Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение
высшего профессионального образования
«Тверской государственный университет»

На правах рукописи

Жданова Ольга Викторовна

Магнитные свойства, процессы перемагничивания и доменная структура орторомбических магнетиков FeB и Co_3B

01.04.11 – Физика магнитных явлений

Диссертация на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель,
доктор физико-математических
наук, профессор
Пастушенков Юрий Григорьевич

Тверь – 2013

СОДЕРЖАНИЕ

ВВЕДЕНИЕ 4
1. ОБЗОР ЛИТЕРАТУРЫ 7
1.1. Ферромагнитные соединения с орторомбической кристаллической структурой 7
1.1.1. Основные типы орторомбических магнетиков 7
1.1.2. Кристаллическая структура и физические свойства орторомбических соединений, образующихся в системах B–Co, B–Fe, B–Mn 9
1.1.3. Кристаллическая структура и физические свойства орторомбических соединений Zr_2Co_{11} и $HfCo_7$ 19
1.1.4. Кристаллическая структура и физические свойства орторомбических соединений CoMnGe и NiMnSi 22
1.2. Доменная структура магнетиков различных типов 24
1.2.1. Основные понятия теории доменной структуры 24
1.2.2. Доменная структура одноосных магнетиков с МКА типа «легкая ось» 25
1.2.3. Доменная структура кубических магнетиков 30
1.2.4. Доменная структура тетрагональных магнетиков с МКА типа «легкий конус» 33
1.2.5. Доменная структура гексагональных магнетиков с МКА типа «легкая плоскость» 36
1.2.6. Методы определения энергии доменных границ 41
ЗАКЛЮЧЕНИЕ ПО ОБЗОРУ И ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ ИССЛЕДОВАНИЯ 45
2. МЕТОДИКА ПРОВЕДЕНИЯ ЭКСПЕРИМЕНТА 47
2.1. Получение образцов 47
2.2. Магнитные измерения 49
2.3. Структурные исследования 52

3. ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ОПИСАНИЕ МАГНИТОКРИСТАЛЛИЧЕСКОЙ АНИЗОТРОПИИ, ПРОЦЕССОВ НАМАГНИЧИВАНИЯ И ДОМЕННОЙ СТРУКТУРЫ ОРТОРОМБИЧЕСКИХ КРИСТАЛЛОВ 56
3.1. Анализ магнитокристаллической анизотропии орторомбических кристаллов..... 56
3.1.1. Форма записи энергии магнитокристаллической анизотропии орторомбических кристаллов 56
3.1.2. Магнитная фазовая диаграмма орторомбических кристаллов 61
3.1.3. Поле анизотропии орторомбических кристаллов..... 70
3.2. Анализ процессов намагничивания орторомбических кристаллов..... 74
3.3. Анализ доменной структуры орторомбических магнетиков 90
3.3.1. Энергия доменных границ орторомбических магнетиков 90
3.3.2. Ширина доменных границ орторомбических магнетиков 94
4. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ МАГНИТНЫХ СВОЙСТВ И СТРУКТУРЫ ОРТОРОМБИЧЕСКИХ БОРИДОВ КОБАЛЬТА И ЖЕЛЕЗА..... 100
4.1. Аттестация объектов исследования 100
4.2. Процессы намагничивания монокристаллов FeB..... 108
4.3. Доменная структура соединений FeB и Co_3B 127
4.4. Расчет микромагнитных параметров доменных границ..... 137
4.5. Модель доменной структуры орторомбических магнетиков..... 140
ВЫВОДЫ 142
СПИСОК ЦИТИРОВАННОЙ ЛИТЕРАТУРЫ 146

ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время сплавы на основе кобальта или железа вызывают повышенный интерес исследователей. Это связано как с интенсивным поиском новых магнитных материалов (магнитотвердых, магнитомягких, магнитострикционных), пригодных для широкого практического использования, так и с тем, что многие сплавы на основе кобальта и железа являются интересными объектами для изучения особенностей физических свойств магнетиков: процессов перемагничивания, магнитокристаллической анизотропии, спин-переориентационных переходов, доменной структуры и ее поведения в магнитном поле. Особенно интересны сплавы без содержания редкоземельных металлов (РЗМ).

На сегодняшний день проблема поиска и синтеза новых магнитных материалов, не содержащих РЗМ, стала особенно острой. В последние несколько лет мировая промышленность начала испытывать трудности с поставками РЗМ. Связано это, главным образом, с тем, что основная добыча сырья ведется в Китае (более 90%). КНР, являясь главным монополистом на данном рынке металлов, начала вводить ограничения на экспорт РЗМ, для того, чтобы удовлетворить потребности своей национальной, активно развивающейся промышленности. Внутренняя промышленность Китая уже потребляет около 60% всех добываемых на территории КНР редкоземельных металлов, а по прогнозам специалистов потребность всей мировой промышленности в РЗМ будет только расти. Нехватка сырья на рынке РЗМ приведет к еще большему повышению цен на данную группу металлов.

Таким образом, поиск новых магнитных материалов, изготовленных из более дешевых, по сравнению с металлами группы РЗМ, компонентов очень актуален. Повышенный интерес исследователей испытывают сплавы на основе кобальта и железа. Цены на Fe и Co на конец 2012 года составили 0,14 US$/кг и 25 US$/кг, соответственно. Если сравнить данные ценовые показатели с ценами на металлы группы РЗ (Nd – 115 US$/кг, Dy –

1100 US$/кг, Pr – 120 US$/кг, Sm – 55 US$/кг), то очевидно что изделия на основе Co и Fe будут дешевле.

Большинство соединений, которые при комнатной температуре проявляют ферромагнитные свойства, имеют кубическую, тетрагональную или гексагональную кристаллические решетки [1–4]. Известны ферромагнетики с орторомбической решеткой, однако подавляющее большинство из них имеет температуру Кюри ниже комнатной. В связи с этим данные о типе магнитокристаллической анизотропии, доменной структуре, процессах перемагничивания магнетиков с орторомбической кристаллической решеткой в литературных источниках встречаются крайне редко.

Целью данной работы стало теоретическое описание и экспериментальное исследование процессов намагничивания и доменной структуры орторомбических ферромагнитных боридов FeB и Co_3B.

Были поставлены следующие задачи:

- Провести теоретический анализ магнитокристаллической анизотропии орторомбических магнетиков в рамках феноменологического подхода. Определить положения легких и трудных осей намагничивания, построить магнитную фазовую диаграмму, получить аналитические выражения для величины полей анизотропии.
- В рамках модели фаз Нееля провести теоретический анализ процессов намагничивания орторомбических магнетиков. Определить величины полей насыщения вдоль легкой и трудной осей намагничивания.
- Синтезировать образцы сплавов FeB и Co_3B и провести аттестацию их структуры.
- Измерить кривые намагничивания монокристаллов FeB вдоль различных кристаллографических направлений. Провести сравнение теоретических и экспериментальных кривых. Определить величины констант МКА соединений FeB и Co_3B.

- Получить аналитические выражения для расчета поверхностной плотности энергии и ширины доменных границ орторомбических кристаллов. Определить эти микромагнитные параметры для соединений FeB и Co_3B.
- Исследовать конфигурацию доменной структуры соединений FeB и Co_3B на различных кристаллографических плоскостях. Описать ее основные закономерности и особенности. Предложить модель доменной структуры орторомбических магнетиков.

1. ОБЗОР ЛИТЕРАТУРЫ

1.1. Ферромагнитные соединения с орторомбической кристаллической структурой

1.1.1. Основные типы орторомбических магнетиков

В настоящее время известно немало работ по магнитным кристаллам с орторомбической кристаллической решеткой. Однако, подавляющее большинство из них посвящены исследованию редкоземельных орторомбических манганитов ($RMnO_3$). Главным образом, эти системы интересны из-за обнаруженного в них эффекта колоссального магнитосопротивления [5].

Также исследовались орторомбические соединения типа $RFeO_3$, называемые редкоземельными ортоферритами. Данные соединения обладают сложными неколлинеарными магнитными структурами, а некоторые обнаруживают слабый ферромагнетизм релятивистской природы [5]. В работах В.Е. Найша [5–7] дается детальное описание кристаллической структуры орторомбических магнитных кристаллов с пространственной группой *Pnma* построены модели магнитных структур ортоферритов и ортоманганитов, а также рассмотрены проблемы зарядового и орбитального упорядочения в манганитах.

Большое количество ферромагнетиков с орторомбической кристаллической решеткой имеет низкую температуру Кюри (T_C) – значительно ниже 0^oC.

Главный интерес в данной работе представляли ферромагнитные соединения с T_C выше комнатной температуры. Основные структурные и магнитные характеристики наиболее известных орторомбических соединений с высокой T_C представлены в таблице 1.1.

Таблица 1.1. Структурные и магнитные характеристики орторомбических ферромагнетиков

Соединение	Пространственная группа	Параметры решетки, А	σ, Гс см^3/г	T_C, ^oC
FeB	*Pnma* [12]	*a* = 5,502 *b* = 2,951 *c* = 4,062 [13]	84 [13]	325 [18]
MnB	*Pnma* [34]	*a* = 5,560 *b* = 2,977 *c* = 4,145 [34]	113 [34]	306 [34]
Co_3B	*Pnma* [17]	*a* = 5,055 *b* = 4,513 *c* = 6,681 [13]	82 [13]	474 [10]
Zr_2Co_{11}	*Pcna* [35]	*a* = 5,055 *b* = 4,513 *c* = 6,681 [35]	71,9 [35]	485 [35]
$HfCo_7$	*Pcna* [35]	*a* = 5,055 *b* = 4,513 *c* = 6,681 [35]	57,9 [35]	495 [35]
MnNiSi	*Pnma* [43]	*a* = 5,901 *b* = 3,606 *c* = 6,902 [43]	–	342 [43]
MnCoGe	*Pnma* [44]	*a* = 5,948 *b* = 3,823 *c* = 7,052 [44]	–	67 [44]

1.1.2. Кристаллическая структура и физические свойства орторомбических соединений, образующихся в системах B–Co, B–Fe, B–Mn

На рисунке 1.1. приведена диаграмма состояния системы Fe-B, обобщенная по данным ряда работ в справочнике [8]. По данным этой диаграммы в бинарной системе железа и бора существует два химических соединения: Fe_2B и FeB.

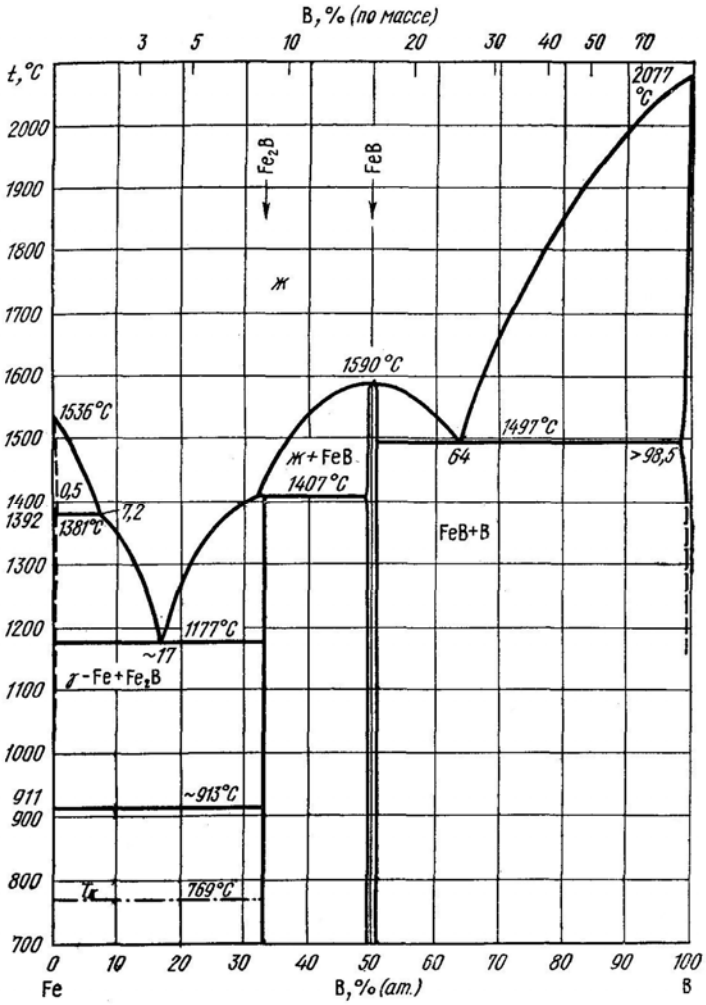


Рисунок 1.1. Диаграмма состояния бинарной системы Fe-B [8]

В некоторых работах упоминается о двух модификациях FeB [9] с температурой перехода α-FeB → β-FeB равной 1135°C. Наблюдается необратимый переход низкотемпературной модификации α-FeB в высокотемпературную β-FeB, который сопровождается изменением

магнитного момента от 1,252 до 1,205 μ_B [10]. Однако существование двух модификаций соединения FeB вызывало сомнение, так как на формирование фаз в системе Fe–B, как упоминалось в более ранних работах [9], значительное влияние оказывают примеси углерода, кремния, алюминия, особенно при синтезе боридов при высоких температурах. Позднее ряд исследователей [11] показали, что существует лишь одна модификация FeB.

Устойчивое химическое соединение FeB содержит 50 ат.% бора называется моноборидом железа и плавится конгруэнтно при 1590°C. Температура плавления соединения FeB выше, чем у железа (1539°C).

Неустойчивое химическое соединение Fe_2B, содержащее ~33 ат.% бора, называется боридом железа и плавится по перитектической реакции:

$$L + FeB \xrightarrow{1407°C} Fe_2B \text{ (~33 ат.\% B)}.$$

Кристаллическая структура соединений системы Fe–B исследована в работах [12–13]. Соединение Fe_2B обладает объемно-центрированной тетрагональной кристаллической решеткой пространственной группы *I4/mcm* структурного типа Al_2Cu с 12 атомами в элементарной ячейке. Соединение FeB имеет примитивную решетку с орторомбической сингонией пространственной группы *Pnma* с 8 атомами в элементарной ячейке (рисунок 1.2) [14].

В литературе упоминаются попытки получить еще одну орторомбическую фазу «Fe_3B», аналогичную цементиту [15–16]. Показано [16], что «Fe_3B» образуется только в присутствии углерода и представляет собой бороцементит, состав которого описывают следующими формулами: $Fe_3B_{0,8}C_{0,2}$ или $Fe_3B_{0,9}C_{0,1}$. Бор может замещать 2/3 атомов углерода в Fe_3C, не изменяя его структуры [15].

Моноборид железа хорошо растворяется в соляной, азотной, серной кислотах, а также взаимодействует с перекисью водорода с образованием гидроокиси $Fe(OH)_3$ [17].

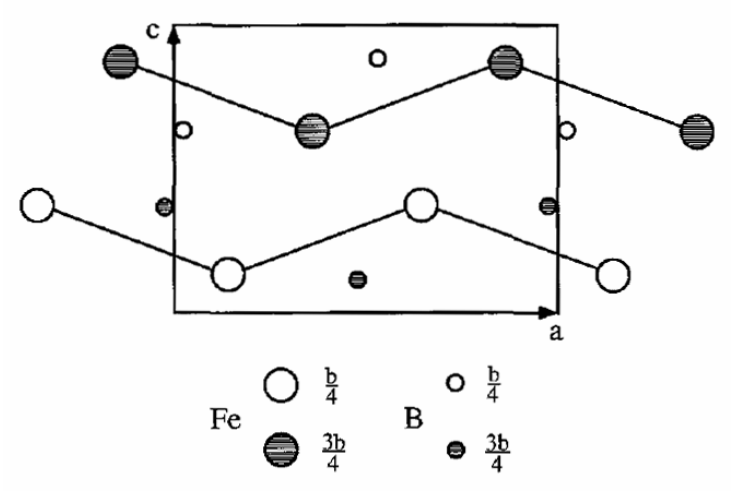


Рисунок 1.2. Схема расположения атомов в кристаллической решетке FeB [14]. Изображены проекции атомов Fe и B на плоскость *ac*

Исследования магнитных свойств соединений Fe_2B и FeB проведены в работах [18–21]. Основные магнитные характеристики соединений системы Fe-B приведены в таблице 1.2.

Таблица 1.2. Магнитные свойства соединений FeB и Fe_2B
ρ – плотность, T_C – температура Кюри, σ_S – удельная намагниченность насыщения при 300 К, p_S – магнитный момент на ион Fe

Соединение	ρ, г/см^3 [12]	T_C, К [10]	σ_S, Гс·см^3/г [19]	p_S, μ_B [10]
Fe_2B	7,0	1015	~150	1,90
FeB	6,3	598	~80	1,20

На рисунке 1.3 показаны температурные зависимости удельной намагниченности насыщения, полученные в работе [19]. Видно, что зависимости $\sigma_S(T)$ имеют ферромагнитный характер во всем интервале температур от 0 К до температуры Кюри, для соединения FeB – T_C ~ 600 К, для Fe_2B – T_C ~ 1000 К. Величина удельной намагниченности насыщения при 300 К составляет для Fe_2B – $\sigma_S \approx 150$ Гс·см^3/г, для FeB – $\sigma_S \approx 80$ Гс·см^3/г.

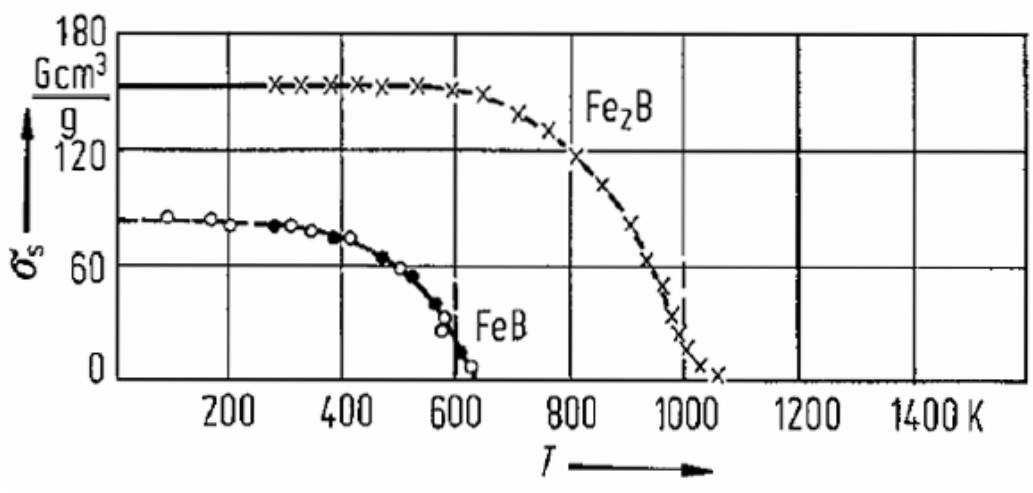


Рисунок 1.3. Температурные зависимости удельной намагниченности насыщения соединений FeB и Fe_2B [19]

Исследования магнитокристаллической анизотропии соединения Fe_2B приведены в работах [20–21]. Установлено, что соединение Fe_2B в интервале низких температур до комнатной и выше имеет отрицательную первую константу анизотропии K_1, то есть обладает магнитокристаллической анизотропией типа «легкая плоскость».

Соединение Co_3B образуется в системе Co–B. Диаграмма состояния данной системы представлена в [22]. Из рисунка 1.4 видно, что согласно рассматриваемой фазовой диаграмме в бинарной системе кобальта и бора существует три химических соединения: Co_3B, Co_2B и CoB.

Химическое соединение CoB (моноборид кобальта) устойчиво и содержит 50 ат.% B. Данное соединение плавится конгруэнтно при 1462°C. Температура плавления соединения CoB ниже, чем у кобальта (1495°C).

Химическое соединение Co_2B является метастабильным (содержит ~33 ат.% B) и плавится конгруэнтно при температуре 1280°C.

Соединение Co_3B также является метастабильным (содержит 25 ат.% B), образуется по перитектической реакции при температуре 1158°C:

$$L \rightarrow L + Co_2B \xrightarrow{1158°C} Co_3B \text{ (25 ат.\% B)}.$$

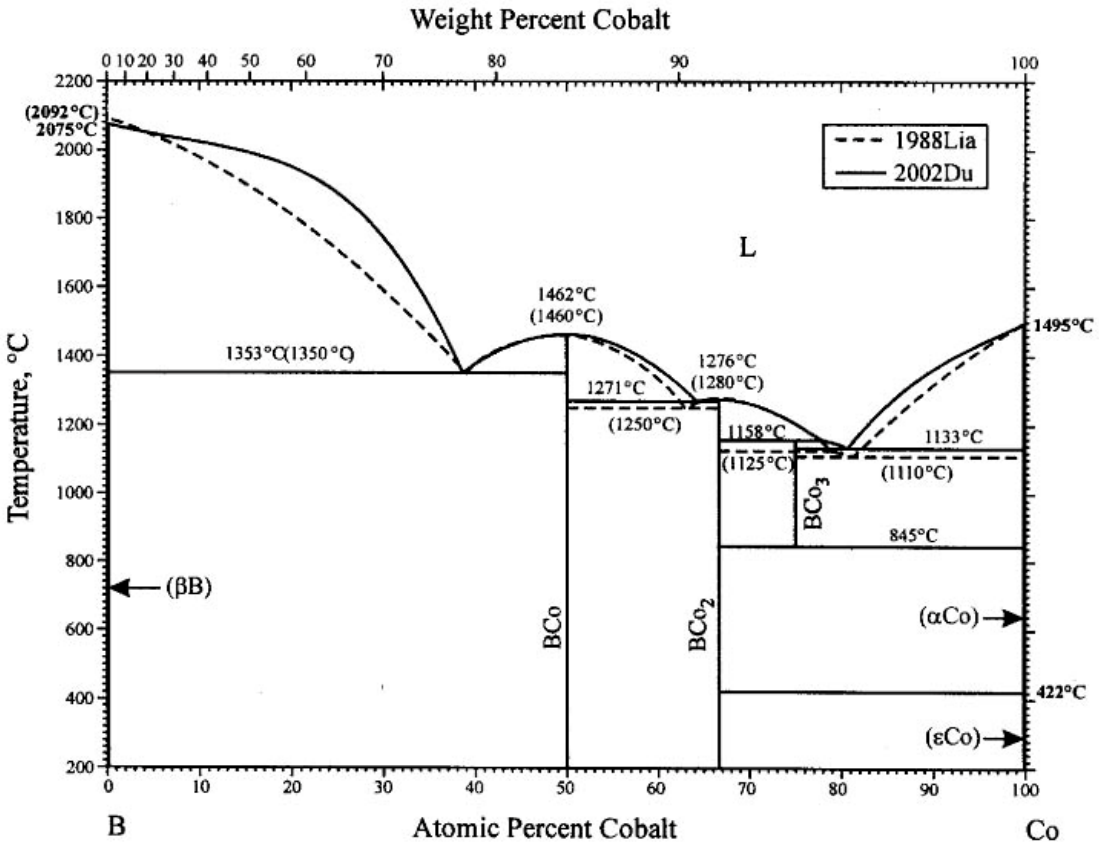


Рисунок 1.4. Диаграмма состояния системы Co–B [22]

При температуре 845°C происходит эвтектоидный распад соединения Co_3B на Co_2B и αCo согласно нижеприведенной реакции [23]:

$$Co_3B \xrightarrow{845°C} Co_2B + (\alpha\text{-}Co).$$

В рассматриваемой системе наблюдается три эвтектики, которые кристаллизуются по следующим реакциям при температурах 1133°C (18,4 ат.% B), 1271°C (37 ат.% B),1353°C (61 ат.% B):

$$L \xrightarrow{1133°C} (\alpha CoB) + Co_3B\ (18{,}4\ \text{ат.\% B});$$

$$L \xrightarrow{1271°C} Co_2B + CoB\ (37\ \text{ат.\% B});$$

$$L \xrightarrow{1353°C} CoB + (\beta B)\ (61\ \text{ат.\% B}).$$

Максимальная растворимость B в (α-CoB) не превышает 0,16 ат%.

Соединения Co_2B и Co_3B являются ферромагнетиками, а CoB – проявляет диамагнитные свойства. Согласно более ранним исследованиям, проведенным в работе, моноборид кобальта считался ферромагнитным, возможно такие данные были получены из-за примеси Co_2B [13].

Кристаллические структуры соединений системы B–Co рассмотрены в работах [12–13]. Соединение Co_2B, также как и Fe_2B, имеет объемно-центрированную тетрагональную кристаллическую решетку пространственной группы *I4/mcm* структурного типа Al_2Cu. Соединение Co_3B обладает орторомбической кристаллической решеткой пространственной группы Pnma со структурным типом Fe_3C. Монобориду кобальта (CoB) также соответствует орторомбическая сингония (*Pnma*), однако структурный тип у нее – FeB. Параметры решетки данных соединений приведены в таблице 1.3.

Таблица 1.3. Параметры кристаллической решетки соединений Co-B [12–13]

Соединение	Тип решетки	Пространственная группа	Параметры решетки, А
Co_2B	тетрагональная	*I4/mcm*	a = 5,016 c = 4,221
Co_3B	орторомбическая	*Pnma*	a = 5,055 b= 4,513 c = 6,681
CoB	орторомбическая	*Pnma*	a = 5,254 b = 3,043 c = 3,956

Магнитные свойства соединений CoB, Co_2B и Co_3B рассмотрены в работах [10, 13]. Известно [13, 19, 21], что моноборид кобальта является диамагнетиком. Удельная магнитная восприимчивость данного соединения

$\chi_g = -0{,}27 \cdot 10^{-6}$ см^3/г. Основные магнитные характеристики соединений Co_2B и Co_3B приведены в таблице 1.4.

Таблица 1.4. Магнитные свойства соединений Co_2B и Co_3B. T_C – температура Кюри, σ_S – удельная намагниченность насыщения при 300 К, p_S – магнитный момент на атом

Соединение	T_C, К [10]	σ_S, Гс·см^3/г [12]	p_S, μ_B [10]
Co_2B	429	47	0,76
Co_3B	747	82	1,12

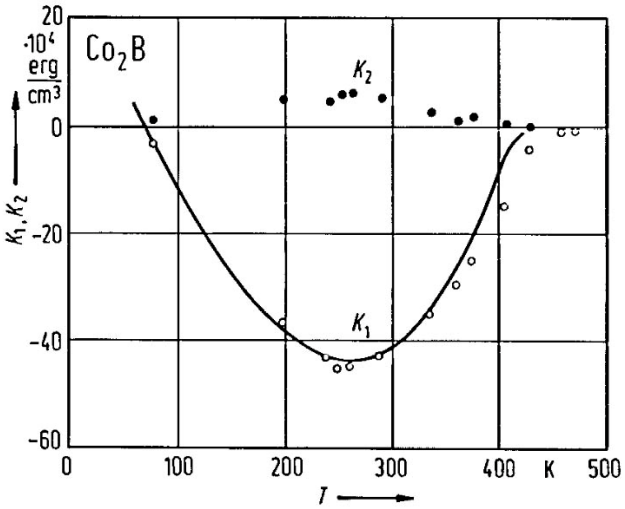


Рисунок 1 5. Температурные зависимости констант МКА соединения Co_2B [21]

Данные по МКА соединения Co_2B приведены в работе [21]. Температурная зависимость первой константы МКА имеет минимум (рисунок 1.5). В интервале температур от нуля до ~250 К значение K_1 с ростом температуры убывает. Причем при Т ~ 70–80 К первая константа МКА меняет свой знак и становится отрицательной. Минимум наблюдается при температуре ~250 К, в этой точке $K_1 \sim -45 \cdot 10^4$ эрг/см^3. Дальнейшее увеличение температуры приводит к росту K_1, и в области температур,

близких к T_C (429 К), K_1 стремится к нулю. Отрицательное значение константы свидетельствует о том, что соединение Co_2B обладает МКА типа «легкая плоскость».

На рисунке 1.5 также представлена температурная зависимость второй константы МКА. Константа $K_2 > 0$ и с ростом температуры не меняет свой знак. В диапазоне от нуля до ~ 250–260 К значение K_2 растет с увеличением температуры. При температуре ~ 250–260 К наблюдается максимум значения $K_2 \sim 5–7 \cdot 10^4$ эрг/см^3. С дальнейшим ростом температуры значение константы K_2 убывает и достигает нуля при $T \sim T_C = 429$ К. Данные о МКА соединения Co_3B в литературе отсутствуют.

Бориды марганца изучены достаточно плохо. Диаграмма состояния системы B-Mn представлена на рисунке 1.6 [24]. Из представленной диаграммы видно, что в данной системе образуются шесть боридных фаз: Mn_4B, Mn_2B, MnB, Mn_3B_4, MnB_2 и MnB_4.

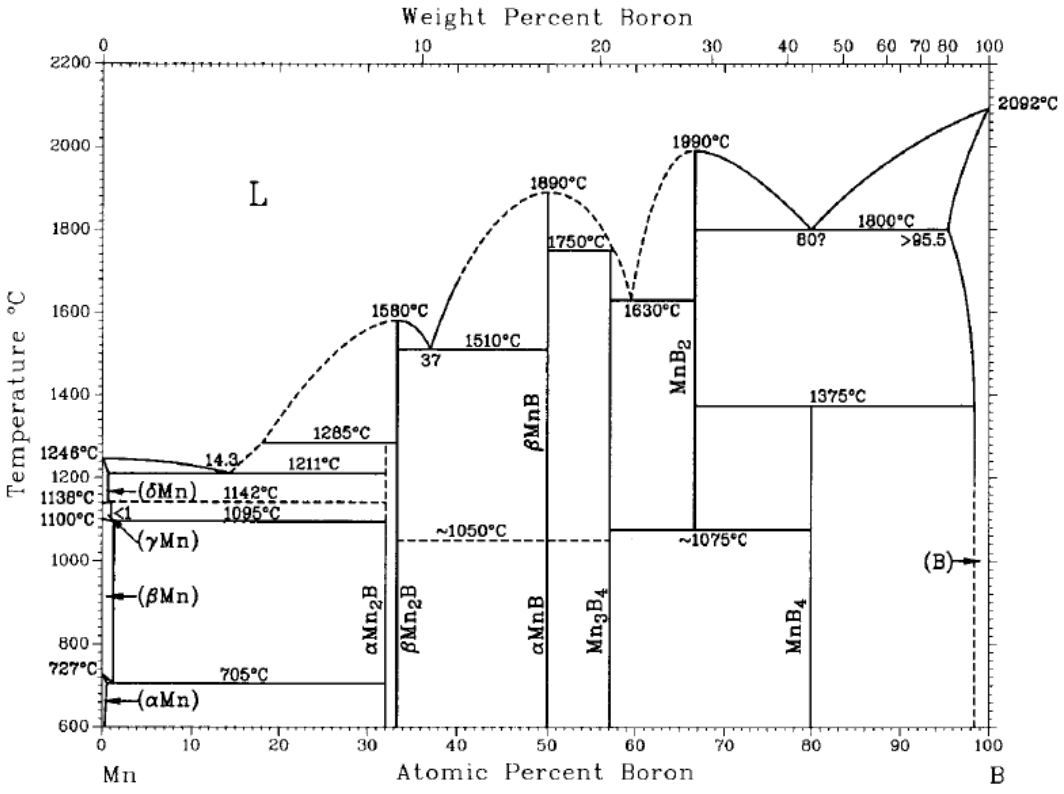


Рисунок 1.6 . Диаграмма состояния системы Mn-B [24]

Фаза Mn_4B кристаллизуется в орторомбической сингонии пространственная группа – *Fddd*, формульных единиц в ячейке – восемь, параметры решетки: a = 14,53 А, b = 7,293,043 А, c = 4,209 А [25].

Mn_2B имеет тетрагональную структуру пространственной группы *I4/mcm*, в ячейке четыре формульных единицы. Борид Mn_2B изоморфен боридам Fe_2B и Co_2B. Периоды решетки [26]: a = 5,148 А, c = 4,208 А.

MnB кристаллизуется в орторомбической сингонии, пространственная группа *Pnma*, в решетке четыре формульные единицы. Параметры решетки составляют: a = 5,560 А, b = 2,977 А, c = 4,145 А. MnB относится к структурному типу FeB [17].

Борид Mn_3B_4 изоструктурен Ta_3B_4, обладает орторомбической кристаллической решеткой с параметрами: a = 3,032 А, b = 12,86 А, c = 2,960 А [17].

MnB_2 кристаллизуется в гексагональной сингонии со структурным типом AlB_2 пространственной группы *P6/mmm*. В ячейке одна формульная единица, параметры решетки: a = 3,007±0,002 А, c = 3,002±0,002 А [17].

MnB_4 образуется по эвтектоидным реакциям [17]:

$$4\ MnB_2 \rightarrow Mn_3B_4 + MnB_4 \quad \text{или} \quad MnB_4 \rightarrow MnB_2 + 2\ B.$$

По данным ряда работ [27–28], данное соединение кристаллизуется в моноклинной сингонии с параметрами решетки: a = 5,503 А, b = 5,367 А, c = 2,949 А, β = 122,71°.

Таким образом, в данной системе существую три орторомбических соединения [26, 29]. Однако ферромагнитными свойствами обладает только MnB. Mn_3B_4 является антиферромагнетиком, а данные о магнитных свойствах соединения Mn_4B отсутствуют [30–33].

Соединение MnB кристаллизуется непосредственно из расплава, но температура плавления очень высока $T_{пл}$ = 1890°С. На рисунках 1.7 и 1.8 [34] представлены температурная зависимость намагниченности и петли гистерезиса для образцов MnB в широком интервале температур и полей.

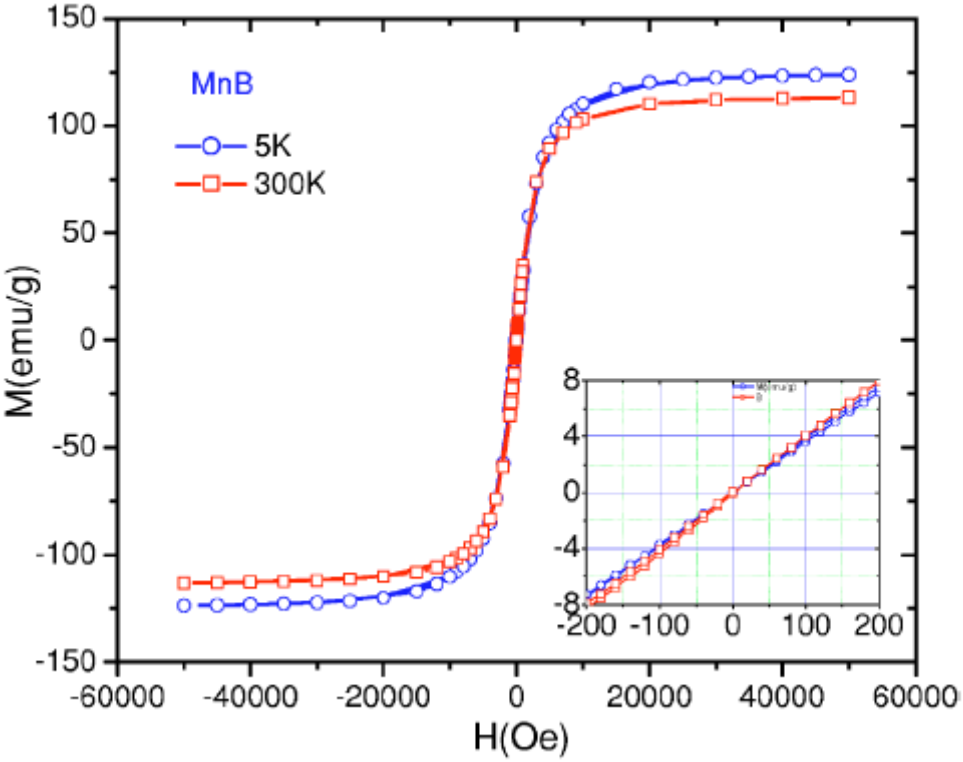


Рисунок 1.7. Петли гистерезиса для соединения MnB, измеренные в диапазоне температур от 5 до 300 К [34]

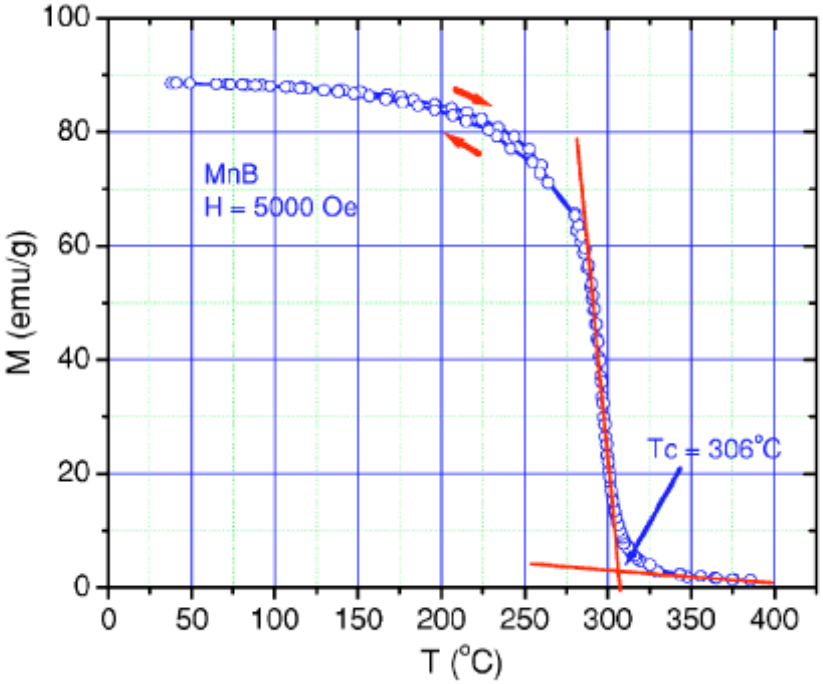


Рисунок 1.8. Температурная зависимость намагниченности соединения MnB в магнитном поле 5 кЭ [34]

1.1.3. Кристаллическая структура и физические свойства орторомбических соединений Zr_2Co_{11} и $HfCo_7$

Как показано в работе [35] интерметаллические соединения Zr_2Co_{11} и $HfCo_7$ обладают орторомбической кристаллической структурой пространственной группы *Pcna*. Элементарная ячейка обоих соединений, по всей видимости, состоит из подрешеток, находящихся в противофазе относительно друг друга вдоль кристаллографической оси [001].

Диаграмма состояния, представленная на рисунке 1.9, показывает, что в системе Co–Zr существуют пять промежуточных фаз: $Co_{11}Zr_2$, Co_4Zr ($Co_{23}Zr_6$), Co_2Zr, CoZr и $CoZr_2$ [36]. В этой системе только соединение $Co_{11}Zr_2$ обладает орторомбической кристаллической решеткой и образуется по перитектической реакции: L + Co_4Zr ↔ $Co_{11}Zr_2$ при температуре 1272°C.

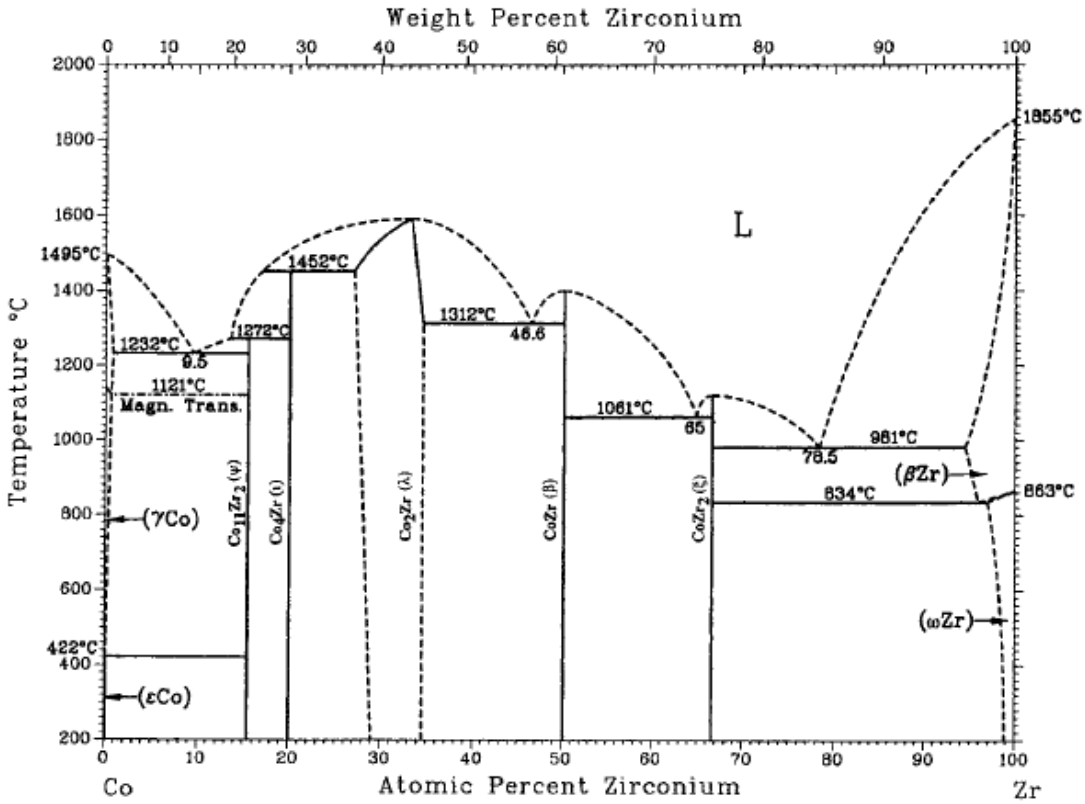


Рисунок 1.9. Диаграмма состояния системы Co–Zr [36]

Соединение Zr_2Co_{11}, по данным ряда работ [37–39], является высоко-анизотропным ферромагнетиком с $T_C \sim 500^oC$. Некоторые исследователи предполагают, что состав данного соединение может соответствовать формуле $ZrCo_{5,1}$. Также было установлено [40], что быстрозакаленные Zr–Co сплавы обладают значительной коэрцитивной силой. Сплав Zr_2Co_{11} является очень прочным и твердым [41]. Исследованию кристаллической структуры Zr_2Co_{11} посвящено несколько работ. Показано [42], что соединение имеет сложноорганизованную структуру. При высоких температурах Zr_2Co_{11} соединение имеет ромбоэдрическую кристаллическую решетку. Параметры в гексагональном описании решетки составляют: $a_{ромб}$ = 4,71 А, $c_{ромб}$ = 24,2 А. С понижением температуры происходит модификация структуры соединения. Данная кристаллическая структура описывается как орторомбическая с параметрами решетки: $a_{орт}$ = 4,71А ≈ $a_{ромб}$, $b_{орт}$ = 16,7А ≈ $2a_{ромб}$, $c_{орт}$ = 24,2 А = $c_{ромб}$. Ось легкого намагничивания соединения параллельна направлению $[0001]_{ромб} = [001]_{орт}$. Также отмечено [41], что превращение ромбоэдрической фазы в орторомбическую сопровождается разбиением ромбоэдрических пластин на разноориентированные области орторомбической фазы, где оси $[001]_{орт} \parallel [0001]_{ромб}$, а оси $[010]_{орт}$ развернуты приблизительно на 120°. Описанная микроструктура сводит к минимуму упругие напряжения, появляющиеся в процессе превращения ромбоэдрической модификации Zr_2Co_{11} в орторомбическую. В работе [41], сделано предположение о том, что возможной причиной высокой прочности и твердости сплава является формирование подобной микроструктуры.

