sin \alpha} \ln \frac{\sin \alpha + (1 + \cos \alpha)^{1/2}}{\sqrt{2}(1 + \sin \alpha)} \right]. \quad (3)$$

Для $\alpha = \pi/4$ имеем

$$\gamma_B^{90} \approx 0,5\gamma_B^{180}. \quad (4)$$

Следовательно, $\gamma_{N_1}^{90} < \gamma_B^{90}$, что оправдывает существование стенок Нееля N_1 на двойниковых границах.

Характерной особенностью строения стенок N_2 является то, что в центре двойниковой границы вектор \mathbf{M} лежит в плоскости стенки. Поверхностная плотность энергии этих стенок равна

$$\gamma_{N_2}^{2\alpha} = \chi \gamma_B^{180}, \quad (5)$$

$$\chi = \left[a^{1/2} + \frac{(a+b)^{1/2}}{2} \right] + \frac{1}{8} \xi_0 (1 - \eta - a); \quad (6)$$

$$a = (b^2 + \sin^2 \alpha)^{1/2}, \quad b = \eta + \cos 2\alpha, \quad \eta = 2\pi M_s^2 / K. \quad (7)$$

При заданном угле двойниковой разориентации ОЛН энергия неелевской стенки N_2 определяется параметром магнитостатического взаимодействия η [17] и тем выше, чем больше η .

4.2. Макродоменные стенки. Макродомены разделены 180-градусными блоховскими стенками. Исходя из общих представлений можно полагать, что средняя ориентация и полная энергия макродоменной стенки в пачке полидвойниковых пластин зависит от кристаллографической ориентации ее 180-градусных участков внутри С-доменов и магнитной структуры областей пересечения 180-градусных блоховских и 90-градусных неелевских стенок.

На рис. 8 схематически показаны возможные конфигурации макро-ДС

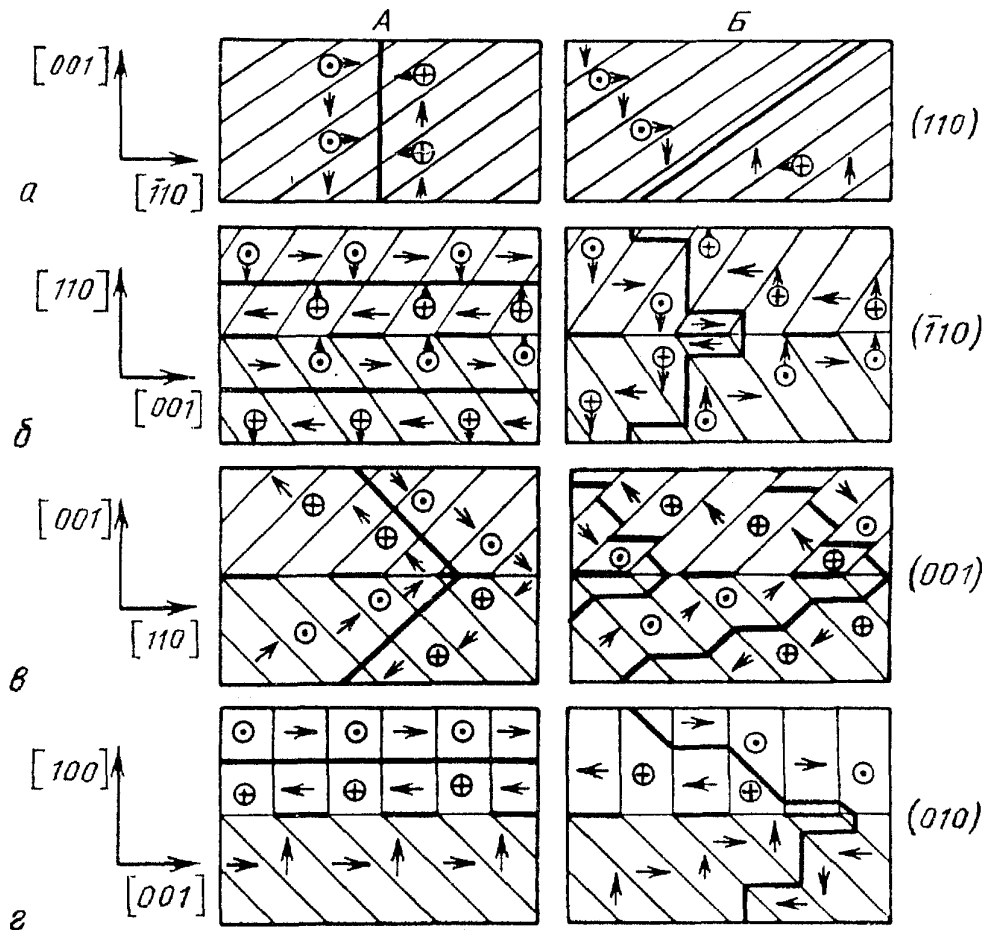


Рис. 8. Схематическое изображение возможных конфигураций основных макродоменов на некоторых плоскостях пачки полидвойниковых пластин. За базис пачки выбрана плоскость (110). Тонкими линиями показаны границы С-доменов, жирными — 180-градусные участки макродоменных магнитных стенок. А — плоскостями 180-градусных стенок служат плоскости (100) и (010), чередуясь в смежных пластинах. Б — Плоскостями 180-градусных стенок служат плоскости {110}

на основных кристаллографических плоскостях пачки полидвойниковых пластин с базисом (110) для случаев, когда 180-градусные стенки в C -доменах расположены по плоскостям типа {100} (колонка A) или по плоскостям {110} (колонка B). Видно, что на некоторых плоскостях средние ориентации макродоменных стенок в обоих случаях могут быть близкими или даже совпадать (см., например, плоскость (001) на рис. 8, A и 8, B). Однако на базисной (110) и пирамидальной (010) плоскостях ДС сильно различаются средними ориентациями макродоменных стенок (ср. рис. 8, A_1 и B_1 , A_2 и B_2).

Опыт показывает, что конфигурации ДС типа A наблюдаются в тех пачках полидвойниковых пластин, которые состоят из C -доменов значительной толщины $d \gtrsim 1$ мкм [31]. Полидвойниковые пластины с такой ДС были обнаружены на поверхностях {110} и {010} кристалла CoPt (ср., например, схему рис. 8, A_2 и рис. 6, б). В кристалле FePt, где толщина C -доменов составляет $d \sim 0,1$ мкм, конфигурации типа A не реализуются. Лучше всего наблюдаемые в FePt конфигурации ДС согласуются со схемами, приведенными на рис. 8, B . Таким образом, наиболее вероятными плоскостями 180-градусных макродоменных магнитных стенок в сплаве FePt являются {110}. При этом можно указать на два типа макродоменных стенок, отличающихся их средней ориентацией относительно плоскости сочленения полидвойниковых пластин (рис. 8, B , плоскость (001)). Стенки первого типа (1) состоят только из 180-градусных стенок Блоха и областей их пересечения с 90-градусными стенками Нееля N_1 . Макродоменные стенки второго типа (2) включают участки заряженных 90-градусных магнитных стенок. Можно полагать, что магнитная структура этих участков подобна распределению намагниченности в стенках Нееля N_2 . Общая площадь 180-градусных участков B в макродоменных стенках (1) существенно больше, чем в стенках (2), но стенки первого типа не содержат заряженных неелевских участков. В [36] для частного случая дана теоретическая оценка относительной критической толщины C -доменов ξ_0 , ниже которой энергетически невыгодно существование макродоменной стенки второго типа. Для сплава FePt это значение равно $\xi_0 = 170$, в то время как для сплава FePd $\xi_0 = 49$, что составляет 0,5 и 0,15 мкм соответственно. Средняя толщина C -доменов в сплаве FePt близка к 0,1 мкм, т.е. существование макродоменной стенки второго типа допустимо теоретически. К сожалению, эта оценка проведена без учета энергии области пересечения блоховских и неелевских стенок $B-N$.

4.3. Пересечение микро- и макродоменных стенок. Области пересечения $B-N$ можно рассматривать как своеобразный аналог известных блоховских линий в блочных доменных стенках магнитных кристаллов. Точный расчет распределения намагниченности в области $B-N$ связан с большими математическими трудностями. При ряде упрощающих предположений оценка энергии $B-N$ дана в работе [38]. Схематическое изображение пересекающихся 180-градусных блоховских и 90-градусных неелевских стенок и принятого для расчета распределения намагниченности в области $B-N$ на плоскости y, z показано на рис. 9 и 10 соответственно.

Согласно [38], плотность энергии области пересечения $B-N$, отнесенная к единице ее длины, равна

$$\gamma_{B-N}^{2\alpha} = \pi \lambda_{B-N}^{2\alpha} \delta_{\theta} \gamma_{\varphi}, \quad (8)$$

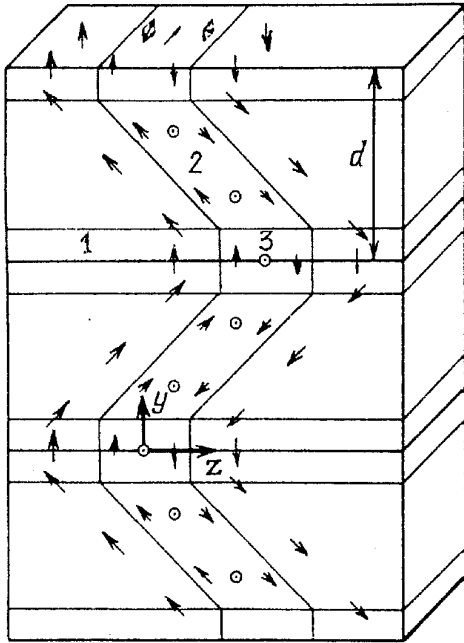


Рис. 9. Расположение магнитных доменных стенок в полидоменном кристалле. 1 — стенка Нееля (N_1), закрепленная на двойниковой границе; 2 — 180-градусная макродоменная стенка Блоха (B); 3 — область пересечения стенок Блоха и Нееля ($B-N$). Ось x перпендикулярна плоскости рисунка

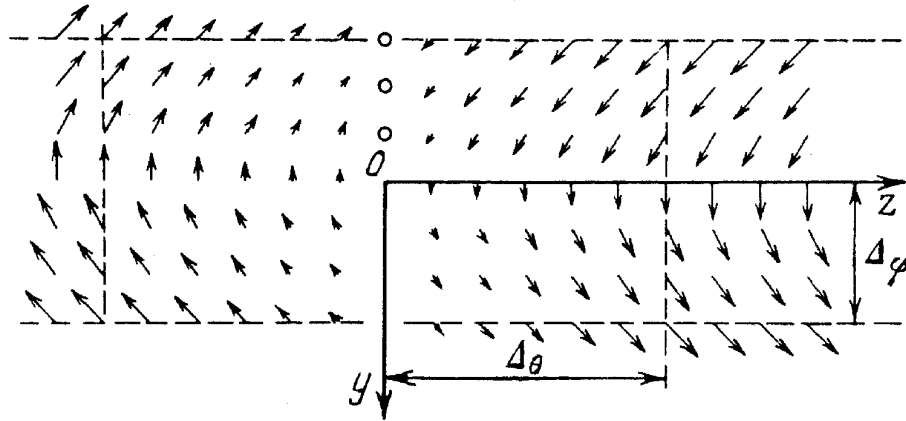


Рис. 10. Схематическое изображение распределения проекций векторов намагниченности M на плоскости y, z в области пересечения доменных стенок Блоха и Нееля

где

$$\gamma_\varphi = 4K\delta_\varphi, \quad (9)$$

$$\lambda_{B-N}^{2\alpha} = \left[\frac{\alpha}{\sin \alpha} \operatorname{th} \frac{\pi}{2} + \left(\frac{\pi}{2} - \operatorname{th} \frac{\pi}{2} \right) \sin^2 \alpha \frac{\operatorname{th}(\alpha/\sin \alpha)}{1 + \cos \alpha \cdot \operatorname{th}(\alpha/\sin \alpha)} \right], \quad (10)$$

$$\delta_\varphi^2 = \frac{A_1 \sin^2 \alpha + A_2 \cos^2 \alpha}{\gamma k}, \quad \delta_\theta = \frac{A_1 \cos^2 \alpha + A_2 \sin^2 \alpha}{2k}, \quad (11)$$

A_1 и A_2 — параметры обменного взаимодействия вдоль тетрагональной оси и в базисной плоскости кристалла соответственно, φ и θ — азимутальный и полярный углы, определяющие ориентацию вектора намагниченности в области $B-N$. Изменение углов φ и θ происходит в интервале $2\Delta_\varphi \cdot 2\Delta_\theta$ (см. рис. 10):

$$\Delta_\varphi = (\alpha/\sin \alpha)\delta_\varphi, \quad \Delta_\theta = (\pi/2)\delta_\theta. \quad (12)$$

При $2\alpha = \pi/2$ энергия γ_{B-N}^{90} меньше плотности энергии однородной 180-

градусной блоховской стенки и составляет $0,755\gamma_B^{180}$. Из найденного соотношения $\gamma_{B-N}^{90} < \gamma_B^{180}$ прямо следует, что подвижная макродоменная стенка будет иметь тем меньшую суммарную энергию, чем большее число двойниковых границ она пересекает. Отсюда можно не только указать на новый, ранее не учитываемый вклад в магнитный гистерезис за счет задержки смещения доменных стенок на участках с наибольшей плотностью двойниковых границ, но и найти в явном виде связь коэрцитивной силы H_c с параметрами двойниковой микроструктуры [39].