В работе [42] было определено, что ось легкого намагничивания соединения Zr_2Co_{11} параллельна направлению $[0001]_{ромб} = [001]_{орт}$.

Диаграмма состояния системы Co–Hf представлена на рисунке 1.10 [36].

По данным работы [35] параметры решетки соединения Zr_2Co_{11} составляют a = 4,8А, b= 8,2 А, c = 36 А.

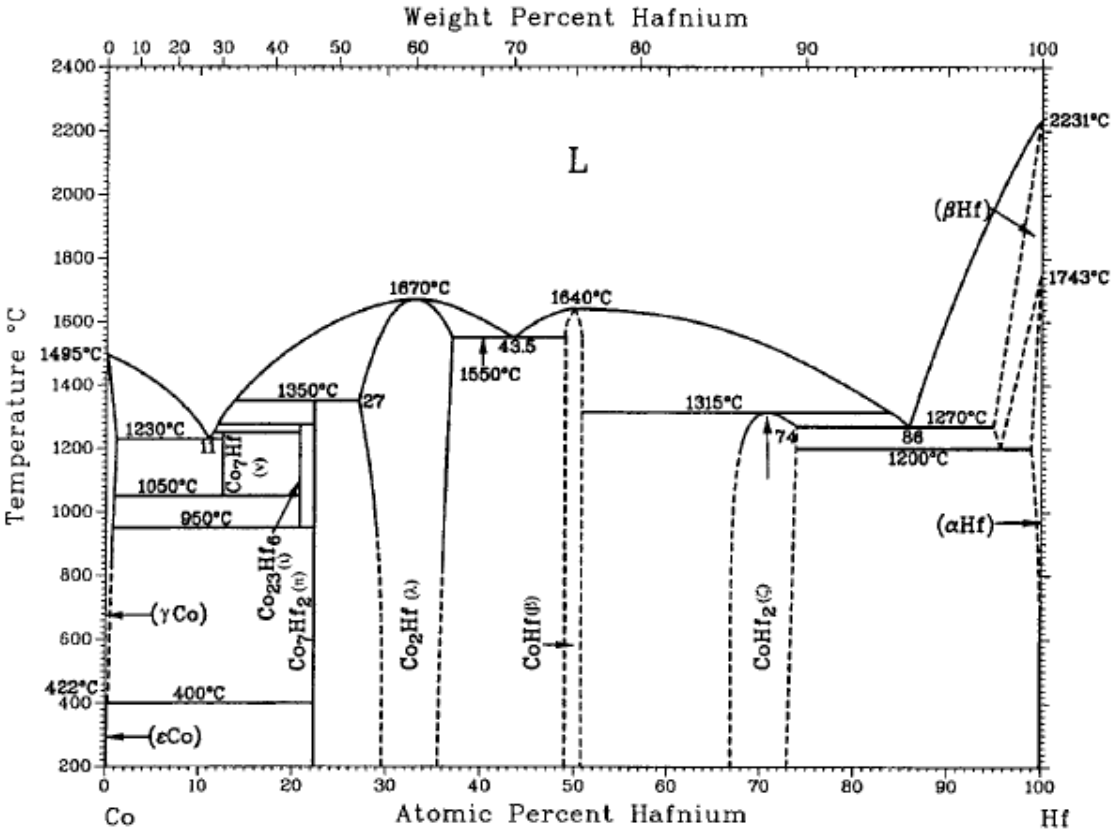


Рисунок 1.10. Диаграмма состояния системы Co–Hf [36]

В данной системе образуется шесть соединений: $HfCo_7$, Hf_6Co_{23}, Hf_2Co_7, $HfCo_2$, HfCo и Hf_2Co. Орторомбическая фаза $HfCo_7$ образуется по перитектической реакции: L + Hf_6Co_{23} ↔ $HfCo_7$ при температуре 1255°C. Известно [35], что параметры решетки данного соединения составляют: a = 4,7A, b = 8,3 A, c = 38 A. Известные магнитные параметры данного соединения приведены в таблице 1.1.

1.1.4. Кристаллическая структура и физические свойства орторомбических соединений CoMnGe и NiMnSi

Орторомбическое соединение NiMnSi обладает структурой типа NiTiSi пространственной группы *Pnma* при комнатной температуре и переходит в гексагональную структуру типа Ni_2In при высоких температурах. Является ферромагнетиком с температурой Кюри равной 622 К [43]. Параметры решетки: *a* = 5,948 А, *b*= 3,823 А, *c* = 7,052 А.

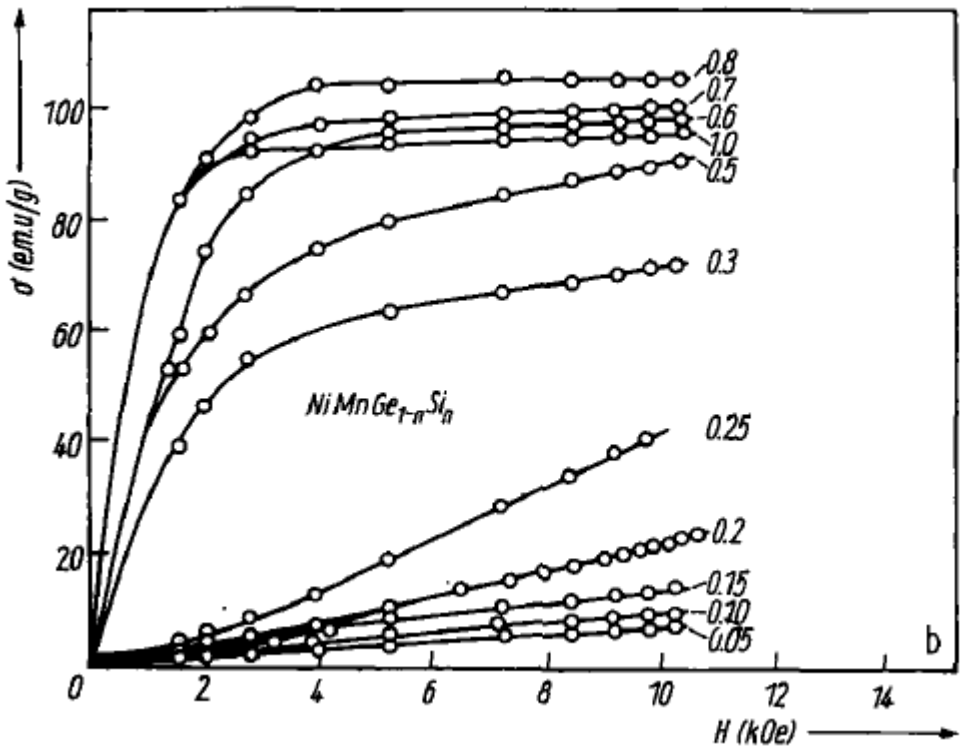


Рисунок 1.11. Кривые намагничивания системы $NiMnGe_{1-n}Si_n$ [43]

На рисунке 1.11 представлена кривая намагничивая соединения NiMnSi (n = 1). Из рисунка видно, что насыщение достигается при низком значении магнитного поля порядка 2 кЭ. Величина удельной намагниченности составляет приблизительно 86–90 Гс $см^3$/г. Зависимость удельной намагниченности от температуры представлена на рисунке 1.12 (n = 1).

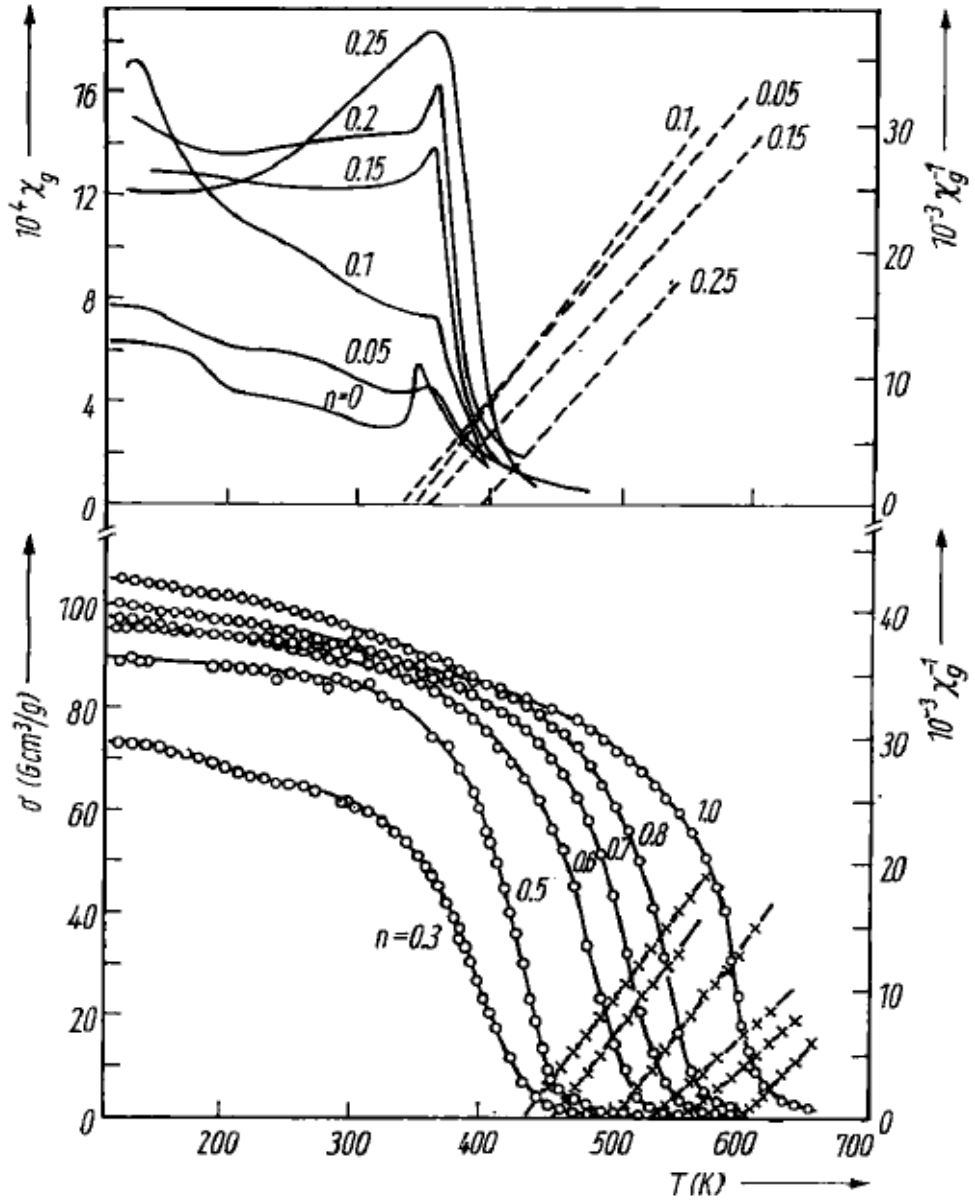


Рисунок 1.12. Температурные зависимости намагниченности и магнитной восприимчивости системы $NiMnGe_{1-n}Si_n$ [43]

Ферромагнитное соединение CoMnGe имеет орторомбическую кристаллическую решетку пространственной группы *Pnma* структурного типа Co_2P [44]. Параметры решетки составляют[44]: a = 5,948 А, b = 3,823 А, c = 7,052 А. Также из [44] известно, что температура Кюри данного соединения T_C = 340 K.

Данные о типе магнитокристаллической анизотропии и доменной структуре данных соединений отсутствуют.

1.2. Доменная структура магнетиков различных типов

1.2.1. Основные понятия теории доменной структуры

Самопроизвольная намагниченность в магнитном материале имеет сложное распределение: образец разбит на множество областей – «доменов». В каждом из этих доменов самопроизвольная намагниченность однородна и направлена вдоль одной из осей легкого намагничивания [1, 2, 45]. Домены имеют определенную форму, размеры и разделяются между собой доменными границами, которые представляют собой слои, внутри которых происходит изменение направления вектора $\mathbf{I}_S$.

Все типы доменных структур классифицируются на основные домены, которые заполняют практически весь объем образца, и замыкающие домены, формирующиеся вблизи поверхности.

Форма и размеры основных доменов, то есть их конфигурация, в основном определяется типом МКА и величиной основных магнитных констант материала. Поверхностные домены в одноосных кристаллах возникают из-за снижения магнитостатической энергии, которое достигается измельчением замыкающих доменов. В кубических кристаллах появления поверхностных доменов обусловлено наклоном поверхностей наблюдения относительно осей легкого намагничивания. При неизменной основной структуре поверхностные структуры сильно зависят от кристаллографической ориентации, размеров кристалла, состояния поверхности и других факторов.

Доменная структура в реальных образцах сильно зависит как от различных внешних воздействий (наличия магнитного поля, температуры и механических напряжений), так и от внутренней структуры (дефектности кристаллической решетки), размеров и формы кристалла, кристаллографической ориентации поверхности наблюдения и других факторов [45]. Этим объясняется, почему картины доменных структур столь разнообразны.

1.2.2. Доменная структура одноосных магнетиков с МКА типа «легкая ось»

Простейшей моделью доменной структуры кристаллов с одной осью легкого намагничивания является структура Киттеля. Она состоит из полосовых 180°-ых доменов, плоские границы которых ориентированы параллельно оси легкого намагничивания кристалла (рисунок 1.13).

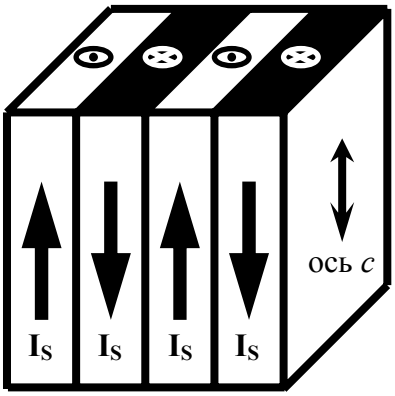


Рисунок 1.13. Модель полосовой доменной структуры по Киттелю

Известно, что ширина 180°-ых доменов (L) одноосного размагниченного кристалла зависит от его толщины (D) следующим образом [46]:

$$L = \left(\frac{\gamma \cdot D}{1{,}7 \cdot I_S^2} \right)^{0{,}5},$$

где γ – поверхностная плотность граничной энергии, I_S – намагниченность насыщения.

Экспериментально установлено, что глубинная структура в одноосных кристаллах разной толщины представляет собой систему плоскопараллельных 180°-ных доменов.

В тонких магнитных пленках магнитоодноосных кристаллов, у которых ориентация оси *c* перпендикулярна ее поверхности, выявляются полосовые, лабиринтные или цилиндрические домены (рисунок 1.14). Искривления доменных границ объясняются дефектами структуры реальных магнитных кристаллов.

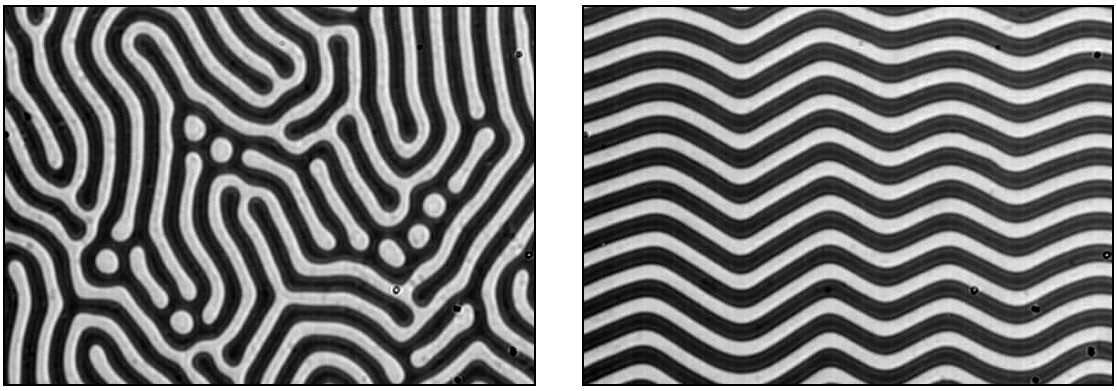


Рисунок 1.14. Лабиринтная доменная структура в тонких пленках феррита-граната

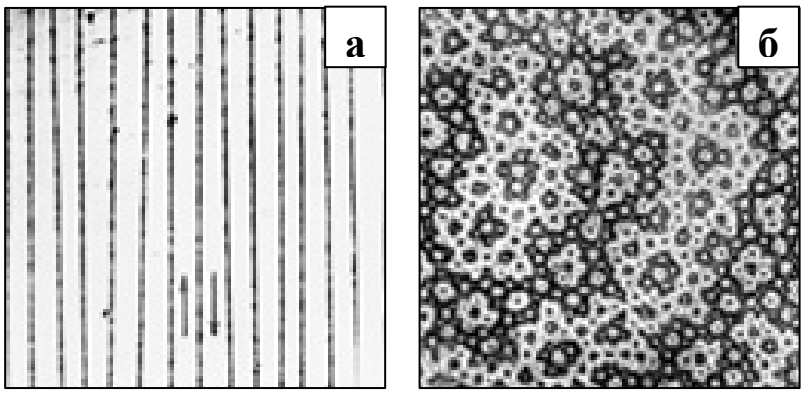


Рисунок. 1.15. Доменная структура массивных магнитоодноосных кристаллов на плоскостях, параллельной (а) и перпендикулярной ОЛН (б). Структура выявлена с метода Акулова-Биттера (а) и эффекта Керра (б)

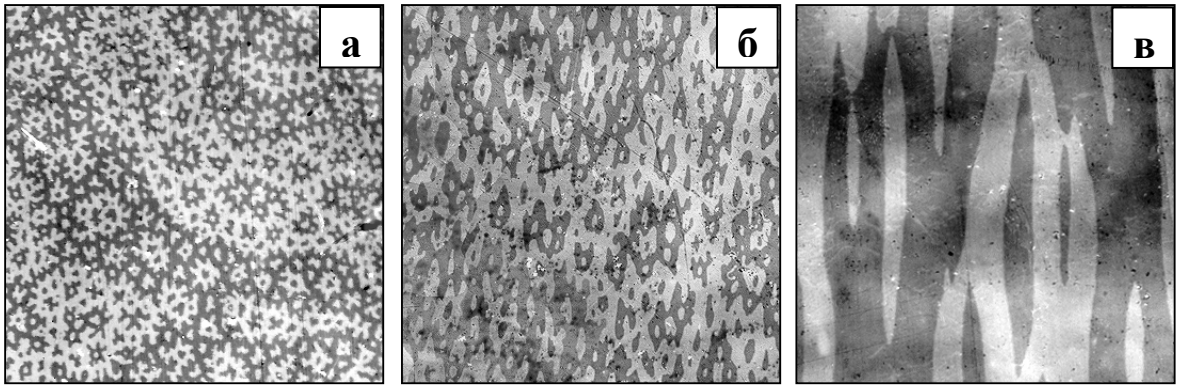


Рисунок 1.16. Доменная структура монокристаллов $SmCo_5$ при различном угле отклонения плоскости наблюдения относительно ОЛН: $\varphi = 90^o$ (а), 60° (б) и 30° (в)

Полосовая доменная структура также характерна и для массивных магнитоодноосных кристаллов, если поверхность наблюдения ориентирована вдоль оси *c* (призматическая плоскость) или отклонена от нее на небольшой угол (рисунок. 1.15а). Однако, вблизи поверхности, перпендикулярной оси *c*, конфигурация доменной структуры массивных одноосных кристаллов более сложная. Так на базисной плоскости, перпендикулярной оси *c*, наблюдается так называемая структура «звездочек» (рисунки 1.15б, 1.16а), а при произвольной ориентации поверхности наблюдения – доменная структура промежуточных конфигураций: искаженные «звездочки» (рисунок 1.16б) и «клинья» (рисунок 1.16в).

Плоскопараллельная, лабиринтная или сотовая конфигурации доменной структуры обнаруживаются на базисной плоскости только в том случае, если толщина кристалла меньше некоторой величины $D_к$. Выделяют три характерные области толщины кристаллов с различной доменной структурой [47]. В области толщин $D_1 < D_k$ наблюдается простая структура плоскопараллельных доменов. Для случая $D_2 > D_k$ вблизи поверхности образца наблюдается волнистость доменных границ образца. Волнистость доменных границ зависит от толщины кристалла и его магнитных констант. При $D_3 > D_2$ к доменам с волнистыми границами происходит добавление дополнительных несквозных доменов. По форме эти домены близки к конусу с основанием, выходящим на поверхность образца (рисунок 1.17). Возникновение поверхностных доменных структур на базисной плоскости одноосных кристаллов объясняется снижением магнитостатической энергии, Данное снижение возникает вследствие измельчения потоков размагничивающих полей замыкающих доменов.

Известно [47], что для случая одного ряда замыкающих доменов ширина доменов (L) размагниченного одноосного кристалла зависит от его толщины (D) следующим образом:

$$L = 0{,}53\, I_S^{-0{,}8}\, \gamma^{0{,}4}\, D^{0{,}6}.$$

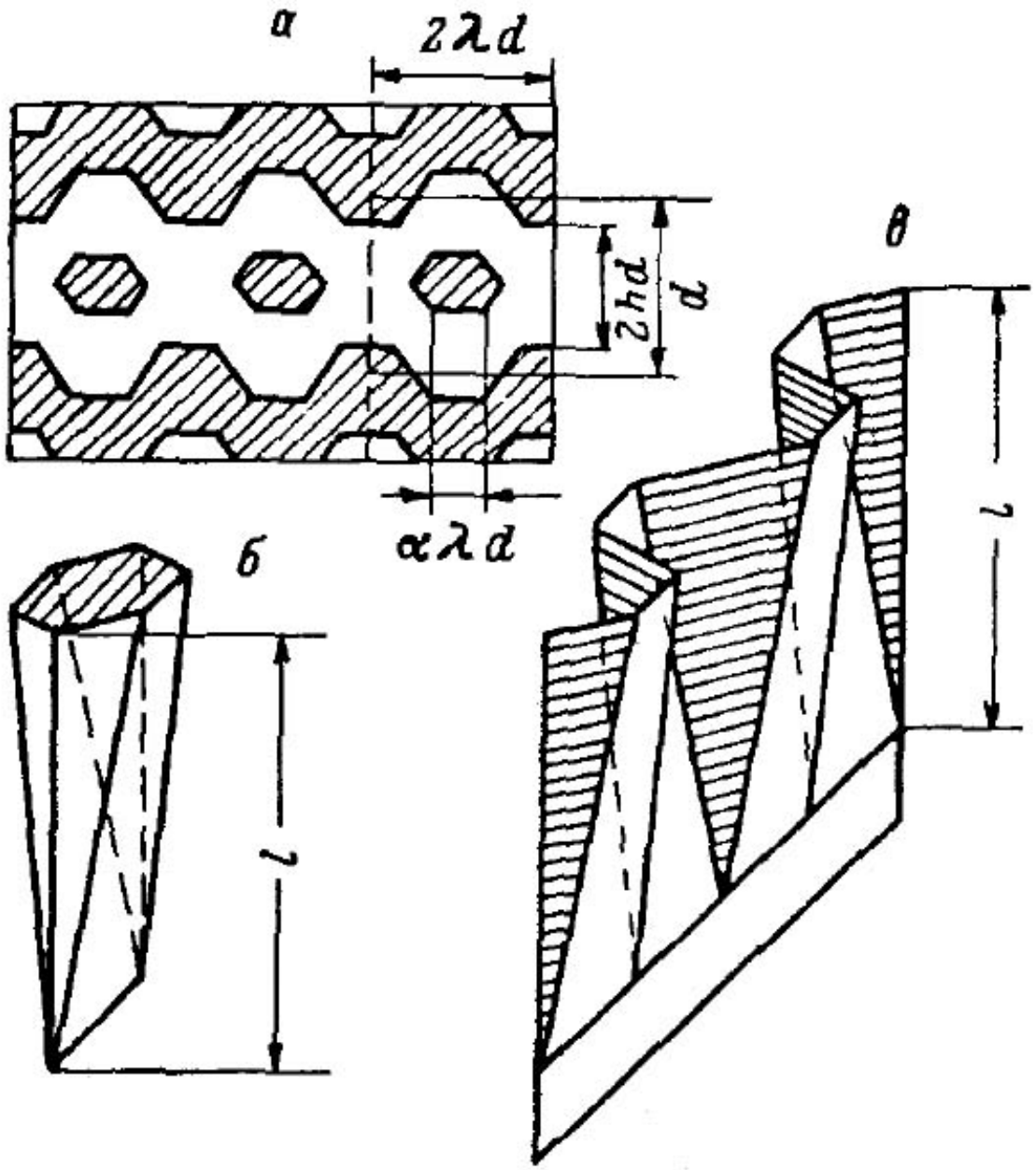


Рисунок 1.17. Модель структуры с одним рядом замыкающих доменов [47]

На рисунке 1.18 приведены картины поверхностных доменных структур, так называемых «звездочек», на базисной плоскости массивных монокристаллов $GdCo_5$ (а), $SmCo_5$ (б), Sm_2Co_{17} (в) и $Nd_2Fe_{14}B$ (г). Хорошо заметно, что средняя ширина «звездочек» увеличивается с ростом намагниченности насыщения соединений.

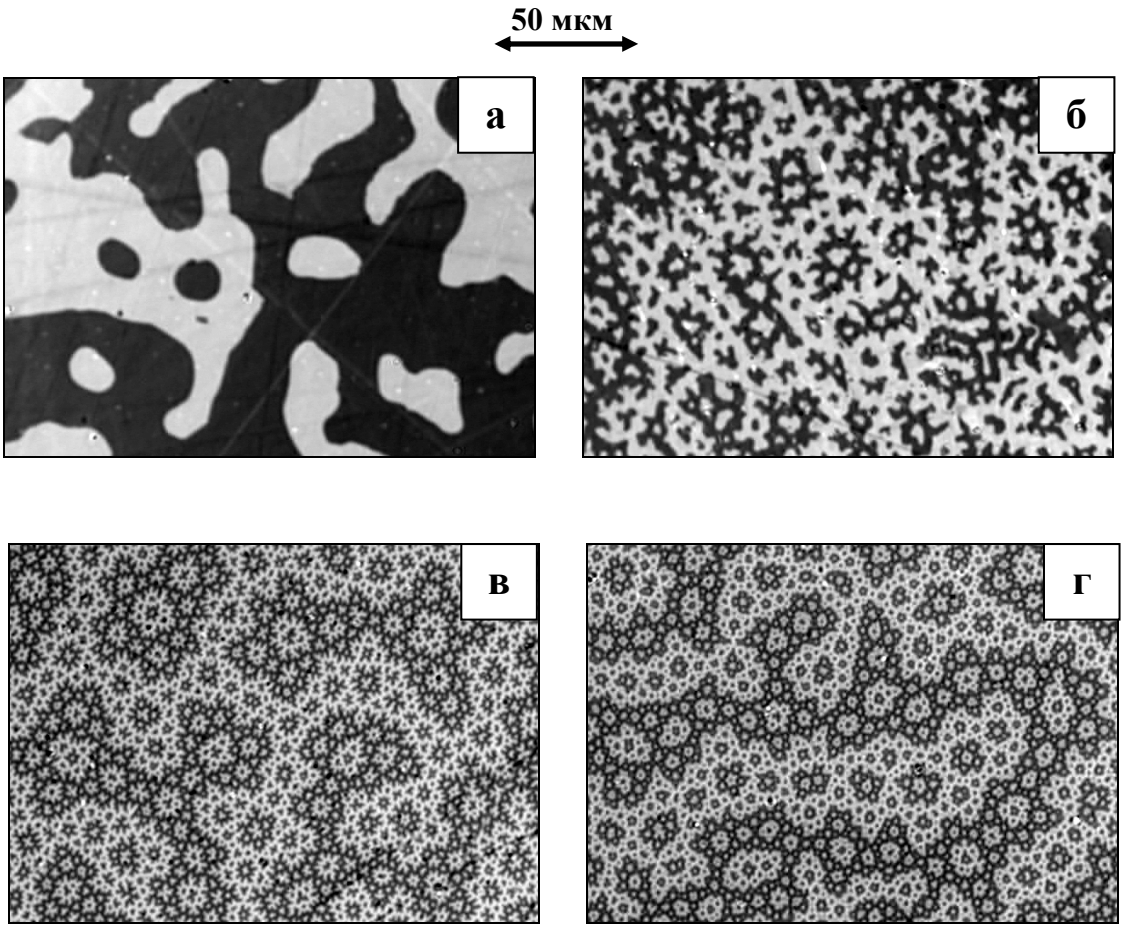


Рисунок 1.18. Поверхностная доменная структура «звездочек» на базисных плоскостях монокристаллов $GdCo_5$ (а), $SmCo_5$ (б), Sm_2Co_{17} (в) и $Nd_2Fe_{14}B$ (г)

1.2.3. Доменная структура кубических магнетиков

В кубических кристаллах образуются такие конфигурации доменов, при которых магнитные потоки замыкаются в объеме образца. Это происходит благодаря наличию трех или четырех осей легкого намагничивания. Модель Ландау-Лифшица (рисунок 1.19) является основной теоретическая моделью, описывающей доменную структуру замкнутого типа [45–46].

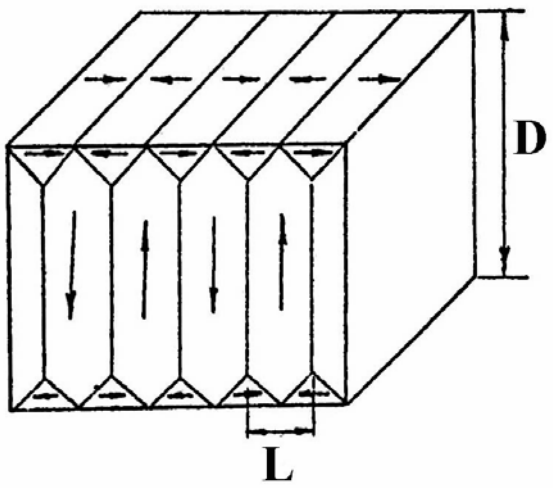


Рисунок 1.19. Модель замкнутой доменной структуры кубического кристалла по Ландау-Лифшицу

Намагниченность доменов в структуре Ландау-Лифшица, ориентирована вдоль осей легкого намагничивания и заряды на поверхности кристалла отсутствуют, так как малыми участками выхода на поверхность доменных границ можно пренебречь. Вектора намагниченности основных и замыкающих доменов взаимно перпендикулярны, а, так как каждый домен из-за магнитострикции стремится изменить свои размеры в направлении намагничивания, между двумя типами доменов появляются упругие напряжения.

Зависимость равновесной ширины основного домена L от толщины кристалла D для структуры Ландау-Лифшица описывается выражением:

$$L = \frac{4}{3\,\lambda_{100}} \sqrt{\frac{\gamma\, D}{c_{11}}},$$

где λ_{100} – константа магнитострикции, c_{11} – упругая константа в направлении (100).

В замкнутых доменных структурах кубических кристаллов при ограничении поверхностями, содержащими направления легкого намагничивания магнитостатическая энергия близка к нулю. Поэтому появление поверхностных структур в кубических кристаллах не слишком больших размеров происходит из-за наклона поверхностей относительно легких осей. Выделим несколько основных конфигураций доменных структур характерных для кубических кристаллов.

Доменные конфигурации, названные «елочками» были обнаружены в ходе исследования картин порошковых осадков на поверхностях образцов кремнистого железа, имеющих небольшие отклонения от кристаллографической плоскости (100). Приближенная оценка энергии и расчет основных параметров структур данного типа были проведены в работе [48], результаты расчетов удовлетворительно согласуются с экспериментом. Существуют модификации структуры «елочек», которые авторы работы [49] называют «древовидными» или «ветвеобразными». Данные конфигурации доменных структур, наблюдаются в кубических кристаллах с четырьмя осями легкого намагничивания при отклонениях от главных кристаллографических плоскостей.

В работе [50] было проведено систематическое исследование поверхностных структур в кристаллах кремнистого железа с текстурой типа (110)/(100), представляющей большое практическое значение (рисунок 1.20). В зависимости от угла θ (угол отклонения оси [100] от плоскости прокатки) наблюдались различные типы поверхностных доменных структур. Из них можно выделить пять основных: «елочки» ($\theta < 2^{o}$), «стенки», «клинья» и «ромбики» ($\theta = 3–7^{o}$), «кружево» ($\theta = 7–13^{o}$) и «мозаика» ($\theta > 13^{o}$).

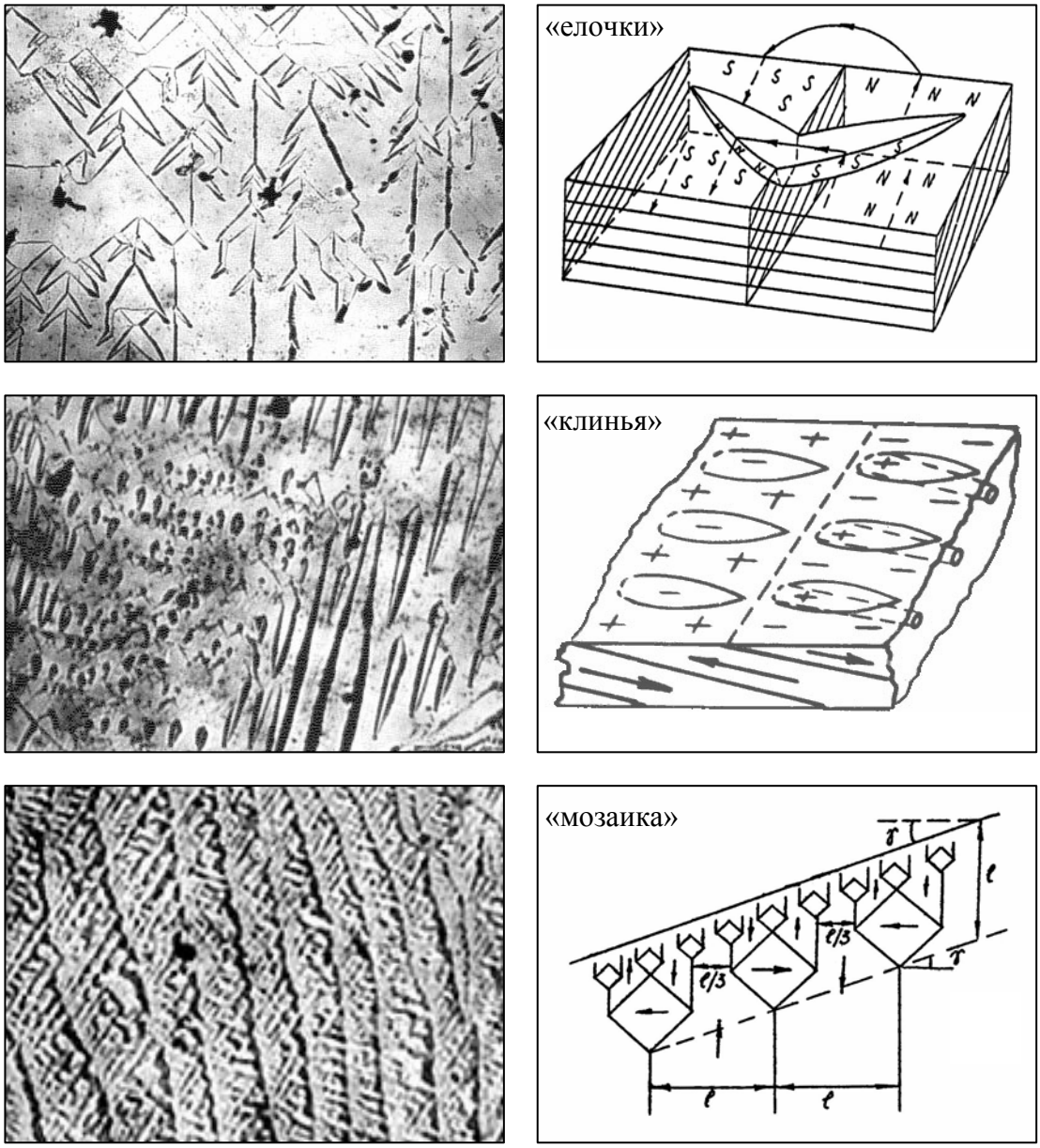


Рисунок 1.20. Типичные доменные структуры в кубических магнетиках и их модели [10]

Взаимосвязь между ориентацией кристаллитов и видом доменных структур в текстурованном железе позволяет проводить анализ текстуры по наблюдениям доменной структуры.

1.2.4. Доменная структура тетрагональных магнетиков с МКА типа «легкий конус»

Отметим, что из-за значительных экспериментальных трудностей данные о доменной структуре одноосных магнетиков с анизотропией типа «легкий конус» или «легкая плоскость» весьма ограничены.

В работах [51–53] проанализирован характер доменной структуры тетрагонального магнетика типа $Nd_2Fe_{14}B$ в области спин-переориентационного перехода: «легкая ось–легкий конус». При низких температурах был обнаружен сложный характер распределения намагниченности и выявлены ранее не наблюдавшиеся конфигурации магнитных доменов.

Анализ доменной структуры на призматической плоскости монокристалла $Nd_2Fe_{14}B$, которая была выявлена магнитооптическим методом Керра, показал различие ее конфигураций в двух интервалах температур (рисунок 1.21) [51] . На базисной плоскости образца $Nd_2Fe_{14}B$ при комнатной температуре наблюдалась доменная структура типа «звездочек» (рисунок 1.21а–б), а при охлаждении до температуры жидкого гелия появлялись два взаимно перпендикулярных направления в ориентации доменных границ (рисунок 1.21в–е). По всей видимости, появление выделенных направлений в ориентации рядов «звездочек» (рисунок 1.21в) связано с повышением величины третьей константы МКА, которая определяет анизотропию в базисной плоскости тетрагональных кристаллов

При $T > T_{сп}$ ($T_{сп} = 135$ К – температура спиновой переориентации) наблюдаются полосовые домены, типичные для одноосных высокоанизотропных магнетиков. 180°-ные доменные границы в этой структуре ориентированы вдоль оси *c* (рисунок 1.21а–в). При $T < T_{сп}$ наблюдается доменная структура нового типа (рисунок 1.21г–е). Появляются замыкающие домены, которые встречаются у кристаллов с несколькими осями легкого намагничивания. Замыкающие домены не позволяют выявить реальное распределение намагниченности в объеме основных доменов.

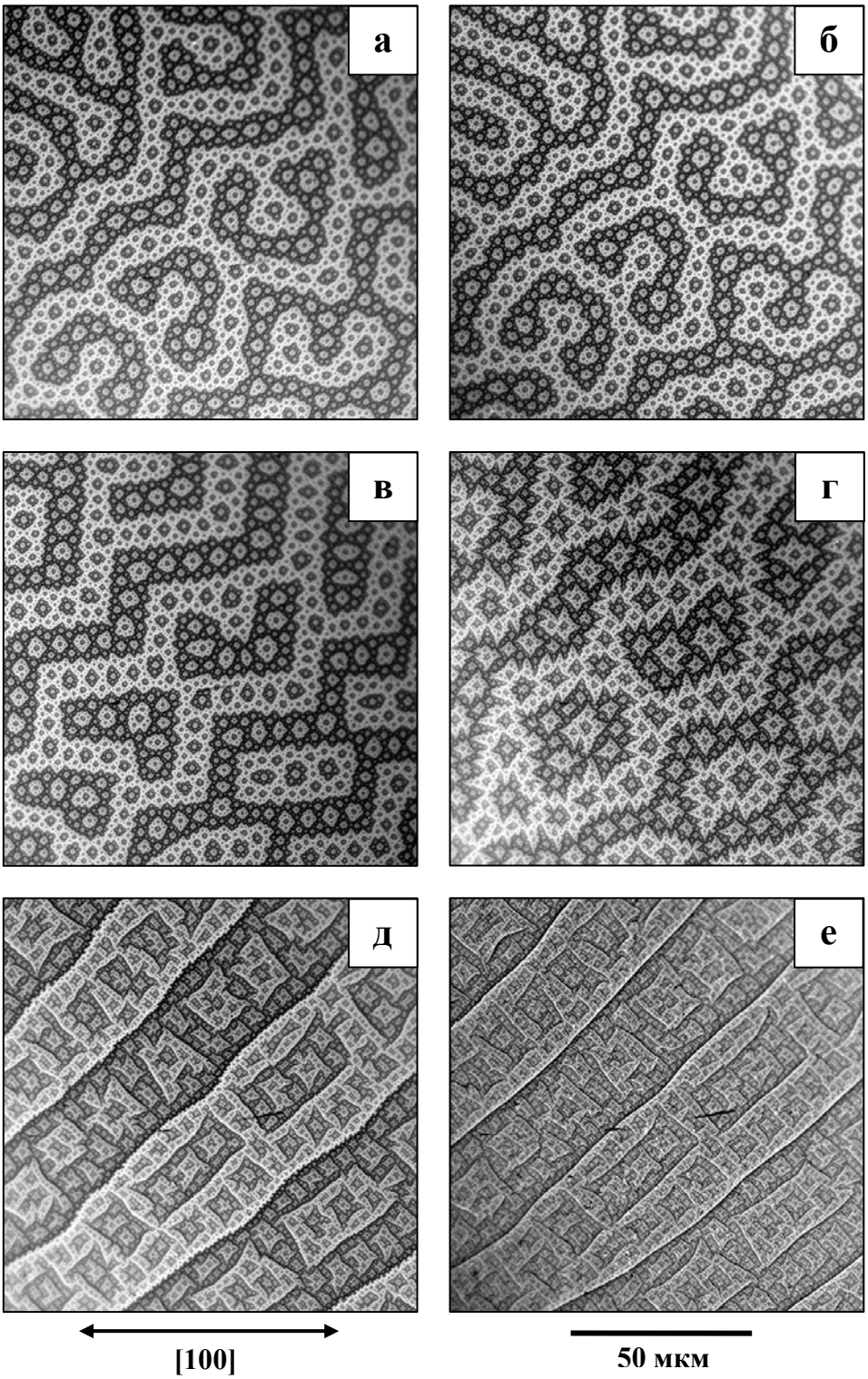


Рис. 1.21. Трансформация доменной структуры на плоскости (001) монокристалла $Nd_2Fe_{14}B$ в области спин-переориентационного фазового перехода. T = 285 K (а), 200 K (б), 165 K (в), 118 K (г), 113 K (д), 20 K (е) [52]

После применения метода визуализации доменной структуры, основанном на наблюдении полей рассеяния в тонкой магнитной пленке, помещенной на поверхность образца, был сделан вывод, что доменные границы основных доменов высокотемпературной фазы с магнитокристаллической анизотропией типа «легкая ось» наблюдаются и при $T = T_{сп}$, не меняя своей ориентации [51–52].

Как показано в работе [51], при низких температурах в структуре $Nd_2Fe_{14}B$ доменные границы между основными и замыкающими доменами отличаются друг от друга. Намагниченность фиксируется вдоль четырех осей легкого намагничивания в основных доменах, а также может занимать промежуточные положения в переходной области между основными доменами. Авторами [51–53] предложена модель доменной структуры тетрагонального образца $Nd_2Fe_{14}B$ с анизотропией типа «легкий конус» и рассчитана плотность энергии некоторых возможных типов доменных границ.

1.2.5. Доменная структура гексагональных магнетиков с МКА типа «легкая плоскость»

В работах [54–55] были проведены исследования доменной структуры соединений с тяжелыми редкоземельными металлами и иттрием (R = Y, Gd, Tb, Dy, Ho, Er), которые при комнатной температуре характеризуются магнитокристаллической анизотропией типа «легкая плоскость».

На рисунке 1.22 приведены картины порошковых осадков на произвольно ориентированных плоскостях поликристаллических образцов R_2Co_{17} и R_2Fe_{17} [54–55]. Можно выделить две конфигурации доменных структур, которые типичны для всех соединений. Часть зерен образцов имеет крупные полосовые или клиновидные домены (рисунок 1.22а–в). В остальных зернах наблюдаются полосовые домены с прерывными искривленными границами. В большинстве случаев структуры промодулированы поперечными мелкими каплевидными доменами (рисунок 1.22д–е), но есть области свободные от мелких доменов (рисунок 1.22г–д).

На рисунке 1.23 показаны магнитно-силовые изображения полей рассеяния на базисной и призматической плоскости образцов R_2M_{17}. На базисной плоскости хорошо видна простая полосовая структура доменов (рисунок 1.23 а). Интересные конфигурации полей рассеяния доменов обнаружены на призматических плоскостях образцов R_2M_{17} (рисунок 1.23б–г). Основным признаком всех структур является извилистость доменных границ. Во всех случаях выявляются полосовые домены с извилистыми границами, форму которых можно условно обозначить как «зигзагообразную» (рисунок 1.23б), «елочкообразную» (рисунок 1.23в) и «пилообразную» (рисунок 1.23г).

В работах [54–55] предложена следующая модель доменной структуры одноосного магнетика с магнитокристаллической анизотропией типа «легкая плоскость». В объеме магнетика формируется простая полосовая структура доменов с границами параллельными оси *c* (рисунок 1.24а).

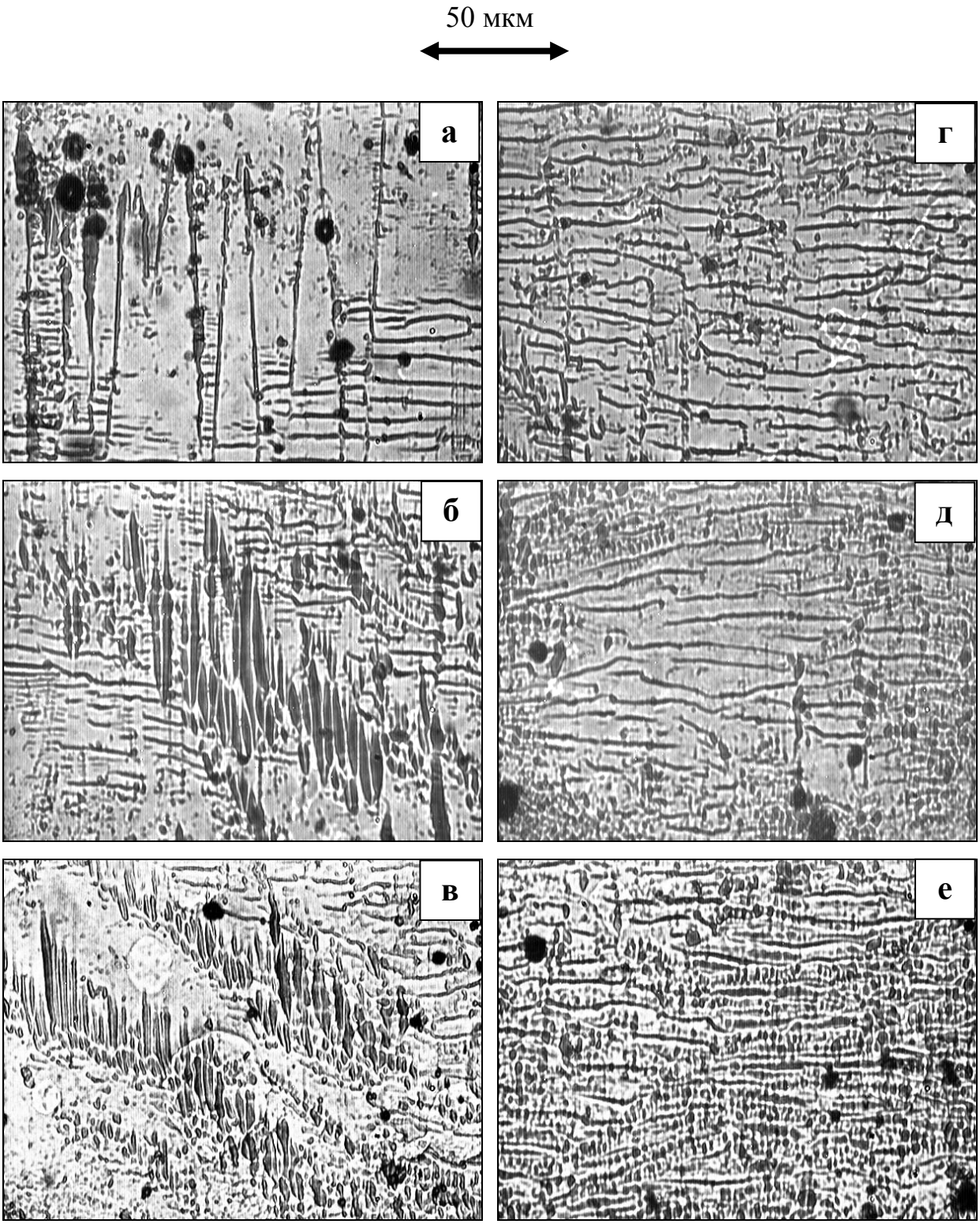


Рисунок 1.22. Типичные картины доменных структур поликристаллических образцов R_2M_{17} ((M = Co, Fe), выявленные методом порошковых осадков [54]

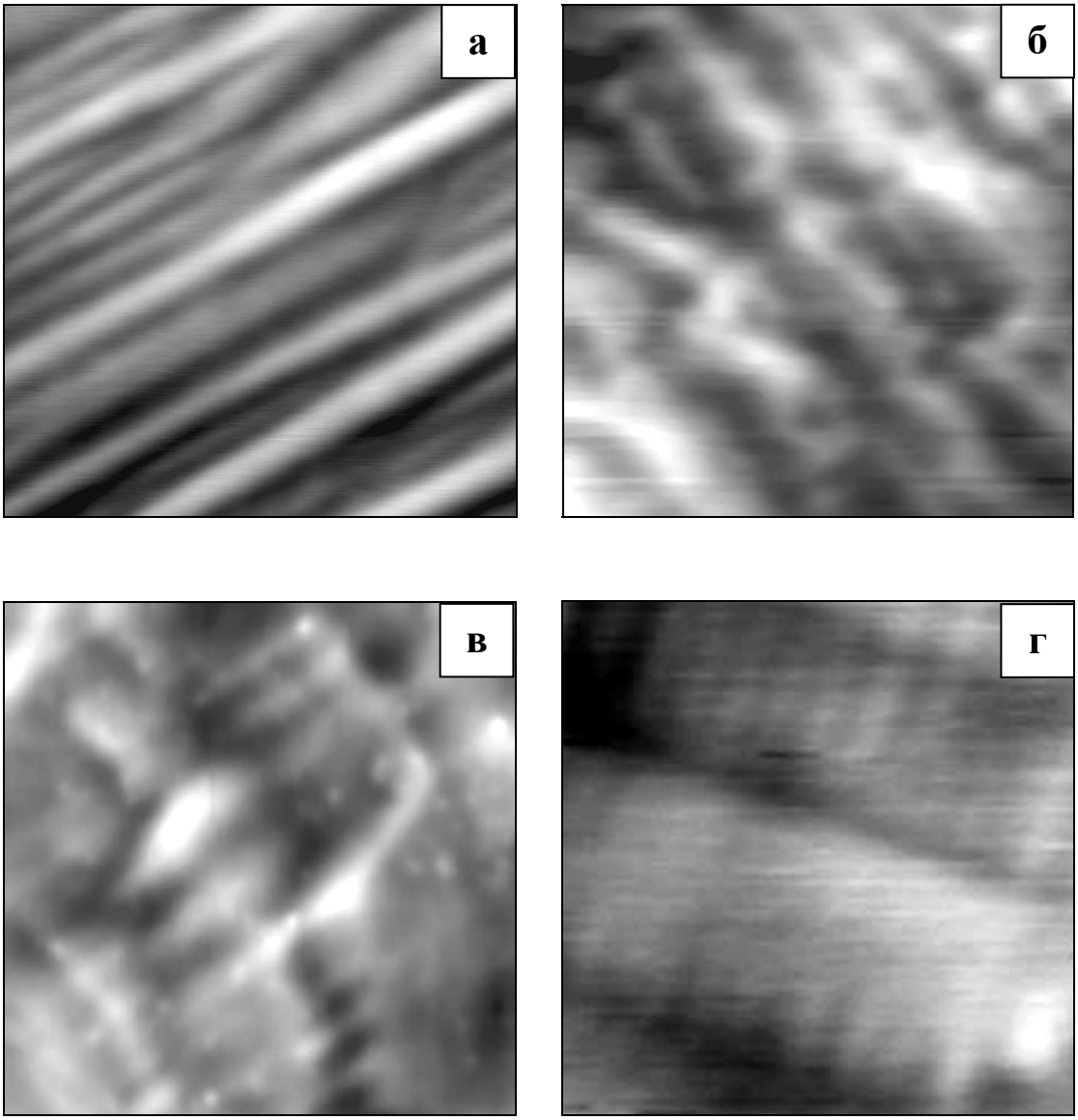
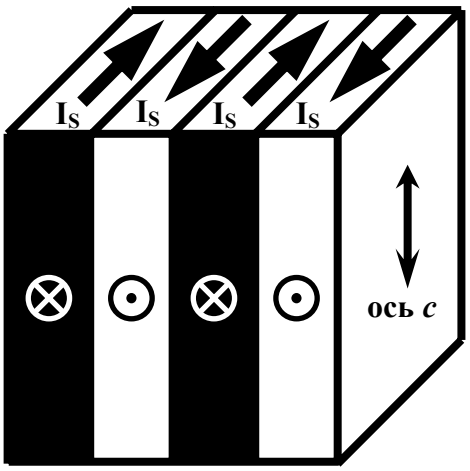
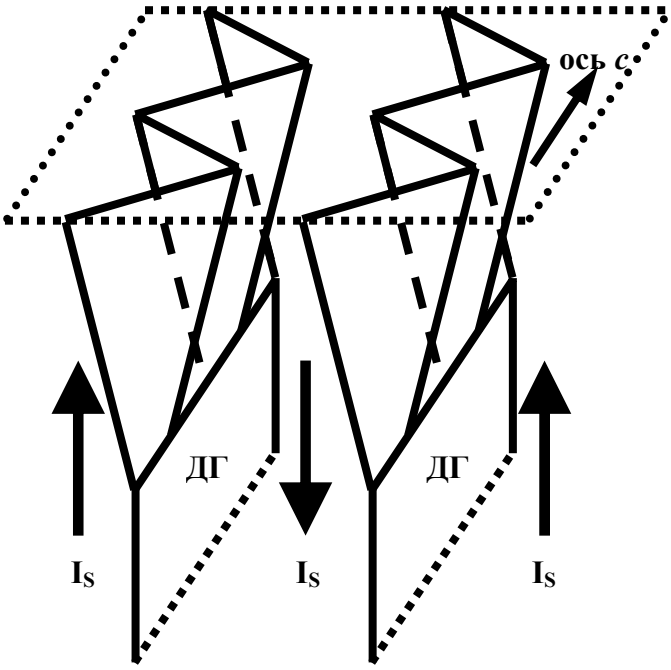


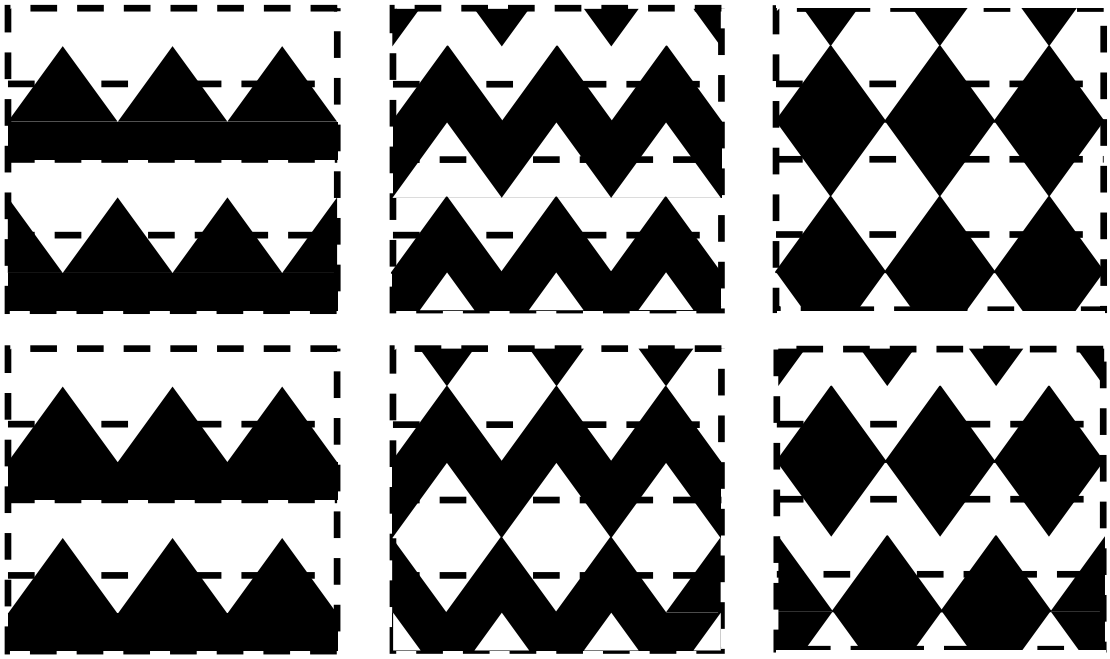
Рисунок 1.23. Типичные картины доменных структур на базисной (а) и призматической (б–г) плоскостях монокристаллов R_2M_{17} (M = Co, Fe), выявленные методом магнитно-силовой микроскопии.
Размер кадров 50x50 мкм (а), 20x20 мкм (б–г) и 10x10 мкм (в–г) [54]



а. Структура основных доменов



б. Изгиб доменных границ вблизи призматической плоскости



в. Поверхностная доменная структура на призматической плоскости

Рисунок 1.24. Модель доменной структуры в магнетике с МКА типа «легкая плоскость»

Вблизи призматической плоскости образцов, над которой существуют размагничивающие поля, происходит изгиб доменных границ (рисунок 1.24б). Появление такого изгиба границ энергетически выгодно, так в этом случае замыкание магнитного потока происходит не в одном направлении, как при полосовых доменах, а в двух взаимно перпендикулярных направлениях. Вследствие этого можно ожидать уменьшения магнитостатической энергии образца. Формирование двух систем доменных границ во всем объеме образца, по-видимому, не оправдано, так как в этом случае резко возрастет общая площадь границ и, следовательно, их энергия.

На рисунке 1.24в приведено схематическое изображение поверхностной доменной структуры на призматической плоскости образцов с магнитокристаллической анизотропией типа «легкая плоскость» для различных случаев изгиба доменных границ. Пунктиром обозначены границы основных полосовых доменов внутри образца. Хорошо видно, что в такой модели поверхностная доменная структура имеет «елочкообразную», «зигзагообразную» и «пилообразную» конфигурации, которые экспериментально наблюдаются на призматической плоскости образцов R_2M_{17} [54–55].

1.2.6. Методы определения энергии доменных границ

В общем случае расчет распределения спонтанной намагниченности в ферромагнитных кристаллах, то есть определение формы и размеров доменов и границ между ними, должен проводиться путем решения вариационной задачи минимизации суммарной потенциальной энергии системы. Теория микромагнетизма рассматривает пять основных типов взаимодействий между элементарными магнитными моментами и между этими моментами и внешними полями [1–2, 45–46, 56–57], которые характеризуются следующими энергиями: обменного взаимодействия; относительно внешнего магнитного поля; собственного размагничивающего поля; кристаллографической анизотропии; магнитострикции и магнитоупругая.

Выполнение вариационных процедур приводит к системе нелинейных дифференциальных уравнений в частных производных, решение которых представляет собой очень сложную задачу, аналитическое решение которой получено лишь для некоторых частных случаев, допускающих линеаризацию [45].

В работе Ландау и Лифшица [58] было показано, что общая задача о доменной структуре может быть разбита с большой степенью точности на две независимые задачи:

- распределение вектора спонтанной намагниченности в доменной границе;
- распределение граничных слоев в объеме кристалла и изменение этого распределения под действием различных факторов.

При таком подходе факт существования доменов постулируется, но в тоже время открывается возможность проведения расчетов ряда важнейших параметров доменной структуры.

Для решения о структуре доменной границы рассматривают плоскую доменную границу, разделяющую бесконечный кристалл на два домена.

Однородная намагниченность внутри доменов характеризуется единичными векторами $\vec{\alpha}_I$ и $\vec{\alpha}_{II}$. Условие равновесного состояния границы имеет вид:

$$E(\vec{\alpha}_I) = E(\vec{\alpha}_{II}). \qquad (1.1).$$

В противном случае возможно уменьшение свободной энергии за счет перемещения границы. Кроме того, вектора $\vec{\alpha}_I$ и $\vec{\alpha}_{II}$ должны совпадать с направлениями легкого намагничивания, при которых энергия магнитокристаллической анизотропии имеет минимум.

Плоская форма доменной границы всегда является более выгодной в кристаллах, не содержащих различных дефектов кристаллической решетки, так как проявление изгибов доменной границы приводит к увеличению ее энергии.

Для решения задачи в общем виде вводится сферическая система координат, связанная с доменной границей. За полярную ось принимается нормаль к плоскости доменной границы с единичным вектором $\vec{n}$, координата вдоль нормали обозначается как ξ, θ – полярный угол между $\vec{n}$ и вектором $\mathbf{I_S}$, φ – азимутальный угол, который отсчитывается от произвольно выбранного направления в плоскости границы.

На возможную ориентацию плоскости доменной границы накладывается условие отсутствия ее собственной магнитостатической энергии, то есть условие непрерывности нормальной к границе составляющей вектора намагниченности $\mathbf{I_S}$:

$$\vec{\alpha}_I \cdot \vec{n} = \vec{\alpha}_{II} \cdot \vec{n}. \qquad (1.2).$$

Из условий (1.1) и (1.2) вытекает, что внутри доменной границы угол θ остается постоянным, а угол φ изменяется от φ_1 в одном домене, до φ_2 во втором, то есть вектор намагниченности $\mathbf{I_S}$ испытывает прецессию вокруг нормали $\vec{n}$.

Доменные границы, в которых выполняется условие

$$\theta = \text{const} \qquad (1.3)$$

называются блоховскими. В доменных границах Блоха отсутствует собственная магнитостатическая энергия и как показывают теоретические выводы [36] и экспериментальные данные границы такого типа характерны для массивных кристаллов.

Суммарная энергия единицы объема блоховской доменной границы состоит из двух слагаемых: обменной энергии $E_{обм}$, обусловленной непараллельностью магнитных моментов, и энергии магнитокристаллической анизотропии E_A, связанной с их отклонением от оси легкого намагничивания [60]:

$$\gamma = \int_{-\infty}^{\infty} (E_{обм} + E_A)\, d\xi . \qquad (1.4)$$

В работе [60] из условия минимума интеграла (1.4), то есть из решения вариационной задачи $\delta\gamma = 0$, получено общее выражение для энергии блоховской доменной границы на единицу ее поверхности:

$$\gamma = 2\sqrt{A}\sin\theta \int_{\varphi_1}^{\varphi_2} \sqrt{E_A(\varphi) - E_A^0}\ , \qquad (1.5)$$

а также выражение, определяющее зависимость координаты (ξ) вдоль нормали к плоскости доменной границы от угла разворота вектора $\mathbf{I_S}$ (φ):

$$\xi = \sqrt{A}\sin\theta \int_0^{\varphi} \frac{d\varphi}{\sqrt{E_A(\varphi) - E_A^0}} \qquad (1.6)$$

где A – обменный параметр, $E_A(\varphi)$ – энергия МКА внутри доменной границы в сферической системе координат, связанной с доменной границей, E^0_A – энергия МКА в домене.

В работе [61] предложен метод Боденбергера-Хуберта для определения поверхностной плотности энергии доменных границ массивных кристаллов. Данный метод применяется для магнетиков с МКА типа «легкая ось», для которых выполняется условие высокоанизотропного состояния

$$2\pi I_S^2 << K_1, \tag{1.7}$$

где K_1 – первая константа МКА.

Связь между поверхностной плотностью энергии доменных границ (γ), намагниченностью насыщения (I_S) и средней шириной замыкающих доменов (L) дается выражением:

$$\gamma = \frac{L\, I_S^2}{\beta \cdot 4\,\pi} \tag{1.8}$$

Численный коэффициент β в формуле (1.8) для доменной структуры в виде «звездочек» на базисной плоскости монокристаллов высокоанизотропных соединений таких, как $SmCo_5$, по данным [61] составляет

$$\beta = 0{,}31 \pm 0{,}02. \tag{1.9}$$

Средняя ширина доменов, как правило, определяется стереометрическим методом случайных секущих [62], по формуле

$$L = \frac{2}{\pi}\frac{L_S}{N}, \tag{1.10}$$

где L_S – общая длина секущих линий, N – число точек пересечения доменных границ с секущими линиями.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ ПО ОБЗОРУ И ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ ИССЛЕДОВАНИЯ

Известно достаточно большое число ферромагнитных соединений с орторомбической кристаллической решеткой. Однако подавляющее большинство из них имеют точку Кюри значительно ниже $0^{o}C$. Возможно, именно этим объясняется крайне скудные данные в литературе о магнитокристаллической анизотропии, процессов перемагничивания и доменной структуре магнетиков подобного типа.

Теоретическое описание кристаллической и магнитной структуры, магнитных свойств орторомбических магнитных материалов проведено, в основном, для редкоземельных ортоманганитов ($RMnO_3$) и ортоферритов ($RFeO_3$). Интерес к первой группе материалов основан на обнаруженном в них эффекте колоссального магнитосопротивления, а ко второй группе – с точки зрения физики и практического использования цилиндрических магнитных доменов [5–8].

В системах B–Co, B–Fe, B–Mn образуются соединения с орторомбической структурой. Однако, ферромагнитные свойства проявляют только соединения FeB, Co_3B и MnB. Определены пространственная группа и параметры решетки данных соединений. Также известно, что значения температуры Кюри каждого из этих соединений выше комнатной.

В системах Co–Hf и Co–Zr образуются следующие орторомбические ферромагнетики: $HfCo_7$ и Zr_2Co_{11}. Сообщается, что данные соединения обладают значительной коэрцитивной силой и являются высокоанизотропными. Температура Кюри каждого из соединений превышает комнатную. Однако исследователи отмечают, что кристаллическая структура данных соединений является сложноорганизованной. И в настоящее время среди исследователей нет единого мнения о том, к какому типу относится кристаллическая решетка каждого из соединений.

Целью данной работы стало теоретическое описание и экспериментальное исследование процессов намагничивания и доменной структуры орторомбических ферромагнитных боридов FeB и Co_3B.

Были поставлены следующие задачи:

- Провести теоретический анализ магнитокристаллической анизотропии орторомбических магнетиков в рамках феноменологического подхода. Определить положения легких и трудных осей намагничивания, построить магнитную фазовую диаграмму, получить аналитические выражения для величины полей анизотропии.
- В рамках модели фаз Нееля провести теоретический анализ процессов намагничивания орторомбических магнетиков. Определить величины полей насыщения вдоль легкой и трудной осей намагничивания.
- Синтезировать образцы сплавов FeB и Co_3B и провести аттестацию их структуры.
- Измерить кривые намагничивания монокристаллов FeB вдоль различных кристаллографических направлений. Провести сравнение теоретических и экспериментальных кривых. Определить величины констант МКА соединений FeB и Co_3B.
- Получить аналитические выражения для расчета поверхностной плотности энергии и ширины доменных границ орторомбических кристаллов. Определить эти микромагнитные параметры для соединений FeB и Co_3B.
- Исследовать конфигурацию доменной структуры соединений FeB и Co_3B на различных кристаллографических плоскостях. Описать ее основные закономерности и особенности. Предложить модель доменной структуры орторомбических магнетиков.

2. МЕТОДИКА ПРОВЕДЕНИЯ ЭКСПЕРИМЕНТА

2.1. Получение образцов

В данной работе объектами исследования были сплавы кобальта, железа и бора. Для приготовления слитков выбирались исходные компоненты высокой чистоты: Fe – 99,99 %, Co – 99,99%, B – 99,9%.

Для приготовления шихты исходные металлы (железо и кобальт) измельчались на куски массой 1–5 г, их поверхность очищалась от окислов и обезжиривалась. Бор вводился в шихту или в кристаллическом состоянии – в виде мелких поликристаллов, или в аморфном состоянии – в виде небольших спрессованных таблеток.

Компоненты, входящие в состав шихты, взвешивались с точностью до ± 0,1 мг на аналитических весах ВЛ-120.

Для получения слитков применялся метод высокочастотной индукционной плавки в установке «Донец-1». Плавка проводилась в тиглях из алунда в атмосфере особо чистого аргона при давлении 1,1–1,2 атм, предварительно рабочая камера обезгаживалась до вакуума 10^{-3} мм рт. ст. Масса слитков составляла 50–100 г.

Для проведения исследований соединения FeB образцы выкалывались из крупнозернистых слитков, для получения которых применялась следующая методика. Куски железа и бора помещались в тигель из алунда и нагревались в индукционной печи до температуры ~1700°C. Так как точка плавления железа составляет 1539°C, при указанной выше температуре железо полностью расплавлялось, а бор, имеющий более высокую точку плавления – 2030°C, просто растворялся в жидком железе. Охлаждение расплава от температуры расплава до реальной температуры кристаллизации, то есть в интервале приблизительно 1700–1500°C проводилось достаточно медленно со средней скоростью ~5–10°C/c.

Для получения слитков сплава Co_3B исходные компоненты нагревались до температуры плавления кобальта (1495°C), при этой температуре бор растворялся в жидком кобальте. Охлаждение слитка также проводилось достаточно медленно со средней скоростью ~5–10°C/c.

Термические обработки сплавов Co-B проводились в трубчатой трехзонной печи TZF 15/610, оснащенной восьмисегментным температурным программатором и вакуумной системой CDK 180+M3T (Великобритания, Carbolite).

Перед термическими обработками небольшие куски слитка массой 10–20 г помещались в кварцевую трубку, которая сначала откачивалась до высокого вакуума, а затем герметически запаивалась. После термической обработки для извлечения образцов запаянная кварцевая ампула разрушалась.

Для проведения магнитных измерений и металлографических исследований из крупнозернистых поликристаллических слитков FeB выкалывались отдельные зерна. Предварительный отбор зерен проводился по характеру скола и огранке зерен при раскалывании слитка. Зерна обкатывались в специальной установке на абразивном круге для придания образцам сферической формы диаметром 2–3 мм. Для удаления напряженного поверхностного слоя образцы подвергались электрохимической полировке в насыщенном растворе хромового ангидрида в ортофосфорной кислоте при плотности тока 10 $А·см^{-2}$ в течение 1–2 минут [63]. Оценка количества зерен в образцах осуществлялась по данным магнитных измерений, которые проводились на достаточно большом количестве образцов (не менее 5 образцов). Для дальнейших исследований отбиралась только те образцы, которые имели одинаковые кривые намагничивания. Окончательный контроль числа зерен в образцах проводился по их микроструктуре и доменной структуре.

2.2. Магнитные измерения

Исследования процессов перемагничивания, а также измерение магнитных характеристик объектов исследования было проведено в открытой магнитной цепи методом вибрационного магнитометра. В основу измерительной схемы вибромагнитометра положен индукционно-непрерывный метод, который основан на измерении ЭДС индукции, возникающей в системе специальных измерительных катушек при изменении магнитного потока, создаваемого образцом. Изменение магнитного потока достигается путем вибрации образца относительно измерительных катушек.

Для измерения магнитных характеристик и кривых намагничивания объектов исследования были использованы две установки (I и II), созданные на кафедре магнетизма ТвГУ на основе вибрационных магнитометров.

Измерения намагниченности исследуемого образца на вибрационном магнитометре проводятся путем сравнения с намагниченностью эталонного образца. В данной работе использовался эталон из отожженного никеля массой 100 ± 1 мг, для которого магнитный момент единицы массы известен с достаточной точностью – 55,3 Гс·см^3/г в поле 10 кЭ при комнатной температуре.

Максимальная погрешность измерения магнитного момента единицы массы определяется как

$$\delta_М = \delta_{СО} + \delta_{ИУ},$$

где $\delta_{СО}$ – погрешность аттестации эталонного образца, а $\delta_{ИУ}$ – погрешность измерительного устройства. В связи с отсутствием аттестованных стандартных образцов магнитного момента, погрешность измерения оценивается по отношению к эталонному образцу и не превышает 1,5 %.

Точность измерения перемагничивающего поля определяется в основном параметрами преобразователя Холла и не превышает 2,5 %.

Исследованным образцам изначально придавалась сферическая форма, так как для нее точно определен размагничивающий фактор N = 0,33. В

установке I магнитометр позволял проводить магнитные измерения на сферических образцах с диаметром 2–3 мм и массой 100 ± 50 мг. Источником постоянного магнитного поля являлся электромагнит с максимальной величиной поля ±30 кЭ в рабочем зазоре 10 мм, питание электромагнита позволяло плавно регулировать величину поля. С помощью данной установки возможно определение величины удельной намагниченности образцов, измерение полных и частных петель гистерезиса, кривых возврата и кривых намагничивания под произвольными углами к направлению оси легкого намагничивания образцов.

Перед измерениями намагниченные образцы в медных капсулах помещались в ориентирующее поле постоянных магнитов. Капсулы с образцами заливались расплавленной канифолью и до полного ее застывания выдерживались в магнитном поле. Капсула с образцом плотно вставлялась в шток магнитометра. Такой способ текстуровки позволял обеспечить жесткую фиксацию оси легкого намагничивания образца в выбранном для измерения направлении.

Температурные измерения кривых намагниченности образцов были проведены на установке II в открытой магнитной цепи методом вибрационного магнитометра. Все измеренные образцы имели сферическую форму с известным размагничивающим фактором N = 0,33.

Вибрационный магнитометр II позволял проводить измерения на сферах диаметром 1–2 мм и массой 60 ± 20 мг. Источником постоянного магнитного поля являлся электромагнит с максимальной величиной поля ±25 кЭ в рабочем зазоре 30 мм. Установка позволяла измерять величину удельной намагниченности, полные и частные петли гистерезиса, кривые возврата и кривые намагничивания образцов.

Температурная приставка к вибрационному магнитометру II позволяла осуществлять магнитные измерения при температурах от 20°C до 500°C.

Шток вибрационного магнитометра, к которому крепились исследуемые образцы, представлял собой кварцевую трубку диаметром 4,9 мм. Исследованные образцы фиксировались на штоке магнитометра с помощью силикатного клея. Ориентация предварительно намагниченных образцов на штоке осуществлялась в магнитном поле специальной приставки, состоящей из двух постоянных магнитов, закрепленных по краям пластины из гетинакса.

Регистрация результатов измерения на установке II происходила автоматически с помощью специального программного обеспечения [64], позволяющего проводить измерения зависимостей удельной намагниченности от напряженности внешнего магнитного поля при различных постоянных температурах и от температуры во внешнем постоянном магнитном поле.

Термомагнитный анализ был проведен на установке, созданной на кафедре магнетизма ТвГУ. Образцы массой не более 20 мг помещались в керамическую трубку, обезгаживались до вакуума 10^{-3} мм. рт. ст. и отправлялись в рабочую зону установки. Измерялась начальная магнитная восприимчивость материалов в магнитном поле величиной 3 Э. Рабочий интервал температур при измерениях – от комнатной до 600°C.

2.3. Структурные исследования

Пригодная для исследования, с помощью оптической микроскопии, поверхность образца (металлографический шлиф) получается в результате многоступенчатого процесса с использование различных методик обработки.

Для получения плоскости шлифа первоначально проводилось выравнивание поверхности образцов исследования путем притирки на шлифовальном бруске средней зернистости. Поверхность металла в процессе шлифования сначала упруго деформируется, а затем вязко разрушается, то есть происходит отделение слоя металла от поверхности шлифовки [65].

Затем вручную производилось шлифование образцов на стеклянных пластинах с применением алмазных паст с абразивными частицами, размер которых составлял от 10 до 3 мкм.

Полировка поверхности исследуемых образцов производилась на алмазных пастах с частицами абразива крупностью 2–0,5 мкм на фильтровальной бумаге. Каждая смена алмазной пасты сопровождалась ультразвуковой очисткой образцов в этиловом спирте.

В процессе механической полировки шлифа образуется напряженный деформированный поверхностный слой, представляющий собой серьезную помеху для исследования структуры. Для удаления искаженных при механической полировке поверхностных слоев использовалась дополнительная электрохимическая полировка поверхности с применением насыщенного раствора хромового ангидрида в ортофосфорной кислоте [62]. Чтобы осуществить только полировку поверхности, а не электрохимическое травление, приходилось подбирать необходимую плотность тока экспериментально. В некоторых случаях для достижения требуемого качества поверхности приходилось проводить многократную механическую и электрохимическую переполировку шлифов.

Микроструктура и доменная структура образцов исследовалась на металлографических микроскопах Neophot-30 и Axiovert 200 MAT.

Для выявления микроструктуры применялись методы химического и электрохимического травления.

Для химического травления использовались травители двух составов [66]:

1) Концентрированная HNO_3 – 1–5 вес.%, этиловый спирт – 95 – 99 вес.%

2) $FeCl_3$ – 5 вес.%, концентрированная HCl – 10 вес.%, C_2H_5OH – 85 вес.%.

Применялся «голодный» режим травления. Для этого поверхность шлифа обрабатывалась ватным тампоном, смоченным травителем. Процесс травления проходил при комнатной температуре, время воздействия травителей на поверхность шлифа определялось экспериментально и составляло от нескольких секунд до 1–2 минут. После химической обработки образцы промывались под струей воды, затем в этиловом спирте и высушивались на воздухе.

Электрохимическое травление производилось с применением насыщенного раствора хромового ангидрида (CrO_3) в ортофосфорной кислоте (H_3PO_4). Величина тока и время воздействия подбиралось экспериментально. Плотность тока во время травления составляла 5–10 $А·см^2$, длительность процесса – от нескольких секунд до 1 мин. Очищение образца от травителей производилось способом аналогичным способу очищения при химическом травлении.

Исследование доменной структуры производилось с использованием методов полярного эффекта Керра и порошковых осадков.

В методе Акулова-Биттера использовался магнитный коллоид на основе керосина. На предметное стекло помещалась капля магнитного коллоида, и сверху накладывался образец исследования шлифом вниз. Поскольку керосиновая суспензия практически не высыхает, это давало возможность наблюдать движение доменных границ образца в поле постоянного магнита, который подносился близко к образцу. В отдельных случаях применялся

специальный электромагнит, который помещался на предметном столике микроскопа и между полюсами которого закреплялся исследуемых образец.

Для визуализации структуры основных доменов применялась пленка низкоанизотропного феррита-граната.

Выявленные картины структур сохранялись в цифровом формате. Изображение выводилось через оптический канал микроскопа на видеокамеру, а затем на плату расширения персонального компьютера. С помощью специального программного обеспечения полученные снимки структуры сохранялись в файл на физическом носителе.

Определение увеличения полученных изображений объектов исследования производилось при помощи фотографий объект-микрометра.

Исследование конфигурации магнитных полей рассеяния вблизи поверхности образцов проводилась методом магнитно-силовой микроскопии на сканирующем зондовом микроскопе Solver P47. Применялся колебательный полуконтактный метод сканирования поверхности образцов кантелевером, покрытым кобальтом.

Исследования фазового и химического состава образцов проводились на растровом электронном микроскопе JEOL JSM-6610LV в режимах отраженных и вторичных электронов.

Ориентация монокристаллов соединения FeB вдоль трех основных кристаллографических направлений [100], [010] и [001] была проведена рентгеноструктурным методом Лауэ на химическом факультете МГУ им. М.В. Ломоносова.

Определение объемного содержания фаз в сплавах проводилось методом узловых точек (методом А.А. Глаголева) [62]. Анализируемая структура покрывается системой точек, а затем подсчитывается их число, попавшее на каждую из фаз в отдельности. Относительный объем фазы определялся по формуле:

$$V_F = \frac{n}{N} \cdot 100\%,$$

где V_F – объемное содержание фазы в сплаве в об.%, N – полное число точек сетки, n – число точек сетки, попавших на все сечения данной фазы.

3. ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ОПИСАНИЕ МАГНИТОКРИСТАЛЛИЧЕСКОЙ АНИЗОТРОПИИ, ПРОЦЕССОВ НАМАГНИЧИВАНИЯ И ДОМЕННОЙ СТРУКТУРЫ ОРТОРОМБИЧЕСКИХ КРИСТАЛЛОВ

3.1. Анализ магнитокристаллической анизотропии орторомбических кристаллов

3.1.1. Форма записи энергии магнитокристаллической анизотропии орторомбических кристаллов

Элементарная ячейка кристаллов орторомбической сингонии пространственной группы *Pmmm* имеет форму прямоугольного параллелепипеда с неодинаковыми размерами ребер ($a \neq b \neq c$). Согласно правилам кристаллографической установки три оси второго порядка (L_2) элементарной ячейки ориентируются вдоль трех осей координат (OX || a; OY || b; OZ || c), три плоскости симметрии (P) совпадают с координатными плоскостями, а центр симметрии (C) – с началом прямоугольной системы координат (рисунок 3.1). Отметим, что принято так ориентировать элементарную ячейку относительно системы координат, чтобы выполнялось условие $b > a > c$. Основные преобразования и операции симметрии, характерные для орторомбической кристаллической решетки, и изменения направляющих косинусов (рисунок 3.2), соответствующие этим преобразованиям, приведены в таблице 3.1.

В случае симметричного преобразования вокруг оси второго порядка (L_2), параллельной оси OX (L_2 ‖ OX), элементарная ячейка поворачивается на 180° вокруг оси OX. Как видно из рисунка 3.1 при таком повороте симметрично преобразуются друг в друга следующие условно выбранные направления: O1 ↔ O8, O5 ↔ O4, O2 ↔ O7, O3 ↔ O6. Преобразования направляющих косинусов любого направления в ячейке представлены в таблице 3.1. Аналогичные результаты получены для двух других осей второго порядка L_2 ‖ OY и L_2 ‖ OZ.

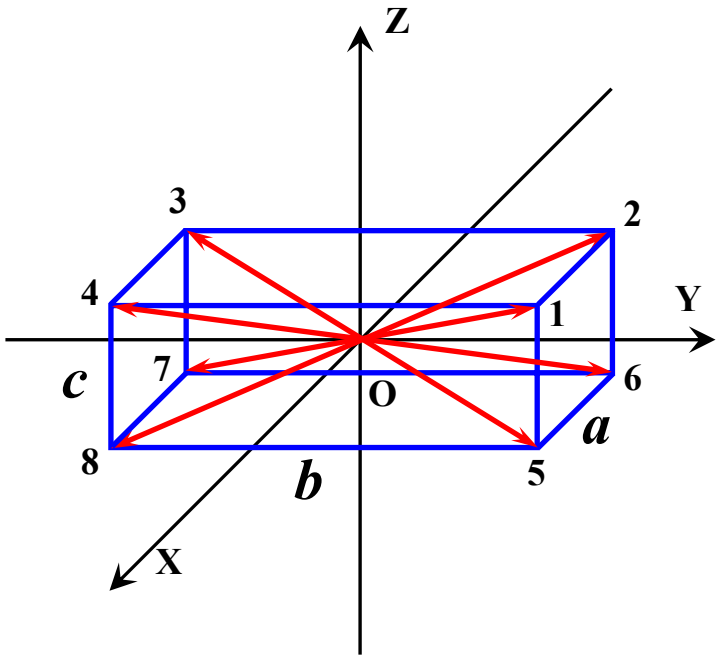


Рисунок 3.1. Элементарная ячейка орторомбического кристалла

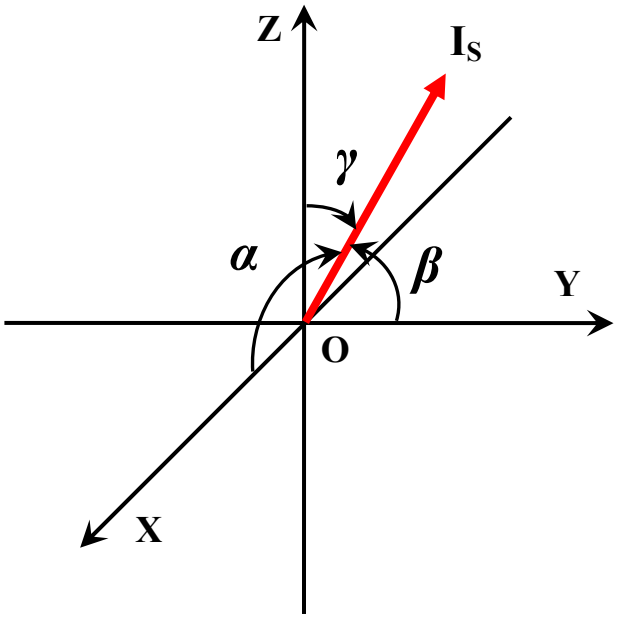


Рисунок 3.2. Обозначения направляющих углов вектора $\mathbf{I_S}$

Таблица 3.1. Преобразования симметрии орторомбической элементарной ячейки

Элемент симметрии	Ориентация элемента симметрии относительно осей координат	Изменение направляющих косинусов в результате симметричного преобразования
Поворотная ось симметрии 2-го порядка (L_2)	$L_2 \parallel OX$	$\cos\alpha \leftrightarrow \cos\alpha$, $\cos\beta \leftrightarrow -\cos\beta$, $\cos\gamma \leftrightarrow -\cos\gamma$.
	$L_2 \parallel OY$	
	$L_2 \parallel OZ$	
Зеркальная плоскость симметрии (P)	$P \parallel XOZ$	$\cos\alpha \leftrightarrow \cos\alpha$, $\cos\beta \leftrightarrow -\cos\beta$, $\cos\gamma \leftrightarrow \cos\gamma$.
	$P \parallel XOY$	$\cos\alpha \leftrightarrow \cos\alpha$, $\cos\beta \leftrightarrow \cos\beta$, $\cos\gamma \leftrightarrow -\cos\gamma$
	$P \parallel YOZ$	$\cos\alpha \leftrightarrow -\cos\alpha$, $\cos\beta \leftrightarrow \cos\beta$, $\cos\gamma \leftrightarrow \cos\gamma$.
Центр симметрии (C)	Совпадает с началом координат системы (точка O)	$\cos\alpha \leftrightarrow -\cos\alpha$, $\cos\beta \leftrightarrow -\cos\beta$, $\cos\gamma \leftrightarrow -\cos\gamma$.

В случае симметричного отражения в плоскости симметрии (P), параллельной координатной плоскости XOZ (P ‖ XOZ), симметрично преобразуются друг в друга следующие условно выбранные направления: O1 ↔ O4, O5 ↔ O8, O2 ↔ O3, O6 ↔ O7. Аналогичные рассуждения применимы для двух других плоскостей симметрии P ‖ XOY и P ‖ YOZ.

Симметричному преобразованию в центре симметрии (C) элементарной ячейки, который на рисунке 3.2 совпадает с точкой O, соответствуют следующие преобразования выбранных направлений: O1 ↔ O7, O2 ↔ O8, O3 ↔ O5, O4 ↔ O6, изменение их направляющих косинусов в результате операций симметрии представлено в таблице 3.1:

Исходя из приведенного анализа симметричных преобразований в выражении для энергии магнитокристаллической анизотропии (МКА) орторомбических кристаллов должны содержаться четные степени трех направляющих косинусов вектора $\mathbf{I_S}$:

$$E_A = K_1 \cos^2\alpha + K_2 \cos^2\beta + K_3 \cos^2\gamma + K_4 \cos^4\alpha + K_5 \cos^4\beta + K_6 \cos^4\gamma + \qquad (3.1)$$

$$+ K_7 \cos^2\alpha \cos^2\beta + K_8 \cos^2\beta \cos^2\gamma + K_9 \cos^2\alpha \cos^2\gamma + \ldots$$

С учетом первых трех членов разложения выражение (3.1) имеет вид:

$$E_A = K_1 \cos^2\alpha + K_2 \cos^2\beta + K_3 \cos^2\gamma. \qquad (3.2)$$

Выражение (3.2) можно преобразовать тремя различными способами, используя известное тождество для направляющих косинусов

$$\cos^2\alpha + \cos^2\beta + \cos^2\gamma = 1. \qquad (3.3)$$

В одном случае из условия $\cos^2\gamma = 1 - \cos^2\alpha - \cos^2\beta$ вытекает, что

$$E_A = (K_1 - K_3) \cos^2\alpha + (K_2 - K_3) \cos^2\beta + K_3. \qquad (3.4)$$

Во втором случае из условия $\cos^2\beta = 1 - \cos^2\alpha - \cos^2\gamma$ вытекает, что

$$E_A = (K_1 - K_2) \cos^2\alpha + (K_3 - K_2) \cos^2\gamma + K_2. \qquad (3.5)$$

В третьем случае из условия $\cos^2\alpha = 1 - \cos^2\beta - \cos^2\gamma$ вытекает, что

$$E_A = (K_2 - K_1)\cos^2\beta + (K_3 - K_1)\cos^2\gamma + K_1. \qquad (3.6)$$

Физический смысл в выражениях для энергии МКА имеют только слагаемые, зависящие от углов ориентации вектора $\mathbf{I_S}$ относительно элементарной ячейки. Поэтому, из выражений (3.4–3.6) следует, что при учете только трех членов разложения энергия МКА орторомбических кристаллов определяется двумя эффективными константами, каждая из которых равна разности двух констант МКА в выражении (3.2).

Аналогичная форма записи энергии МКА орторомбических магнетиков приводится в монографии [67].

3.1.2. Магнитная фазовая диаграмма орторомбических кристаллов

В зависимости от величины и знаков констант МКА в выражении для энергии МКА минимальному и максимальному значению энергии МКА могут соответствовать различные направления намагничивания в кристалле: ось легкого намагничивания и ось трудного намагничивания (ОЛН и ОТН).

Запишем объемную плотность энергии МКА для орторомбических кристаллов в декартовой системе координат в виде:

$$E_A = K_1 \cos^2\alpha + K_2 \cos^2\beta + K_3 \cos^2\gamma, \qquad (3.7)$$

где $\cos\alpha$, $\cos\beta$, $\cos\gamma$ – направляющие косинусы между вектором $\mathbf{I_S}$ и осями координат OX, OY, OZ (рисунок 3.3).

Запишем выражение (3.7) в сферической системе координат, ориентированной относительно декартовой системы так, как показано на рисунке 3.3.

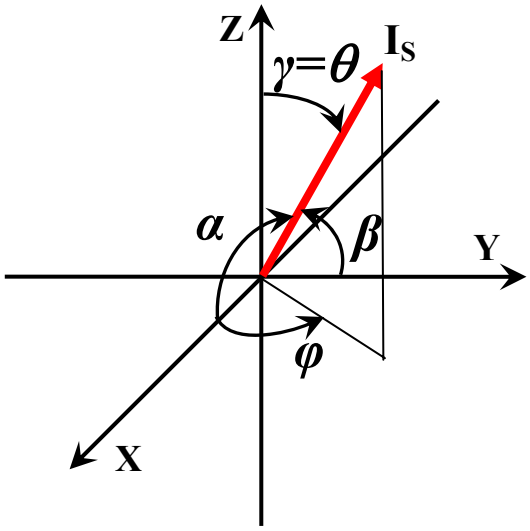


Рисунок 3.3. Обозначения направляющих углов вектора $\mathbf{I_S}$

Согласно формулам перехода от декартовой системы координат к сферической системе координат:

$$\cos\alpha = \sin\theta\cdot\cos\varphi; \quad \cos\beta = \sin\theta\cdot\sin\varphi; \quad \cos\gamma = \cos\theta.$$

выражение (3.7) в сферической системе координат примет вид:

$$E_A = K_1 \sin^2\theta \cos^2\varphi + K_2 \sin^2\theta \sin^2\varphi + K_3 \cos^2\theta. \qquad (3.8)$$

Для нахождения минимального и максимального значений энергии анизотропии исследуем функцию (3.8) на экстремумы, применяя стандартную методику для функции двух переменных.

Известно [68], что для функции двух переменных $E_A(\theta, \varphi)$ точки экстремумов (θ_0, φ_0) определяются как решения системы уравнений:

$$\begin{cases} \dfrac{\partial E_A}{\partial \theta} = 0 \\ \dfrac{\partial E_A}{\partial \varphi} = 0 \end{cases}.$$

Полученные решения подставляются в выражение $\Delta = AC - B^2$, где $A = \dfrac{\partial^2 E_A}{\partial \theta^2}$, $B = \dfrac{\partial^2 E_A}{\partial \theta\, \partial \varphi}$ и $C = \dfrac{\partial^2 E_A}{\partial \varphi^2}$.

Если в точке (θ_0, φ_0) выполняется условие:

1) $\Delta > 0$, то функция $E_A(\theta, \varphi)$ в точке (θ_0, φ_0) имеет максимум при $A < 0$ или минимум при $A > 0$;

2) $\Delta < 0$ – функция $E_A(\theta, \varphi)$ в точке (θ_0, φ_0) не имеет экстремума (седловидная точка);

3) $\Delta = 0$ – экстремум функции $E_A(\theta, \varphi)$ в точке (θ_0, φ_0) не определен и необходимо применить более сложные методы определения наличия экстремума.

Найдем производные функции $E_A(\theta, \varphi)$:

$$\frac{\partial E_A}{\partial \theta} = 2 \sin\theta \cos\theta\, (K_1 \cos^2\varphi + K_2 \sin^2\varphi - K_3); \qquad (3.9)$$

$$\frac{\partial E_A}{\partial \varphi} = 2 \sin^2\theta \sin\varphi \cos\varphi\, (K_2 - K_1); \qquad (3.10)$$

$$A = \frac{\partial^2 E_A}{\partial \theta^2} = 2\, (\cos^2\theta - \sin^2\theta)\, (K_1 \cos^2\varphi + K_2 \sin^2\varphi - K_3); \qquad (3.11)$$

$$B = \frac{\partial^2 E_A}{\partial\theta\,\partial\varphi} = 4\,(K_2 - K_1)\,\sin\theta\,\cos\theta\,\sin\varphi\,\cos\varphi; \tag{3.12}$$

$$C = \frac{\partial^2 E_A}{\partial\varphi^2} = 2\,(K_2 - K_1)\,\sin^2\theta\,(\cos^2\varphi - \sin^2\varphi). \tag{3.13}$$

Определим точки экстремумов функции $E_A(\theta, \varphi)$. Рассмотрим систему уравнений:

$$\begin{cases} 2\sin\theta\cos\theta\left(K_1\cos^2\varphi + K_2\sin^2\varphi - K_3\right) = 0 \\ 2\left(K_2 - K_1\right)\sin^2\theta\sin\varphi\cos\varphi = 0 \end{cases}. \tag{3.14}$$

При решении системы (3.14) будем учитывать только физически реальные значения углов: $0 \le \theta \le \pi$ и $0 \le \varphi \le \pi$. Решения данной системы представлены в таблице 3.2.

Таблица 3.2. Критические точки функции $E_A(\theta, \varphi)$

	Решение системы	Критические точки (θ_0, φ_0)	$E_A(\theta_0, \varphi_0)$
1	$\sin\theta = 0$	$\theta_0 = 0; \pi$ $\varphi_0 \in (0; \pi)$	Экстремум вдоль оси OZ величиной $E_A(\theta_0, \varphi_0) = K_3$
2	$\begin{cases} \cos\theta = 0 \\ \sin\varphi = 0 \end{cases}$	$\theta_0 = \pi/2$ $\varphi_0 = 0; \pi$	Экстремум вдоль оси OX величиной $E_A(\theta_0, \varphi_0) = K_1$
3	$\begin{cases} \cos\theta = 0 \\ \cos\varphi = 0 \end{cases}$	$\theta_0 = \pi/2$ $\varphi_0 = \pi/2; 3\pi/2$	Экстремум вдоль оси OY величиной $E_A(\theta_0, \varphi_0) = K_2$
4	$\begin{cases} K_1\cos^2\varphi + K_2\sin^2\varphi - K_3 = 0 \\ K_2 - K_1 = 0 \end{cases}$	$\theta_0 \in (0; \pi)$ $\varphi_0 \in (0; \pi)$	Экстремума нет

Произведем проверку наличие экстремумов в найденных точках экстремумов (θ_0, φ_0).

Рассмотрим решение (2): $\theta_0 = \pi/2$ и $\varphi_0 = 0; \pi$:

$A = 2\,(K_3 - K_1)$; $B = 0$; $C = 2\,(K_2 - K_1)$; $\Delta = 4\,(K_3 - K_1)\,(K_2 - K_1)$.

Экстремум определен при $(K_3 - K_1)\,(K_2 - K_1) > 0$. Возможны два варианта:

– Если соотношение констант МКА $K_3 > K_1$ и $K_2 > K_1$, то функция имеет минимум $E_A^{min} = K_1$ вдоль оси OX.
– Если соотношение констант МКА $K_3 < K_1$ и $K_2 < K_1$, то функция имеет максимум $E_A^{max} = K_1$ вдоль оси OX.

Рассмотрим решение (3): $\theta_0 = \pi/2$ и $\varphi_0 = \pi/2;\ 3\pi/2$:

$A = 2\,(K_3 - K_2)$; $B = 0$; $C = 2\,(K_1 - K_2)$; $\Delta = 4\,(K_3 - K_2)\,(K_1 - K_2)$.

Экстремум определен при $(K_3 - K_2)\,(K_1 - K_2) > 0$. Возможны два варианта:

– При соотношении констант МКА $K_3 > K_2$ и $K_1 > K_2$ функция имеет минимум $E_A^{min} = K_2$ вдоль оси OY.
– При соотношении констант МКА $K_3 < K_2$ и $K_1 < K_2$ функция имеет максимум $E_A^{max} = K_2$ вдоль оси OY.

Рассмотрим решение (1): $\theta_0 = 0;\ \pi$:

$A = 2\,(K_1 \cos^2\varphi + K_2 \sin^2\varphi - K_3)$; $B = 0$; $C = 0$; $\Delta = 0$.

Тип экстремума не определен. Для решения вопроса рассмотрим сечения поверхности, описанной функцией двух переменных $E_A(\theta, \varphi)$, координатными плоскостями XOZ и YOZ, на этих сечениях функция $E_A(\theta)$ будет зависеть только от угла θ.

Известно [68], что для функции одной переменной условием экстремума являются следующие условия:

при $A = \dfrac{\partial^2 E_A}{\partial\theta^2} > 0$ реализуется минимум $E_A(\theta)$;

при $A = \dfrac{\partial^2 E_A}{\partial\theta^2} < 0$ реализуется максимум $E_A(\theta)$.

Рассмотрим сечение поверхности $E_A(\theta, \varphi)$ плоскостью XOZ, для которой угол $\varphi = 0$ или, то есть $\sin\varphi = 0$; $\cos\varphi = \pm 1$.

Из условия (3.11) получаем $A = \frac{\partial^2 E_A}{\partial\theta^2} = 2\,(K_1 - K_3)$, то есть на сечении плоскостью XOZ ($\varphi = 0, \pi$) поверхности $E_A(\theta, \varphi)$ при $K_1 > K_3$ наблюдается минимум, при $K_1 < K_3$ – максимум.

Рассмотрим сечение поверхности $E_A(\theta, \varphi)$ плоскостью YOZ для которой угол $\varphi = \pi/2$ или $3\pi/2$, то есть $\sin\varphi = \pm 1$; $\cos\varphi = 0$

Из условия (3.11) получаем $A = \frac{\partial^2 E_A}{\partial\theta^2} = 2\,(K_2 - K_3)$, то есть на сечении плоскостью функции $E_A(\theta, \varphi)$ при $K_2 > K_3$ наблюдается минимум, при $K_2 < K_3$ – максимум.

Суммируя условия минимумов и максимумов на сечениях функции $E_A(\theta, \varphi)$ координатными плоскостями получаем два варианта:

- При одновременном выполнении условий $K_1 > K_3$ и $K_2 > K_3$ функция имеет минимум $E_A^{min} = K_1$ вдоль оси OX.
- При одновременном выполнении условий $K_1 < K_3$ и $K_2 < K_3$ функция имеет максимум $E_A^{max} = K_1$ вдоль оси OX.

Исходя из симметрии кристалла, данный вывод соотносится с выводами относительно решений (2) и (3).

В таблице 3.3 сведены результаты определения экстремумов функции $E_A(\theta, \varphi)$ орторомбических кристаллов. В таблице 3.3 учтено, что согласно правилам кристаллографической установки OX || *a*; OY || *b*; OZ || *c*.

Как видно из таблицы 3.3 в орторомбических кристаллах реализуется две выделенных взаимно перпендикулярных оси, одна из которых является осью легкого намагничивания (ОЛН), а другая – осью трудного намагничивания (ОТН), обе оси совпадают с осями второго порядка кристаллической решетки. Ориентация ОЛН и ОТН относительно элементарной ячейки орторомбического кристалла (ребер ячейки *a*, *b*, *c*) определяется соотношением констант МКА.

Изменения положения минимума (ОЛН) и максимума (ОТН) функции энергии МКА орторомбических кристаллов наглядно видно на трехмерных

изображениях, приведенных на рисунках 3.4–3.5. Вдоль одной из осей второго порядка наблюдается минимум функции (ось OZ на рисунке 3.4), вдоль другой – максимум (ось OX на рисунке 3.4), вдоль третьей оси экстремума нет – наблюдается седловидная точка (ось OY на рисунке 3.4).

Таблица 3.3. Типы МКА орторомбических кристаллов

Соотношения констант МКА	Легкие оси		Трудные оси	
	ОЛН	E_A^{min}	ОТН	E_A^{max}
$K_1 < K_2 < K_3$	OX ‖ *a*	K_1	OZ ‖ *c*	K_3
$K_1 < K_3 < K_2$	OX ‖ *a*	K_1	OY ‖ *b*	K_2
$K_2 < K_1 < K_3$	OY ‖ *b*	K_2	OZ ‖ *c*	K_3
$K_2 < K_3 < K_1$	OY ‖ *b*	K_2	OX ‖ *a*	K_1
$K_3 < K_2 < K_1$	OZ ‖ *c*	K_3	OY ‖ *b*	K_2
$K_3 < K_2 < K_1$	OZ ‖ *c*	K_3	OX ‖ *a*	K_1

На рисунке 3.5 видно, что форма трехмерного изображения функции $E_A(\theta, \varphi)$ орторомбических кристаллов аналогична для любых соотношений констант МКА, причем минимум функции соответствует наименьшему значению константы, а максимум – наибольшему значению.

При определении направлений ОЛН и ОТН при конкретных значениях констант МКА удобно пользоваться магнитной фазовой диаграммой (рисунок 3.6), построенной в координатах «$K_2 – K_3$»–«$K_1 – K_3$» по соотношениям, приведенным в таблице 3.4.

Отметим, что согласно выражению (3.4) разности «$K_2 – K_3$» и «$K_1 – K_3$» и являются эффективными константами МКА. Кроме того, необходимо отметить, что можно построить еще две аналогичные диаграммы МКА и в координатах «$K_1 – K_2$»–«$K_3 – K_2$» и «$K_2 – K_1$»–«$K_3 – K_1$», которые также являются эффективными константами МКА согласно выражениям (3.5–3.6).

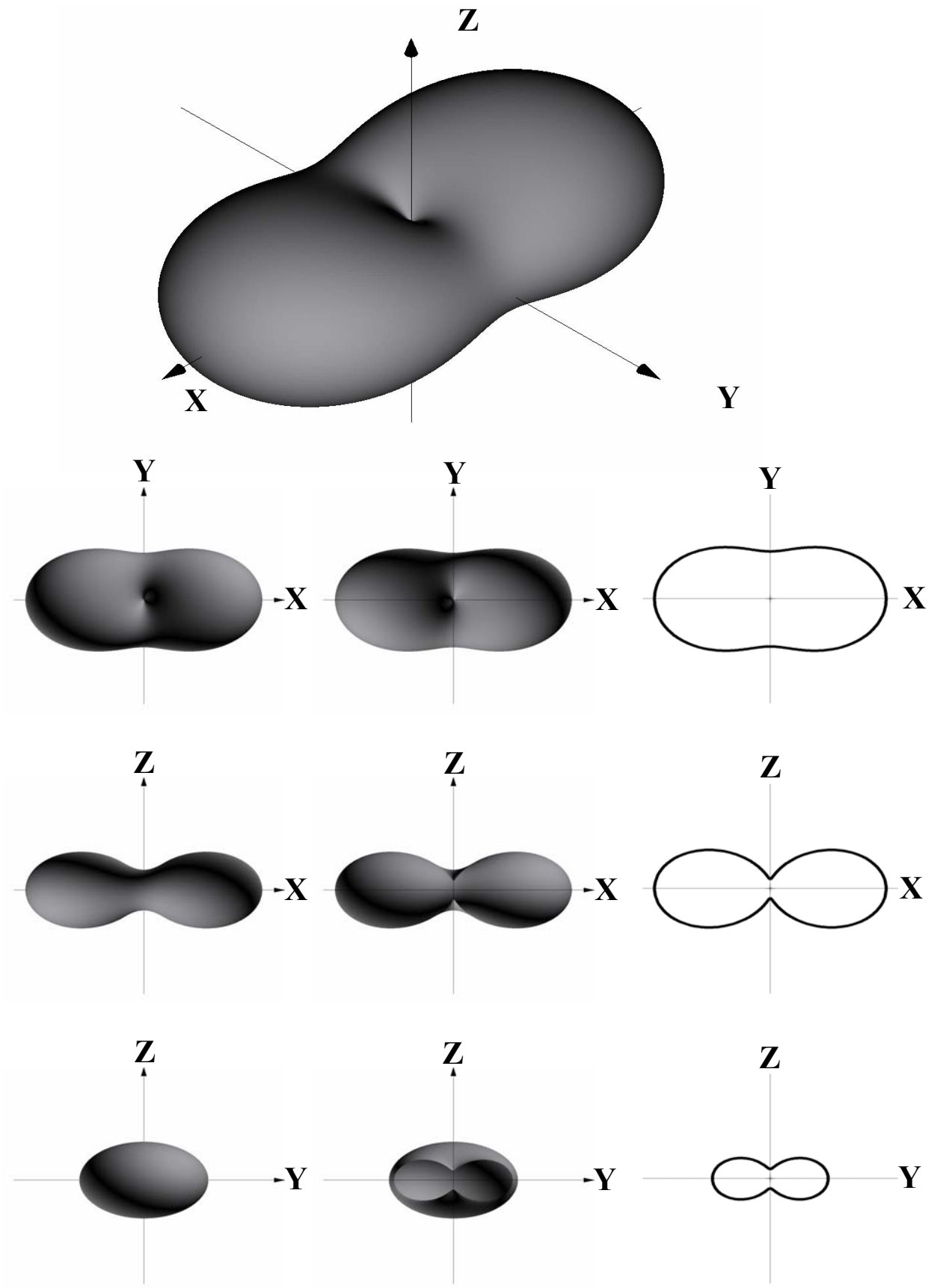
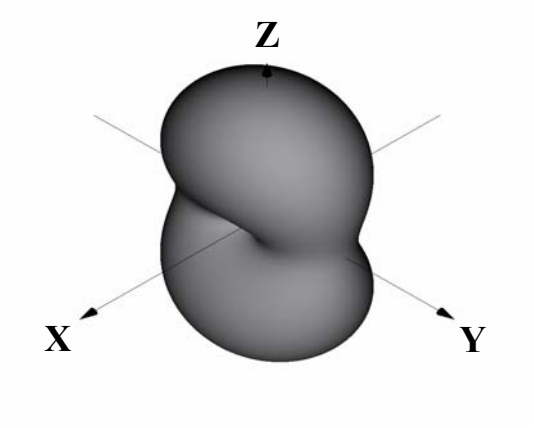
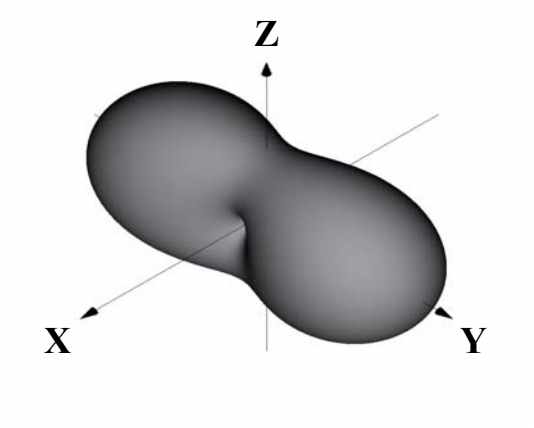


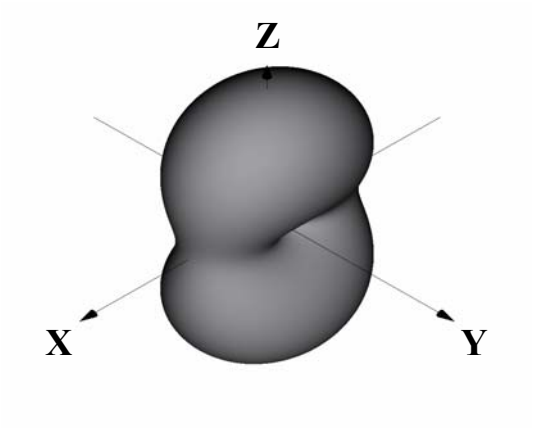
Рисунок 3.4. Трехмерные изображения и сечения функции $E_A(\theta, \varphi)$ орторомбических кристаллов при $K_3 < K_2 < K_1$



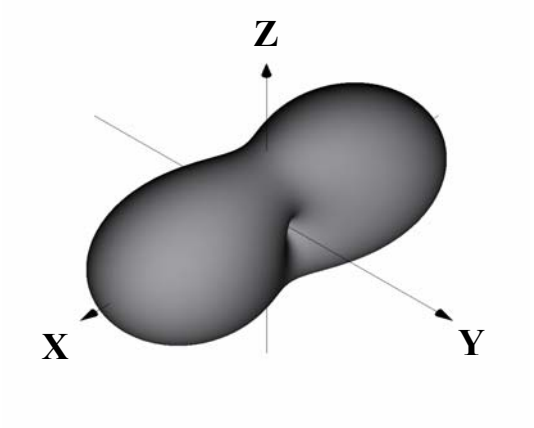
$K_1 < K_2 < K_3$



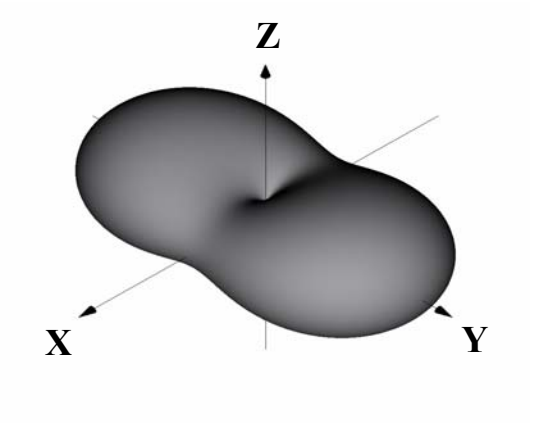
$K_1 < K_3 < K_2$



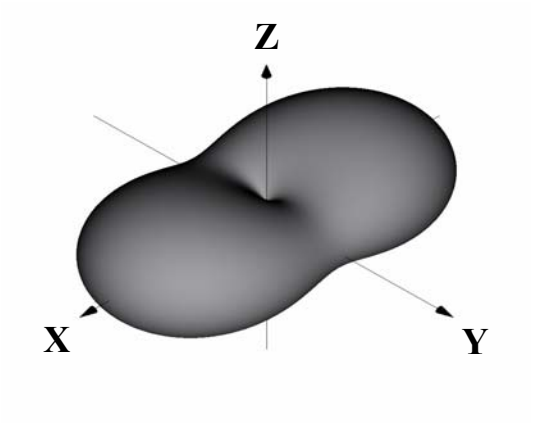
$K_2 < K_1 < K_3$



$K_2 < K_3 < K_1$



$K_3 < K_1 < K_2$



$K_3 < K_2 < K_1$

Рисунок 3.5. Трехмерные изображения функции $E_A(\theta, \varphi)$ орторомбических кристаллов при различных соотношениях констант МКА

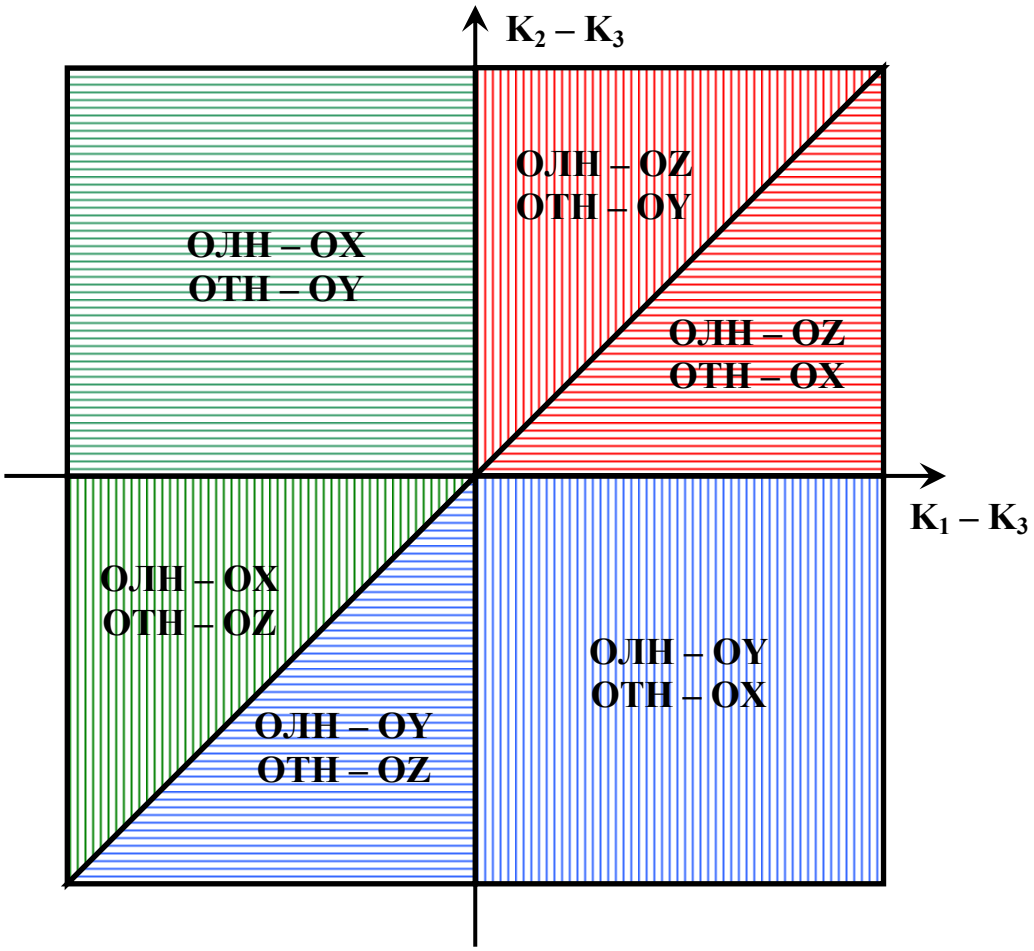


Рисунок 3.6. Магнитная фазовая диаграмма орторомбического кристалла

Таблица 3.4. Ориентация ОЛН и ОТН орторомбических кристаллов в зависимости от соотношения между константами МКА

Ось	ОЛН	ОТН
OX ‖ *a*	$K_1 - K_3 < 0$; $K_2 - K_3 > K_1 - K_3$	$K_1 - K_3 > 0$ $K_2 - K_3 < K_1 - K_3$
OY ‖ *b*	$K_2 - K_3 < 0$ $K_2 - K_3 < K_1 - K_3$	$K_2 - K_3 > 0$ $K_2 - K_3 > K_1 - K_3$
OZ ‖ *c*	$K_1 - K_3 > 0$ $K_2 - K_3 > 0$	$K_1 - K_3 < 0$ $K_2 - K_3 < K_1 - K_3$

3.1.3. Поле анизотропии орторомбических кристаллов

Количественной характеристикой МКА магнетиков является так называемое поле анизотропии (H_A) – поле, в котором магнетик достигает насыщения в направлении, перпендикулярном ОЛН. Преимущественную ориентацию вектора намагниченности вдоль одной из ОЛН можно формально связать с наличием жесткой связи между вектором намагниченности $\mathbf{I_S}$ и направлением ОЛН в кристалле [1, 4]. Коэффициент «жесткости» в этом случае равен

$$k = \left(\frac{\partial^2 E_A}{\partial \theta^2} \right)_{\theta_0} \tag{3.19}$$

или

$$k = \left(\frac{\partial^2 E_A}{\partial \varphi^2} \right)_{\varphi_0} \tag{3.20}$$

в зависимости от того, в каком направлении осуществляется отклонение вектора намагниченности от ОЛН. Данную «жесткость» можно формально считать обусловленной действием вдоль легкого направления некоторого эффективного внешнего поля H_A, которое и называют полем анизотропии. Энергия магнетика в этом поле равна

$$E_H = -I_S H_A \cos\theta, \tag{3.21}$$

где θ – угол между векторами $\mathbf{I_S}$ и $\mathbf{H}$.

Коэффициент «жесткости» такой связи равен

$$k = I_S H_A. \tag{3.22}$$

Следует отметить, что функции, описывающие энергию анизотропии и энергию взаимодействия с внешним полем, характеризуются различной симметрией. Это означает, что понятие поля анизотропии применимо только

для случая малых отклонений вектора намагниченности от направления легкого намагничивания.

Рассчитаем поле анизотропии орторомбических кристаллов.

Рассмотрим случай, когда ОЛН направлена вдоль оси OZ, то есть $\theta_o = 0$. Если внешнее магнитное поле **H** перпендикулярно оси OZ, то при отклонении вектора $\mathbf{I_S}$ от ОЛН изменяется угол θ, а угол φ – остается неизменным для данной ориентации поля **H**. Согласно формулам (3.19), (3.22) и (3.11) поле анизотропии в данном случае равно

$$H_{A\perp} = \frac{1}{I_S}\left(\frac{\partial^2 E_A}{\partial\theta^2}\right)_{\theta=0} = \frac{2\left(K_1\cos^2\varphi + K_2\sin^2\varphi - K_3\right)}{I_S}. \qquad (3.23)$$

Из рисунка 3.3 следует, что при ориентации внешнего магнитного поля **H** параллельно оси OX угол φ = 0 и поле анизотропии равно:

$$H_{AX} = \frac{2\left(K_1 - K_3\right)}{I_S}. \qquad (3.24)$$

При ориентации внешнего магнитного поля H параллельно оси OY угол φ = 0 и поле анизотропии равно:

$$H_{AY} = \frac{2\left(K_2 - K_3\right)}{I_S}. \qquad (3.25)$$

Из таблицы 3.3 видно, что ОЛН направлена вдоль оси OZ || *c* при следующих соотношениях констант МКА:

- При $K_3 < K_1 < K_2$ ОТН параллельна оси OY, тогда как следует из формул (3.24–3.25) поля анизотропии $H_{AX} > 0$, $H_{AY} > 0$ и $H_{AY} > H_{AX}$.
- При $K_3 < K_2 < K_1$ ОТН параллельна оси OX, тогда как следует из формул (3.24–3.25) поля анизотропии $H_{AX} > 0$, $H_{AY} > 0$ и $H_{AX} > H_{AY}$.

Рассмотрим случай, когда ОЛН направлена вдоль оси OX, то есть $\theta_o = \pi/2$, $\varphi_0 = 0$. Если внешнее магнитное поле **H** параллельно оси OZ, то при отклонении вектора $\mathbf{I_S}$ от ОЛН изменяется угол θ, а угол $\varphi = \varphi_0 = 0$ – остается

неизменным. Согласно формулам (3.19), (3.22) и (3.11) поле анизотропии в данном случае равно

$$H_{AZ} = \frac{1}{I_S}\left(\frac{\partial^2 E_A}{\partial\theta^2}\right)_{\substack{\theta=\frac{\pi}{2}\\ \varphi=0}} = \frac{2\left(K_3 - K_1\right)}{I_S}. \qquad (3.26)$$

Если внешнее магнитное поле **H** параллельно оси OY, то при отклонении вектора $\mathbf{I_S}$ от ОЛН изменяется угол φ, а угол $\theta = \theta_0 = 0$ – остается постоянным. Согласно формулам (3.21), (3.22) и (3.13) поле анизотропии в данном случае равно

$$H_{AY} = \frac{1}{I_S}\left(\frac{\partial^2 E_A}{\partial\varphi^2}\right)_{\substack{\theta=\frac{\pi}{2}\\ \varphi=0}} = \frac{2\left(K_2 - K_1\right)}{I_S}. \qquad (3.27)$$

Из таблицы 3.3 видно, что ОЛН направлена вдоль оси OX || *a* при следующих соотношениях констант МКА:

- При $K_1 < K_2 < K_3$ ОТН параллельна оси OZ, тогда как следует из формул (3.26–3.27) поля анизотропии $H_{AZ} > 0$, $H_{AY} > 0$ и $H_{AZ} > H_{AY}$.
- При $K_1 < K_3 < K_2$ ОТН параллельна оси OY, тогда как следует из формул (3.26–3.27) поля анизотропии $H_{AZ} > 0$, $H_{AY} > 0$ и $H_{AY} > H_{AZ}$.