4.4. Микродоменные стенки в магнитном поле. Прежде чем переходить к рассмотрению поведения ДС в процессе перемагничивания двойниковых систем, логично проанализировать изменение структуры микродоменных стенок в магнитном поле. Однако в этом вопросе сделано на сегодня очень мало. Наиболее полно исследована теоретическая структура микродоменных стенок, закрепленных на двойниковых границах [16]. Приведем некоторые результаты, относящиеся к одной стенке ($d \rightarrow \infty$) в магнитном поле, перпендикулярном ее плоскости.

В поле, параллельном собственному магнитному моменту стенки типа N_1 (рис. 11,а, схема вверху), с ростом

$$h = \frac{H}{H_a} = \frac{H}{K/M_s}$$

"градусность" стенки (угол θ на рис. 11,б) и плотность энергии (рис. 11,в) уменьшаются. В отрицательном поле, наоборот, та и другая величина растут.

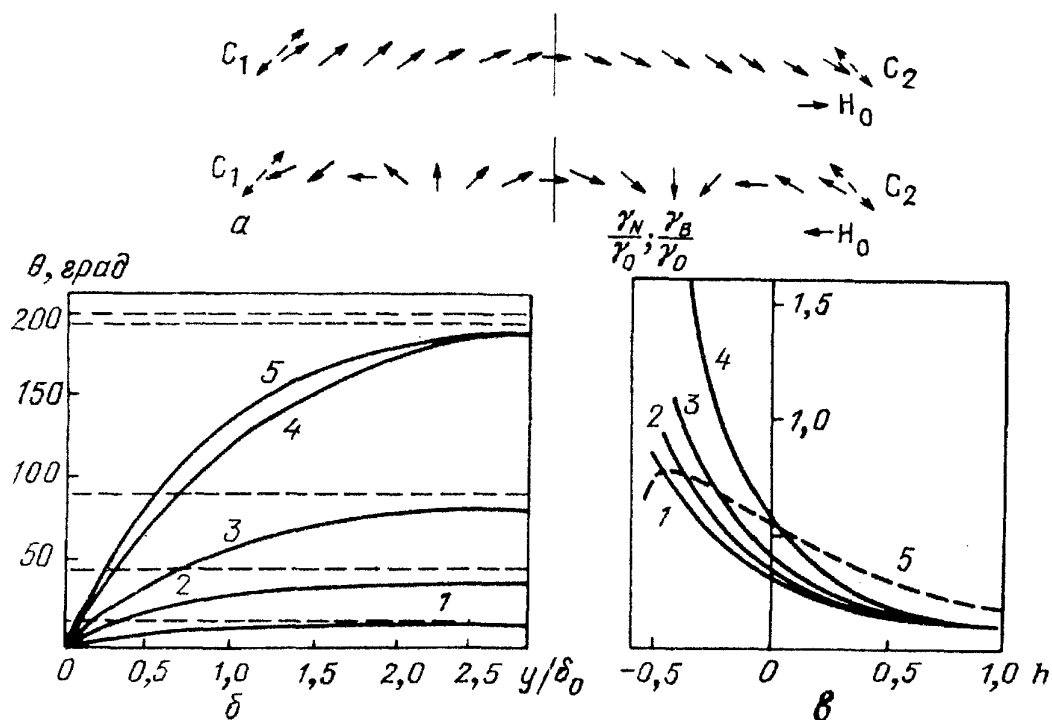


Рис. 11. Поведение микродоменных стенок в магнитном поле. а — Схематическое распределение векторов M в неелевской микродоменной стенке; вверху — до скачка, внизу — после скачка намагниченности в отрицательном магнитном поле. б — Зависимость полярного угла θ в неелевской микродоменной стенке (N_1) от приведенной координаты y/δ_0 для различных по величине и знаку приведенных магнитных полей $h = 2,0$ (1), 0 (2), $-0,5$ (3), $-1,0$ (4) и $-2,0$ (5) для случая $\alpha = 45^\circ$, $\eta = 1$. в — Зависимость энергий стенок блоховского (штриховая линия) и неелевского (сплошные) типов от полей $h = 0,5$ (1), 1,0 (2), 3,0 (3) и 10 (4) для $\alpha = 45^\circ$, $\eta = 1$

В поле $h = -0,5$ скачком меняется ориентация намагниченности \mathbf{M} в доменах. Вследствие этого распределение векторов намагниченности \mathbf{M} в стенке становится сложным (схема внизу на рис. 11, а). При переходе через двойниковую границу вектор \mathbf{M} вращается на $360^\circ + 2\theta$. Энергия стенки увеличивается в несколько раз и продолжает расти с увеличением $|-h|$. Противоположный результат получается для стенки блоховского типа.

На рис. 11, в приведена зависимость $(\gamma_{N_1}/\gamma_0)(h)$ для разных значений параметра $\eta = 2\pi M_s^2/K$ (сплошные линии) и $(\gamma_B/\gamma_0)(h)$ — штриховая линия. Видно, что энергия стенки блоховского типа в отрицательных полях может стать меньше энергии неелевской стенки N_1 . Значит, под воздействием магнитного поля может измениться тип микродоменной стенки.

Итак, в магнитном поле изменяется распределение намагниченности в микродоменной стенке, эффективная ширина и плотность энергии; эти изменения могут носить скачкообразный характер и приводить к сложным распределениям намагниченности в стенке; наконец, при определенных условиях можно ожидать изменения типа микродоменной стенки под действием магнитного поля. Что касается 180-градусных блоховских макродоменных стенок, то влияние поля H на их структуру должно быть в первом приближении таким же, как и на однородную 180-градусную стенку Блоха [40]. Изменение структуры и энергии $B-N$ -линии в магнитном поле не изучено.

5. Изменение кооперативной доменной структуры в магнитном поле

Закономерности изменения ДС в магнитном поле для одной пачки полидвойниковых пластин установлены при изучении ДС на сечениях пачек, различно ориентированных относительно поверхностей наблюдения (110) и (001) образцов-пластинок FePt. Поле H составляло угол ψ с нормалью к базису пачки и угол φ с направлением $[001]$, если оно прикладывалось в плоскости базиса пачки (рис. 12) [41].

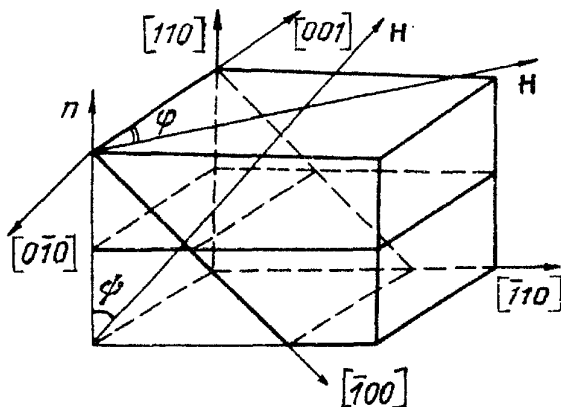


Рис. 12. Расположение пачки полидвойниковых пластин с плоскостью сочленения (110) и ориентация внешнего магнитного поля \mathbf{H} относительно кристаллографических направлений исходного неупорядоченного монокристалла. ψ — угол между направлением \mathbf{H} и нормалью к базису пачки, φ — угол между направлением \mathbf{H} и осью $[001]$ в плоскости базиса пачки

5.1. Намагничивание пачки полидвойниковых пластин. При намагничивании макродоменные стенки смещаются, и макродомены исчезают. Форма стенок и характер их смещения сильно зависят от величины и ориентации внешнего магнитного поля. Если магнитное поле \mathbf{H} направлено вдоль нормали к базису пачки ($\psi = 0$), то зигзагообразные макродоменные стенки смещаются параллельно самим себе, как единое целое, и легко, практически без задержек, скользят вдоль границ полидвойниковых

пластин. Намагничивание заканчивается уже в полях $H_s \approx 200$ кА/м (рис. 13,б, в); H_s — поле исчезновения макродоменной магнитной структуры.

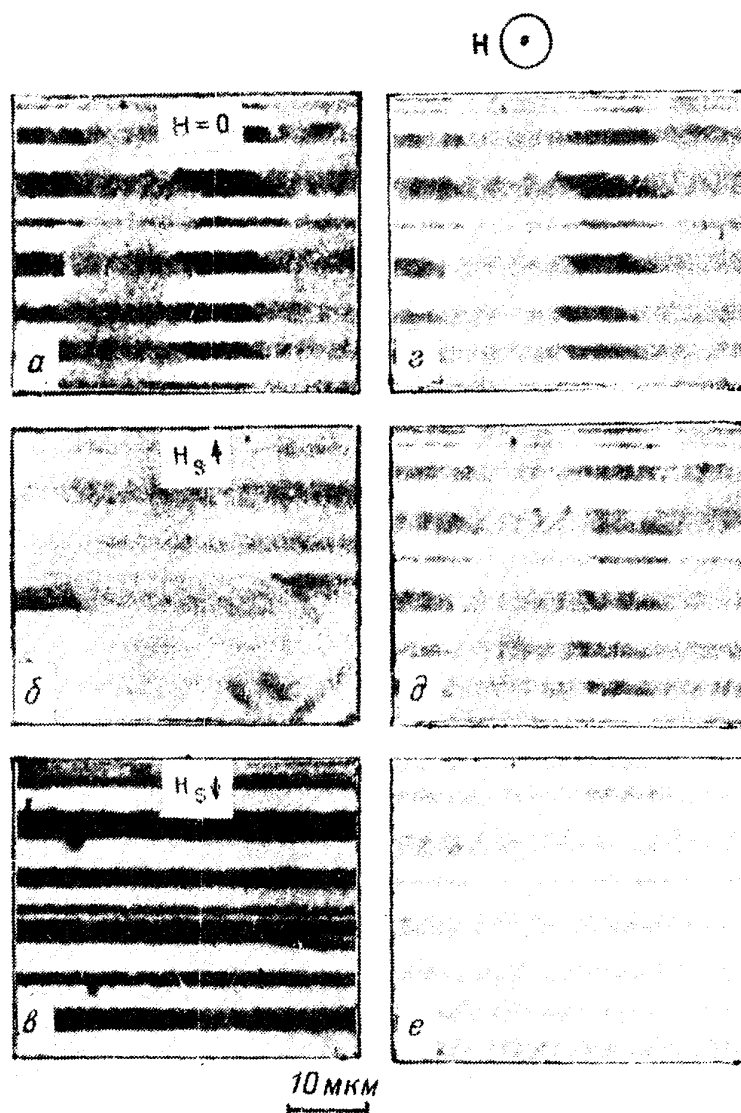


Рис. 13. Изменение магнитной ДС на поверхности (001) пачки полидвойниковых пластин при намагничивании кристалла FePt. Поле H направлено по нормали к базису пачки (б, в) или параллельно плоскости базиса (г-е) и равно: 0 (а), $H_s = 200$ кА/м (б), $-H_s$ (в), 280 (г), 416 (д) и 528 кА/м (е)

Схема изменения ДС для $\psi = 0$ показана на рис. 14,а—в. После намагничивания поверхность (001) пачки полидвойниковых пластин имеет окраску того из зигзагообразных макродоменов (серого или черно-белого; см. рис. 13,а и 14,а), в котором ориентация суммарной намагниченности совпадает с направлением приложенного поля. Так, например, в поле H_s , направленном по нормали вверх к базису пачки, смежные пластины практически неразличимы по контрасту (рис. 13,б), а в поле H_s обратного знака (рис. 13,в и 14,в) имеют максимальный контраст.