Рассмотрим случай, когда ОЛН направлена вдоль оси OY, то есть $\theta_0 = \pi/2$, $\varphi_0 = \pi/2$. Если направление внешнего магнитного поля **H** параллельно оси OX, то при отклонении вектора $\mathbf{I_S}$ от ОЛН изменяется угол φ, а угол $\theta=\theta_0 = \pi/2$ – остается неизменным. Согласно формулам (3.21), (3.22) и (3.13) поле анизотропии в данном случае равно

$$H_{AX} = \frac{1}{I_S}\left(\frac{\partial^2 E_A}{\partial\varphi^2}\right)_{\substack{\theta=\frac{\pi}{2}\\ \varphi=\frac{\pi}{2}}} = \frac{2\left(K_1 - K_2\right)}{I_S}. \qquad (3.28)$$

Если внешнее магнитное поле **H** параллельно оси OZ, то при отклонении вектора $\mathbf{I_S}$ от ОЛН изменяется угол θ, а угол $\varphi = \varphi_0 = \pi/2$ –

остается постоянным. Согласно формулам (3.19), (3.22) и (3.11) поле анизотропии в данном случае равно

$$H_{AZ} = \frac{1}{I_S}\left(\frac{\partial^2 E_A}{\partial\theta^2}\right)_{\substack{\theta=\frac{\pi}{2}\\ \varphi=\frac{\pi}{2}}} = \frac{2\left(K_3 - K_2\right)}{I_S}. \qquad (3.29)$$

Из таблицы 3.3 видно, что ОЛН направлена вдоль оси OY || *b* при следующих соотношениях констант МКА:

– При $K_2 < K_1 < K_3$ ОТН параллельна оси OZ, тогда как следует из формул (3.28–3.29) поля анизотропии $H_{AX} > 0$, $H_{AZ} > 0$ и $H_{AZ} > H_{AY}$.
– При $K_2 < K_3 < K_1$ ОТН параллельна оси OX, тогда как следует из формул (3.28–3.29) поля анизотропии $H_{AX} > 0$, $H_{AZ} > 0$ и $H_{AY} > H_{AZ}$.

Исходя из выражений (3.24–3.29) можно записать общую формулу для поля анизотропии орторомбических кристаллов в виде:

$$H_A = \frac{2\,K^*}{I_S}, \qquad (3.30)$$

где K^* – эффективная константа МКА, равная разности констант в двух направлениях $K^* = K_\perp - K_{||}$, а $K_\perp$ соответствует направлению действия магнитного поля, перпендикулярного ОЛН, $K_{||}$ – в направлении ОЛН.

3.2. Анализ процессов намагничивания орторомбических кристаллов

Выражение для объемной плотности энергии МКА орторомбического кристалла в сферической системе координат:

$$E_A = K_1 \sin^2\theta \cos^2\varphi + K_2 \sin^2\theta \sin^2\varphi + K_3 \cos^2\theta, \qquad (3.31)$$

где θ – полярный угол, φ – азимутальный угол.

Расчет теоретических кривых намагничивания проведен в рамках классической модели магнитных фаз Нееля [69]. Рассмотрим типичный случай МКА орторомбического кристалла, пусть соотношение констант МКА удовлетворяет условию:

$$K_3 < K_2 < K_1, \qquad (3.32)$$

тогда, как следует из таблицы 3.3, ОЛН кристалла направлена вдоль оси OZ, ОТН – вдоль оси OX.

В данном случае в кристалле возможны только 180°-ные доменные границы, плоскости которых ориентированы вдоль оси OZ.

В размагниченном орторомбическом кристалле есть две магнитные фазы: в фазе I вектор намагниченности насыщения $\mathbf{I_S}$ ориентирован вдоль положительного направления оси OZ, в фазе II – в противоположную сторону.

Обозначим относительные объёмы магнитных фаз:

$$\text{Фаза I: } V_1 = \frac{V_{\text{фазы I}}}{V_{\text{кристалла}}} \quad ; \quad \text{Фаза II: } V_2 = \frac{V_{\text{фазы II}}}{V_{\text{кристалла}}}.$$

Очевидно, что $V_1 + V_2 = 1$. Пусть $V_1 = V$, тогда $V_2 = 1 - V$. Относительные объемы обеих фаз могут изменяться от 0 до 1, то есть должно выполняться условие:

$$0 \le V \le 1. \qquad (3.33)$$

Намагниченность магнитных фаз в кристалле равна:

$$\text{Фаза I: } I_1 = I_S \cdot V_1 = I_S \cdot V; \quad \text{Фаза II: } I_2 = I_S \cdot V_2 = I_S \cdot (1 - V). \qquad (3.34)$$

Приложим к кристаллу внешнее магнитное поле **H** под углом ψ к оси OZ, параллельной ОЛН. Из соображений симметрии задачи следует, что угол ψ острый, то есть выполняется условие

$$0 \le \psi \le \pi/2 \quad . \tag{3.35}$$

Процесс намагничивания кристалла состоит из двух процессов:

1) смещение доменных границ, то есть увеличение относительного объема и, соответственно, намагниченности одной из магнитных фаз;

2) вращение векторов намагниченности $\mathbf{I_1}$ и $\mathbf{I_2}$ в обеих магнитных фазах.

Из общих соображений можно предположить, что углы отклонения векторов $\mathbf{I_1}$ и $\mathbf{I_2}$ от ОЛН||OZ могут быть различны, но в теории микромагнитной теории фаз Нееля показано, что для того, чтобы в кристалле не образовывались внутренние магнитные заряды, то есть не повышалась энергия кристалла за счет появления дополнительной магнитостатической энергии, необходимо, чтобы углы между $\mathbf{I_1}$ и $\mathbf{I_2}$ и ОЛН||OZ были одинаковы (в выбранных обозначениях это угол θ).

На рисунке 3.7 представлена схема процесса намагничивания орторомбического кристалла с двумя магнитными фазами.

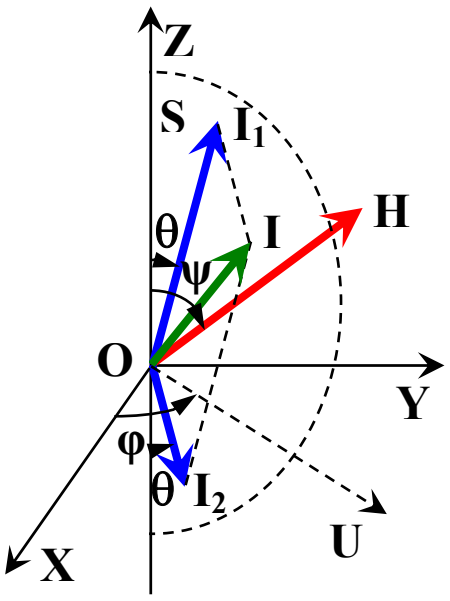


Рисунок 3.7. Схема процесса намагничивания

Будем считать, что вектора $\mathbf{I_1}$, $\mathbf{I_2}$ и $\mathbf{H}$ лежат в одной плоскости S (ZOU) (рисунок 3.7), в противном случае углы θ и $\mathbf{I}$^$\mathbf{H}$ возрастут, увеличится энергия анизотропии E_A, энергия во внешнем поле E_H и общая энергия кристалла E. Из рисунка 3.7 видно, что углы между векторами намагниченности $\mathbf{I_1}$ и $\mathbf{I_2}$ в магнитных фазах и направлением магнитного поля равны:

$$\mathbf{I_1}\hat{}\mathbf{H} = \psi - \theta;\ \mathbf{I_2}\hat{}\mathbf{H} = \pi - \psi - \theta. \qquad (3.36)$$

Запишем энергию кристалла во внешнем поле:

$$E_H = -(\mathbf{I}\cdot\mathbf{H}) = -I_H H, \qquad (3.37)$$

где I_H – проекция $\mathbf{I}$ на направление $\mathbf{H}$.

Энергия собственного размагничивающего поля имеет вид:

$$E_0 = \frac{1}{2} N I^2, \qquad (3.38)$$

где N – размагничивающий фактор, зависящий от формы образца, I – величина вектора намагниченности $\mathbf{I}$.

Найдем проекцию намагниченности на направление поля I_H исходя из рисунка 3.7 и условий (3.34) и (3.36):

$$I_{1H} = I_1 \cos(\psi - \theta) = I_S V \cos(\psi - \theta);$$

$$I_{2H} = I_2 \cos(\pi - \psi - \theta) = -I_S (1 - V) \cos(\psi + \theta); \qquad (3.39)$$

$$I_H = I_{1H} + I_{2H} = I_S (2V \cos\psi \cos\theta - \cos\psi \cos\theta + \sin\psi \sin\theta). \qquad (3.40)$$

Выражение (4.40) подставим в (4.37) и получим выражение для энергии кристалла во внешнем поле:

$$E_H = -I_S H (2V \cos\psi \cos\theta - \cos\psi \cos\theta + \sin\psi \sin\theta) \qquad (3.41)$$

Определим величину I^2 исходя из рисунка 3.7 и условия (3.34):

$$I_{1Z} = I_1 \cos\theta = I_S V \cos\theta; \quad I_{2Z} = -I_2 \sin\theta = I_S V \sin\theta;$$

$$I_{1U} = I_1 \sin\theta = I_S V \sin\theta; \quad I_{2U} = I_2 \sin\theta = I_S (1 - V) \sin\theta;$$

$$I^2 = (I_{1z} + I_{2z})^2 + (I_{1U} + I_{2U})^2 = I_s^2\ [4\ (V^2 - V)\cos^2\theta + 1]. \qquad (3.42)$$

Подставив выражение (3.42) в (3.38) получим следующее выражение для энергии собственного размагничивающего поля:

$$E_0 = 2\ N\ I_s^2 [(V^2 - V)\cos^2\theta + \frac{1}{4}]. \qquad (3.43)$$

Запишем полную энергию кристалла:

$$E = E_A + E_H + E_0. \qquad (3.44)$$

Подставляя выражения (3.31), (3.41) и (3.43) в выражение (4.44) запишем полную энергию кристалла в виде:

$$E = K_1 \sin^2\theta \cos^2\varphi + K_2 \sin^2\theta \sin^2\varphi + K_3 \cos^2\theta -$$

$$- I_S\ H\ (2V \cos\psi \cos\theta - \cos\psi \cos\theta + \sin\psi \sin\theta) + 2N I_s^2 [(V^2 - V)\cos^2\theta + \frac{1}{4}]. \qquad (3.45)$$

Отметим, что в выражении (3.45) углы ψ и φ – параметры, задающие направление **H**, а полная энергия кристалла является функцией двух переменных $E = E(V, \theta)$.

Для определения минимума функции $E(V, \theta)$ найдем ее производные.

$$\frac{\partial E}{\partial V} = 2\ I_S \cos\theta\ (- H \cos\psi + 2N\ I_S \cos\theta - N\ I_S \cos\theta); \qquad (3.46)$$

$$\frac{\partial E}{\partial \theta} = 2 \sin\theta \cos\theta\ [(K_1 \cos^2\varphi + K_2 \sin 2\varphi - K_3) + 2\ N\ I_S\ V\ (1 - V)] +$$

$$+ I_S\ H\ (2V \cos\psi \sin\theta - \cos\psi \sin\theta - \sin\psi \cos\theta); \qquad (3.47)$$

$$A = \frac{\partial^2 E}{\partial V^2} = 4\ N\ I_S^2 \cos^2\theta; \qquad (3.48)$$

$$B = \frac{\partial^2 E}{\partial V \partial \theta} = 2\ I_S \sin\theta\ (H \cos\psi - 4\ N\ I_S\ V \cos\theta + 2\ N\ I_S \cos\theta); \qquad (3.49)$$

$$C = \frac{\partial^2 E}{\partial \theta^2} = 2\,(\cos^2\theta - \sin^2\theta)\,[(K_1\cos^2\varphi + K_2\sin^2\varphi - K_3) + 2\,N\,I_S^2\,V\,(1 - V)] +$$

$$+ I_S\,H\,(2V\cos\psi\cos\theta - \cos\psi\cos\theta - \sin\psi\sin\theta). \qquad (3.50)$$

Известно, что для функции двух переменных E (V, θ) точки экстремумов (V_0, θ_0) определяются как решения системы уравнений:

$$\begin{cases} \dfrac{\partial E_A}{\partial V} = 0 \\ \dfrac{\partial E_A}{\partial \theta} = 0 \end{cases}. \qquad (3.51)$$

Полученные решения подставляются в выражение $\Delta = AC - B^2$, где $A = \dfrac{\partial^2 E_A}{\partial V^2}$, $B = \dfrac{\partial^2 E_A}{\partial V\,\partial \theta}$ и $C = \dfrac{\partial^2 E_A}{\partial \theta^2}$.

Если в точке (V_0, θ_0) выполняется условие:

1) $\Delta > 0$, то функция E (V, θ) в точке (V_0, θ_0) имеет максимум при $A < 0$ или минимум при $A > 0$;

2) $\Delta < 0$ – функция E (V, θ) в точке (V_0, θ_0) не имеет экстремума (седловидная точка);

3) $\Delta = 0$ – экстремум функции E (V, θ) в точке (V_0, θ_0) не определен, и необходимо применить более сложные методы определения наличия экстремума.

Подставим выражения (3.56) и (3.57) в выражение (3.51) и получим систему уравнений:

$$\begin{cases} 2\,I_S\cos\theta\,(-H\cos\psi - 2N\,I_S\,V\cos\theta - N\,I_S\cos\theta) = 0; & (3.52) \\ 2\sin\theta\cos\theta\,[(K_1\cos^2\varphi + K^2\sin^2\varphi - K_3) + 2\,N\,I_S^2\,V\,(1 - V)] + \\ + I_S\,H\,(2V\cos\psi\sin\theta - \cos\psi\sin\theta - \sin\psi\cos\theta) = 0. & (3.53) \end{cases}$$

Найдем решения системы уравнений (3.52)–(3.53). Из уравнения (3.52) найдем V:

$$V = \frac{1}{2} + \frac{H\cos\psi}{2\,N\,I_s\cos\theta}. \qquad (3.54)$$

Подставим уравнение (3.54) в (3.53), упростив полученное выражение, найдем sin θ:

$$\sin\theta = \frac{I_S H\,\sin\psi}{2\,(K_1\cos^2\varphi + K_2\sin^2\varphi - K_3) + N\,I_S^2}. \qquad (3.55)$$

Для удобства записи формул учтем, что:

1) размагничивающее поле равно

$$H_0 = N\,I_S\,; \qquad (3.56)$$

2) поле анизотропии согласно формуле (3.23)

$$H_A = \frac{2\,(K_1\cos^2\varphi + K_2\sin^2\varphi - K_3)}{I_S}. \qquad (3.57)$$

Подставив выражения (3.56) и (3.57) в (3.55), получим:

$$\sin\theta = \frac{H\sin\psi}{H_A + H_0}; \qquad (3.58)$$

$$\cos\theta = \sqrt{1-\sin^2\theta} = \frac{\sqrt{(H_A + H_0)^2 - H^2\sin^2\psi}}{H_A + H_0}. \qquad (3.59)$$

Подставив выражение (3.59) в (3.54), получим:

$$V = \frac{1}{2} + \frac{H(H_A + H_0)\cos\psi}{2H_0\sqrt{(H_A + H_0)^2 - H^2\sin^2\psi}}. \qquad (3.60)$$

Кривая намагничивания – это зависимость проекции вектора намагниченности **I** на направление внешнего магнитного поля **H** от величины этого поля H – $I_H(H)$.

Подставим в (3.10) выражения (3.54) и (3.58) и учтем обозначения (3.26) и (3.27), получим выражение для функции $I_H(H)$:

$$I_H = I_S\, H\left(\frac{\cos^2\psi}{H_0} + \frac{\sin^2\psi}{H_A + H_0}\right). \qquad (3.61)$$

Поскольку выражение (3.61) – линейная зависимость $I_H(H)$, можно сделать вывод, что для орторомбических кристаллов характерны линейные кривые намагничивания.

Однако на решения (3.58) и (3.60) системы уравнений (3.52)–(3.53) необходимо наложить два ограничения:

1) Рассмотрим область допустимых значений угла θ. Как видно из рисунка 3.7 угол θ – острый, то есть $0 \le \theta \le \pi$, тогда область допустимых значений $0 \le \sin\theta \le 1$. Из выражения (3.28) получаем:

$$0 \le \frac{H \sin\psi}{H_A + H_0} \le 1 \qquad (3.62)$$

Из условия (3.35): угол ψ – острый, то есть $0 \le \sin\psi \le 1$. Решение неравенства (3.62) дает интервал полей H_I, в котором выполняется линейная зависимость $I_H(H)$ (3.61):

$$0 \le H_I \le \frac{H_A + H_0}{\sin\psi}. \qquad (3.63)$$

2) Рассмотрим области допустимых значений объема магнитной фазы V. Согласно неравенству (3.33) $0 \le V \le 1$. Однако, из равенства (3.60) следует, что при H = 0 V = 1/2, то есть общее ограничение объема магнитной фазы:

$$\frac{1}{2} \le V \le 1 \qquad (3.64)$$

Подставив выражение (3.60) в неравенство (3.64) получим:

$$0 \le \frac{H\,(H_A + H_0)\cos\psi}{H_0\sqrt{(H_A + H_0)^2 - H^2\sin^2\psi}} \le 1 \qquad (3.65)$$

Решение неравенства (3.65) дает интервал полей H_{II}, в котором выполняется линейная зависимость $I_H(H)$ (3.61):

$$0 \le H_{II} \le \frac{H_0(H_A + H_0)}{\sqrt{(H_A + H_0)^2 \cos^2\psi + H_0^2 \sin^2\psi}}. \qquad (3.66)$$

Сравним верхние границы интервалов полей H_I (3.63) и H_{II} (3.66):

$$\frac{H_I}{H_{II}} = \frac{H_0 \sin\psi}{\sqrt{(H_A + H_0)^2 \cos^2\psi + H_0^2 \sin^2\psi}} = \frac{1}{\sqrt{\left(\frac{H_A}{H_0} + 1\right)^2 \mathrm{ctg}^2\psi + 1}} \le 1,$$

то есть $H_{II} < H_I$, это означает, что интервал полей, в котором выполняется линейная зависимость $I_H(H)$ (3.61) задается неравенством (3.66).

Учтем, что в (3.66) верхняя граница интервала полей соответствует $V_1 = V = 1$ и $V_2 = 1 - V$, то есть полю, в котором заканчиваются процессы смещения доменных границ. Условно назовем соответствующее поле – полем смещения $H_{см}$.

Из выражения (3.66) следует, что

$$H_{см} = \frac{H_0\,(H_A + H_0)}{\sqrt{(H_A + H_0)^2 \cos^2\psi + H_0^2 \sin^2\psi}} = \frac{1}{\sqrt{\frac{\cos^2\psi}{H_0} + \frac{\sin^2\psi}{(H_A + H_0)^2}}}. \qquad (3.67)$$

Таким образом, линейная кривая намагничивания $I_H(H)$ (3.61) наблюдается в интервале полей

$$0 \le H \le H_{см}. \qquad (3.68)$$

Проверим решения системы (3.52)–(3.53) на минимум функции $E(V, \theta)$, для этого подставим выражения (3.56),(3.57), (3.58), (3.59), (3.60) в (3.48), (3.49), (3.50) и получим:

$$A = 4\,I_S H_0 \left[1 - \frac{H^2 \sin^2\psi}{(H_A + H_0)^2}\right]; \qquad B = -\frac{2\,I_S\,H^2 \sin\psi \cos\psi}{H_A + H_0};$$

$$C = I_S \left\{\frac{(H_A + H_0)^2 - H^2 \sin^2\psi}{H_A + H_0} + \frac{H^4 \sin^2\psi \cos^2\psi}{H_0\,[(H_A + H_0)^2 - H^2 \sin^2\psi]}\right\};$$

$$\Delta = \frac{4\, I_S^2\, H_0 \left[(H_A + H_\circ)^2 - H^2 \sin^2\psi \right]^2}{(H_A + H_\circ)^3} > 0 .$$

Функция $E(V, \theta)$ имеет минимум при $A > 0$, то есть при выполнении условия

$$(H_A + H_0)^2 - H^2 \sin^2\psi > 0$$

или в интервале полей

$$H < \frac{H_A + H_0}{\sin\psi} . \qquad (3.69)$$

Неравенство (3.69) совпадает с (3.63), а это означает, что для линейной кривой намагничивания справедливо ограничение полей, задаваемое неравенством (3.68).

Итак, из выражений (3.61), (3.67), (3.68) следует, что в полях $0 \le H \le H_{см}$ кривая намагничивания $I_H(H)$ – линейная. В поле $H = H_{см}$ заканчиваются процессы смещения доменных границ ($V = 1$), угол отклонения вектора $\mathbf{I_S}$ от ОЛН в поле $H_{см}$ легко определить, подставив выражение (3.67) в равенство (3.58):

$$\sin\theta_{см} = \frac{H_0 \sin\psi}{\sqrt{(H_A + H_0)^2 \cos^2\psi + H_0^2 \sin^2\psi}} . \qquad (3.70)$$

При дальнейшем увеличении поля $H > H_{см}$, объем магнитной фазы не может расти $V = 1 = \text{const}$ и дальнейший процесс намагничивания происходит только за счет процессов вращения вектора $\mathbf{I_S}$. Из уравнения (3.42) следует, что при $V = 1$ намагниченность $I = I_S$. В этом случае полная энергия кристалла является функцией только угла θ: $E = E(\theta)$.

Из равенства (3.45) получим:

$$E = K_1 \sin^2\theta \cos^2\varphi + K_2 \sin^2\theta \sin^2\varphi + K_3 \cos^2\theta -$$

$$- I_S H (\cos\psi \cos\theta + \sin\psi \sin\theta) + \frac{1}{2} N I_S^2 . \qquad (3.71)$$

Согласно равенству (3.40), при условии, что $V = 1$ и $H > H_{см}$ кривая намагничивания задается выражением:

$$I_H = I_S(\cos\psi\cos\theta + \sin\psi\sin\theta) = I_S\cos(\psi - \theta). \qquad (3.72)$$

Равновесное значение угла $\theta = \theta_0$ определяется из условия минимума функции одной переменной $E(\theta)$:

$$\frac{dE}{d\theta} = 0; \quad \left.\frac{d^2E}{d\theta^2}\right|_{\theta_0} > 0. \qquad (3.73)$$

Найдем производные функции $E(\theta)$:

$$\frac{dE}{d\theta} = 2\sin\theta\cos\theta\,(K_1\cos^2\varphi + K_2\sin^2\varphi - K_3) +$$

$$+ I_S H(\cos\psi\sin\theta - \sin\psi\cos\theta); \qquad (3.74)$$

$$\frac{d^2E}{d\theta^2} = 2(\cos^2\theta - \sin^2\theta)(K_1\cos^2\varphi + K_2\sin^2\varphi - K_3) +$$

$$+ I_S H(\cos\psi\sin\theta + \sin\psi\cos\theta). \qquad (3.75)$$

С учетом обозначений выражения (3.57) условия (3.73) записываются в виде:

$$\frac{dE}{d\theta} = I_S[H_A\sin\theta\cos\theta + H(\cos\psi\sin\theta - \sin\psi\cos\theta)] = 0; \qquad (3.76)$$

$$\frac{d^2E}{d\theta^2} = I_S[H_A(\cos^2\theta - \sin^2\theta) + H(\cos\psi\sin\theta + \sin\psi\cos\theta)] > 0. \qquad (3.77)$$

Рассмотрим частные случаи кривых намагничивания $I_H(H)$ орторомбических кристаллов.

Рассмотрим случай, когда внешнее магнитное поле направлено вдоль ОЛН || OZ, то есть $\psi = 0$. Из выражения (3.67) следует, что $H_{см} = H_0$, из (3.70) получаем, что $\sin\theta_{см} = 0$ и $\theta_{см} = 0$, из выражения (3.60) следует, что $V_{см} = 1$.

Проанализировав выражения (3.61) и (3.68), получим, что в интервале полей $0 \le H \le H_0$ кривая намагничивания $I_H(H)$ описывается линейной функцией:

$$I_H = \frac{I_S}{H_0} H. \qquad (3.78)$$

Из уравнения (3.78) видно, что поле насыщения, в котором $I_H = I_S$, равно $H_S = H_0$.

При $\psi = 0$ уравнение (3.76) и неравенство (3.77) имеют вид:

$$\sin\theta\,(H_A \cos\theta + H) = 0. \qquad (3.79)$$

$$\frac{d^2E}{d\theta^2} = I_S\,[H_A\,(\cos^2\theta - \sin^2\theta) + H\cos\theta)] > 0. \qquad (3.80)$$

Рассмотрим решения уравнения (3.79):

1) $\sin\theta = 0$; $\theta_0 = 0$.

Из условия (3.50) следует, что при $\theta_0 = 0$ функция $E(\theta)$ имеет минимум:

$$\frac{d^2E}{d\theta^2} = (H_A + H)\,I_S > 0.$$

Из выражения (3.42) следует, что при $\psi = 0$ угол $\theta = 0$, а проекция намагниченности на направление поля $I_H = I_S$.

2) $\cos\theta = -\frac{H}{H_A} < 0$. Это решение не имеет физического смысла, так как из геометрии задачи угол θ – острый, то есть $0 \le \theta \le \pi$.

Таким образом, кривая намагничивания орторомбического кристалла вдоль ОЛН является линейной (рисунок 3.8). Насыщение достигается за счет только процессов смещения доменных границ во внешнем поле, равном собственному размагничивающему полю кристалла

$$H_S = H_0 = N\,I_S. \qquad (3.81)$$

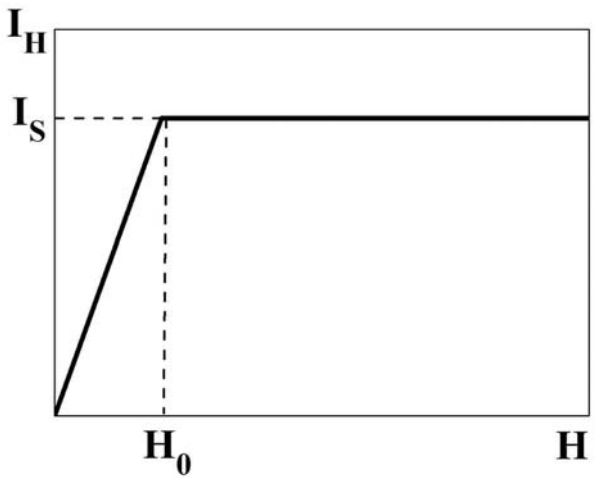


Рисунок 3.8. Теоретическая кривая намагничивания орторомбического кристалла вдоль ОЛН

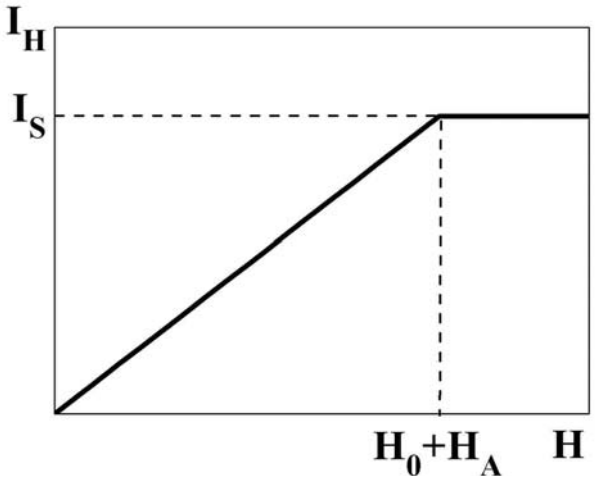


Рисунок 3.9. Теоретическая кривая намагничивания орторомбического кристалла перпендикулярно ОЛН

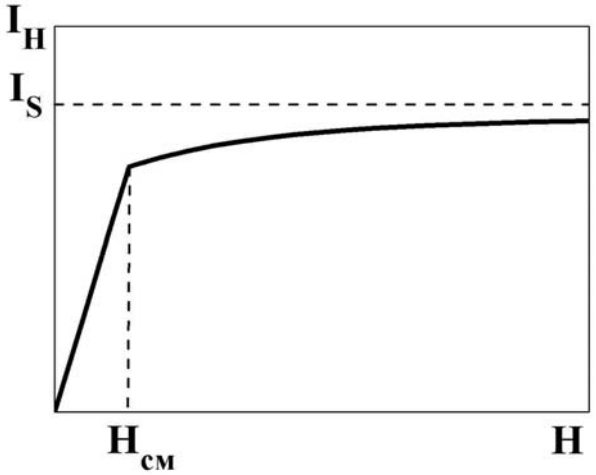


Рисунок 3.10. Теоретическая кривая намагничивания орторомбического кристалла под произвольным углом к ОЛН

Рассмотрим случай, когда внешнее магнитное поле направлено перпендикулярно ОЛН || OZ, то есть $\psi = \pi/2$. Из выражения (3.67) следует, что $H_{см} = H_A + H_0$, из (3.70) получаем, что $\sin\theta_{см} = 1$ и $\theta_{см} = \pi/2$, из выражения (3.60) следует, что $V_{см} = 1/2$, то есть процессов смещения доменных границ нет.

Проанализировав выражения (3.71) и (3.68), получим, что в интервале полей $0 \le H \le H_0 + H_A$ кривая намагничивания $I_H(H)$ описывается линейной функцией:

$$I_H = \frac{I_S}{H_0 + H_A} H . \qquad (3.82)$$

Из уравнения (3.82) видно, что поле насыщения, в котором $I_H = I_S$, равно $H_S = H_0 + H_A$.

$$H_S = H_0 = N\, I_S. \qquad (3.81)$$

Рассмотрим случай, когда внешнее магнитное поле направлено перпендикулярно ОЛН || OZ, то есть $\psi = \pi/2$. Из выражения (3.67) следует, что $H_{см} = H_A + H_0$, из (3.70) получаем, что $\sin\theta_{см} = 1$ и $\theta_{см} = \pi/2$, из выражения (3.60) следует, что $V_{см} = 1/2$, то есть процессов смещения доменных границ нет.

Проанализировав выражения (3.71) и (3.68), получим, что в интервале полей $0 \le H \le H_0 + H_A$ кривая намагничивания $I_H(H)$ описывается линейной функцией:

$$I_H = \frac{I_S}{H_0 + H_A} H . \qquad (3.82)$$

Из уравнения (3.82) видно, что поле насыщения, в котором $I_H = I_S$, равно $H_S = H_0 + H_A$.

При $\psi = \pi/2$ уравнение (3.76) и неравенство (3.77) имеют вид:

$$\cos\theta\,(H_A \cos\theta - H) = 0; \qquad (3.83)$$

$$\frac{d^2E}{d\theta^2} = I_S\,[H_A\,(\cos^2\theta - \sin^2\theta) + H\sin\theta)] > 0. \qquad (3.84)$$

Рассмотрим решения уравнения (3.83):

1) $\cos\theta = 0$; $\theta_0 = \pi/2$.

Условие (3.84) при $\theta_0 = \pi/2$ имеет вид:

$$\frac{d^2E}{d\theta^2} = (H_A - H)\,I_S > 0,$$

то есть функция $E(\theta)$ при $H > H_A + H_0 = H_{см}$ имеет минимум.

Из выражения (3.72) следует, что при $\psi = \pi/2$ угол $\theta = \pi/2$, а проекция намагниченности на направление поля $I_H = I_S$.

2) $\sin\theta = \dfrac{H}{H_A}$. Это решение не имеет смысла в интервале полей $H > H_A + H_0$, так как в этом случае $\sin\theta > 1$.

Таким образом, кривая намагничивания орторомбического кристалла в направлении, перпендикулярном ОЛН, является линейной (рисунок 3.9). Насыщение достигается за счет только процессов вращения вектора $\mathbf{I_S}$ в обеих магнитных фазах во внешнем поле, равном

$$H_S = H_0 + H_A = N\,I_S + \frac{2\left(K_1\cos^2\varphi + K_2\sin^2\varphi - K_3\right)}{I_S}. \qquad (3.85)$$

Рассмотрим случай, когда внешнее магнитное поле **H** направлено под произвольным углом к ОЛН || OZ, но из симметрии задачи $0 < \psi < \pi/2$ и $0 < \varphi < \pi/2$.

Согласно условию (3.68) в полях $0 \le H \le H_{см}$, где $H_{см}$ определяется выражением (3.37), кривая намагничивания $I_H(H)$ согласно (3.61) – линейная. В поле равном $H = H_{см}$ объем магнитной фазы $V = 1$, то есть процессы смещения заканчиваются, одновременно происходят процессы вращения вектора $\mathbf{I_S}$ и в поле $H = H_{см}$ угол $\theta_{см}$ дается равенством (2.70), а величина I_H согласно выражениям (2.61) и (2.67) равна:

$$I_{H_{см}} = I_S \frac{\dfrac{\cos^2\psi}{H_0} + \dfrac{\sin^2\psi}{H_A + H_0}}{\sqrt{\dfrac{\cos^2\psi}{H_0^2} + \dfrac{\sin^2\psi}{(H_A + H_0)^2}}} = I_S \frac{(H_A + H_0)\cos^2\psi + H_0 \sin^2\psi}{\sqrt{(H_A + H_\circ)\cos^2\psi + H_0 \sin^2\psi}} \quad (3.86)$$

В полях $H > H_{см}$ кривая намагничивания дается выражением (3.72), согласно которому насыщение достигается при $\theta = \psi$.

Для построения зависимости $I_H(H)$ необходимо определить равновесные значения $\theta = \theta_0$ из уравнения (3.76).

Рассмотрим преобразование уравнения (3.76). Обозначим $h = \dfrac{H}{H_A}$ и подставим в уравнение (3.76):

$$\sin\theta \cos\theta + h \cos\psi \sin\theta + h \sin\psi \cos\theta = 0 \quad (3.87)$$

Произведем замену переменных:

$$\mathrm{tg}\theta = y;$$

$$\sin\theta = \frac{\mathrm{tg}\theta}{\sqrt{1 + \mathrm{tg}^2\theta}} = \frac{y}{\sqrt{1 + y^2}};$$

$$\cos\theta = \frac{1}{\sqrt{1 + \mathrm{tg}^2\theta}} = \frac{1}{\sqrt{1 + y^2}}.$$

После упрощений уравнение (3.87) преобразуется к уравнению четвертого порядка:

$$h^2 \cos^2\psi\, y^4 - 2h^2 \sin\psi \cos\psi\, y^3 + (h^2 - 1)\, y^2 - 2\, h^2 \sin\psi \cos\psi\, y + h^2 \sin^2\psi = 0 \quad (3.58)$$

Можно ожидать, что при любой замене переменных тригонометрическое уравнение (3.76) сводится к уравнению четвертого порядка, аналитическое решение которого крайне затруднено. Как правило, такие уравнения решаются численными методами. Однако, исходя из общих соображений, можно полагать, что с увеличением поля и выше $H_{см}$, угол θ

увеличивается от $\theta_{см}$ до ψ, а проекция намагниченности на направление поля I_H растет от $I_{Hсм}$ до I_S за счет процесса вращения вектора $\mathbf{I_S}$.

Оценим величину поля насыщения H_S. Из выражения (3.76) следует:

$$H = \frac{H_A \sin\theta \cos\theta}{\cos\psi \sin\theta - \sin\psi \cos\theta}. \qquad (3.89)$$

Внешнее поле равно полю насыщения, когда вектор $\mathbf{I_S}$ поворачивается вдоль направления поля, тогда выражение (3.89) при $H = H_S$ и $\theta = \psi$ получаем:

$$H_S = \frac{H_A \sin\psi \cos\psi}{\cos\psi \sin\psi - \sin\psi \cos\psi} \to \infty \qquad (3.90)$$

Таким образом, кривая намагничивания орторомбического кристалла под произвольным углом к ОЛН (рисунок 3.10) в полях $0 \le H \le H_{см}$ является линейной, одновременно происходят процессы смещения доменных границ и вращения вектора $\mathbf{I_S}$. Во внешнем поле $H = H_{см}$ процессы смещения заканчиваются, и при дальнейшем увеличении поля происходят только процессы вращения вектора $\mathbf{I_S}$. Величина проекции намагниченности на направления поля I_H асимптотически приближается к I_S, то есть полное насыщение наступает только в бесконечных полях.

3.3. Анализ доменной структуры орторомбических магнетиков

3.3.1. Энергия доменных границ орторомбических магнетиков

В данной работе проведен расчет поверхностной плотности энергии (γ) и эффективной ширины (δ) доменных границ орторомбических кристаллов в рамках теории блоховских границ, предложенной в работах [58–59].

Запишем плотность энергии МКА орторомбического кристалла в декартовой системе координат (рисунок 3.3) в виде (3.2).

Для определенности будем считать, что для констант МКА справедливо соотношение: $K_3 < K_2 < K_1$. В этом случае согласно анализу МКА, проведенному в разделе 3.1.1 (таблица 3.3), ОЛН || Z, ОТН || X, $E_A^{min} = K_3$.

Известно, что в любом кристалле с одной осью легкого намагничивания возможно существование только 180°-ных доменных границ. Ориентация плоскости доменных границ Блоха, которые реализуются в массивных кристаллах, задается условием постоянства угла между вектором намагниченности насыщения $\mathbf{I_S}$ и направлением нормали $\mathbf{n}$ к плоскости доменной границы.

Рассмотрим два предельных случая ориентации плоскости 180°-ной доменной границы в орторомбическом кристалле с выбранном типом МКА.

Пусть в первом случае 180°-ная плоскость доменной границы ориентирована параллельно ОЛН и ОТН (рисунок 3.11).

Связь между направляющими косинусами вектора $\mathbf{I_S}$ в декартовых системах координат XYZ (связана с кристаллом), X′Y′Z′ (связана с плоскостью доменной границы) и сферической системой координат (Z′,θ′,φ′), связанной с плоскостью доменной границы, задается соотношениями:

$$\cos\alpha = \cos\alpha' = \sin\theta'\cdot\cos\varphi',$$

$$\cos\beta = \cos\gamma' = \cos\theta',$$

$$\cos\gamma = -\cos\beta' = -\sin\theta'\cdot\sin\varphi'.$$

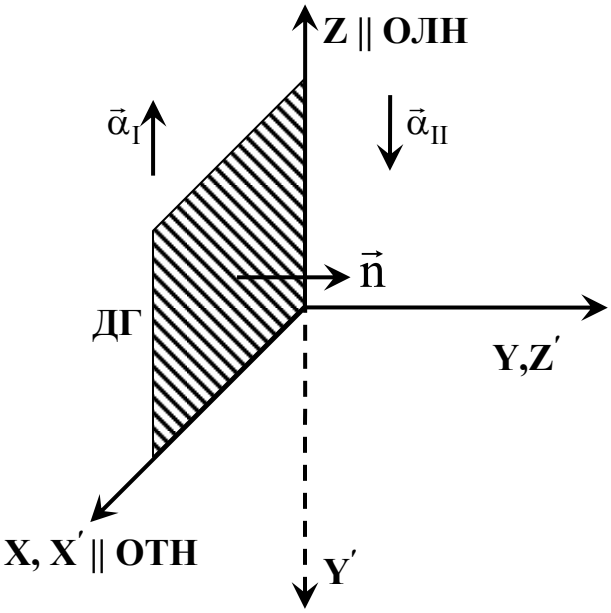


Рисунок 3.11. Схема ориентации плоскости ДГ параллельно ОЛН и ОТН орторомбического кристалла. Система координат XYZ связана с кристаллом, X′Y′Z′ – с плоскостью ДГ

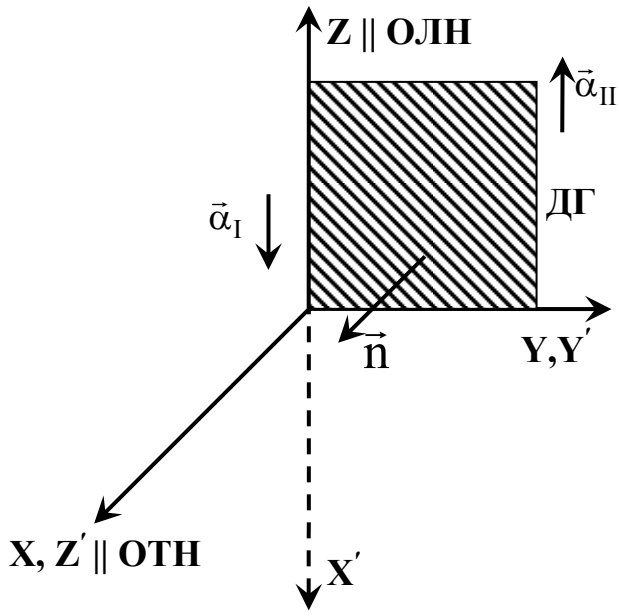


Рисунок 3.12. Схема ориентации плоскости ДГ параллельно ОЛН и перпендикулярно ОТН орторомбического кристалла.
Система координат XYZ связана с кристаллом, X′Y′Z′ – с плоскостью ДГ

Запись объемной плотности энергии анизотропии кристалла в сферической системе координат (Z',θ',φ'), связанной с плоскостью доменной границы, имеет вид:

$$E_A = K_1 \sin^2\theta' \cdot \cos^2\varphi' + K_2 \cos^2\theta' + K_3 \sin^2\theta' \cdot \sin^2\varphi'.$$

Из рисунка 3.11 легко видеть, что внутри доменной границы полярный угол, определяющий положение вектора $\mathbf{I_S}$, $\theta' = \pi/2$, а соответствующий азимутальный угол, отсчитываемый от оси X', изменяется от $\varphi'_1 = 3\pi/2$ до $\varphi'_2 = \pi/2$.