Изменение угла между нормалью к базису пачки и направлением внешнего магнитного поля достигается путем поворота образца вокруг оптической оси микроскопа. Хотя при этом в результате изменения положения плоскости поляризации относительно кристаллографических направлений образца происходит изменение контраста между макродоменами, указанный выше характер смещения макродоменных стенок сохраняется во всем интервале углов $0 < \psi < \pi/4$.

Если магнитное поле прикладывается под углом $\pi/4 < \psi < 3\pi/4$ или в плоскости базиса пачки, поведение ДС носит более сложный характер. В слу-

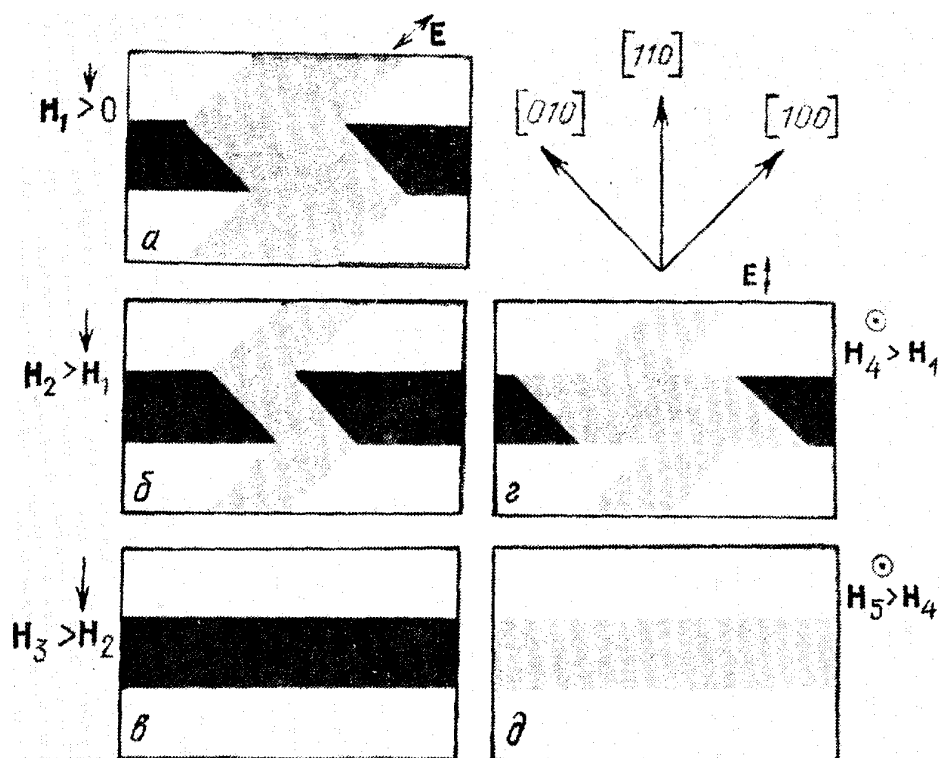


Рис. 14. Схема изменения ДС на поверхности (001) пачки полидвойниковых пластин кристалла FePt в магнитном поле различной ориентации. а, б — Поле \mathbf{H} перпендикулярно базису пачки ($\psi = 0$). в, г — Поле \mathbf{H} параллельно базису пачки ($\varphi = 0$)

чае, если поле направлено перпендикулярно поверхности наблюдения (001), т.е. лежит в плоскости базиса пачки ($\varphi = 0$), объем тех макродоменов или их фрагментов, составляющая намагниченности которых параллельна полю \mathbf{H} , должен увеличиваться, а объем фрагментов с противоположной полю намагниченностью — уменьшаться. В соответствии с расшифровкой ДС (см., например, рис. 8, бв) участки одной и той же макродоменной стенки в соседних пластинах должны смещаться в разные стороны. Схема предполагаемого изменения ДС показана на рис. 14, г, д. Судя по картине реальной ДС (рис. 13, г-е) в действительности так и происходит, однако смещение доменных стенок при заданной геометрии опыта сильно затруднено. До полей $H = 80$ кА/м существенного изменения ДС не происходит (см. рис. 13, а), затем стенки белых фрагментов начинают смещаться, заметно изгибаясь внутри полидвойниковых пластин (рис. 13, г, д). На границах пластин наблюдается сильное закрепление макродоменных стенок. Стенки черных фрагментов практически не смещаются. В полях $H = 400$ кА/м движение стенок белых фрагментов приостанавливается, и дальнейшее перемагничивание осуществляется путем возникновения областей, намагниченных в направлении поля, внутри доменов с противоположной полю намагниченностью (серых внутри черных и белых внутри серых фрагментов (рис. 13, д)). В результате картина зигзагообразных макродоменов (рис. 13, а) переходит в картину белых и серых (или серых и черных) полос (рис. 13, е). Судя по контрасту в поляризованном свете, процесс намагничивания заканчивается в полях 700 — 800 кА/м. Однако не исключено, что остатки макродоменов сохраняются на

границах пластин и в более высоких полях.

Согласно теории [42], смещение доменной стенки наиболее затруднено, если плоскость дефекта и доменной стенки совпадают. Этот вывод можно отнести к макродоменным стенкам, расположенным на границах полидвойниковых пластин (см. рис. 8,Б). Однако, как показывает опыт, смещение макродоменных стенок, наклоненных к границам пластин, также затруднено. Наблюдаемая задержка в смещении макродоменных стенок связана, по-видимому, с взаимодействием подвижных 180-градусных стенок Блоха с 90-градусными стенками Нееля, "замороженными" на двойниковых границах.

5.2. Два типа микродоменной структуры. Судя по наблюдениям ДС, в полях $H > H_s$ достигается квазинасыщенное состояние — мак-

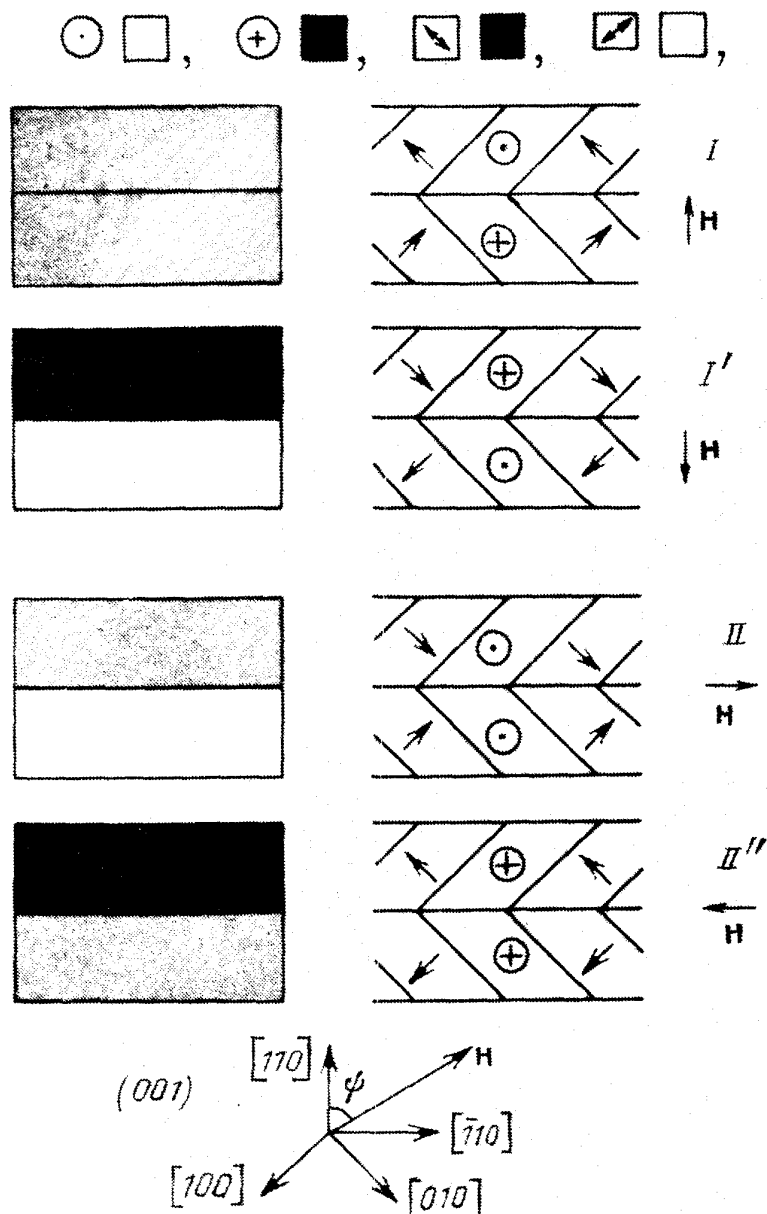


Рис. 15. Расшифровка микродоменной структуры на поверхности (001) полидвойникового кристалла FePt при различных ориентациях внешнего поля $H > H_s$ относительно базиса пачки (110). а, б — Поле H перпендикулярно базису пачки ($\psi = 0^\circ$). в, г — Поле H параллельно базису пачки ($\psi = 90^\circ$)

родоменные стенки внутри полидвойниковой пластины исчезают, и пластина становится макрооднодоменной (см. рис. 13,б, в и 14,в, д). Однако микродоменная структура может существовать вплоть до полей, сравнимых с полем анизотропии H_a . Микродомены не разрешаются в оптический микроскоп, так как толщина С-домена составляет $\sim 0,1$ мкм. Анализ картин контраста на одном и том же сечении пачки пластин при различных направлениях внешнего поля $H \geq H_s$ позволяет дать расшифровку микродоменной магнитной структуры пластин. При этом полагалось, что контраст на полидвойниковой пластине формируется путем простой суперпозиции контрастов от отдельных С-доменов, образующих пластину (см. п. 3.1). Считалось также, что отклонение векторов намагниченности от ОЛН в центре толстых С-доменов ($d \approx \approx 0,1$ мкм) за счет обменного взаимодействия [16 — 21] и в магнитном поле $H = 0,1H_a$ [2 — 4] составляет небольшую величину. Эти отклонения не учитывались при расшифровке.

При различных направлениях внешнего поля обнаружены устойчивые (I, I') и метастабильные (II, II') квазинасыщенные состояния, отличающиеся микродоменной структурой (рис. 15,а—г). Состояние I(I') формируется при намагничивании пачки в интервале углов $0 < \psi < \pi/4$ и характеризуется отсутствием магнитных зарядов и образованием микродоменных стенок N_1 на двойниковых границах С-доменов (рис. 15,а, б). Состояние II(II') реализуется при намагничивании в интервале $\pi/4 < \psi < \pi/2$ (рис. 15,в, г). В этом случае на границах полидвойниковых пластин возникают магнитные заряды и образуются заряженные стенки Нееля N_2 . Существование аналогичных магнитных состояний было предсказано теоретически при расчете процесса перемагничивания двойниковой системы в модели однородного вращения векторов намагниченности с учетом магнитостатического взаимодействия [20, 22 — 24].

5.3. Перемагничивание пачки полидвойниковых пластин. Два типа макродоменной магнитной структуры. Перемагничивание пачки полидвойниковых пластин состоит в переходе от одного макродоменного состояния к другому ($I \rightleftharpoons I'$, $II \rightleftharpoons II'$) и осуществляется путем образования и роста макродоменов.

5.3.1. Доменная структура полидвойниковых пластин в магнитном поле, перпендикулярном базису пачки. На рис. 16 показана картина изменения ДС на базисной плоскости (110) пачек полидвойниковых пластин кристалла FePt в магнитном поле H , перпендикулярном этой поверхности ($\psi = 0$). Как правило, основные домены возникают скачком, в местах стыка пачек полидвойниковых пластин и имеют вид полос, ориентированных по различным направлениям $\{111\}$ (рис. 16,а). Чем больше таких центров возникновения ДС, т.е. чем меньше размер пачек пластин с регулярной микроструктурой, тем менее регулярной становится ДС, так как доменные стенки очень часто располагаются по границам пачек. При дальнейшем уменьшении магнитного поля происходит возникновение новых макродоменов (рис. 16,б) и смещение макродоменных стенок (рис. 16,в).