Проведем вычисления согласно формуле (3.5)

$$\gamma = 2\sqrt{A}\sin\theta' \int_{\varphi'_1}^{\varphi'_2} \sqrt{E_A(\varphi') - E_A^0}\, d\varphi' = 2\sqrt{A}\int_{3\pi/2}^{\pi/2} \sqrt{K_1\cos^2\varphi' + K_3\sin^2\varphi' - K_3}\, d\varphi' =$$

$$= 2\sqrt{A}\int_{3\pi/2}^{\pi/2} \sqrt{K_1 - K_3}\cos\varphi' d\varphi' = 2\sqrt{A(K_1 - K_3)}\,(\sin\varphi')/_{3\pi/2}^{\pi/2} = 4\sqrt{A(K_1 - K_3)}.$$

Итак, поверхностная плотность энергии 180°-ной доменной границы, плоскость которой параллельна ОЛН и ОТН ($\gamma_{||}$), равна:

$$\gamma_{||} = 4\sqrt{A(K_1 - K_3)} = 4\sqrt{A\,K_1^*}\,. \qquad (4.97)$$

Пусть во втором случае плоскость 180°-ная доменной границы ориентирована параллельно ОЛН и перпендикулярно ОТН (рисунок 3.12).

Связь между направляющими косинусами вектора $\mathbf{I_S}$ в декартовых системах координат XYZ (связана с кристаллом), $X'Y'Z'$ (связана с плоскостью доменной границы) и сферической системой координат (Z',θ',φ'), связанной с плоскостью доменной границы, задается соотношениями:

$$\cos\alpha = \cos\gamma' = \cos\theta',$$

$$\cos\beta = \cos\beta' = \sin\theta' \cdot \sin\varphi',$$

$$\cos\gamma = -\cos\alpha' = -\sin\theta' \cdot \cos\varphi'.$$

Запись объемной плотности энергии анизотропии кристалла в сферической системе координат (Z',θ',φ'), связанной с плоскостью доменной границы, имеет вид:

$$E_A = K_1 \cos^2\theta' + K_2 \sin^2\theta' \cdot \sin^2\varphi' + K_3 \sin^2\theta' \cos^2\varphi'.$$

Из рисунка 3.12 видно, что внутри доменной границы полярный угол, определяющий положение вектора $\mathbf{I_S}$, $\theta' = \pi/2$, а азимутальный угол, отсчитываемый от оси X', изменяется от $\varphi'_1 = 0$ до $\varphi'_2 = \pi$.

Проведем вычисления согласно формуле (3.5)

$$\gamma = 2\sqrt{A}\sin\theta' \int_{\varphi'_1}^{\varphi'_2} \sqrt{E_A(\varphi') - E_A^0}\, d\varphi' = 2\sqrt{A}\int_0^{\pi} \sqrt{K_2 \sin^2\varphi' + K_3 \cos^2\varphi' - K_3}\, d\varphi' =$$

$$= 2\sqrt{A}\int_0^{\pi} \sqrt{K_2 - K_3}\, \sin\varphi'\, d\varphi' = 2\sqrt{A(K_2 - K_3)}\,(-\cos\varphi')\Big|_0^{\pi} = 4\sqrt{A(K_2 - K_3)}$$

Итак, поверхностная плотность энергии 180°-ной доменной границы, плоскость которой параллельна ОЛН и перпендикулярна ОТН ($\gamma_\perp$), равна:

$$\gamma_\perp = 4\sqrt{A(K_2 - K_3)} = 4\sqrt{A\, K_2^*}\,. \qquad (3.98)$$

Исходя из соотношения $K_3 < K_2 < K_1$ и сравнения формул (3.97) и (3.98) следует, что $\gamma_\perp < \gamma_{||}$. Таким образом можно сделать вывод, что плоскость 180°-ных доменных границ в орторомбическом кристалле с минимальной поверхностной плоскостью энергии параллельна ОЛН и перпендикулярна ОТН.

3.3.2. Ширина доменных границ орторомбических магнетиков

В рамках теории блоховских доменных границ, предложенной в работах [58–60], получена формула (1.6), которая дает возможность рассчитать зависимость угла разворота вектора $\mathbf{I_S}$ внутри доменной границы от координаты вдоль нормали **n** к плоскости границы (ξ).

В сферической системе координат (Z',θ',φ'), связанной с плоскостью доменной границы, выражение (3.6) имеет вид:

$$\xi = \sqrt{A}\,\sin\theta' \int_0^{\varphi} \frac{d\varphi'}{\sqrt{E_A(\varphi') - E_A^0}}. \qquad (3.99)$$

Для 180°-ной доменной границы орторомбического кристалла, плоскость которой ориентирована параллельно ОЛН и ОТН (рисунок 3.11), а угол $\theta' = \pi/2$, зависимость (3.99) преобразуется к виду:

$$\xi = \sqrt{A} \int_0^{\varphi'} \frac{d\varphi'}{\sqrt{K_1 \cos^2\varphi' + K_3 \sin^2\varphi' - K_3}} = \sqrt{A} \int_0^{\varphi'} \frac{d\varphi'}{\sqrt{K_1 - K_3}\,\cos\varphi'} \qquad (3.100)$$

Проинтегрируем выражение, используя таблицы интегралов [70], и учтем введенное в 3.3.1 обозначение $K_1 - K_3 = K_1^*$:

$$\xi = \sqrt{\frac{A}{K_1^*}}\,\ln\left|\,\mathrm{tg}\left(\frac{\pi}{4} + \frac{\varphi'}{2}\right)\right|. \qquad (3.101)$$

График функции (3.101) приведен на рисунке 3.13, по вертикальной оси – координата вдоль нормали к плоскости ДГ ξ в единицах $\sqrt{\frac{A}{K_1^*}}$, по горизонтальной оси – угол разворота вектора $\mathbf{I_S}$ от ОЛН внутри ДГ – φ'.

Из рисунка 3.13 следует, что угол φ' асимптотически приближается к $\varphi_2' = \pi/2$ при $\xi \to +\infty$ и к $\varphi_1' = 3\pi/2$ при $\xi \to -\infty$. Из рисунка 3.11 очевидно, что угол $\varphi_1' = 3\pi/2$ соответствует направлению вектора $\mathbf{I_S}$ в домене I, а угол $\varphi_2' = \pi/2$ – в домене II.

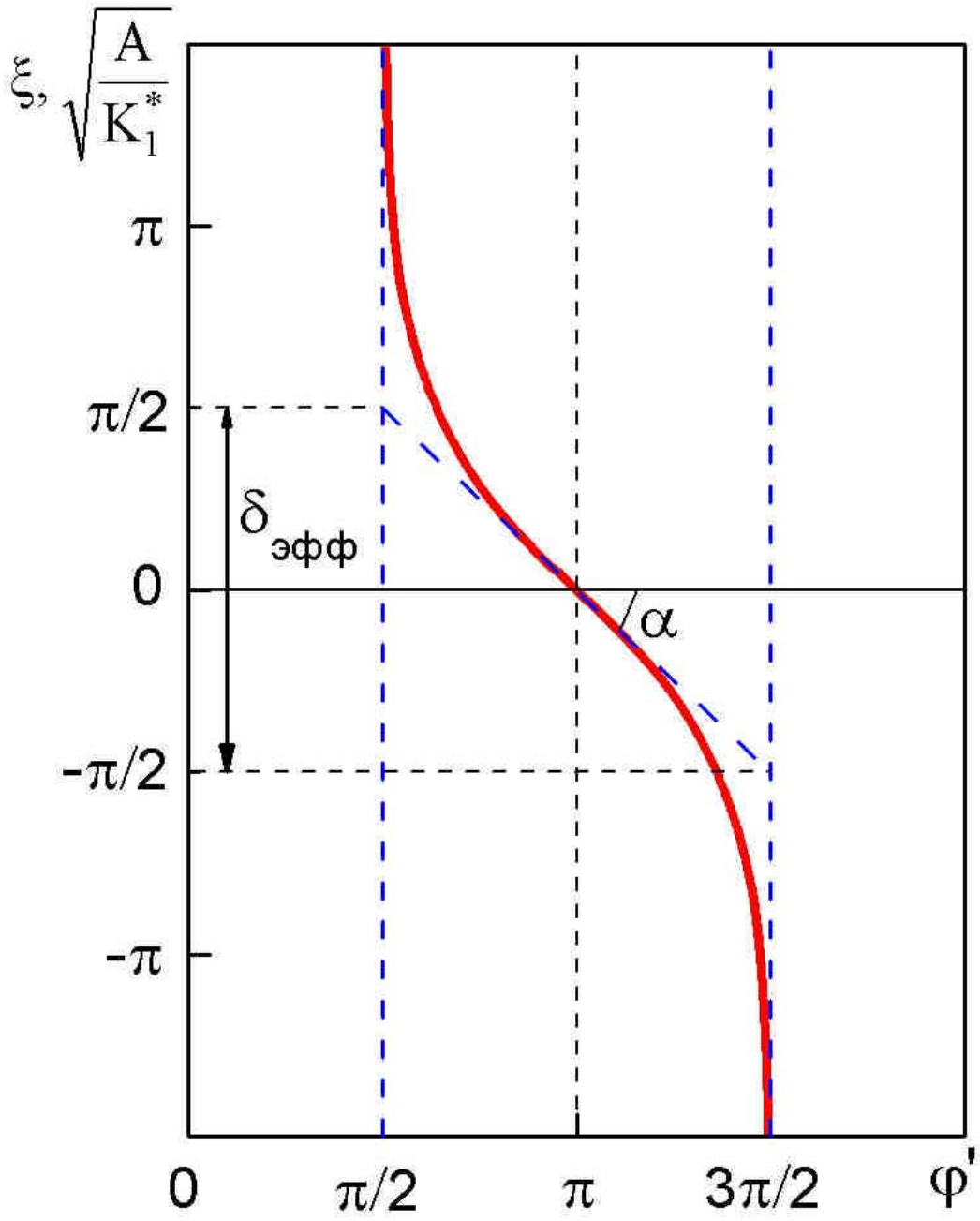


Рисунок 3.13. Зависимость координаты ξ вдоль нормали **n** к плоскости ДГ орторомбического кристалла от угла разворота φ′ вектора $\mathbf{I_S}$ внутри ДГ. Плоскость ДГ параллельна ОЛН и ОТН

Таким образом, строгое определение ширины доменной границы орторомбических кристаллов в рамках модели блоховских границ [4–6] невозможно. Аналогичная ситуация реализуется для одноосных кристаллов. В работе [6] введено понятие эффективной ширины доменной границы $\delta_{эфф}$ – области наибольшего разворота вектора $\mathbf{I_S}$. В точке перегиба функции $\xi(\varphi')$ строится касательная до пересечения с асимптотами φ_1' и φ_2', расстояние между этими точками и принимается за величину $\delta_{эфф}$ (рисунок 3.13).

Найдем производные функции (3.101).

$$\frac{d\xi}{d\varphi'} = \sqrt{\frac{A}{K_1^*}}\,\frac{1}{2\,\mathrm{tg}\left(\frac{\pi}{4}+\frac{\varphi'}{2}\right)\cos^2\left(\frac{\pi}{4}+\frac{\varphi'}{2}\right)} = \sqrt{\frac{A}{K_1^*}}\,\frac{1}{\sin\left(\frac{\pi}{2}+\varphi'\right)}, \qquad (3.102)$$

$$\frac{d^2\xi}{d\varphi'^2} = -\sqrt{\frac{A}{K_1^*}}\,\frac{\cos\left(\frac{\pi}{2}+\varphi'\right)}{\sin^2\left(\frac{\pi}{2}+\varphi'\right)}. \qquad (3.103)$$

Известно, что точка перегиба функции $\xi(\varphi')$ определяется из условия $\frac{d^2\xi}{d\varphi'^2} = 0$ [68], тогда из выражения (3.102) следует уравнение:

$$\cos\left(\frac{\pi}{2}+\varphi'\right) = 0. \qquad (3.104)$$

Физически реализуемое решение уравнения (3.104) в интервале углов от $\varphi_1' = 3\pi/2$ до $\varphi_2' = \pi/2$ – $\varphi_0' = \pi$ – соответствует центру доменной границы (рисунок 3.13).

Определим тангенс угла наклона касательной (α) к кривой $\xi(\varphi')$ на рисунке 3.13 в точке перегиба $\varphi_0' = \pi$:

$$\mathrm{tg}\alpha = \frac{d\xi}{d\varphi'}(\varphi'=\pi)/\sqrt{\frac{A}{K_1^*}} = \frac{1}{\sin\left(\frac{\pi}{2}+\pi\right)} = -1. \qquad (3.105)$$

Таким образом, на рисунке 3.13 угол $\alpha = \pi/4$, и очевидно, что величина $\delta_{эфф} = \pi$.

Итак, эффективная ширина доменной границы орторомбического кристалла, плоскость которой параллельна ОЛН и ОТН, может быть определена по формуле:

$$\delta_{эфф}^{||} = \pi\sqrt{\frac{A}{K_1^*}}\,. \qquad (3.106)$$

Для 180°-ной доменной границы орторомбического кристалла, плоскость которой ориентирована параллельно ОЛН и перпендикулярно ОТН (рисунок 3.12), а угол $\theta' = \pi/2$, зависимость (3.99) преобразуется к виду:

$$\xi = \sqrt{A}\int_0^{\varphi'}\frac{d\varphi'}{\sqrt{K_2\sin^2\varphi' + K_3\cos^2\varphi' - K_3}} = \sqrt{A}\int_0^{\varphi'}\frac{d\varphi'}{\sqrt{K_2 - K_3}\,\sin\varphi'} \qquad (3.107)$$

Проинтегрируем выражение, используя таблицы интегралов [70], и учтем введенное в 3.3.1 обозначение $K_2 - K_3 = K_2^*$:

$$\xi = \sqrt{\frac{A}{K_2^*}}\ln\left|\operatorname{tg}\left(\frac{\varphi'}{2}\right)\right|. \qquad (3.108)$$

Из графика функции (3.108) на рисунке 3.14 видно, что угол φ' асимптотически приближается к $\varphi_2' = \pi$ при $\xi \to +\infty$ и к $\varphi_1' = 0$ при $\xi \to -\infty$. Из рисунка 3.12 очевидно, что угол $\varphi_1' = 0$ соответствует направлению вектора $\mathbf{I_S}$ в домене I, а угол $\varphi_2' = \pi$ – в домене II.

Найдем производные функции (3.108).

$$\frac{d\xi}{d\varphi'} = \sqrt{\frac{A}{K_2^*}}\frac{1}{2\operatorname{tg}\left(\frac{\varphi'}{2}\right)\cos^2\left(\frac{\varphi'}{2}\right)} = \sqrt{\frac{A}{K_1^*}}\frac{1}{\sin(\varphi')}, \qquad (3.109)$$

$$\frac{d^2\xi}{d\varphi'^2} = -\sqrt{\frac{A}{K_2^*}}\frac{\cos(\varphi')}{\sin^2(\varphi')}. \qquad (3.110)$$

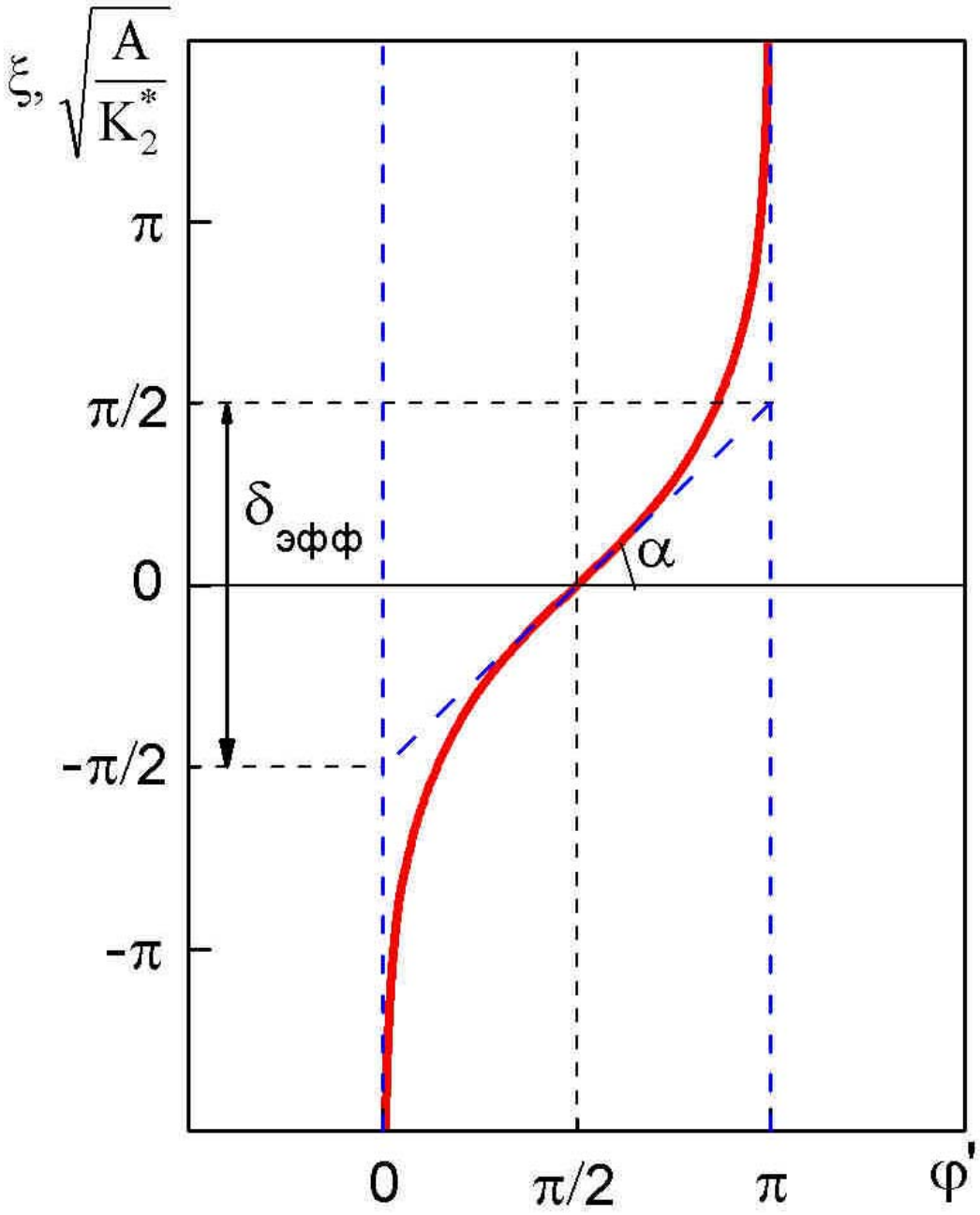


Рисунок 3.14. Зависимость координаты ξ вдоль нормали **n** к плоскости ДГ орторомбического кристалла от угла разворота φ′ вектора $\mathbf{I_S}$ внутри ДГ. Плоскость ДГ параллельна ОЛН и перпендикулярна ОТН

Определим точку перегиба функции $\xi(\varphi')$. Из выражения (3.110) следует уравнение:

$$\cos(\varphi') = 0\,. \tag{3.111}$$

Физически реализуемое решение уравнения (3.111) в интервале углов от $\varphi_1' = 0$ до $\varphi_2' = \pi - \varphi_0' = \pi/2$ – соответствует центру доменной границы (рисунок 3.14).

Определим тангенс угла наклона касательной (α) к кривой $\xi(\varphi')$ на рисунке 3.14 в точке перегиба $\varphi_0' = \pi/2$:

$$\mathrm{tg}\alpha = \frac{d\xi}{d\varphi'}\left(\varphi' = \frac{\pi}{2}\right) / \sqrt{\frac{A}{K_2^*}} = \frac{1}{\sin\left(\frac{\pi}{2}\right)} = 1\,. \tag{3.112}$$

Таким образом, на рисунке 3.14 угол $\alpha = \pi/4$, и очевидно, что величина $\delta_{эфф} = \pi$.

Итак, эффективная ширина доменной границы орторомбического кристалла, плоскость которой параллельна ОЛН и перпендикулярна ОТН, определяется формулой:

$$\delta_{эфф}^{\perp} = \pi\sqrt{\frac{A}{K_2^*}}\,. \tag{3.113}$$

4. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ МАГНИТНЫХ СВОЙСТВ И СТРУКТУРЫ ОРТОРОМБИЧЕСКИХ БОРИДОВ КОБАЛЬТА И ЖЕЛЕЗА

4.1. Аттестация объектов исследования

Объектами исследования в данной работе были сплав железа и бора, а также сплав кобальта и бора. Химический состав шихты сплавов приблизительно соответствовал соотношению компонентов соединений FeB и Co_3B.

Химический состав первого сплава точно соответствовал соединению FeB. Как показали металлографические исследования, этот сплав оказался однофазным и после медленного охлаждения слиток имел крупные зерна, из которых и изготавливались монокристаллы для исследований.

Для контроля фазового состава был проведен дифференциальный термический анализ исследованных сплавов, который подтвердил выводы металлографических исследований. Температурная зависимость магнитной восприимчивости χ(T) сплава железа с бором приведена на рисунке 4.1 На зависимости χ(T) наблюдается только один скачок при температуре порядка 300°C, которая соответствует точке Кюри соединения FeB – T_C = 325°C [10].

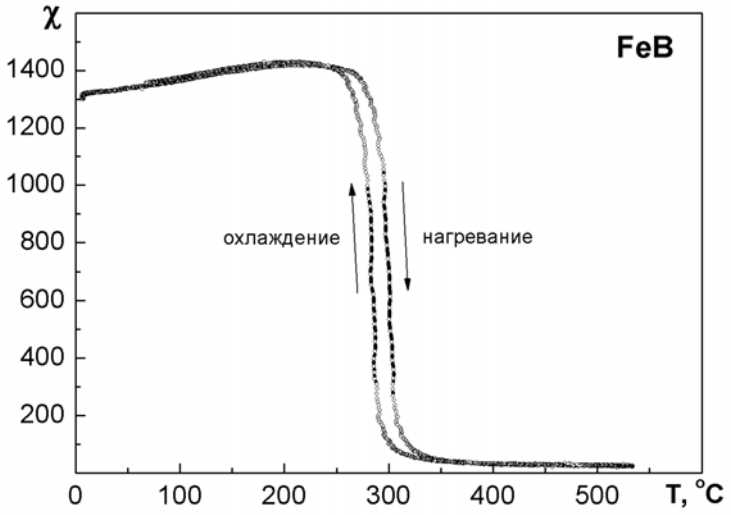


Рисунок 4.1. Температурная зависимость магнитной восприимчивости сплава FeB

На рисунке 4.2 показана микроструктура исходного слитка Co_3B. Видно, что кроме основной фазы-матрицы (серая) в сплаве присутствует две вторичные фазы: темно-серая и белая. Методами стереометрической металлографии были определены относительные объемные содержания вторичных фаз в сплавах: темно-серая занимает ~12 об.%, белая – ~6 об.%. Исходя из диаграммы состояния системы Co-B, логично предположить, что темно-серая фаза является соединением Co_2B, а белая – это кобальт или раствор бора на основе кобальта.

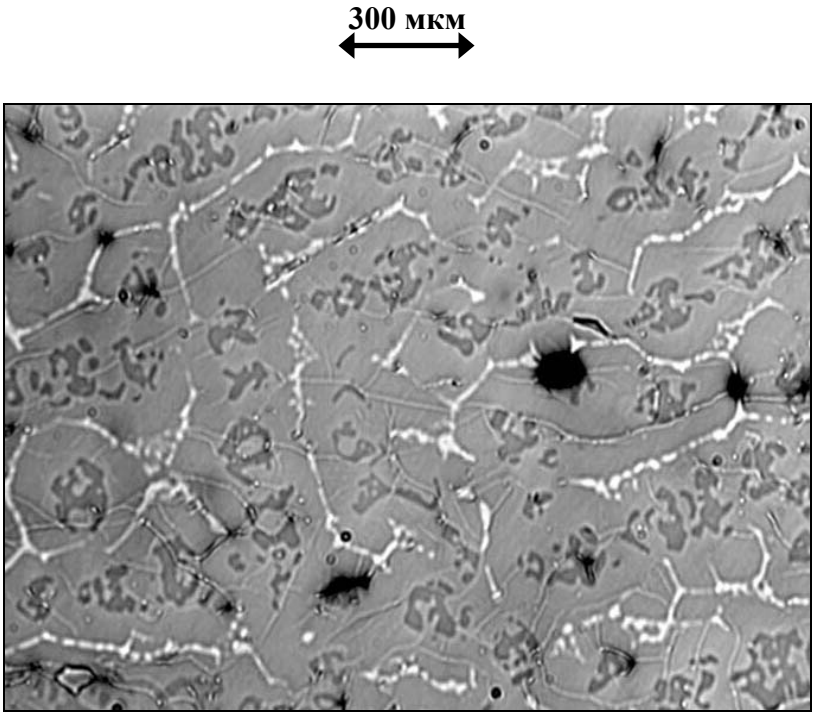


Рисунок 4.2. Микроструктура исходного слитка Co_3B

Для проведения гомогенизации слитка проводилось несколько отжигов по различным режимам. Однако наилучшие результаты были получены при проведении отжига по следующему режиму: нагрев со скоростью 7°С/мин до 1125°С, выдержка при этой температуре в течение 10 минут, медленное охлаждение со скоростью 5°С/час до 1120°С, выдержка при этой температуре в течение 8 часов, закалка до комнатной температуры. Режим термической обработки представлен на рисунок 4.3.

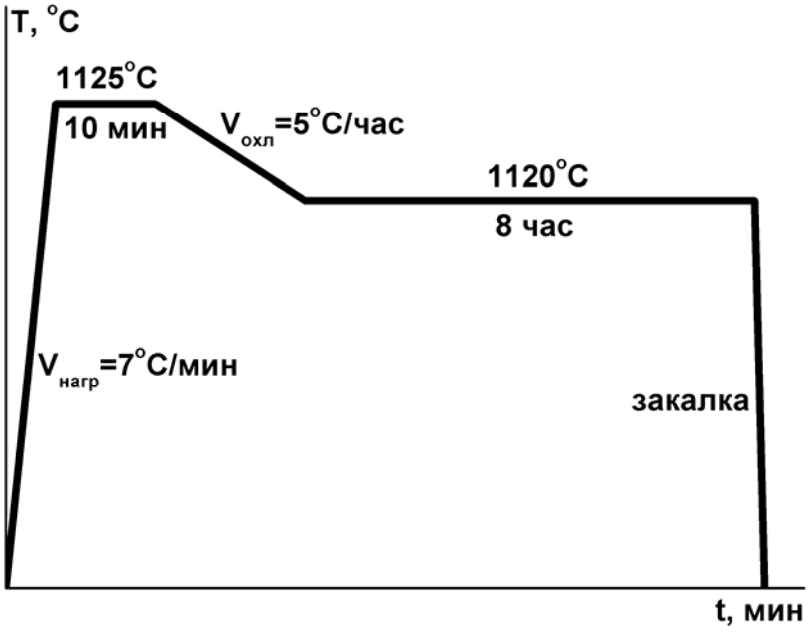


Рисунок 4.3. Режим термической обработки сплава Co_3B

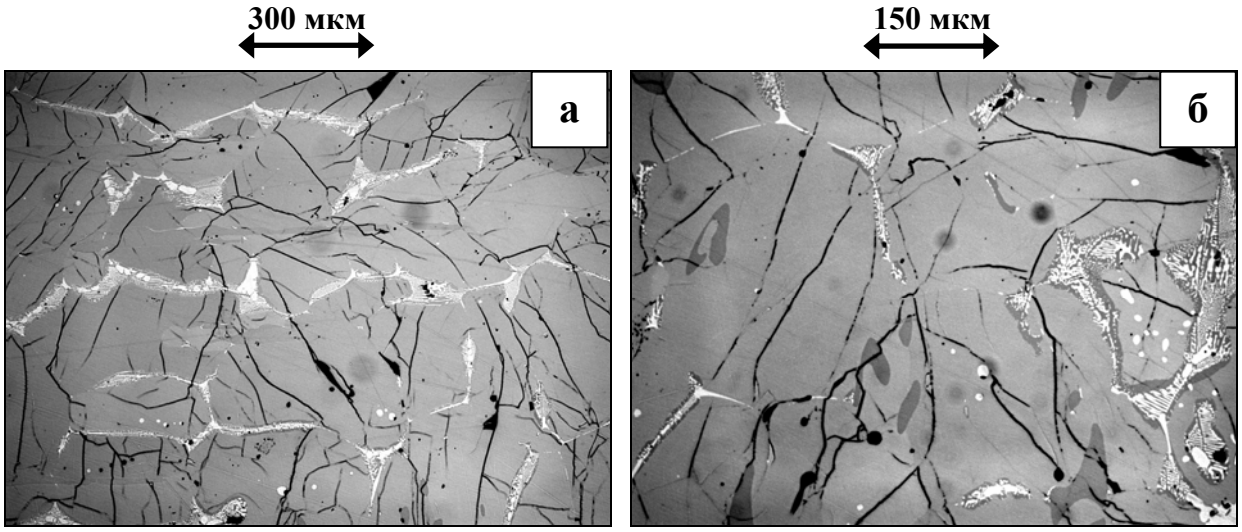


Рисунок 4.4. Микроструктура гомогенизированного сплава Co_3B

Гомогенизированный сплав Co_3B оказался гораздо более однородным. При небольших оптических увеличениях видны белые выделения второй фазы (рисунок 4.4а), объем которых не превышает 10 об.%. Однако при

больших увеличениях в оптическом микроскопе можно увидеть, что данные выделения представляют собой эвтектическую смесь двух фаз (рисунок 4.4б).

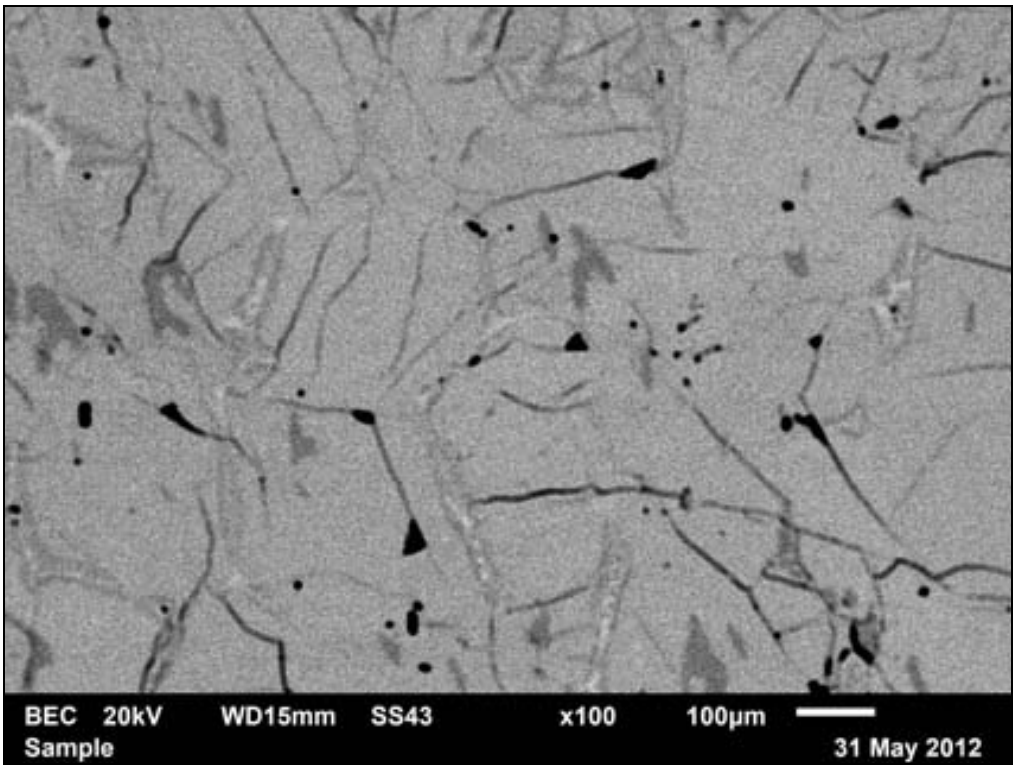
Такая же картина наблюдается на полированном шлифе сплава Co_3B и в растровом электронном микроскопе (рисунки 4.5–4.6). Видна основная светло-серая матрица, и эвтектическая смесь двух вторичных фаз темно-серой и белой.

Интересно отметить, что в основной фазе исследованного сплава в режиме вторичных электронов видны темные и светлые области. Эти изображения по размерам и конфигурации полностью совпадают с доменной структурой исследованного сплава Co_3B.

Растровый электронный микроскоп JEOL JSM-6610LV, на котором проводились исследования, оснащен приставкой для химического анализа. Однако исследованный сплав содержит бор, который является легким элементов и не совсем уверенно идентифицируется методом рентгеновского флуоресцентного анализа. Тем не менее, были проведены многочисленные эксперименты по определению химического состава фаз исследованного сплава, как в отдельных точках поверхности, так и с различных участков поверхности. Полученные результаты позволяют утверждать, что основная матрица исследованных сплавов – это соединение Co_3B, темно-серая фаза – соединение Co_2B, белая фаза – кобальт, возможно с небольшим содержанием бора.

Методами стереометрической металлографии были определены относительные объемные содержания двух фаз, входящих в эвтектическую смесь. Фаза Co_2B занимает ~45 об.%, кобальт – ~55 об.%.

Нужно отметить, что в процессе полировки на поверхности исследованного термообработанного сплава всегда появляются микротрещины. Возможно этот эффект связан с нестабильностью основной фазы Co_3B при комнатной температуре.



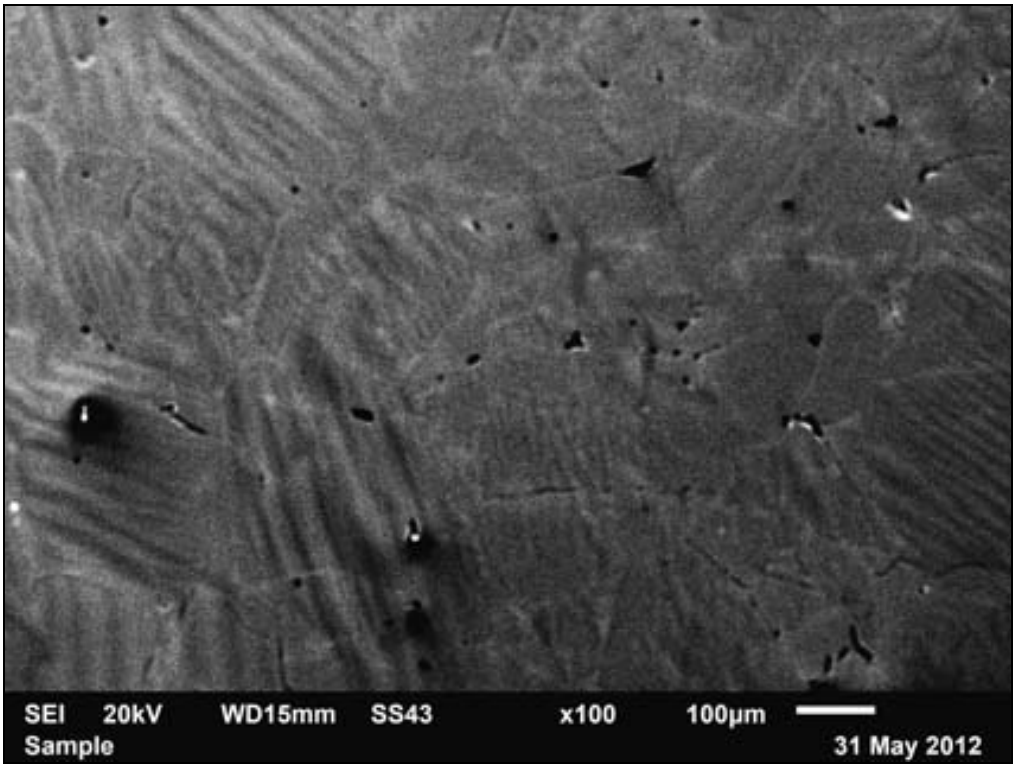
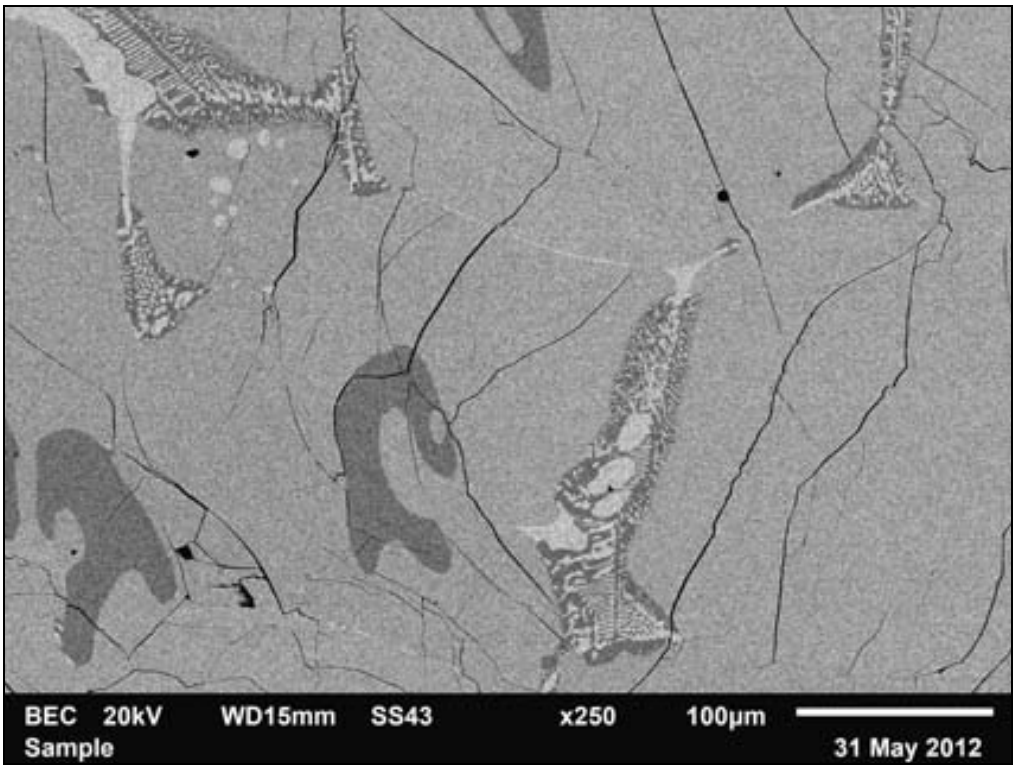


Рисунок 4.5. Изображения полированной поверхности сплава Co_3B, полученные на растровом электронном микроскопе JEOL JSM-6610LV в режиме отраженных (BEC) и вторичных электронов (SEI)



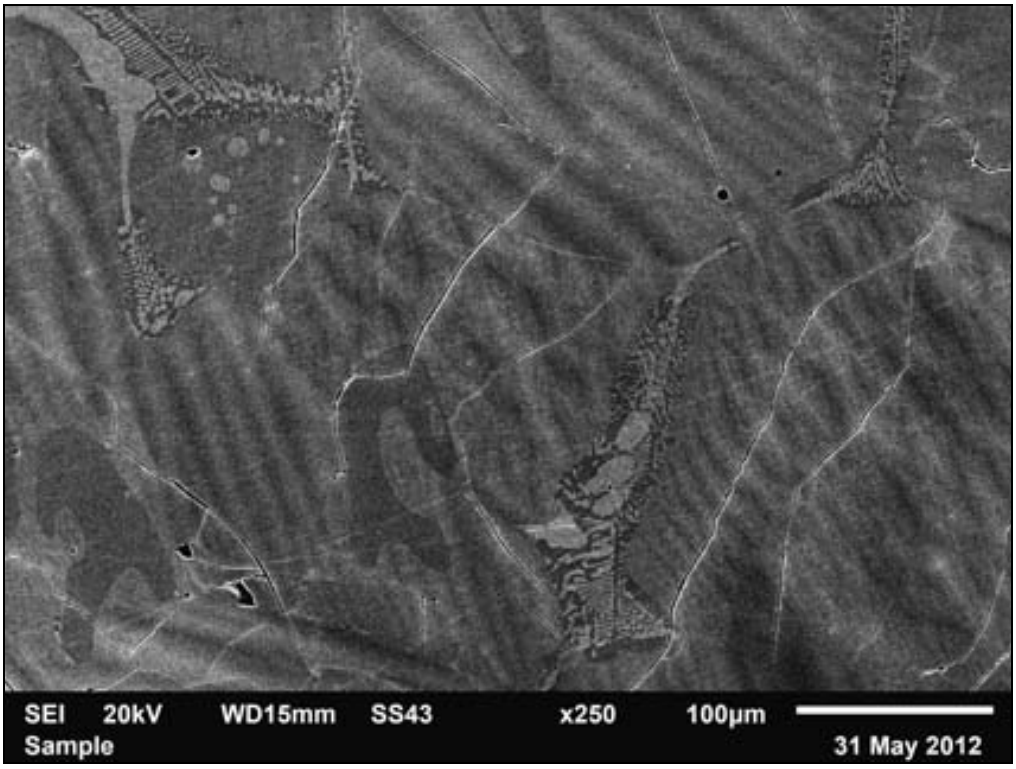
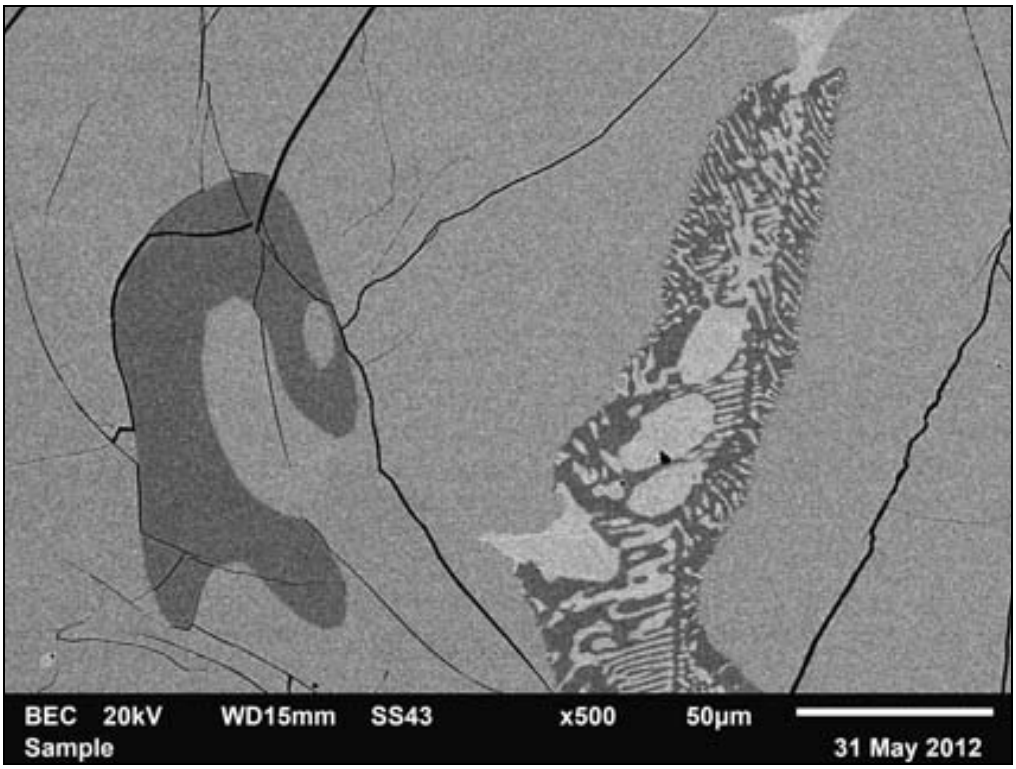