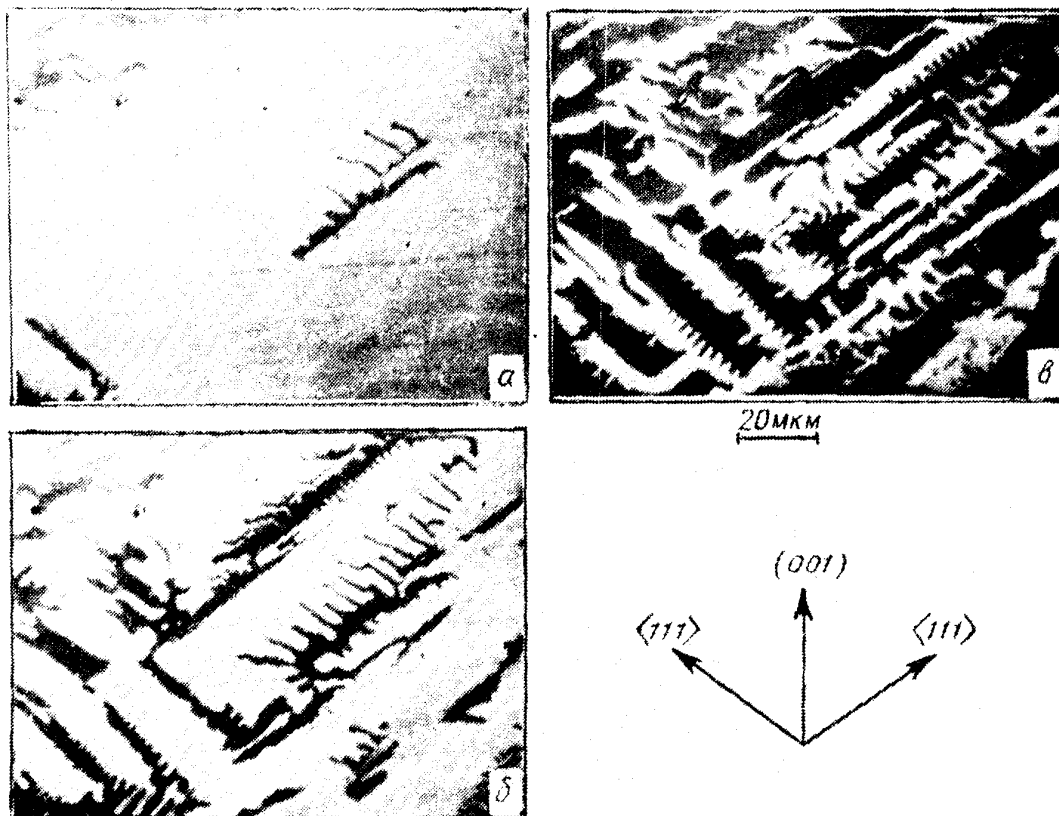


Рис. 16. Изменение магнитной ДС на базисной плоскости (110) пачки полидвойниковых пластин при перемагничивании кристалла FePt. ДС выявлена с помощью полярного эффекта Керра. Магнитное поле H перпендикулярно плоскости базиса и равно: 208 (а), 64 (б) и 80 кА/м (в)

При той же ориентации магнитного поля ($H \parallel [110]$) на плоскости (001) \perp (110) можно наблюдать возникновение зигзагообразных макродоменов, пронизывающих всю пачку пластин. Вид этих макродоменов и их дальнейшее поведение в магнитном поле совершенно аналогичны описанным в п. 5.1 и показанным на рис. 13,а–в и 14,а–в. На пачках, имеющих, например, серую окраску (рис. 13,б) скачком возникают черно-белые макродомены (рис. 13,а), стенки которых затем очень быстро смещаются в магнитном поле. Коэрцитивная сила определяется в основном полем возникновения макродоменов и, судя по картинам ДС, составляет 25 — 40 кА/м.

Существенно подчеркнуть, что с помощью полярного эффекта Керра изменения намагниченности фиксируются только в тех С-доменах, в которых вектор M имеет значительную нормальную составляющую на поверхности наблюдения [29]. Таким образом, наблюдения ДС на двух взаимно перпендикулярных плоскостях (110) и (001) в совокупности свидетельствуют о том, что при одной и той же ориентации внешнего поля относительно базиса пачки ($H \parallel [110]$) необратимые изменения намагниченности происходят одновременно во всех трех типах С-доменов, образующих пачку полидвойниковых пластин и имеющих взаимно перпендикулярные ОЛН (рис. 8,Б). А это подтверждает наш вывод о том, что отдельные С-домены не являются магнитно независимыми областями упорядоченной фазы. Такими областями служат полидвойниковые пластины и (или) пачки пластин.

Описанный характер изменения ДС при перемагничивании сохраняется для тех сечений пачек пластин, где выполняется условие $0 < \psi < \pi/4$. При этом следует еще раз подчеркнуть, что предпочтительными местами возникновения макродоменов являются стыки пачек и границы полидвойниковых пластин.

Таким образом, перемагничивание пачки полидвойниковых пластин в интервале углов $0 < \psi < \pi/4$, т.е. переход $I \rightleftharpoons I'$, происходит путем скачко-

образного возникновения и роста зигзагообразных макродоменов. Макродомсную структуру, формирующуюся при переходе $I \rightleftharpoons I'$, будем обозначать как $ДС_I$. С точностью до гистерезисных эффектов она аналогична $ДС$, наблюдаемой в терморазмагниченном состоянии (см. рис. 4).

5.3.2. Доменная структура пачки полидвойниковых пластин в магнитном поле, параллельном базису пачки. Для указанной ориентации магнитного поля ($H \parallel (110)$), а также и для интервала углов $\pi/4 < \psi < \pi/2$ характерно, что процесс перемагничивания протекает путем образования двух типов макродоменной магнитной структуры $ДС_{I(I')}$ и $ДС_{II(II')}$, соответствующих двум типам микродоменных магнитных состояний I и II. Приведем несколько примеров, не останавливаясь, однако, на детальном описании и анализе макродоменной структуры $ДС_{II}$.

На рис. 17 показано изменение $ДС$ на призматическом сечении $(\bar{1}10)$ при перемагничивании пачки вдоль направления $[\Gamma 10]$ ($\psi = \varphi = \pi/2$). При такой ориентации внешнего поля H соседние полидвойниковые пластины не различаются по контрасту в поляризованном свете. С уменьшением H от границ

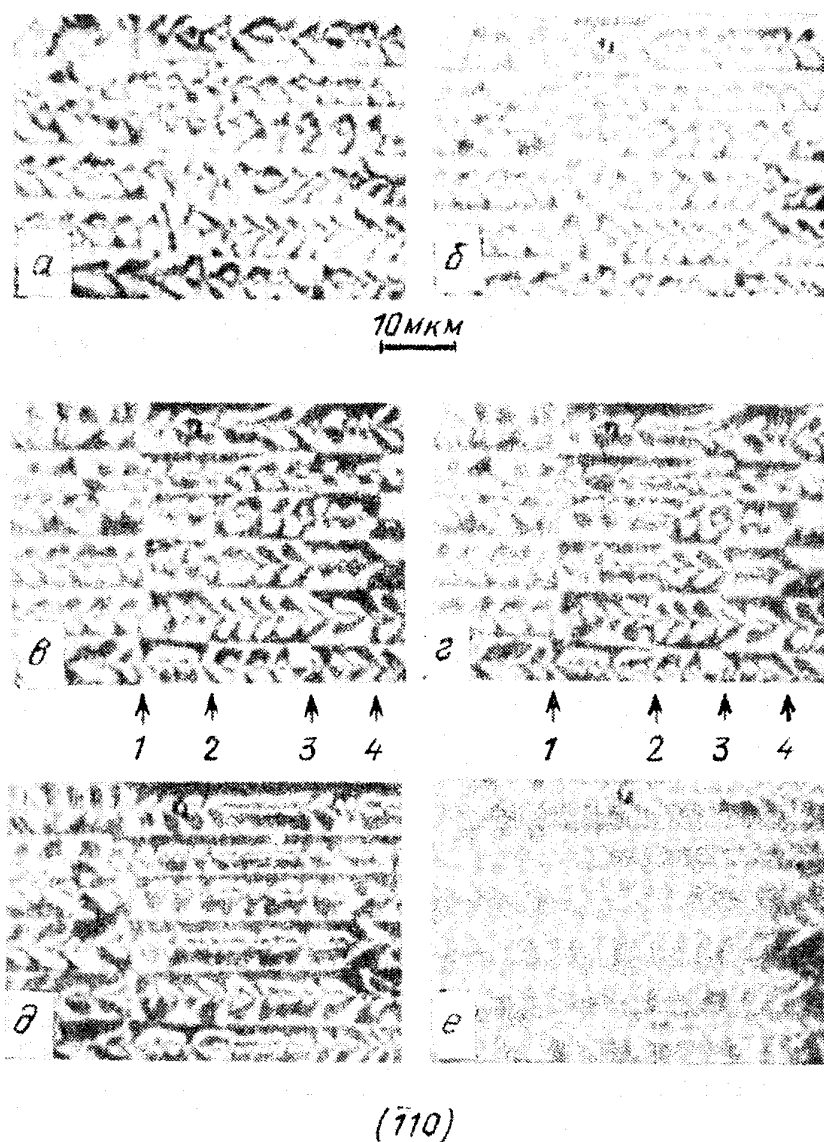


Рис. 17. Изменение магнитной $ДС$ на призматической плоскости $(\bar{1}10)$ пачки полидвойниковых пластин при перемагничивании кристалла FePt. $ДС$ выявлена методом полярного эффекта Керра. Магнитное поле H перпендикулярно поверхности наблюдения ($\psi = \varphi = \pi/2$) и равно: 240 (а), 88 (б), -24 (в), -144 (г), -200 (д) и -332 кА/м (е). Стрелками показано положение макродоменных стенок 1, 2, 3, 4

полидвойниковых пластин разрастаются узкие наклонные макродомены ДС (рис. 17,а), и формируется более сложная структура "лиستиков". Внутри отдельной пластины "листки" имеют одинаковую окраску (рис. 17,б). При последующем снижении H смещение макродоменных стенок ДС_{II} затруднено.

В небольших отрицательных полях скачком возникают широкие зигзагообразные макродомены ДС (рис. 17,в). В каждой пластине их можно различить по разной окраске дополнительных доменов: в темном основном домене — светлые листики, в светлом основном домене — темные листики. При дальнейшем увеличении обратного поля наблюдается некоторое смещение макродоменных стенок ДС_I (ср. рис. 17,в и 17,г, д). После исчезновения ДС_{видна} ДС_{II} рис. 17,е, которая в полях $H > 300$ кА/м также начинает исчезать, стягиваясь к границам пластин.

На рис. 18,а—г приведены картины ДС, наблюдаемые на поверхности

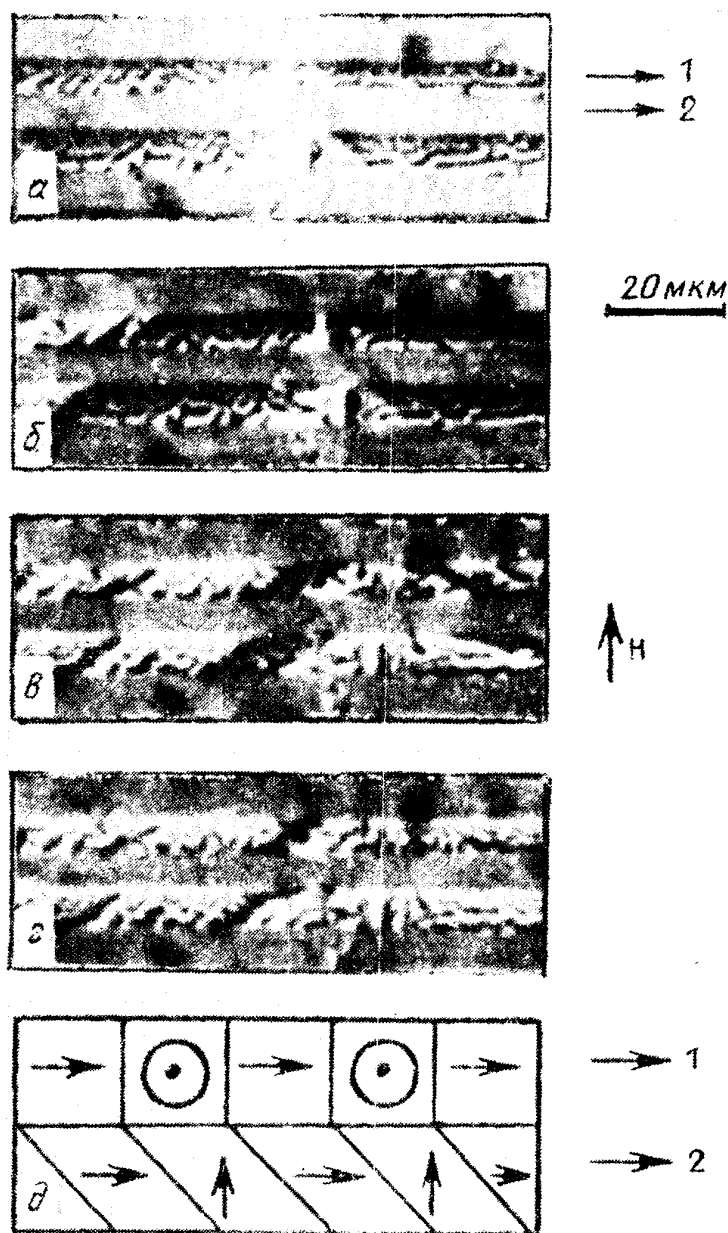


Рис. 18. Изменение магнитной ДС на пирамидальной плоскости (010) пачки полидвойниковых пластин, при перемагничивании кристалла FePt. ДС выявлена с помощью полярного эффекта Керра. Магнитное поле приложено в плоскости (010) перпендикулярно границам пластин и составляет угол $\psi \approx 45^\circ$ с нормалью $[110]$ и равно: 4 (а), -24 (б), -72 (в) и -112 кА/м (г). Внизу дана схема микроструктуры пластин 1 и 2

(010), наклоненной к базису, при изменении магнитного поля, приложенного в плоскости (010) под углом $\psi \approx \pi/4$. Схематическое изображение микро-структуры на этой поверхности показано в нижней части рисунка. После намагничивания и выключения поля на пластине 1 видны макродомены ДС_{II} сложной конфигурации (рис. 18,а). На пластине 2 ДС вообще не выявляется, так как ОЛН в обоих типах С-доменов, образующих пластину, лежит в плоскости наблюдения. В небольшом отрицательном поле скачком возникает белый макродомен ДС_I (рис. 18,б) и при дальнейшем увеличении поля смещается вдоль границ полидвойниковых пластин (рис. 18,в, г). Этот процесс заканчивается в полях $H \approx 200$ кА/м. При выбранной геометрии опыта ДС обоих типов сосуществует в полях 0 — 200 кА/м. Переход ДС_{II} \rightleftharpoons ДС_{II}′ реализуется только в процессе возникновения и смещения доменов ДС_I. Макродоменные структуры ДС_I и ДС_{II} различаются конфигурацией и шириной макродоменов, интервалом углов и полей, в которых они существуют, поведением в магнитном поле.

Общий характер изменения ДС в интервале углов $\pi/4 < \psi < \pi/2$ и расшифровка ДС на плоскости (001) схематически показаны на рис. 19. В максимальном магнитном поле видна система черных и серых (или серых и белых)

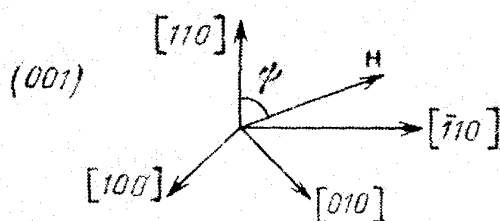
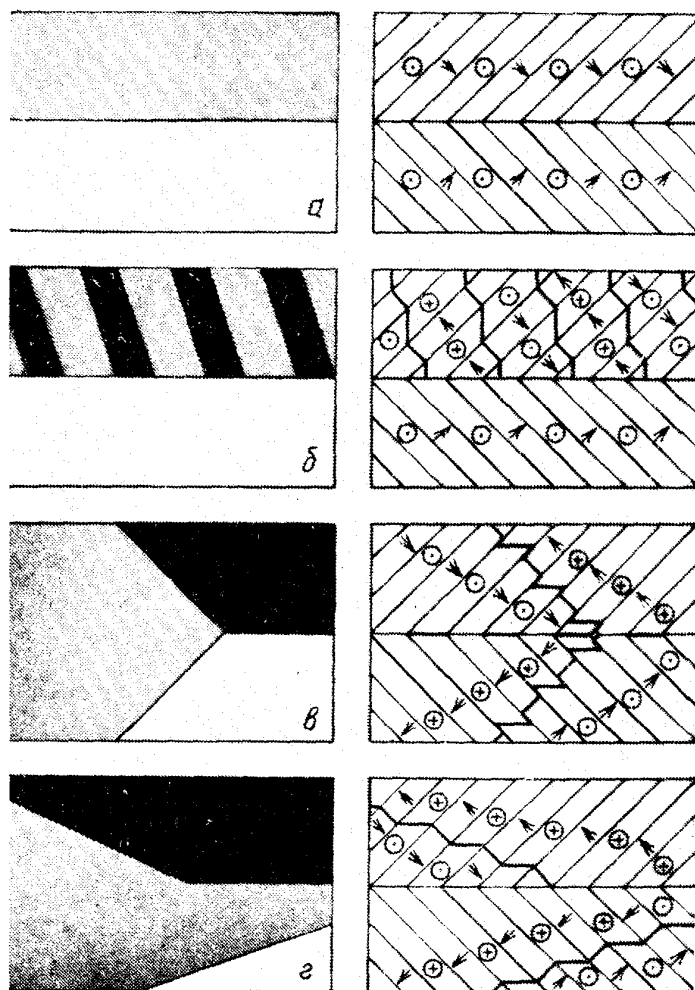


Рис. 19. Схема изменения и расшифровка магнитной ДС на плоскости (001) пачки полидвойниковых пластин при перемагничивании кристалла FePt. Магнитное поле приложено в плоскости (001) под углом $\psi = 70^\circ$ ($\pi/4 < \psi < \pi/2$)

полос — полидвойниковых пластин (рис. 19,а). Такой картине соответствует микродоменная структура II типа (рис. 15,в). При уменьшении магнитного поля в чередующихся через одну пластинах формируется система узких наклонных макродоменов $ДС_{II}$ (рис. 19,б). Такая $ДС_{II}$ возникает от границ полидвойниковых пластин для того, чтобы уменьшить магнитостатическую энергию магнитных зарядов, существующих на границах пластин с микродоменной структурой II. При последующем снижении магнитного поля стенки $ДС_{II}$ не смещаются, и дальнейшее перемагничивание осуществляется путем скачкообразного возникновения на месте $ДС_{II}$ зигзагообразной структуры $ДС_I$ — появляется характерный для этого типа ДС контраст серых и черных зигзагообразных макродоменов, проходящих через всю пачку пластин (рис. 19,в). Эта картина соответствует микродоменной структуре I типа с незаряженными границами полидвойниковых пластин (рис. 15,а, б). В некотором поле соседние участки одной и той же макродоменной стенки в смежных полидвойниковых пластинах смещаются в разные стороны (рис. 19,г). Однако полное перемагничивание пачки путем смещения макродоменных стенок $ДС_I$ затруднено. При дальнейшем увеличении поля образуются макродомены $ДС_{II}$. В максимальном отрицательном поле, равном $H_m \geq H_s$, формируется картина черных и серых полос с микродоменной структурой II типа (рис. 15,г). Отметим, что в состояниях II (см. рис. 19,а) вектор результирующей намагниченности лежит в плоскости сочленения полидвойниковых пластин, а в состояниях I(I') направлен по нормали к базису пачки (рис. 19,в).

Таким образом, переход из состояния II в состояние II' осуществляется не непосредственно путем роста макродоменов $ДС_{II}$, а через образование "поперечных" макродоменов $ДС_I$, что характерно для процесса перемагничивания многоосных ферромагнетиков [43]. Коэрцитивная сила и в этом случае определяется полями возникновения $ДС_I$. Качественно это согласуется с выводами теории [22 — 24].

5.4. Перемагничивание кристаллов с высокодисперсной двойниковой микроструктурой. При изменении характера контакта и нарушении условий замыкания магнитного потока на границах полидвойниковых пластин магнитно независимыми областями упорядоченной фазы могут стать отдельные полидвойниковые пластины, а в случае нарушения регулярной структуры пластин — блоки С-доменов. В связи с этим следует ожидать изменений в конфигурации и поведении ДС при перемагничивании и в величине магнитных гистерезисных характеристик.

Действительно, при перемагничивании кристаллов CoPt с высокодисперсной двойниковой микроструктурой обратная магнитная фаза образуется в гораздо более высоких отрицательных магнитных полях. Домены обратной намагниченности возникают скачком в отдельных микроучастках поверхности полидвойникового кристалла в виде коротких штрихов или более протяженных линий, расположенных вдоль определенных кристаллографических направлений. Перемагниченные участки по своему масштабу соизмеримы с размерами блоков С-доменов или их групп (рис. 20,а, б), а направления, вдоль которых они возникают, являются следами границ регулярных двойниковых систем. Таким образом, границы блоков С-доменов или их групп, как и границы пачек полидвойниковых пластин, играют роль границ зерен.

Наблюдения ДС при перемагничивании кристалла CoPt в поле, парал-

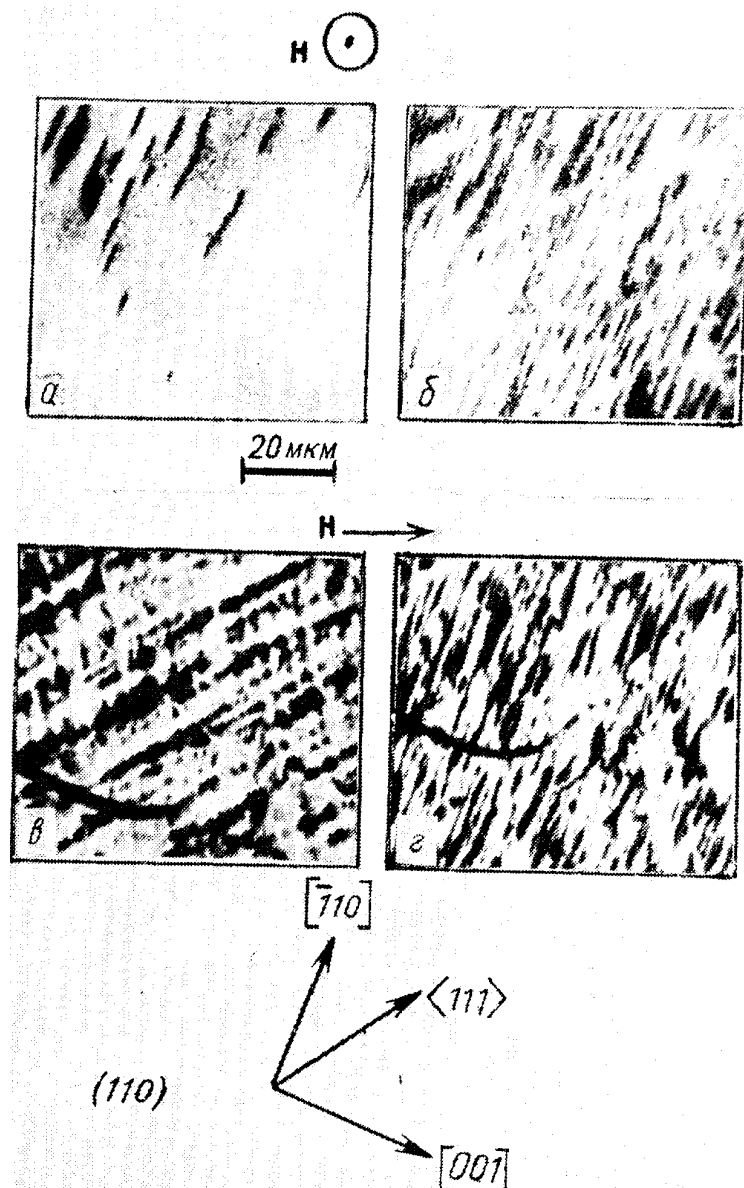


Рис. 20. Изменение магнитной ДС полидвойникового кристалла CoPt после отжига 660°C , 30 мин (состояние с оптимальными гистерезисными свойствами), на поверхности (110) и магнитном поле. а, б — Поле \mathbf{H} перпендикулярно поверхности наблюдения и равно соответственно -225 и -400 кА/м; ДС выявлена методом полярного эффекта Керра. в, г — Поле \mathbf{H} параллельно плоскости (110) и равно соответственно -144 и -744 кА/м; ДС выявлена с помощью магнитной суспензии