Рисунок 4.6.Изображения полированной поверхности сплава Co_3B, полученные на растровом электронном микроскопе JEOL JSM-6610LV в режиме отраженных (BEC) и вторичных электронов (SEI)



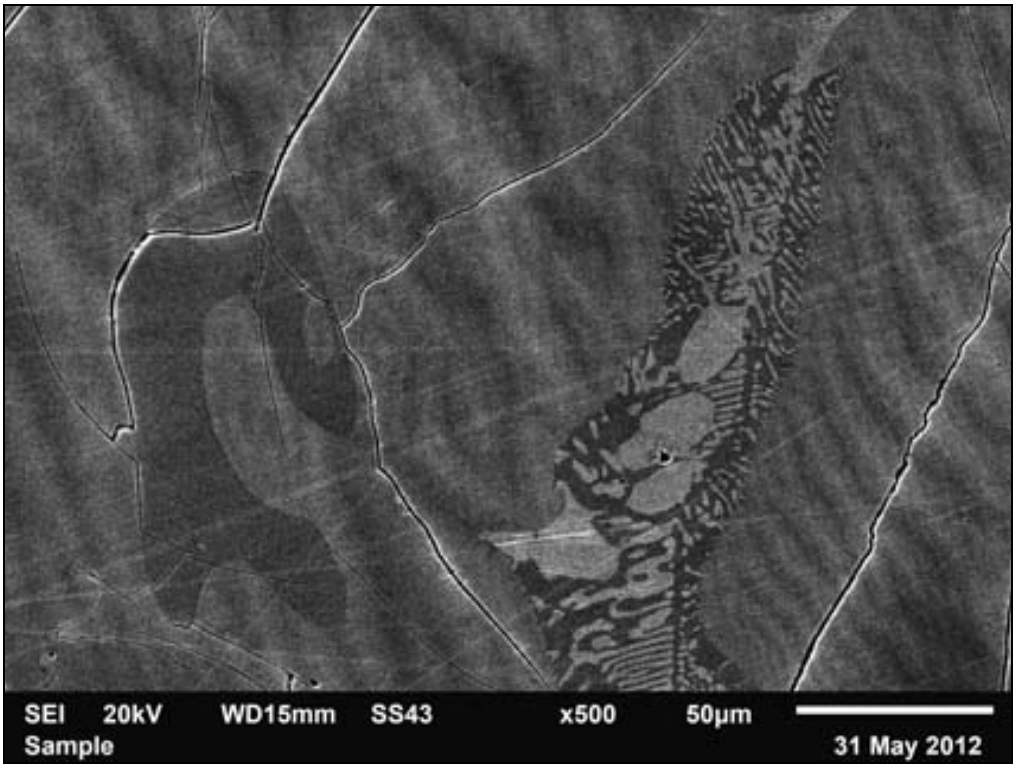
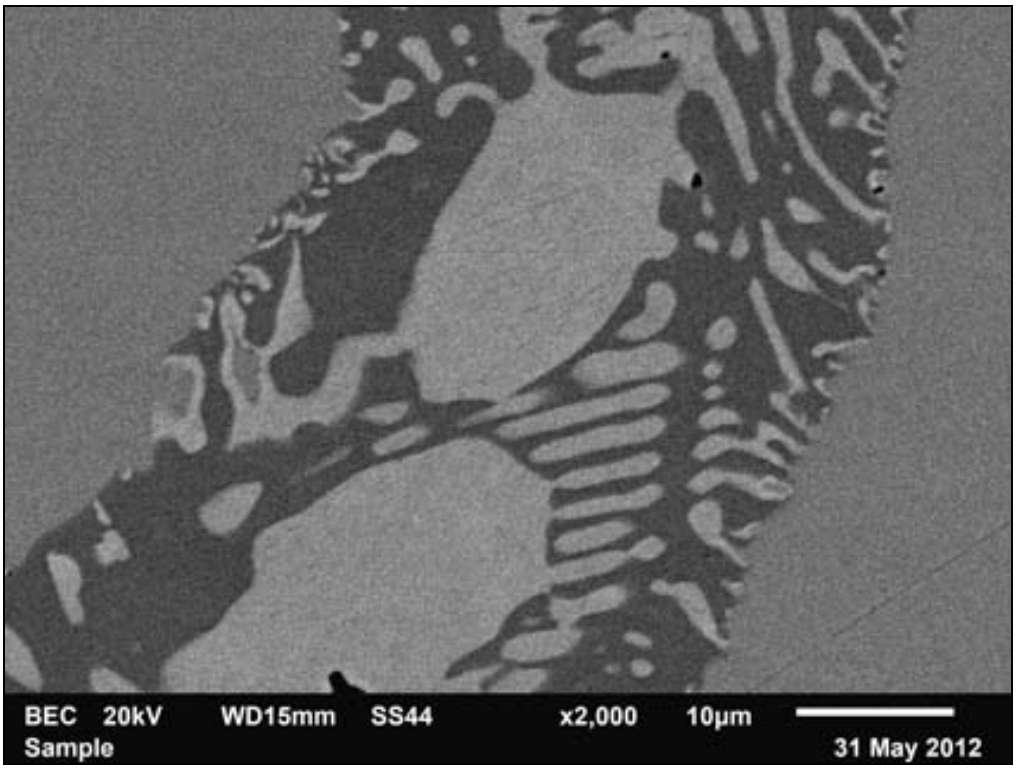


Рисунок 4.7. Изображения полированной поверхности сплава Co_3B, полученные на растровом электронном микроскопе JEOL JSM-6610LV в режиме отраженных (BEC) и вторичных электронов (SEI)



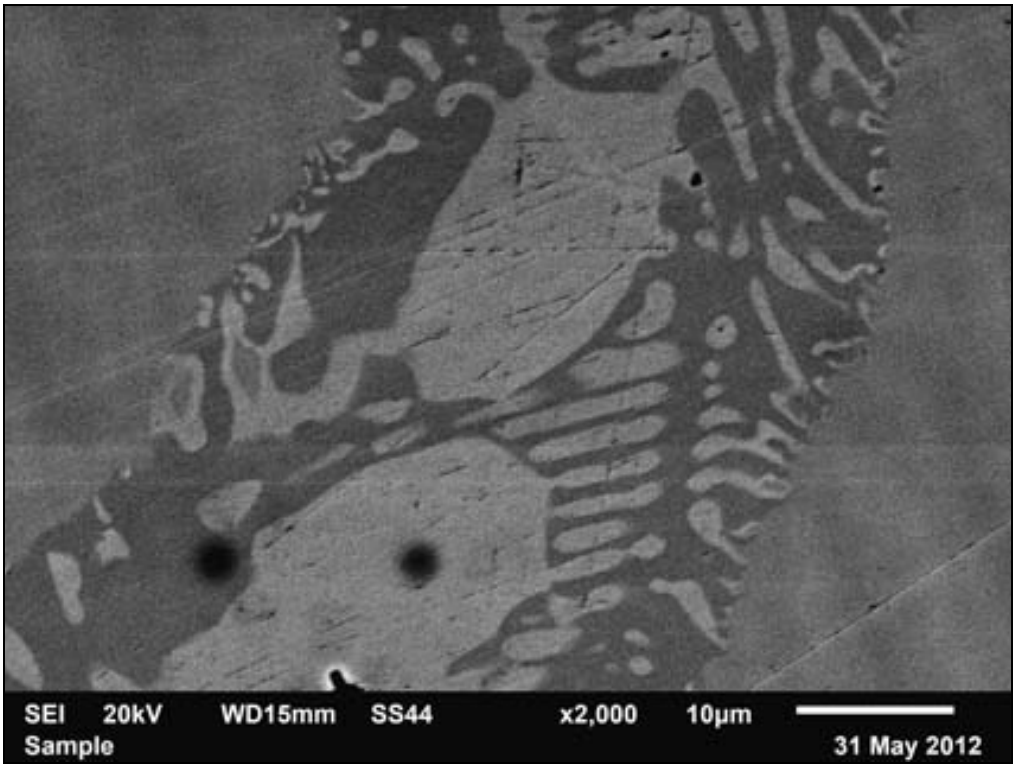


Рисунок 4.8. Изображения полированной поверхности сплава Co_3B, полученные на растровом электронном микроскопе JEOL JSM-6610LV в режиме отраженных (BEC) и вторичных электронов (SEI)

4.2. Процессы намагничивания монокристаллов FeB

Магнитные измерения выполнены методом вибрационного магнитометра на сферических монокристаллических образцах диаметром 2–3 мм. Поскольку данных о магнитокристаллической анизотропии соединения FeB в литературе нет, возникла проблема ориентации монокристаллов при их подготовке к магнитным измерениям.

Известно [13], что соединение FeB имеет орторомбическую кристаллическую структуру, причем все три параметра решетки значительно различаются по величине: $a = 4{,}061$ А; $b = 5{,}506$ А; $c = 2{,}952$ А. В орторомбической структуре есть три оси симметрии второго порядка, но опытным путем было установлено, что монокристаллы FeB точно ориентируются одной из своих осей в направлении магнитного поля, то есть имеют одну легчайшую ось намагничивания.

На рисунке 4.9 приведена схема текстуровки монокристаллов FeB, исследованных в данной работе.

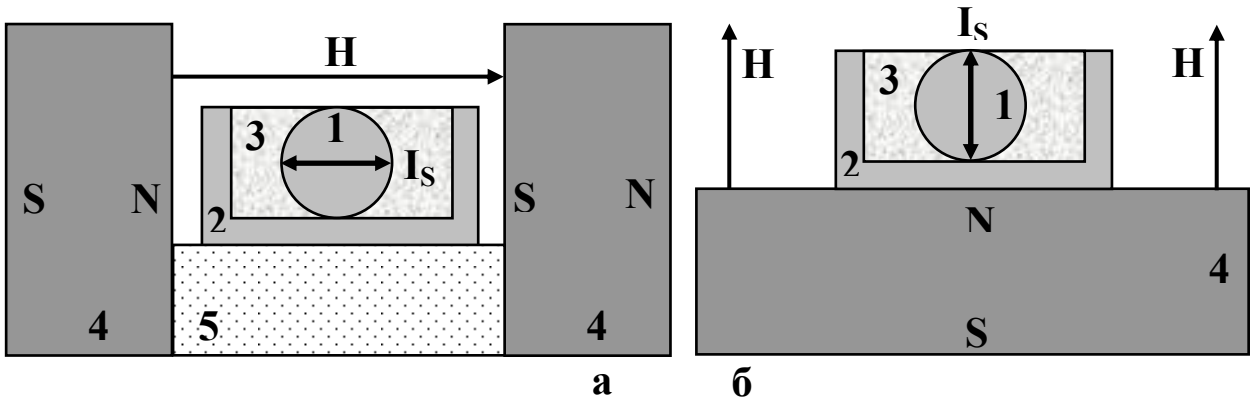


Рисунок 4.9. Схема текстуровки монокристаллов FeB. 1 – образец, 2 – медная капсула, 3 – канифоль, 4 – постоянный магнит, 5 – немагнитная подставка

Первоначально монокристалл FeB ориентировался так, чтобы его намагниченность насыщения была ориентирована параллельно плоскости медной капсулы (рисунок 4.9а). После помещения образца в шток

магнитометра определялось направление вектора I_S по максимуму сигнала. Кривая намагничивания в этом направлении – кривая 1 на рисунке 4.10. Очевидно, что эта ось образца является легчайшей, насыщение образца в этом направлении достигается в полях ~3 кЭ.

Во втором случае образец FeB ориентировался в поле постоянного магнита так, чтобы направление I_S и соответственно его легчайшая ось, были перпендикулярны плоскости капсулы.

На рисунке 4.11 приведена угловая зависимость удельной намагниченности монокристалла FeB в поле 5 кЭ в плоскости, перпендикулярной легчайшей оси 1. На зависимости σ(φ) наблюдаются два максимума при $\varphi = 0^o$ и 180° и два минимума при $\varphi = 90^o$ и 270°. Кривые намагничивания в этих направлениях приведены на рисунке 4.10: кривая 2 для $\varphi = 90^o$ и кривая 3 для $\varphi = 0^o$.

Кривая намагничивания 2 имеет самый пологий ход, образец в этом направлении насыщается только в полях порядка 18 кЭ. Очевидно, что ось 2 – трудная ось намагничивания образца. Очевидно, что кривая 3 соответствует промежуточной оси намагничивания образца, она идет несколько ниже кривой 1, но насыщение достигается также в небольших полях ~4 кЭ. В качестве примера на рисунке 4.10 приведена и кривая намагничивания 4 под углом $\varphi = 45^o$ к трудной и промежуточной осям намагничивания. Эта кривая лежит между кривыми намагничивания 2 и 3, насыщение достигается в поле 11 кЭ.

Особо необходимо отметить, что кривые намагничивания исследованных монокристаллов FeB вдоль оси легкого намагничивания, а также в любом направлении, перпендикулярном этой оси являются строго линейными. Кривые намагничивания в направлениях, расположенных под произвольным углом к оси легкого намагничивания имели начальный линейный участок в малых полях, а затем участок плавного приближения к насыщению в высоких полях.

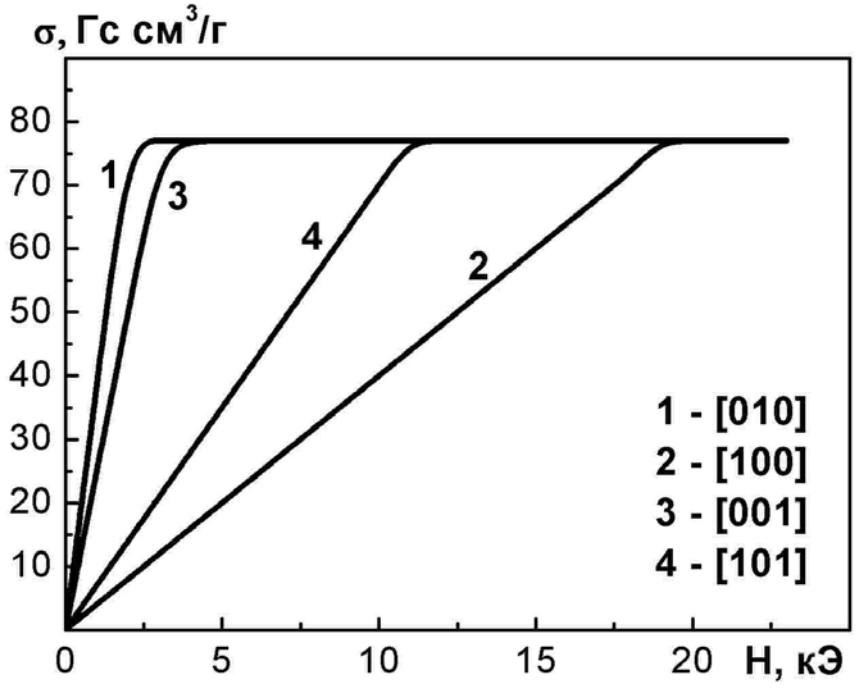


Рисунок 4.10. Кривые намагничивания монокристалла FeB.

1– легкая ось , 2 – трудная ось, 3 – промежуточная ось, 4 – φ = 45°

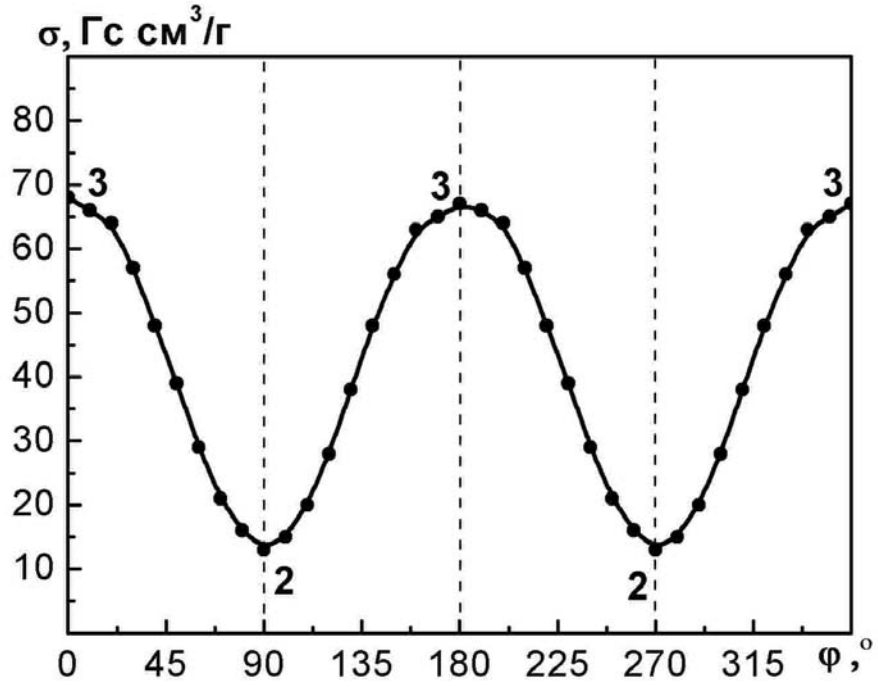


Рисунок 4.11. Кривые намагничивания монокристалла FeB.

1– легкая ось , 2 – трудная ось, 3 – промежуточная ось, 4 – φ = 45°

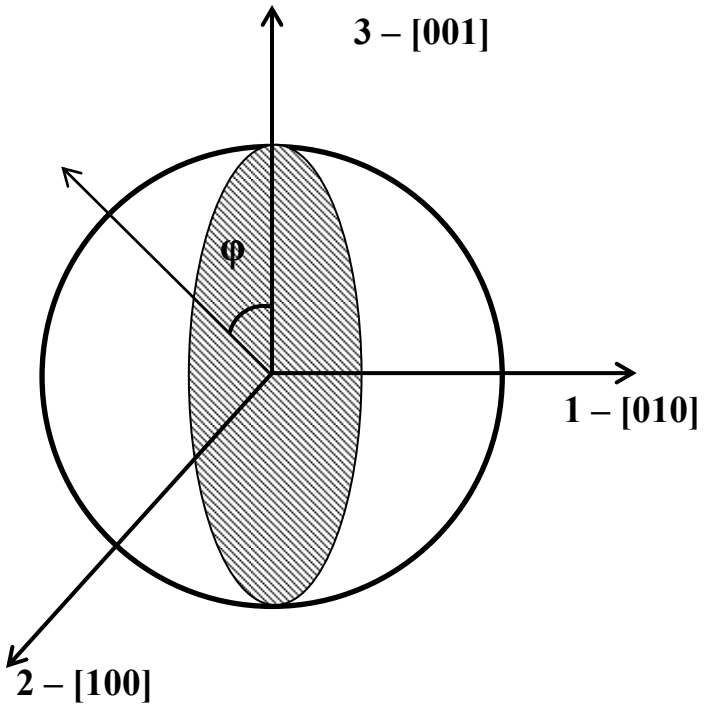


Рисунок 4.12. Схема расположения осей монокристалла FeB
1 – легкая ось намагничивания, 2 – трудная ось намагничивания,
3 – промежуточная ось намагничивания

Таким образом, по данным магнитных измерений в орторомбическом монокристалле FeB присутствуют три выделенных оси намагничивания: 1 – легчайшая, 2 – трудная и 3 – промежуточная (рисунок 4.12). Поскольку эти три оси взаимно перпендикулярны, можно полагать, что они совпадают с осями второго порядка кристаллической решетки.

Данный вывод был подтвержден результатами рентгеноструктурного анализа, проведенного методом Лауэ. Три монокристалла FeB были сориентированы вдоль трех основных кристаллографических направлений [100], [010] и [001]. Измерения кривых намагничивания данных ориентированных образцов показали, что ось легкого намагничивания (ОЛН) монокристаллов FeB (кривая 1 на рисунке 4.10) совпадает с кристаллографическим направлением [010], ось трудного намагничивания

(ОТН) (кривая 2 на рисунке 4.10) – с [100], а направление [001] оказалось промежуточным направлением намагничивания.

Аппроксимация экспериментальных кривых намагничивания линейными зависимостями $I_H(H)$ (рисунок 4.13) позволила точно определить поля насыщения монокристалла FeB в различных направлениях:

– кривая 1 (ОЛН) – $H_{S1} = H_S^{ОЛН} = 2$ кЭ;

– кривая 2 (ОТН) – $H_{S2} = H_S^{ОТН} = 18$ кЭ;

– кривая 3 (⊥ОЛН и ⊥ОТН) – $H_{S3} = H_S^{\perp} = 3{,}5$ кЭ;

– кривая 4 (⊥ ОЛН под углом $\varphi = 45^o$ к ОТН) – $H_{S4} = 9$ кЭ.

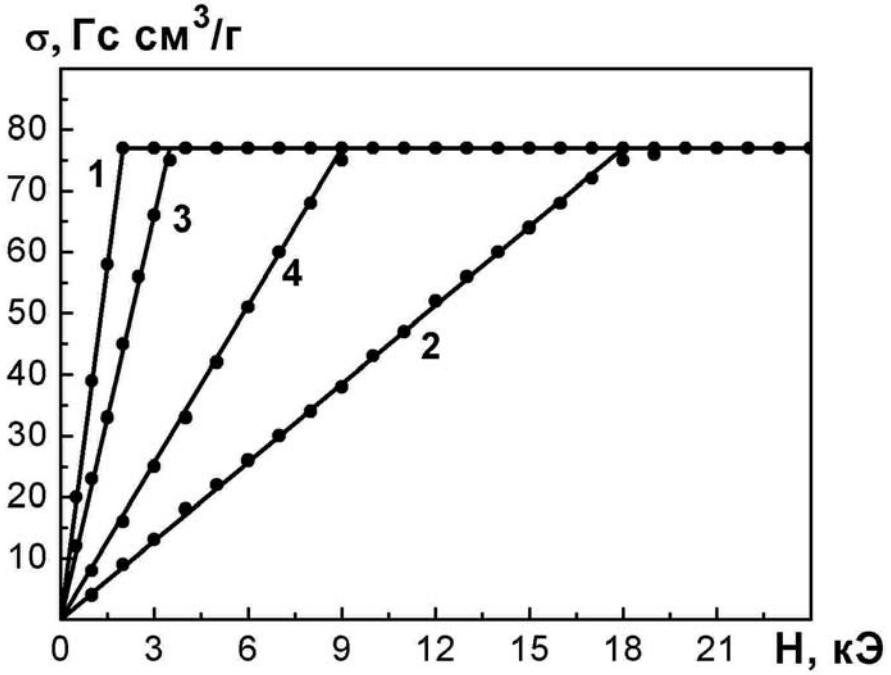


Рисунок 4.13. Экспериментальные (точки) и теоретические (линии) кривые намагничивания монокристалла FeB вдоль ОЛН (1), ОТН (2), в плоскости, перпендикулярной к ОЛН под углом $\varphi = 90^o$ (3) и 45° (3) к ОТН

Согласно формуле (3.81) поле насыщения ромбического кристалла вдоль ОЛН равно $H_S = H_0 = N\, I_S$. Размагничивающий фактор сферического образца $N = 4\,\pi/3$, намагниченность насыщения связана с удельной

намагниченностью соотношением $I_S = \rho\,\sigma_S$, где ρ – плотность. Таким образом, поле насыщение вдоль ОЛН можно рассчитать по формуле:

$$H_S^{ОЛН} = H_0 = N\,I_S = \frac{4\,\pi\,\rho\,\sigma_S}{3}. \qquad (4.1)$$

Для соединения FeB из данных магнитных измерений $\sigma_S = 77$ Гс см^3/г, плотность согласно [13] составляет $\rho = 6{,}3$ г/см^3. Подставляя эти данные в формулу (4.1) получаем, что $H_0 = 2{,}031$ кЭ. Полученный результат точно соответствует экспериментальному значению $H_S^{ОЛН} = 2$ кЭ.

Согласно формуле (3.85) поле насыщения в плоскости, перпендикулярной ОЛН, равно $H_S = H_A + H_0$, причем величина поля анизотропии H_A зависит от ориентации направления намагничивания в этой плоскости.

Из (3.54) и (3.60) следует, что при ориентации внешнего магнитного поля вдоль ОТН поле анизотропии равно:

$$H_A^{ОТН} = \frac{2\left(K_1 - K_3\right)}{I_S} = \frac{2\,K_1^*}{I_S}. \qquad (4.2)$$

Из (3.55) и (3.60) следует, что при ориентации внешнего магнитного поля перпендикулярно и ОЛН и ОТН поле анизотропии равно:

$$H_A^{\perp} = \frac{2\left(K_2 - K_3\right)}{I_S} = \frac{2\,K_2^*}{I_S}. \qquad (4.3)$$

Таким образом, эффективные константы МКА орторомбического кристалла можно рассчитать по формулам:

$$K_1^* = \frac{\rho\,\sigma_S\,(H_S^{ОТН} - H_0)}{2}; \qquad (4.4)$$

$$K_2^* = \frac{\rho\,\sigma_S\,(H_S^{\perp} - H_0)}{2}. \qquad (4.5)$$

Подстановка экспериментальных значений полей насыщения в формулы (3.94–3.95) дает величины эффективных констант МКА орторомбического соединения FeB: $K_1^* = 3{,}9\cdot10^6$ эрг/см^3 и $K_2^* = 3{,}6\cdot10^5$ эрг/см^3.

Из выражений (3.85), (3.92) и (3.93) легко пучить формулу для расчета поля анизотропии H_A^{φ} в произвольном направлении намагничивания в плоскости, перпендикулярной к ОЛН:

$$H_A^{\varphi} = H_S^{\text{ОТН}} \cos^2\varphi + H_S^{\perp} \sin^2\varphi. \qquad (4.6)$$

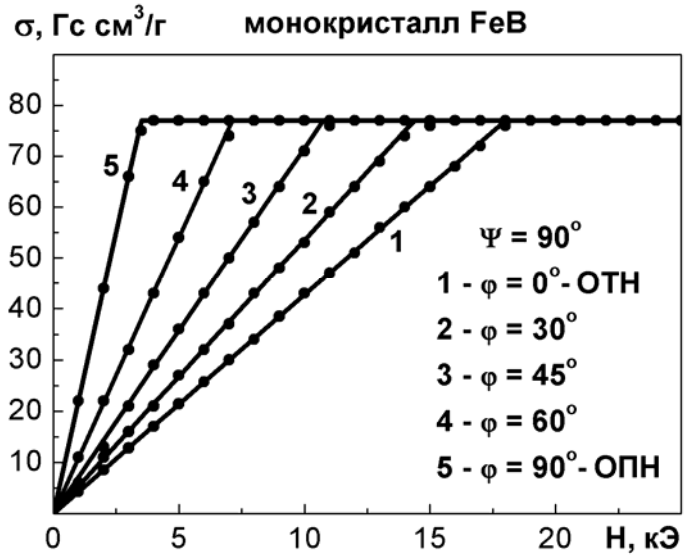
При $\varphi = 45^{\circ}$ рассчитанное по формуле (4.6) поле анизотропии равно $H_A^{\varphi} = 7{,}25$ кЭ, а соответствующее поле насыщение практически совпадает с полем насыщения кривой 4 на рисунке 4.13 – $H_{S4} = 9$ кЭ.

На рисунке 4.14 приведены экспериментальные (точки) и теоретические кривые намагничивания (линии) монокристаллов FeB в различных направления в кристаллографических плоскостях (010) (рисунок 4.14а), (001) (рисунок 4.14б) и (100) (рисунок 4.14в).

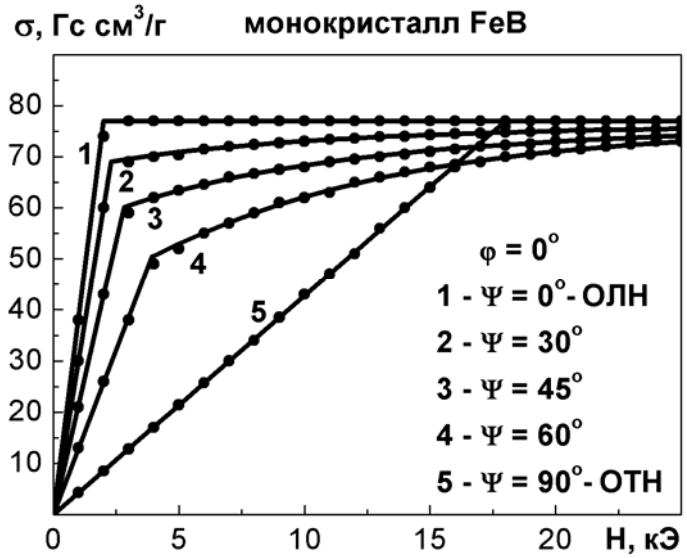
Аппроксимация экспериментальных кривых намагничивания линейными зависимостями позволила точно определить поля насыщения H_S монокристаллов FeB в различных направлениях в плоскости (010), перпендикулярной ОЛН. Экспериментальные значения H_S и поля анизотропии H_A, хорошо совпадают с теоретическими расчетами (рисунок 4.15).

Хорошее совпадение экспериментальных и теоретических кривых намагничивания монокристаллов FeB получено и в двух других плоскостях (001) (рисунок 4.14б) и (100) (рисунок 4.14в).

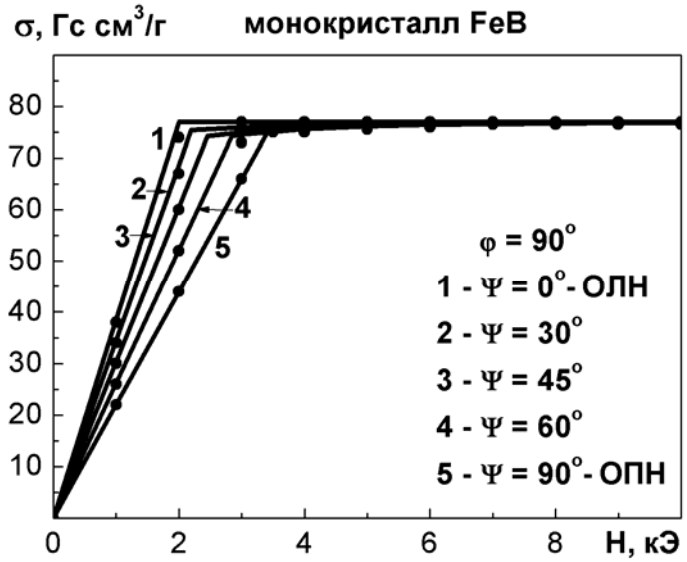
Теоретические кривые намагничивания в произвольно ориентированных направлениях рассчитывались следующим образом. По соответствующим формулам определялись поле смещение $H_{см}$ (3.67) и величина намагниченности в этом поле $I_{Hсм}$ (3.86), удельная намагниченность определялась из соотношения $\sigma = I/\rho$, где $\rho = 6{,}3$ г/см^3 – плотность соединения FeB.



а



б



в

Рисунок 4.14. Экспериментальные (точки) и теоретические (линии) кривые намагничивания монокристаллов FeB

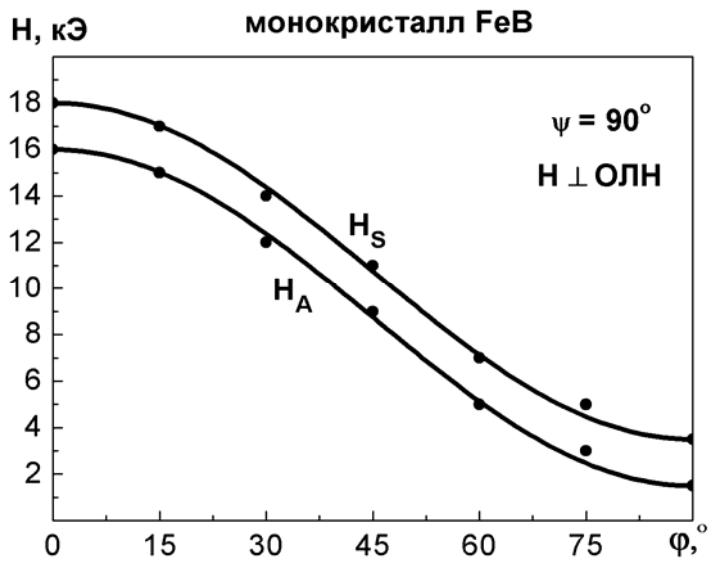


Рисунок 4.15. Экспериментальные (точки) и теоретические (линии) угловые зависимости поля насыщения H_S и поля анизотропии H_A в плоскости (010), перпендикулярной ОЛН монокристаллов FeB

Далее строились линейные участки кривых намагничивания из начала координат в точку с координатами ($H_{см}$, $I_{Hсм}$). Для построения нелинейных участков в полях $H > H_{см}$ применялись численные методы, расчеты производились в программе Mathcad Professional. Величина поля изменялась от $H_{см}$ до 25 кЭ с шагом 1 кЭ. Для каждого значения поля H и угла ψ решалось уравнение (3.76), из полученных четырех решений выбиралось физически реальное равновесное значение угла θ – $0 < \theta_0 < \psi$. Полученные значения подставлялись в выражение (3.72) и вычислялись значения проекции намагниченности на направление поля I_H.

На рисунке 4.16 приведены теоретические угловые зависимости поля смещения $H_{см}$, удельной намагниченности ($\sigma_{см}$) (3.86) и углов отклонения вектора $\mathbf{I_S}$ от ОЛН ($\theta_{см}$) (3.70) и направления поля (ψ–$\theta_{см}$) для монокристаллов FeB. Экспериментальные значения $H_{см}$ и $\sigma_{см}$ отмечены точками.

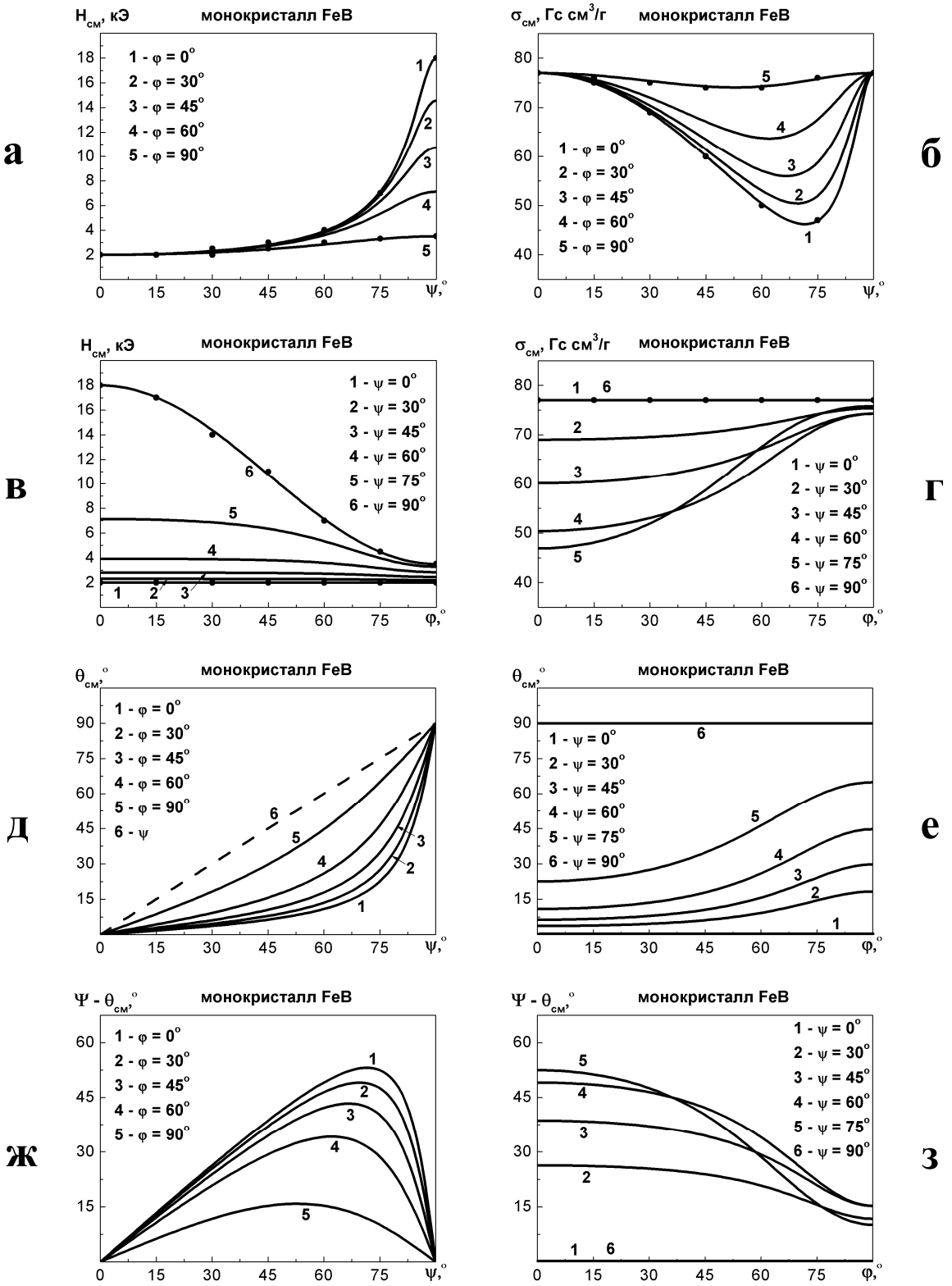


Рисунок 4.16. Экспериментальные (точки) и теоретические (линии) угловые зависимости поля смещения $H_{см}$, удельной намагниченности ($\sigma_{см}$) и углов отклонения вектора $\mathbf{I_S}$ от ОЛН ($\theta_{см}$) и направления поля (ψ–$\theta_{см}$) в поле смещения для монокристаллов FeB

При каждом угле φ величина $H_{см}$ возрастает с увеличением угла ψ, минимальный рост $H_{см}(\psi)$ характерен для $\varphi = 90^o$ – при повороте направления поля от ОЛН до ОПН, максимальный – для $\varphi = 0^o$ – при повороте поля от ОЛН до ОТН, что хорошо согласуется с экспериментом (рисунок 4.16а). Зависимости $\sigma_{см}(\psi)$ имеют минимумы в интервале углов 50–75°, наименьшее значение $\sigma_{см}$ наблюдается для $\varphi = 0^o$. Кривые $\sigma_{см}(\psi)$ для $\varphi = 0^o$ и $\varphi = 90^o$ также хорошо согласуются с экспериментом (рисунок 4.16б).

Зависимости $H_{см}(\varphi)$ монотонно убывают с ростом φ, максимальное изменение $H_{см}(\varphi)$ характерно для $\psi = 90^o$, то есть в плоскости, перпендикулярной ОЛН при изменения направления поля от ОТН до ОПН (рисунок 4.16в). Кривые $\sigma_{см}(\varphi)$ наоборот монотонно возрастают за исключением углов $\psi = 0^o$ и 90°, для которых $\sigma_{см} = \sigma_S = const$ (рисунок 4.16г), что также соответствует эксперименту.

Зависимости $\theta_{см}(\psi)$ для всех φ имеют вогнутый характер и изменяют свой наклон в интервале углов 50–75° (рисунок 4.16д), в этом же интервале углов наблюдаются максимумы на кривых в $(\psi - \theta_{см})(\psi)$ (рисунок 4.16ж).