лельном поверхности (110) показали, что на одном и том же месте образца могут возникать домены различных ориентировок: $\langle 001 \rangle$, $\langle 110 \rangle$, $\langle 111 \rangle$ (рис. 20, в, г). При этом надо подчеркнуть, что при неизменной микроструктуре домены $\langle 110 \rangle$ регистрируются с помощью полярного эффекта Керра (рис. 20, б), а домены $\langle 111 \rangle$ (рис. 20, в) при использовании этого метода либо вообще не выявляются, либо имеют гораздо меньший контраст. Можно поэтому полагать, что домены $\langle 110 \rangle$ и $\langle 111 \rangle$ отличаются по соотношению нормальной и тангенциальной составляющих намагниченности: в доменах $\langle 110 \rangle$ векторы \mathbf{M} отклонены от положения \mathbf{C} -осей к нормали $[110]$, а в доменах $\langle 111 \rangle$ — к плоскостям (110). Причиной отклонения \mathbf{M} может служить обменное взаимодействие, существующее на двойниковых границах \mathbf{C} -доменов [16 — 21]. Исходя из указанных результатов, мы приходим к заключению, что в кристаллах с высокодисперсной двойниковой микроструктурой также имеют место магнитные состояния I(I') и II(II'), аналогичные предсказанным теоретически и обнаруженным нами при изучении процесса перемагничивания кристалла FePt, состоящего из крупных пачек полидвойниковых пластин [41].

6. Количественная связь параметров кооперативной доменной структуры с характерными размерами элементов двойниковой микроструктуры

6.1. Модели доменной структуры и зависимость ширины доменов от размера пачки полидвойниковых пластин. Изучение вида магнитной ДС и поведения ДС в магнитном поле показывает, что магнитно независимыми областями упорядоченной фазы служат не отдельные магнитоодноосные кристаллические *C*-домены, а регулярные системы *C*-доменов (блоки, пластины, пачки). Обменное и магнитостатическое взаимодействие на двойниковых границах приводит к увеличению эффективного размера магнитно независимых областей. Границы регулярных систем *C*-доменов, напротив, играют роль границ зерен. Можно поэтому полагать, что ширина магнитных макродоменов в первую очередь зависит от размера пачек пластин. В [36] нами предложены две модели магнитной ДС пачки полидвойниковых пластин с регулярной внутренней структурой. Эти модели показаны на рис. 21 и отличаются друг от друга средней ориентацией, общей площадью и внутренним строением макродоменных стенок. Если проекцию *C*-домена на ось *Z* обозначить через *d*, то размеры полидвойниковой пластины L_1 и пачки *L* вдоль оси *Z* будут соответственно равны

$$L_1 = md + \Delta L_1, \quad 0 < \Delta L_1 \leq d, \quad m = 0, 1, 2, \dots, \quad (13)$$

$$L = 2kL_1, \quad k = 1, 2, 3, \dots,$$

где *k* — число пар полидвойниковых пластин в пачке. Период ДС равен $D = 2n(2d/\sqrt{3})$, где $2n$ — число *C*-доменов на полупериоде *D*. Величину смещения следа доменной стенки от следа двойниковой границы на поверхности пачки обозначим через Δy (см. рис. 21,а). Введем также обозначения

$$l = m + \Delta l, \quad \Delta l = \Delta L_1/d, \quad 0 < \Delta l < 1, \quad (14)$$

$$\tau = (\sqrt{3}/2)\Delta y/d.$$

Численный расчет связи ширины макродоменов *D* с толщиной *C*-доменов *d* и размером пачки пластин *L* при фиксированных значениях *L* и *d* соответственно проведен для модели (1). В объемную плотность энергии пачки пластин *f* включены магнитостатическая энергия f_m и энергия магнитных доменных стенок f_γ блоховского и неелевского типов. Энергия областей пересечения *B* и *N* стенок не учитывалась при расчете.

При вычислении собственной магнитостатической энергии поверхностных магнитных зарядов предполагалось, что размеры пачки в плоскости *x*, *y* неограничены, полидвойниковые пластины с закономерным чередованием ОЛН образуются попарно, а толщина пластин L_1 одинакова. Тогда магнитные заряды, возникающие на верхней и нижней поверхностях, ограничивающих пачку пластин, будут располагаться друг под другом. В этом случае для объемной плотности магнитостатической энергии этих зарядов можно воспользоваться соотношениями, приведенными в [44], и показать, что для распределения $M_z(y) = (\sqrt{2}/2)M_y$, представленного на рис. 21,а, минимуму

$$f_m = K \frac{2\eta n}{(3\pi^2 k l)^{1/2}} \sum \frac{1}{p^3} \frac{1 - \exp(-\sqrt{3}\pi p k l / 2n)}{\cos^2(\pi p / 4n)} \times$$

$$\times \left[1 - 8 \cos \frac{\pi p}{4n} \sin \frac{\pi p \tau}{4n} \sin \left[\frac{\pi p}{4n} (1 - \tau) \right] \right] \quad (15)$$

соответствует значению $\tau = 0,5$. Здесь K — константа анизотропии, η — параметр магнитостатического взаимодействия. Кроме указанных выше (см. (13), (14)), в формуле (15) использованы обозначения [44].

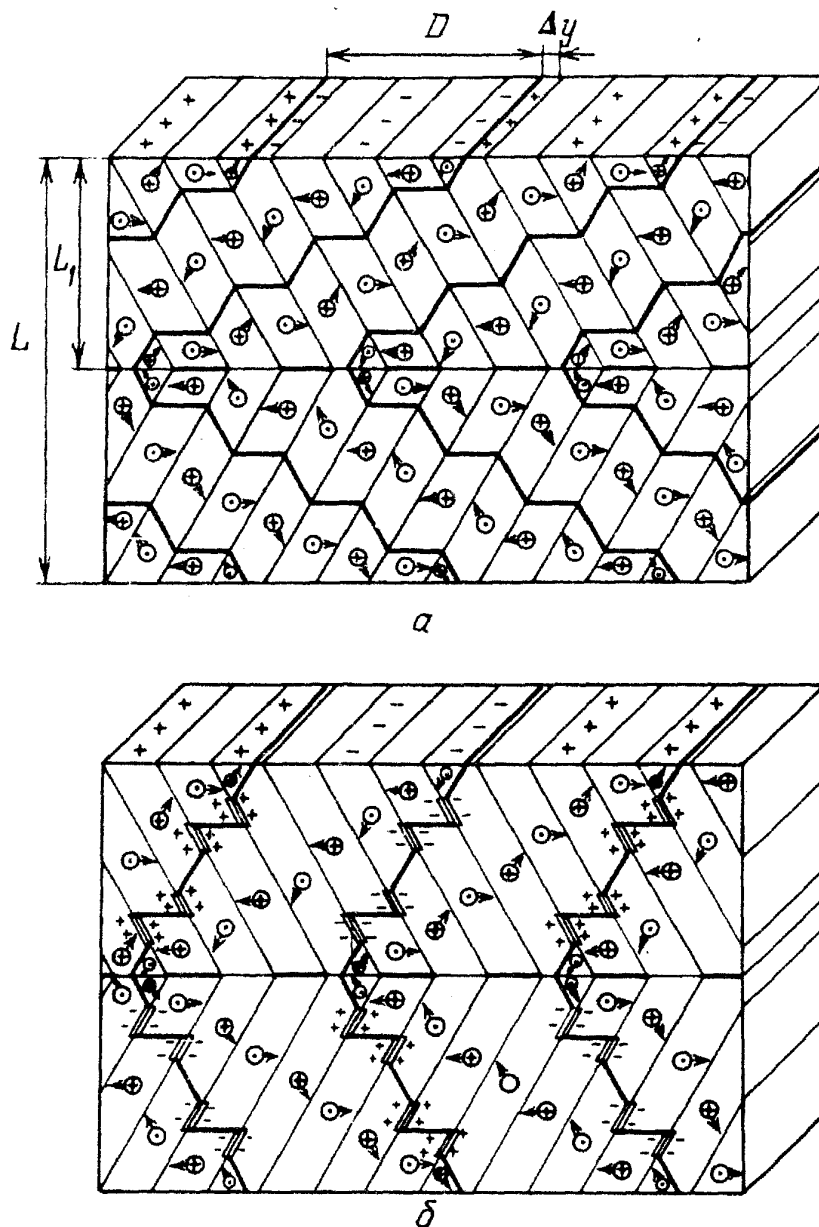


Рис. 21. Модели магнитной доменной структуры пачки, состоящей из двух полидвойниковых пластин без заряженных доменных стенок (а) и с заряженными доменными стенками (б)

Энергия всех доменных стенок, отнесенная к единице объема кристалла, для модели (1) равна

$$f_{\gamma}^{(1)} = \frac{4K}{\xi_0} \left[\frac{1}{n} + \frac{1}{2l} \left(\frac{\nu}{n} + \frac{2k-1}{2k} + 0,3 \frac{2k-1}{4kl} + 1 \right) \right], \quad (16)$$

где

$$\nu = \begin{cases} m & \text{при } 0 < \tau < \tau_{\text{кр}}, \\ m + 1 & \text{при } \tau_{\text{кр}} < \tau < 1, \quad \tau_{\text{кр}} = 1 - \Delta l, \\ m & \text{при } \tau = 1. \end{cases} \quad (17)$$

Остальные обозначения приведены выше. При заданных константах материала K , η энергия $f = f_m + f_\gamma$ должна принимать минимальное значение относительно дискретного значения n — числа C -доменов в макродоме шириной D и непрерывного параметра τ — смещения макродоменной стенки относительно границы C -домена (рис. 21,а). Нахождение минимума энергии f проводилось с помощью ЭВМ.

Общий характер связи равновесной ширины макродомена D с размером пачки пластин L описывается зависимостью типа кривой Малека—Кемберского, полученной для однородного одноосного кристалла [34]: с увеличением L происходит сначала уменьшение, а затем рост ширины макродоменов (рис. 22, а). В области размеров $L > 10^4 \delta_0$ ($\delta_0 = (A/K)^{1/2}$) кривые $D(L)$ для

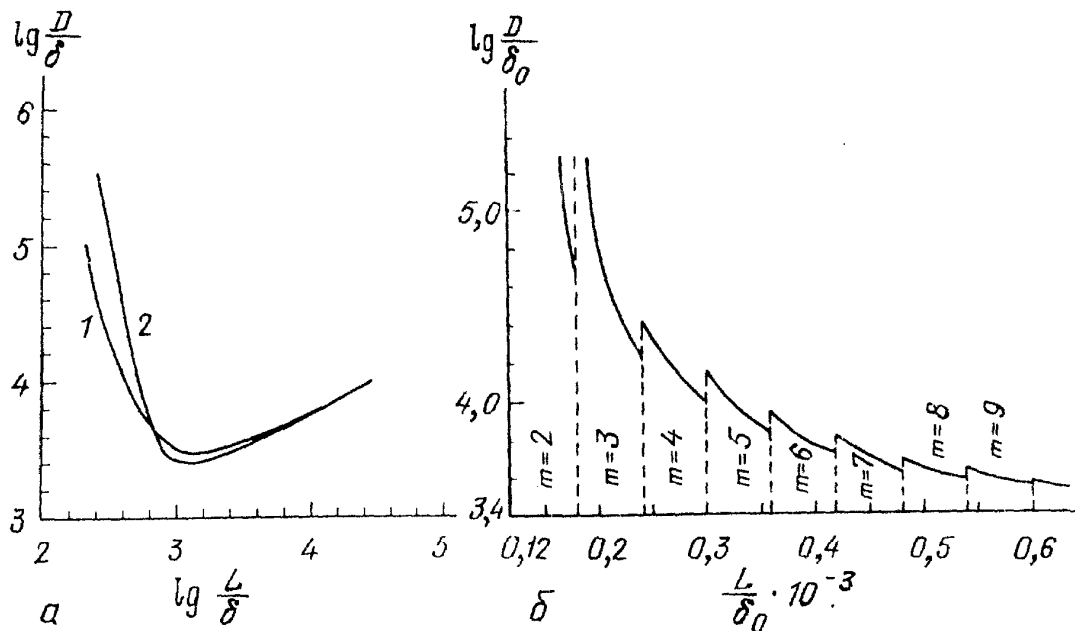


Рис. 22. Зависимость приведенной ширины макродоменов от приведенного размера пачки полидвойниковых пластин для случая $L_1 = md$ (относительная толщина C -доменов $\xi_0 = d/\delta_0 = 30$) (1) и 200 (2)) (а) и для случая $L_1 = md + \Delta L_1$ (относительная толщина C -доменов равна $\xi_0 = 30$) (б)

различных значений $\xi_0 = d/\delta_0$ совпадают, т.е. не зависят от толщины C -доменов, образующих пластину. При этом, если L_1 — толщина полидвойниковой пластины — не равна кратному числу d ($L_1 = md + \Delta L_1$), на кривых $D(L)$ в отличие от однородного кристалла наблюдается скачкообразное изменение равновесной толщины макродоменов при изменении размеров пачки L (рис. 22,б). Это в свою очередь приводит, как видно из рис. 22,б, к неоднозначности в зависимости ширины макродоменов от толщины пачки полидвойниковых пластин. Еще более ярко выражено скачкообразное и неоднозначное изменение параметра D при уменьшении приведенной толщины C -доменов d в случае заданной относительной толщины пачки полидвойниковых пластин L (см., например, рис. 4 в [36]).

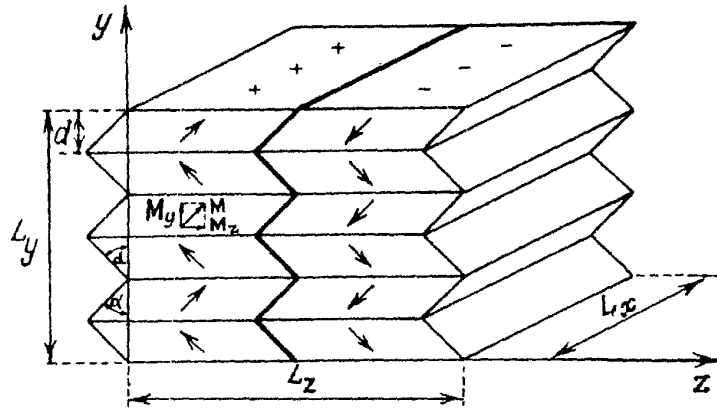
Анализ расчетов $D(L)$ в области малых размеров пластин показывает, что скачкообразное изменение периода ДС обусловлено существованием двух энергетически устойчивых магнитных состояний двойниковой системы: одно из них отвечает минимуму магнитостатической энергии, другое — минимуму граничной энергии. В то время как минимум магнитостатической энергии всегда достигается при $\tau = 0,5$, вклад энергии доменных стенок в полную энергию кристалла существенно зависит от размера C -домена и полидвойниковых пластин. Изменение граничной энергии при смещении макродоменных стенок, вызванном изменением размеров структурных элементов, происходит в том случае, если возникают или исчезают новые 180-градусные макродоменные стенки. Появление дополнительных стенок в полидвойниковых пластинах большого размера незначительно изменяет суммарную площадь макродоменных стенок, поэтому в наибольшей степени особенности внутреннего строения пластин проявляются в области малых размеров L , сопоставимых с d .

Теоретическая ширина макродоменов, вычисленная для сплава FePt, по порядку величины соответствует наблюдаемой на опыте. Однако для количественной проверки теоретических расчетов необходимо обстоятельное исследование связи параметров ДС и размеров L и d на специально приготовленных образцах, содержащих только одну систему полидвойниковых пластин. Требуется и дальнейшее теоретическое моделирование сложной ДС полидвойниковых систем, в частности, следовало бы провести и анализ модели (2) (рис. 21,б).

6.2. Однодоменность полидвойниковых кристаллов. Традиционное определение критического размера однодоменности как размера, ниже которого стабильным состоянием кристалла-частицы становится однородно-намагниченное состояние, неприменимо к полидвойниковому кристаллу. В то же время если в первом приближении систему можно считать магнитно независимой областью, размеры которой определяют параметры ДС, следует полагать, что начиная с некоторого размера L_c будет энергетически невыгодным существование макродоменных стенок в двойниковой частице. Этот размер, ниже которого реализуется макродоменное состояние, имеет смысл рассматривать как критический размер однодоменности полидвойникового кристалла. В [38] критический размер L_c определяется из условия равенства полных энергий однодоменного $F^{(1)}$ и двухдоменного $F^{(2)}$ состояний двойниковой частицы. Полная энергия $F^{(1)}$ однодоменного состояния равна сумме магнитостатической энергии и энергии магнитных микродоменных стенок Нееля. В двухдоменной частице, кроме указанных энергий, в полную энергию входят энергия 180-градусной стенки Блоха, разделяющей кристалл на два макродомена, и энергия магнитных областей $B-N$, расположенных в местах пересечения B - и N -стенок.

Чтобы облегчить вычисление магнитостатической энергии, считалось, что двойниковая частица имеет форму, показанную на рис. 23. Боковые грани отдельных C -доменов, образующих двойниковую частицу, наклонены к плоскости сочленения C -доменов под углом $\pi/4$. При одинаковой толщине C -доменов и их попарном расположении в двойниковой частице магнитные заряды на верхнем и нижнем основании призмы располагаются друг под другом. В этом случае собственная магнитостатическая энергия частицы с размерами L_x, L_y, L_z будет эквивалентна магнитостатической энергии частицы, имеющей форму прямоугольной призмы такого же размера, но с намагниченностью

Рис. 23. Форма и характерные размеры частицы, состоящей из кристаллических С-доменов. Тонкие линии — границы С-доменов и совмещенных с ними неелевских микродоменных стенок. Жирная линия — 180-градусная блоховская макродоменная стенка



M_y вдоль оси y , и можно использовать общее выражение для магнитостатической энергии [44]. На рис. 24 для частицы с квадратным основанием $L_x = L_z = l$ приведена зависимость отношения собственных магнитостатических энергий однодоменного и двухдоменного состояний от относительного размера частицы L_y/L . Для частицы кубической формы ($L_y/L = 1$) это отношение равно 1,95, т.е. собственная магнитостатическая энергия двухдоменной частицы примерно в два раза меньше энергии однодоменного состояния.

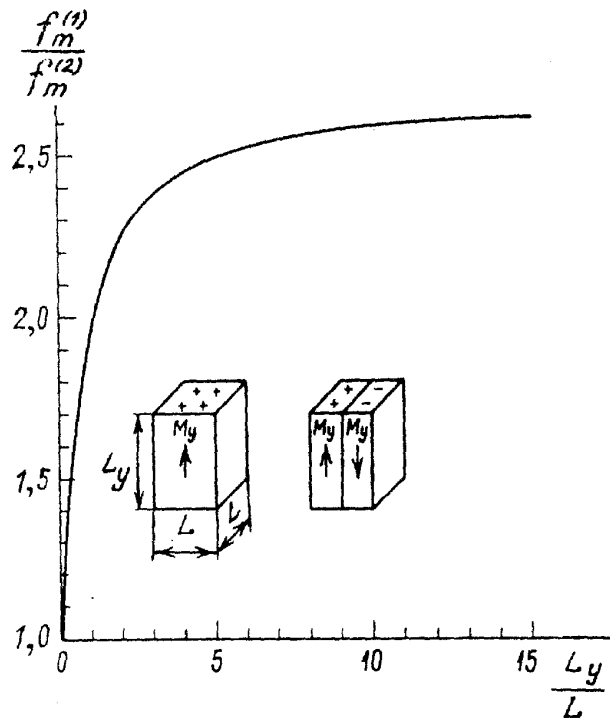


Рис. 24. Зависимость отношения собственных магнитостатических энергий двойниковой частицы в однодоменном и двухдоменном состояниях $f_m^{(1)}/f_m^{(2)}$ от ее относительного размера L_y/L ($L_x = L_z = L$)

Выражения для поверхностной плотности энергии неелевских доменных стенок и области пересечения $B-N$, используемые при расчете, приведены выше (см. формулы (1), (2), (8), (9)). Для полных энергий магнитных доменных стенок однодоменной $F_\gamma^{(1)}$ и двухдоменной $F_\gamma^{(2)}$ двойниковой частицы с учетом энергии $(B-N)$ линий имеем

$$F_\gamma^{(1)} = (2n - 1)\gamma_N^{2\alpha} L_x L_z, \quad (18)$$

$$F_{\gamma}^{(2)} = \{(2n-1)(L_z - \pi\delta_0)\beta_N\gamma_{\varphi} + \frac{2\gamma_B}{\sin 2\alpha} [L_y \sin \alpha - 2(2n-1)\alpha\delta_{\varphi}] + \pi(2n-1)\lambda_{B-N}^{2\alpha}\delta_{\theta}\gamma_{\varphi}\}L_x, \quad (19)$$

$$\lambda_{B-N}^{2\alpha} = \left[\frac{\alpha}{\sin \alpha} \operatorname{th} \frac{\pi}{2} + \left(\frac{\pi}{2} - \operatorname{th} \frac{\pi}{2} \right) \sin^2 \alpha \frac{\operatorname{th}(\alpha/\sin \alpha)}{1 + \cos \alpha \operatorname{th}(\alpha/\sin \alpha)} \right], \quad (20)$$

$$\beta_N = 1 - \cos \alpha, \quad \gamma_{\varphi} = 4K\delta_{\varphi}.$$

Остальные обозначения см. в п. 4.1 и 4.3.

В зависимости от относительного размера частицы L_x/δ_0 при определенных значениях числа пар С-доменов n и величины параметра $\eta = 2\pi M_s^2/K$ полная энергия $F^{(1)} = f_m^{(1)} + F_{\gamma}^{(1)}$ может быть больше или меньше полной энергии $F^{(2)} = f_m^{(2)} + F_{\gamma}^{(2)}$. Из условия $F^{(1)} = F^{(2)}$, которое означает равенство полных энергий макрооднодоменного и макродвухдоменного состояний, получена зависимость критического размера макрооднодоменности двойниковой частицы (при $\alpha = \pi/4$ и $A_1 = A_2$ (см. п. 4.3)) от соотношения ее размеров и внутренней структуры. На рис. 25 эта зависимость приведена для частицы, имеющей в основании форму квадрата ($L_x = L_z = L$) при значениях $\eta = 0,1$ и $n = 1, 5, 10, 20$. Видно, что в зависимости от числа пар С-доменов, входящих в двойниковую частицу, может быть от одного до трех критических размеров. С увеличением n число критических значений (L_y/δ_0) при фиксированном (L/δ_0) уменьшается, и для достаточно больших n существует лишь один критический размер. Для значений $(L_y/\delta_0) > 10^4$ все кривые вне зависимости от

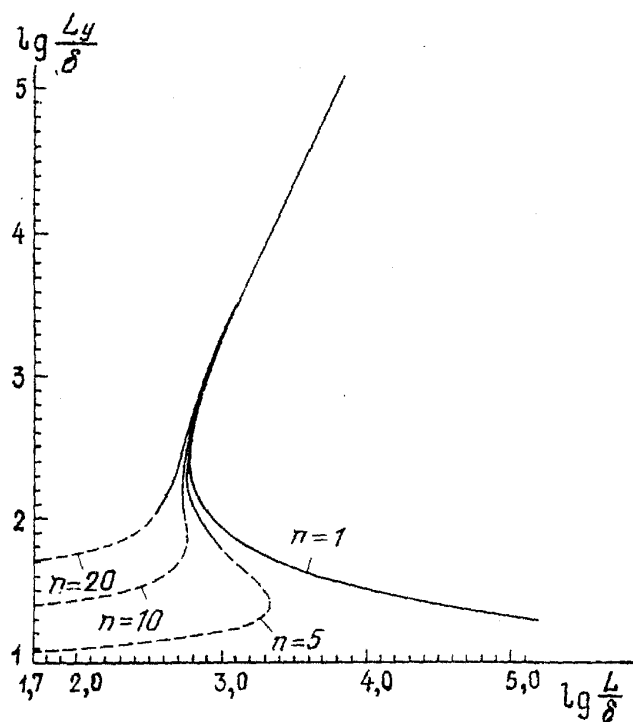


Рис. 25. Зависимость критического размера однодоменности $L_c = L_y/\delta_0$ от относительного размера L/δ_0 для $\alpha = \pi/4$, $\eta = 0,1$ и различных значений n . Штриховые кривые относятся к области размеров С-доменов ξ_0 , в которой принятое приближение $\xi_0 > 5$ не выполняется. Для $n = 1$ приведена та часть кривой, которая удовлетворяет условию $\xi_0 > 5$.

n совпадают друг с другом. Следовательно, для частиц такого размера критический размер макрооднодоменности не зависит от внутренней структуры и совпадает с критическим размером обычных однородных ферромагнетиков.

Полученные в нашей работе данные интересно сопоставить с результатами численного расчета однодоменности для однородных одноосных частиц, выполненного Крейком [45]. Сравнение магнитных состояний двойниковых и монокристаллических частиц при одних и тех же внешних геометрических размерах показывает, что в двойниковой частице с небольшим числом S -доменов ($n < 10$) однодоменное состояние устойчиво при больших размерах, чем в монокристаллических. Этот вывод представляется важным в практическом использовании сплавов типа CoPt для постоянных магнитов.

7. Заключение

Ферромагнитные сплавы, упорядочивающиеся с образованием полидвойниковой микроструктуры, являются распространенными магнитными материалами, потенциальные возможности которых далеко не исчерпаны. В то же время теория процессов намагничивания, гистерезисных свойств и магнитной доменной структуры этих сплавов начала создаваться лишь в последнее время. В наших исследованиях получены новые для физики магнитных доменов результаты. Они состоят в следующем:

1. Показано, что с упорядоченной кристаллической микроструктурой полидвойниковых систем связана упорядоченная микродоменная магнитная структура. В пачке полидвойниковых пластин выделено два типа микродоменной структуры соответственно двум типам квазинасыщенных состояний.

2. Построена теория различных типов магнитных микродоменных стенок, закрепленных на двойниковых границах. Проанализировано поведение таких "замороженных" стенок в магнитном поле.

3. Введено представление о кооперативной магнитной доменной структуре, состоящей из микро- и макродоменов. Развита поляризационно-оптическая методика наблюдения доменов, которая позволяет расшифровать сложные картины доменной структуры на поверхностях с разной кристаллографической ориентацией. Установлены основные закономерности в формировании и поведении в магнитном поле кооперативной ДС полидвойниковых кристаллов с различной дисперсностью структурных элементов.

4. Предложено несколько моделей кооперативной магнитной доменной структуры в зависимости от внутреннего строения и размера элементов двойниковой системы. Теоретически получена качественно новая зависимость размера макродомена от размера полидвойникового кристалла. Неоднозначный и скачкообразный характер этой зависимости обусловлен влиянием параметров кристаллической структуры на магнитную ДС. Для расчета параметров ДС потребовалось введение в теорию нового объекта — области пересечения подвижных макродоменных и "замороженных" микродоменных стенок. Рассчитана плотность энергии этих своеобразных "линий".

5. Введено представление о магнитной макрооднодоменности двойникового кристалла. Теория указывает на связь критического размера макрооднодоменности с микроструктурой частицы.

Таким образом, иерархии в микроструктуре упорядоченных сплавов (S -домены—блоки—пластины—пачки), которая возникает при фазовом превращении ГЦК—ГЦТ, соответствует иерархия и в магнитной ДС. Кооперативные явления, т.е. процессы самоорганизации, обнаруженные при изучении ДС,

обусловлены обменным и магнитостатическим взаимодействием на двойниковых границах *C*-доменов. Они играют важную роль при формировании магнитных гистерезисных свойств упорядочивающихся сплавов. Обменное и магнитостатическое взаимодействия приводят к образованию метастабильных магнитных состояний и увеличению эффективного размера магнитно независимых областей упорядоченной фазы. Такими областями служат не отдельные *C*-домены, а регулярные системы *C*-доменов. В первом приближении полидвойниковые пластины и блоки *C*-доменов или их группы можно рассматривать как зерна в поликристаллическом материале. Существование метастабильных магнитных состояний позволяет считать эти зерна магнитно многоосными.

Из наших наблюдений следует, что в процессах перемагничивания границы таких зерен служат активными центрами образования доменов обратной намагниченности. Поэтому в сплавах, состоящих из крупных пачек полидвойниковых пластин, макрооднодоменное состояние является очень неустойчивым, что приводит к низким значениям магнитных гистерезисных характеристик. Высокие гистерезисные свойства реализуются только в сплавах с высокодисперсной двойниковой микроструктурой. В дисперсных зернах — блоках *C*-доменов, размер которых меньше критического размера макрооднодоменности, в остаточно-намагниченном состоянии отсутствует макродоменная магнитная структура. Увеличению относительной остаточной намагниченности полидвойниковых кристаллов по сравнению с поликристаллическим материалом, состоящим из дисперсных одноосных зерен, способствует также обменное взаимодействие на двойниковых границах *C*-доменов. В повышении коэрцитивной силы сплавов с высокодисперсной двойниковой микроструктурой важную роль может играть зависимость критического размера макрооднодоменности от величины внешнего магнитного поля.

Теория доменной структуры и гистерезисных свойств полидвойниковых кристаллов, развитая нами в моделях вращения намагниченности и смещения макродоменной стенки, в большей или меньшей степени предсказывает и объясняет наблюдаемые на опыте особенности поведения кооперативной ДС и формирования гистерезисных свойств. Однако для полного и основательного описания таких сложных самоорганизующихся систем, какими являются ферромагнитные полидвойниковые кристаллы, по-видимому, необходимы подходы, разрабатываемые в современной синергетике.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] *Brissonneau P., Blanchard A., Bartolin H.*//IEEE Trans. Mag.//1966. V. 2. P. 479.
2. *Шур Я.С., Магат Л.М., Иванова Г.В., Мицек А.И., Ермоленко А.С., Иванов О.А.*//ФММ. 1968. Т. 26. С. 241.
3. *Иванов О.А., Солина Л.В., Демшина В.А., Магат Л.М.*//ФММ. 1973. Т. 35. С. 92.
4. *Магат Л.М., Ермоленко А.С., Иванова Г.В., Макарова Г.М., Шур Я.С.*//ФММ. 1968, Т. 26. С. 241.
5. *Brissonneau P., Schlenker M.*//C.R. Acad. Sci.: Paris. 1967. Т. 264. P. 282.
6. *Penissn J.M., Bourret A., Eurin Ph.*//Acta Met 1971. V. 19. P. 1195.
7. *Щеголева Н.Н., Магат Л.М., Шур Я.С.*//ФММ. 1972. Т. 34. С. 663.
8. *Hadjipanavis G., Gaunt P.*//J. Appl. Phys. 1979. V. 50. P. 2358.
9. *Ивченко В.А., Тейтель Е.И., Сюткин Н.Н.*//ФММ. 1981. Т. 52. С. 166.
10. *Плахтий В.Д., Тяпкин Ю.Д.*//Металлофизика. 1984. Т. 6. С. 88.
- [11] *Щеголева Н.Н., Магат Л.М., Шур Я.С.*//ФММ. 1975. Т. 39. С. 528.
12. *Соколовская Н.И., Щеголева Н.Н., Кандаурова Г.С.*//ФММ. 1976. Т. 41. С. 55.
13. *Власова Н.И., Щеголева Н.Н., Шур Я.С.*//ФММ. 1984. Т. 58. С. 676.
14. *Яковлева Э.С., Сюткина В.И., Шашков О.Д.*// Фазовые превращения в металлах и сплавах: Сб. статей. — Свердловск. УНЦ АН СССР, 1975. — С. 57.

15. Иванова Г.В., Солина Л.В., Шур Я.С.//ФММ. 1971. Т. 32. С. 543.
16. Кандаурова Г.С., Оноприенко Л.Г., Воронцов Б.Д.//ФММ. 1976. Т. 41. С. 702.
17. Оноприенко Л.Г. ФММ. 1977. Т. 44. С. 7.
18. Оноприенко Л.Г., Кандаурова Г.С., Власова Н.И.//Физические свойства магнитных материалов: Сб. статей. — Свердловск: ИФМ УНЦ АН СССР, 1982. — С. 68.
19. Оноприенко Л.Г., Кандаурова Г.С., Воронцов Б.Д.//ФММ. 1979. Т. 47. С. 89.
20. Kandaurova G.S., Onoprienko L.G., Sokolovskaya N.I.//Phys. Stat. Sol. a. 1982. V. 72. P. 351.
- [21] Tsurin V.A., Ermakov A.E., Lebedev Yu.G., Filippov B.N.//Phys. Stat. Sol. a. 1976. V. 33. P. 325.
22. Соколовская Н.И., Кандаурова Г.С., Воронцов Б.Д., Оноприенко Л.Г.//ФММ. 1974. Т. 37. С. 762.
23. Соколовская Н.И., Кандаурова Г.С., Оноприенко Л.Г., Воронцов Б.Д.//ФММ. 1975. Т. 39. С. 207.
24. Воронцов Б.Д., Кандаурова Г.С., Оноприенко Л.Г., Соколовская Н.И.//ФММ. 1977. Т. 44. С. 1163.
25. Newkirk J.B., Smoluchowsky R., Geisler A.H., Mantin D.L.//J. Appl. Phys. 1951. V. 22. P. 290.
26. Хачатурян А.Г. Теория фазовых превращений и структура твердых растворов. — М.: Наука, 1974. — С. 286—299.
27. Ройтбурд А.Л.//УФН. 1974. Т. ИЗ. С. 69.
28. Крейк Д.//Магнитная структура ферромагнетиков. — М.: ИЛ, 1959. — С. 137.
29. Pepperhoff W.//Arch. **Eiserhüttenw.** 1963. Bd. 34, N. 60. S. 767.
30. Соколов А.В. Оптические свойства металлов. — М.: Физматгиз, 1965.
- [31] Власова Н.И. Доменная структура и магнитные свойства сплавов с двойниковой микро-структурой. — Диссертация... канд. физ.-мат. наук. — Свердловск: ИФМ УрО АН СССР, 1989.
32. Dedie G., Niemeyer J., Schwirk Eh.//Phys. Stat. Sol. b. 1971. V. 43. P. 163.
33. Кандаурова Г.С., Иванов Ю.В.//ЖЭТФ. 1976. Т. 70. С. 666.
34. Malek Z., Kambersky V.//Czech. J. Phys. 1958. V. 8. P. 410.
35. Власова Н.И., Щеголева Н.Н., Шур Я.С.//ФММ. 1987. Т. 63. С. 463.
36. Оноприенко Л.Г., Кандаурова Г.С., Власова Н.И.//Ibidem. С. 837.
37. Оноприенко Л.Г., Власова Н.И.//ФММ. 1982. Т. 53. С. 510.
38. Оноприенко Л.Г., Кандаурова Г.С., Власова Н.И.//ФММ. 1987. Т. 64. С. 54.
39. Кандаурова Г.С., Оноприенко Л.Г., Власова Н.И.//Ibidem. С. 1061.
40. Ширококов М.Я.//ЖЭТФ. 1945. Т. 15. С. 57; 1946. Т. 16. С. 61.
- [41] Власова Н.И., Шур Я.С.//ФММ. 1987. Т. 63. С. 702.
42. Мицек А.И., Пушкарь В.Н. Реальные кристаллы с магнитным порядком. — Киев: Наукова думка, 1978. — С. 295.
43. Драгошанский Ю.Н., Шур Я.С.//ФММ. 1966. Т. 21. С. 678.
44. Гудинаф Дж.//Магнитная структура ферромагнетиков. — М.: ИЛ, 1959. — С. 58; оригинал: Goodenough J.//Phys. Rev. 1956. V. 102. P. 356.
45. Craik D., McIntyre D.//Proc. Roy. Soc. 1967. V. A302. P. 99.

Статья поступила 19.12.91 г.