Зависимости $\theta_{см}(\varphi)$ для всех ψ монотонно возрастают, кроме $\psi = 90^o$, когда $\theta_{см} = 90^o = const$, то есть процессы смещения доменных границ отсутствуют (рисунок 4.16е). Зависимости $(\psi - \theta_{см})(\varphi)$ для всех ψ монотонно убывают (рисунок 4.16з), кроме $\psi = 0^o$, когда вектора намагниченности магнитных фаз параллельны ОЛН и вращения $\mathbf{I_S}$ нет, и $\psi = 90^o$, когда отсутствуют процессы смещения доменных границ, в обоих случаях угол $\psi - \theta_{см} = 0^o$.

По формулам (3.58) и (3.60) монокристаллов FeB были рассчитаны полевые зависимости угла отклонения вектора $\mathbf{I_S}$ от направления поля **H** ($\psi - \theta$) и полевые зависимости объемов магнитных фаз V_1 и V_2 при различных углах отклонения поля от ОЛН (ψ) и от ОТН (φ) (рисунки 4.17–4.18).

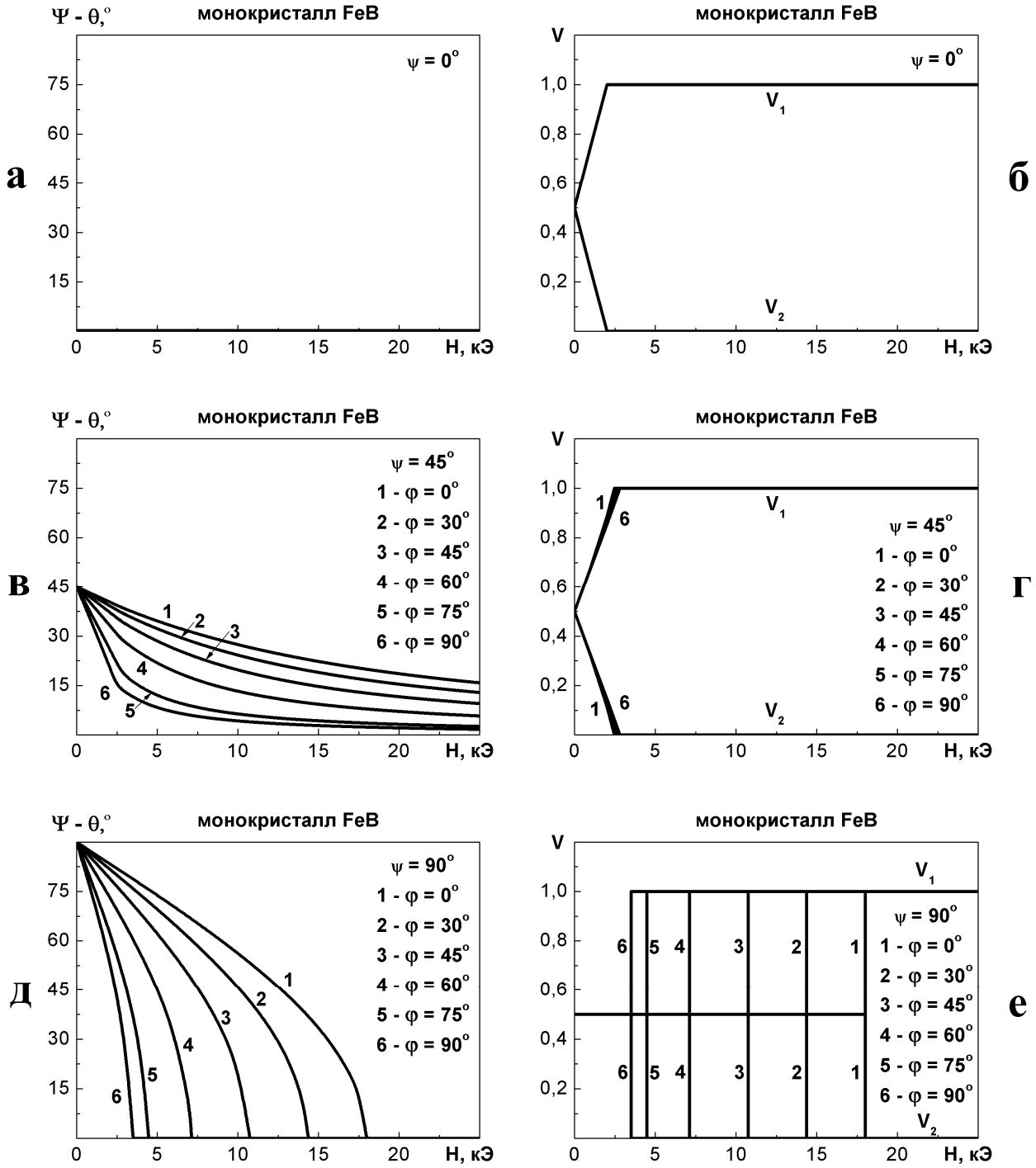


Рисунок 4.17. Полевые зависимости угла отклонения вектора $\mathbf{I_S}$ от направления поля **H** (ψ–$\theta_{см}$) и относительных объемов магнитных фаз (V_1 и V_2) при различных углах отклонения поля от ОЛН (ψ) и ОТН (φ) для монокристаллов FeB

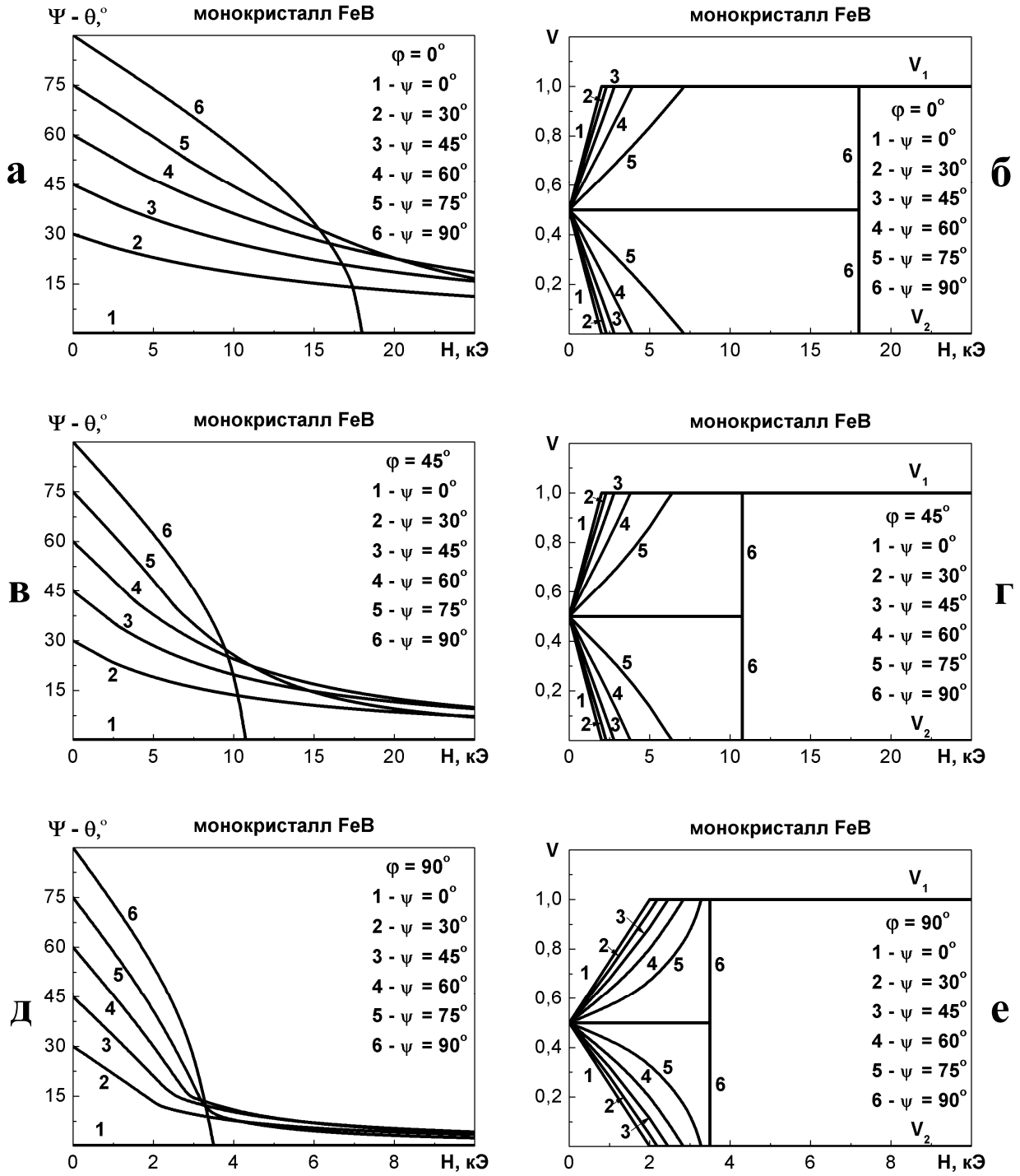


Рисунок 4.18. Полевые зависимости угла отклонения вектора $\mathbf{I}_S$ от направления поля H (ψ–θсм) и относительных объемов магнитных фаз (V_1 и V_2) при различных углах отклонения поля от ОЛН (ψ) и ОТН (φ) для монокристаллов FeB

Результаты расчетов, проведенных при фиксированном ψ и различных φ (рисунок 4.17), наглядно демонстрируют, что при ориентации магнитного поля вдоль ОЛН процессы перемагничивания происходят только за счет смещения доменных границ. Во всем интервале полей угол $\psi - \theta = 0^o$ (рисунок 4.17а), объем V_1 монотонно растет, V_2 – уменьшается (рисунок 4.17б).

При ориентации внешнего поля перпендикулярно ОЛН углы между $\mathbf{I_S}$ и **H** постепенно уменьшаются до нуля с ростом величины поля до поля насыщения H_S (рис. 4.9д), а объемы магнитных фаз остаются неизменными ($V_1 = V_2 = 0,5$) вплоть до насыщения, то есть смещения доменных границ не происходит (рисунок 4.17е).

При ориентации внешнего поля под углом $\psi = 45^o$ к ОЛН углы между $\mathbf{I_S}$ и **H** постепенно уменьшаются с ростом величины поля, но нулевых значений не достигают, а только асимптотически приближаются к нулю (рисунок 4.17в). Объем одной магнитной фазы V_1 растет, второй V_2 – убывает (рисунок 4.17г). Таким образом, процессы перемагничивания при произвольной ориентации магнитного поля происходят за счет и вращения вектора $\mathbf{I_S}$ и смещения доменных границ.

Аналогичные выводы следуют и из полевых зависимостей $(\psi - \theta)(H)$, $V_1(H)$ и $V_2(H)$, построенных при фиксированном φ и различных ψ (рисунок 4.18). Процессы смещения доменных границ наблюдаются при всех углах ψ, кроме $\psi = 90^o$ (рисунок 4.18б,г,е, кривые 6), а процессы вращения вектора $\mathbf{I_S}$ отсутствуют при $\psi = 0^o$ (рисунок 4.18а,в,д, кривые 1). В остальных случаях при намагничивании реализуется и тот и другой процесс.

Температурные исследования магнитных свойств монокристаллов FeB были проведены методом вибрационного магнитометра на установке с температурной приставкой.

На рисунке 4.19 представлены результаты измерения температурной зависимости намагниченности монокристалла FeB вдоль ОЛН в поле 3 кЭ.

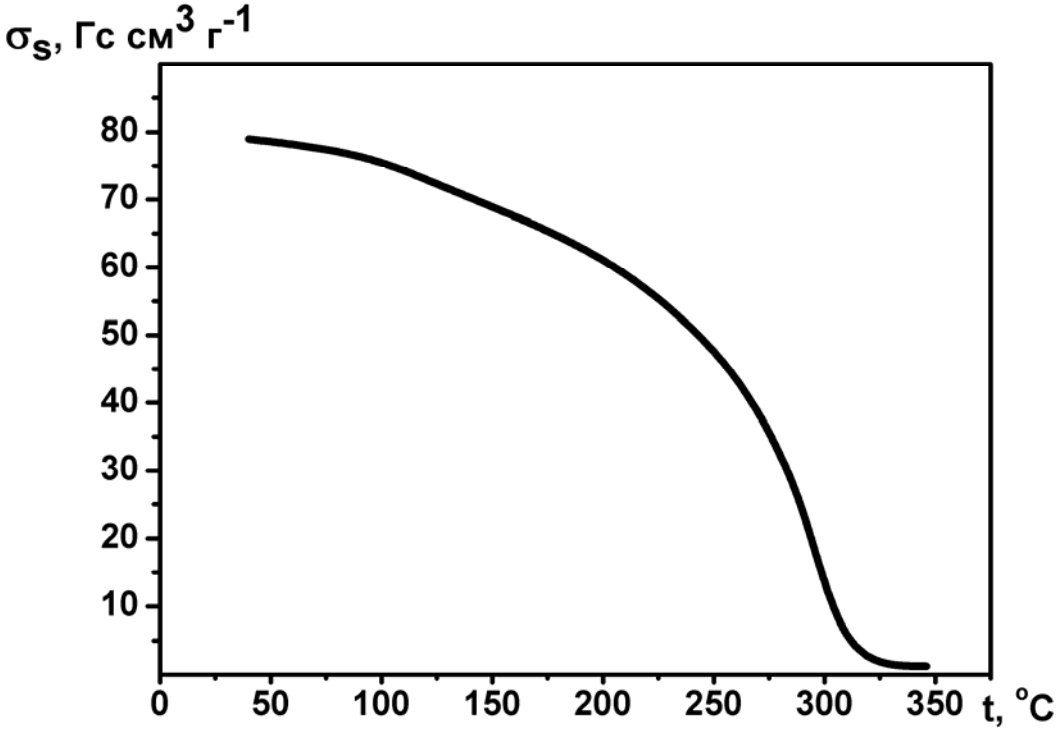


Рисунок 4.19. Температурные зависимости намагниченности монокристалла FeB вдоль ОЛН в магнитном поле 3 кЭ

В таблице 4.1 приведены значения намагниченности насыщения, соответствующие кривой на рисунке 4.19.

Для монокристаллов FeB были измерены кривые намагничивания при различных температурах вдоль осей [010] || ОЛН, [100] || ОТН и [001] || ОПН. (рисунок 4.20). Для каждой кривой удалось определить поле насыщения и по формулам (4.4) и (4.5) рассчитать константы МКА (таблица 4.2). На рисунках. 4.21 и 4.22 виден убывающий характер температурных зависимостей полей насыщения для всех направлений и падение K_1* и K_2* с ростом температуры. Можно отметить, что выше 300°С монокристалла FeB становятся практически изотропными.

Таблица 4.1. Намагниченность насыщения I_S и удельная намагниченность насыщения σ_S при различных температурах

t, ^oC	σ_S, Гс см^3 г$^{-1}$	I_S, Гс
10	77,2	486
12	77,2	486
25	77	485
50	76,5	482
60	76,3	481
75	76	479
100	75	473
110	74,3	468
125	73	460
150	71	447
160	70	441
175	69	435
200	66	416
210	64	403
225	62	391
250	56	353
260	52	328
275	46	290
300	28	176
310	20	126
325	10	63
350	7	44
375	5	32

Таблица 4.2.. Поля насыщения H_S и удельная намагниченность насыщения σ_S вдоль ОЛН, ОТН и ОПН монокристаллов FeB и константы МКА при различных температурах

t, °C	$H_S^{ОЛН}$, кЭ	$H_S^{ОТН}$, кЭ	$H_S^{ОПН}$, кЭ	K_1*, 10^6 эрг/см^3	K_2*, 10^5 эрг/см^3	σ_S, Гс см^3/г
40	2,18	19,7	3,86	4,30	4,10	78
80	2,03	18,65	3,13	3,90	2,50	74
130	1,90	16,85	3,00	3,30	2,40	70
175	1,68	13,65	2,70	2,50	2,10	65
220	1,48	11,54	2,13	1,80	1,20	58
265	1,03	7,52	1,75	0,90	0,97	43
290	0,97	4,19	1,06	0,70	0,20	25

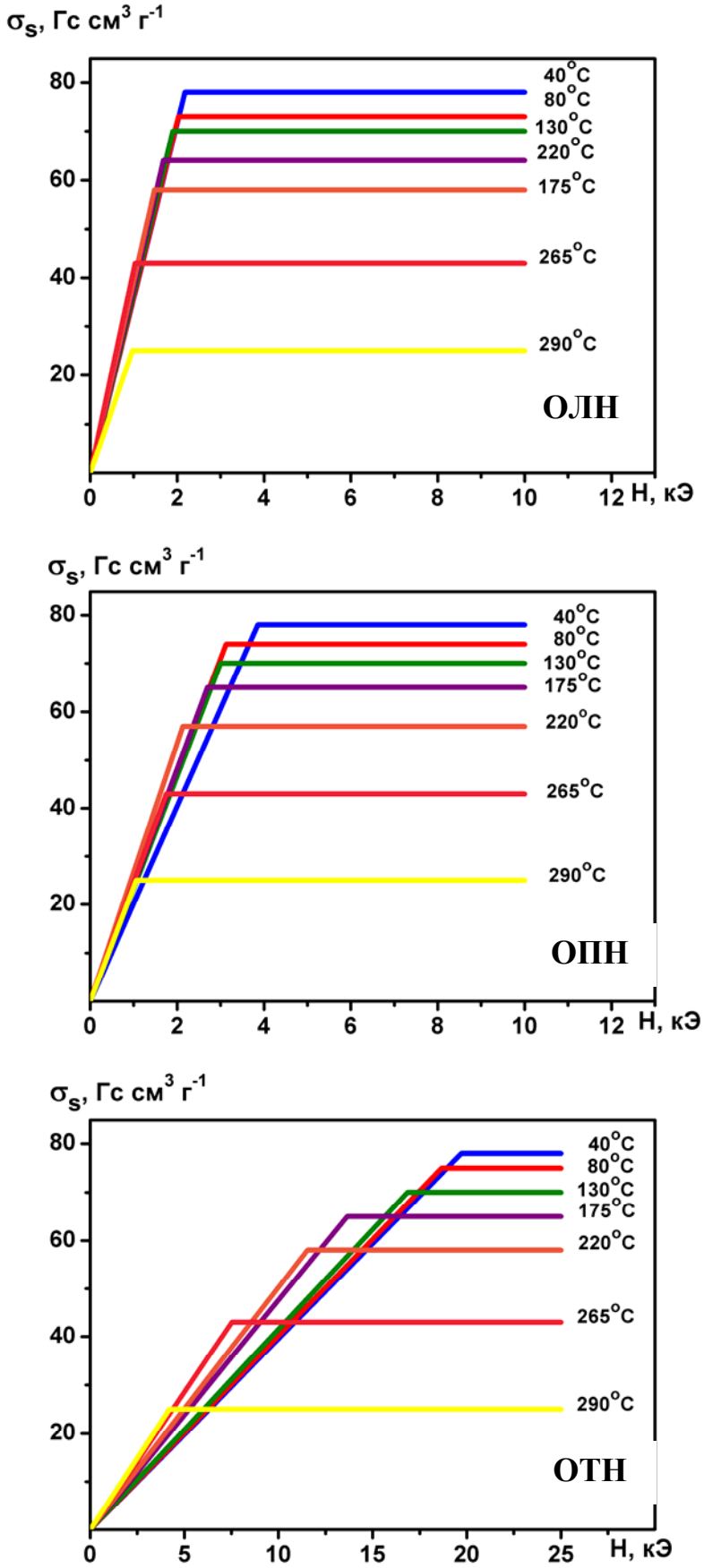


Рисунок 4.20. Кривые намагничивания монокристаллов FeB вдоль ОЛН, ОТН и ОПН при различных температурах

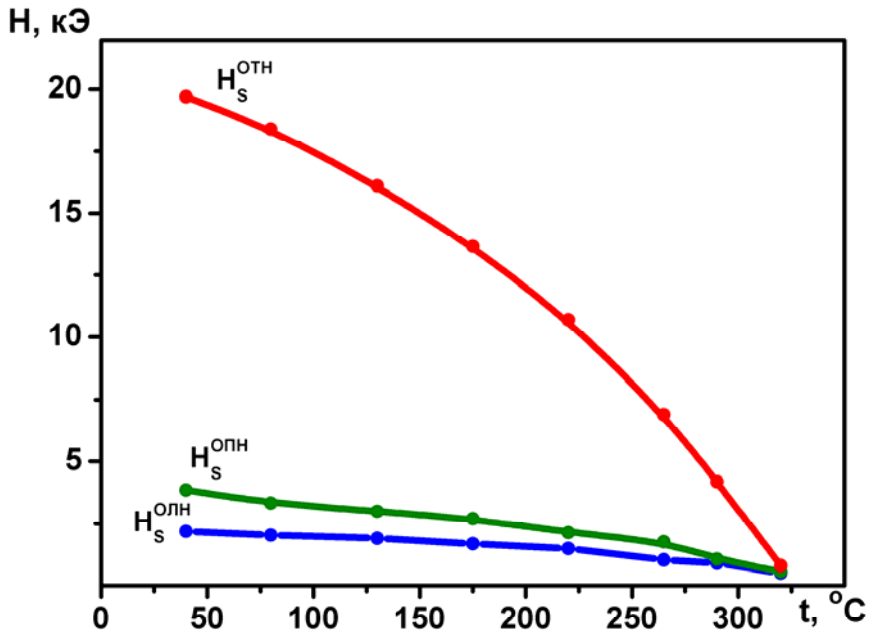


Рисунок 4.21. Температурные зависимости полей насыщения вдоль ОЛН, ОТН и ОПН монокристаллов FeB

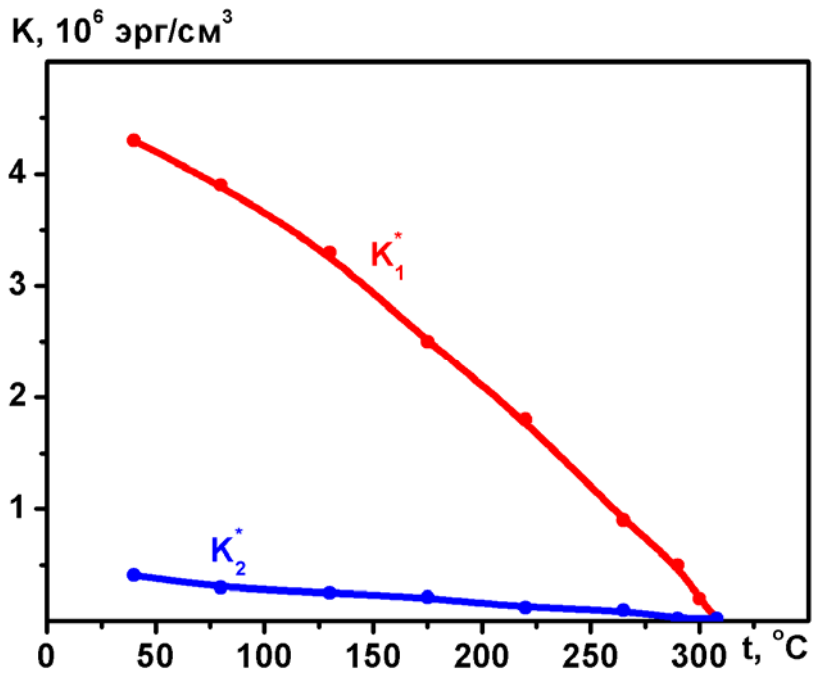


Рисунок 4.22. Температурные зависимости констант МКА монокристаллов FeB

4.3. Доменная структура соединений FeB и Co_3B

Исследования доменной структуры соединения FeB были проведены на трех основных кристаллографических плоскостях (010), (100) и (001). Плоскость (010) перпендикулярна ОЛН монокристалла, плоскости (100) и (001) параллельны ОЛН. Для получения шлифов на ориентированных поверхностях образцы, предварительно ориентированные методом Лауэ, фиксировались в оправках при помощи эпоксидной смолы.

На рисунке 4.23 приведены картины доменной структуры монокристаллов FeB, выявленные при небольшом увеличении при помощи пленки феррита-граната на кристаллографических плоскостях (010), (100) и (001). Хорошо видно, что на плоскости (010), перпендикулярной ОЛН монокристалла, наблюдается разветвленная лабиринтная структура доменов (рисунок 4.23а), а на плоскостях (100) и (001), параллельных ОЛН – полосовая структура основных доменов (рисунок 4.23б–в).

На рисунке 4.18 показаны картины доменной структуры на плоскости (010) монокристалла FeB, перпендикулярной ОЛН, выявленные при помощи феррита-граната и полярного эффекта Керра. Видно, что основные домены на плоскости образца (010), перпендикулярной ОЛН, имеют среднюю ширину ~25 мкм и по конфигурации близки к лабиринтной структуре одноосных магнетиков (рисунок. 4.24а–б). Особенностью структуры является замкнутый характер областей, соответствующих доменам одного знака, и наличие выделенного направления в ориентации границ основных доменов. Вдоль оси [001] замкнутые области в доменной структуре вытянуты (~150 мкм), вдоль оси [100], то есть ОТН, они более узкие (~50 мкм). Вытянутость структуры свидетельствует о том, что границы основных доменов в объеме образцов ориентированы преимущественно вдоль оси [001], то есть перпендикулярно оси [010], которая является ОТН монокристалла.

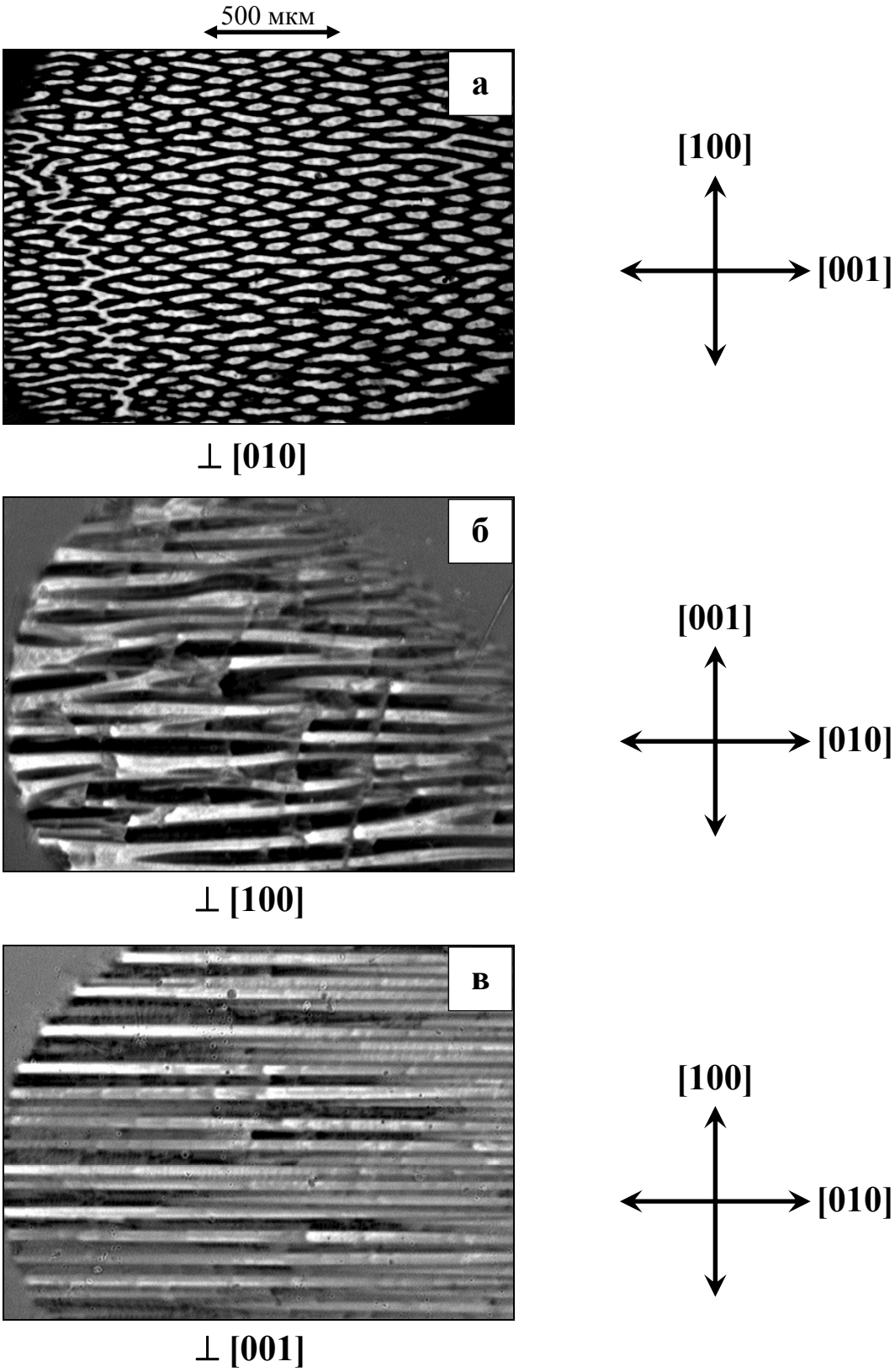


Рисунок 4.23. Доменная структура монокристаллов FeB на кристаллографических плоскостях (010) (а), (100) (б) и (001) (в), выявленная при помощи феррита граната

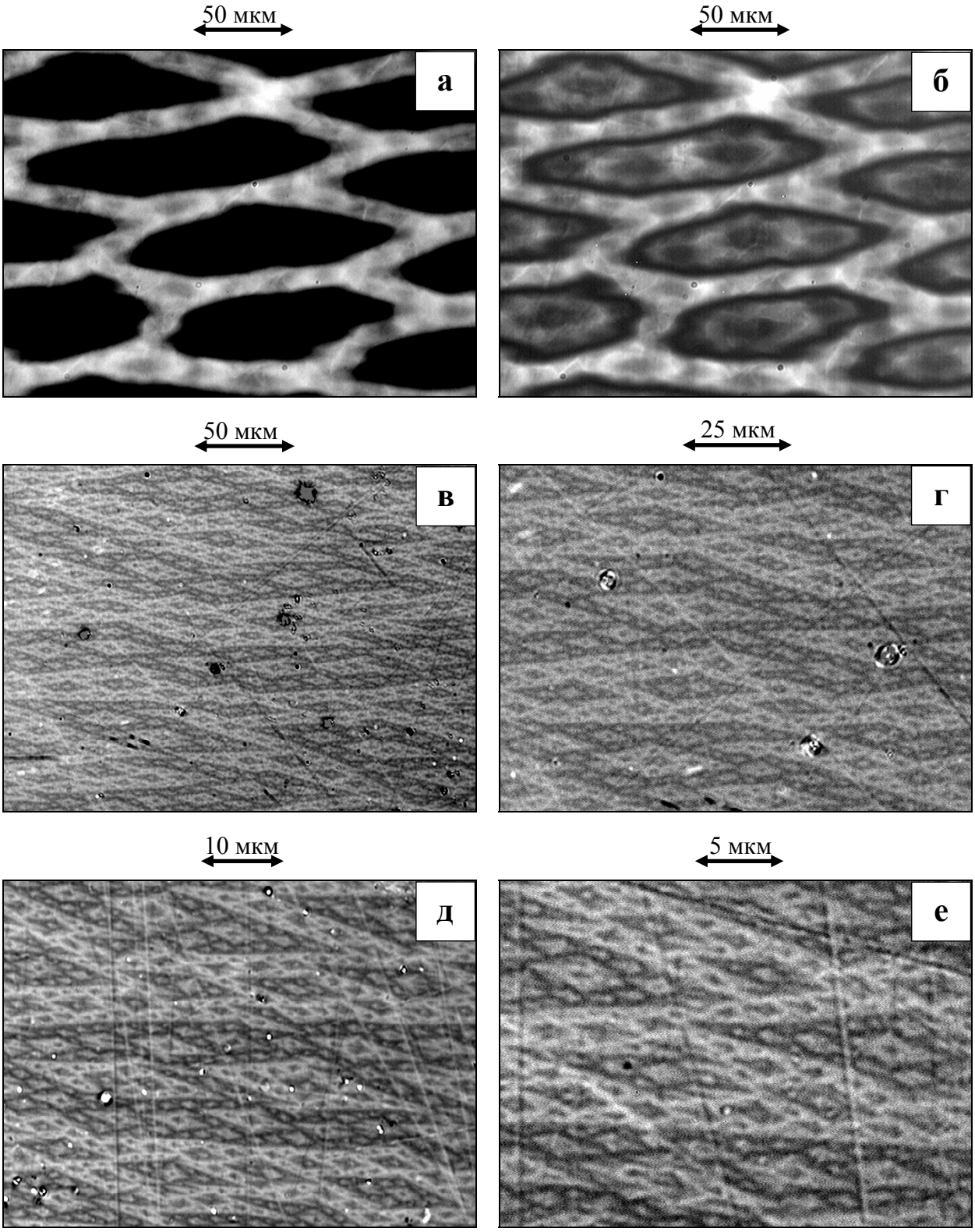


Рисунок 4.24. Доменная структура монокристаллов FeB на кристаллографической плоскости (010), перпендикулярной ОЛН, выявленная при помощи феррита граната (а, б) и полярного эффекта Керра (в–е). Ось [001] расположена горизонтально, ОТН [100] – вертикально

Применение метода эффекта Керра позволило выявить детали доменной структуры на плоскости (010) монокристалла FeB (рисунок 4.24в–е). Оказалось, что структура состоит из полосовых или зигзагообразных доменов одного знака, внутри которых расположены более мелкие замыкающие домены другого знака. По аналогии с поверхностной доменной структурой одноосных магнетиков, рассматриваемую конфигурацию поверхностной доменной структуры можно условно назвать «рядами и зигзагами из звездочек». Однако нужно особо подчеркнуть, что во всей структуре существует выделенное направление в ориентации границ основных доменов – направление [001]. Кроме того, при очень больших увеличениях видно (рисунок 4.24е), что замыкающие домены имеют не округлую, а правильную форму ромбов. Можно отметить, что отношение длины диагоналей ромбовидных доменов равно приблизительно 1:3.

Самые маленькие замыкающие домены имеют размер менее 1 мкм и выявляются только на предельном разрешении оптического микроскопа. Для более детального исследования тонкой структуры замыкающих доменов были проведены исследования поверхности данного образца методом магнитно-силовой микроскопии. Как видно из рисунка 4.25 конфигурация полей рассеяния повторяет картину керровского контраста, получаемую на оптическом микроскопе. Размер самых мелких деталей структуры на МСМ изображениях составляет приблизительно 500 нм.

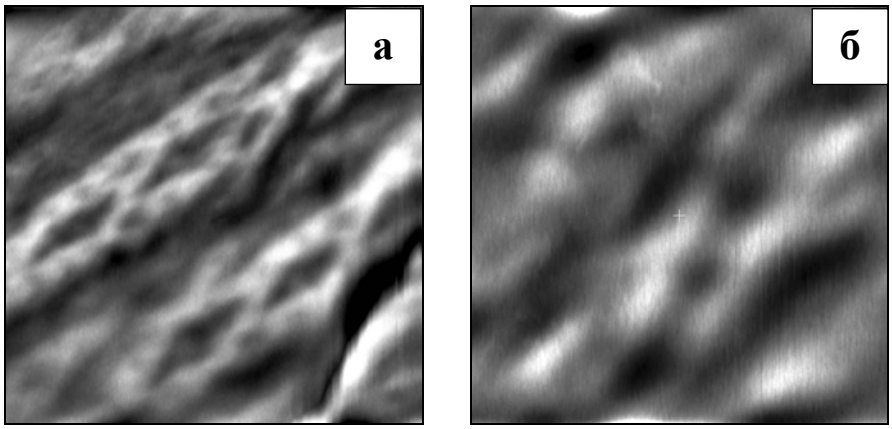


Рисунок 4.25. МСМ изображения плоскости (010) монокристалла FeB. Размер кадров 30x30 мкм (а) и 5x5 мкм (б)

На рисунках 4.26–4.27 показана доменная структура на плоскостях (001) и (100) монокристалла FeB, параллельных ОЛН, выявленная при помощи феррита-граната и порошковых осадков. При помощи полярного эффекта Керра доменную структуру на этих плоскостях выявить не удалось, это косвенно свидетельствует о том, что вектора намагниченности в доменах ориентированы параллельно поверхности шлифов.

На плоскости (001), перпендикулярной ОТН (рисунок 4.26), хорошо видно, что основной объем образца занимают полосовые домены, доменные границы основных доменов ориентированы вдоль ОЛН, а ширина составляет ~40 мкм. Вблизи поверхности образца наблюдается слой более узких клиновидных доменов шириной ~20 мкм, толщина этого слоя достигает 1 мм и составляет приблизительно третью часть диаметра образца (рисунок 4.23в).

На рисунке 4.27 показаны картины доменной структуры на плоскости (100) монокристалла FeB, перпендикулярной ОТН. В основном объеме образца также наблюдаются полосовые домены, присутствует и широкий слой клиновидных доменов вблизи поверхности (рисунок 4.23б). Можно отметить, что основные домены на плоскости (100) имеют не такую строгую периодичность как на плоскости (001), однако средняя ширина доменов также составляет ~40 мкм.

На рисунках 4.28–4.29 представлены фотографии доменной структуры Co_3B, выявленной методом полярного эффекта Керра и методом порошковых осадков.

Часть зерен имеет полосовую или каплевидную доменную структуру (рисунок 4.28д–е; рисунок 4.29д–е) На поверхности части зерен выявляются домены в виде «звездочек». Кроме того, в рядах «звездочек» часто прослеживается выделенное направление, вдоль которого они ориентированы.

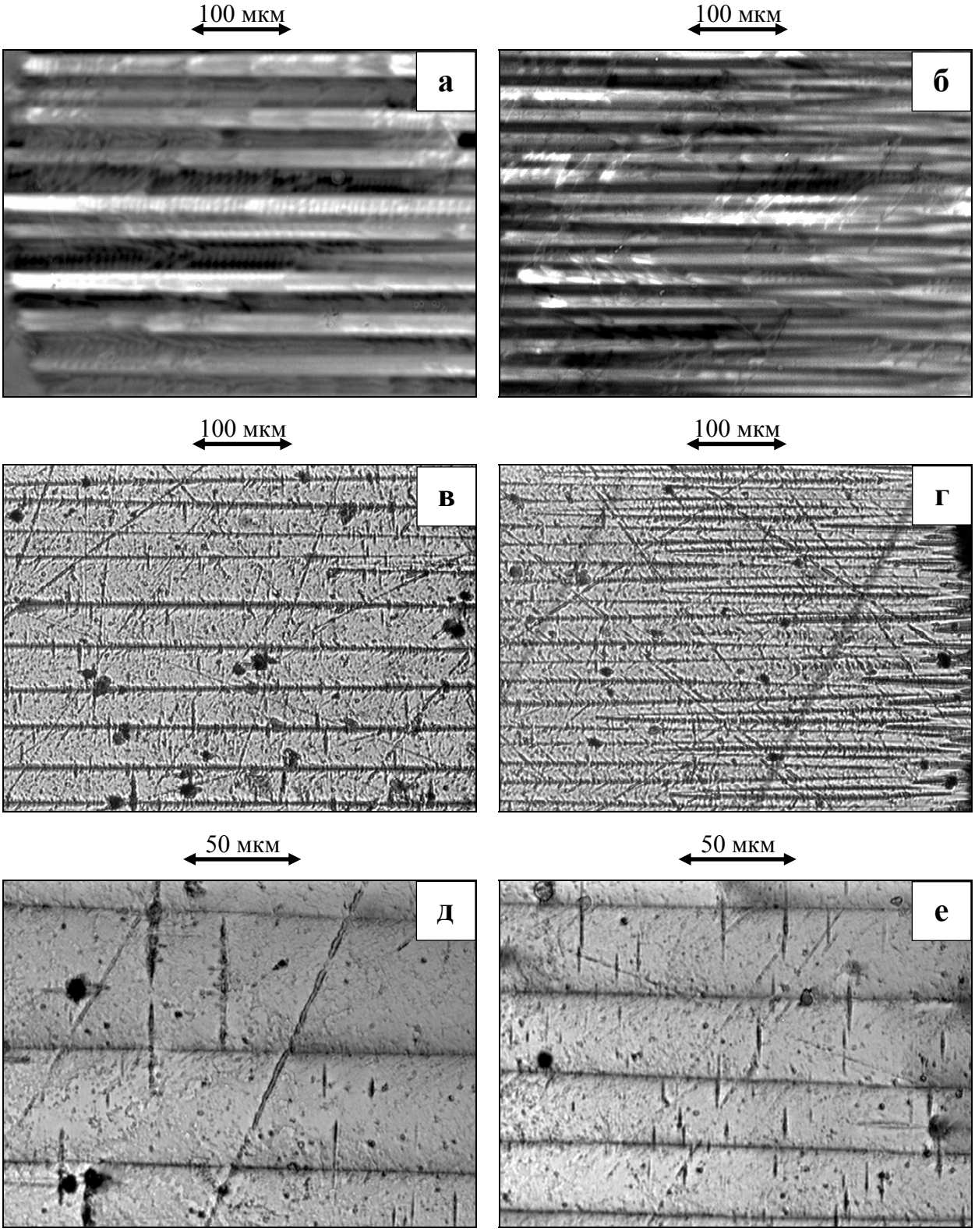


Рисунок 4.26. Доменная структура монокристаллов FeB на кристаллографической плоскости (001), перпендикулярной ОЛН и ОТН, выявленная при помощи феррита граната (а, б) и порошковых осадков (в–е) ОЛН [010] расположена горизонтально, ОТН [100] – вертикально

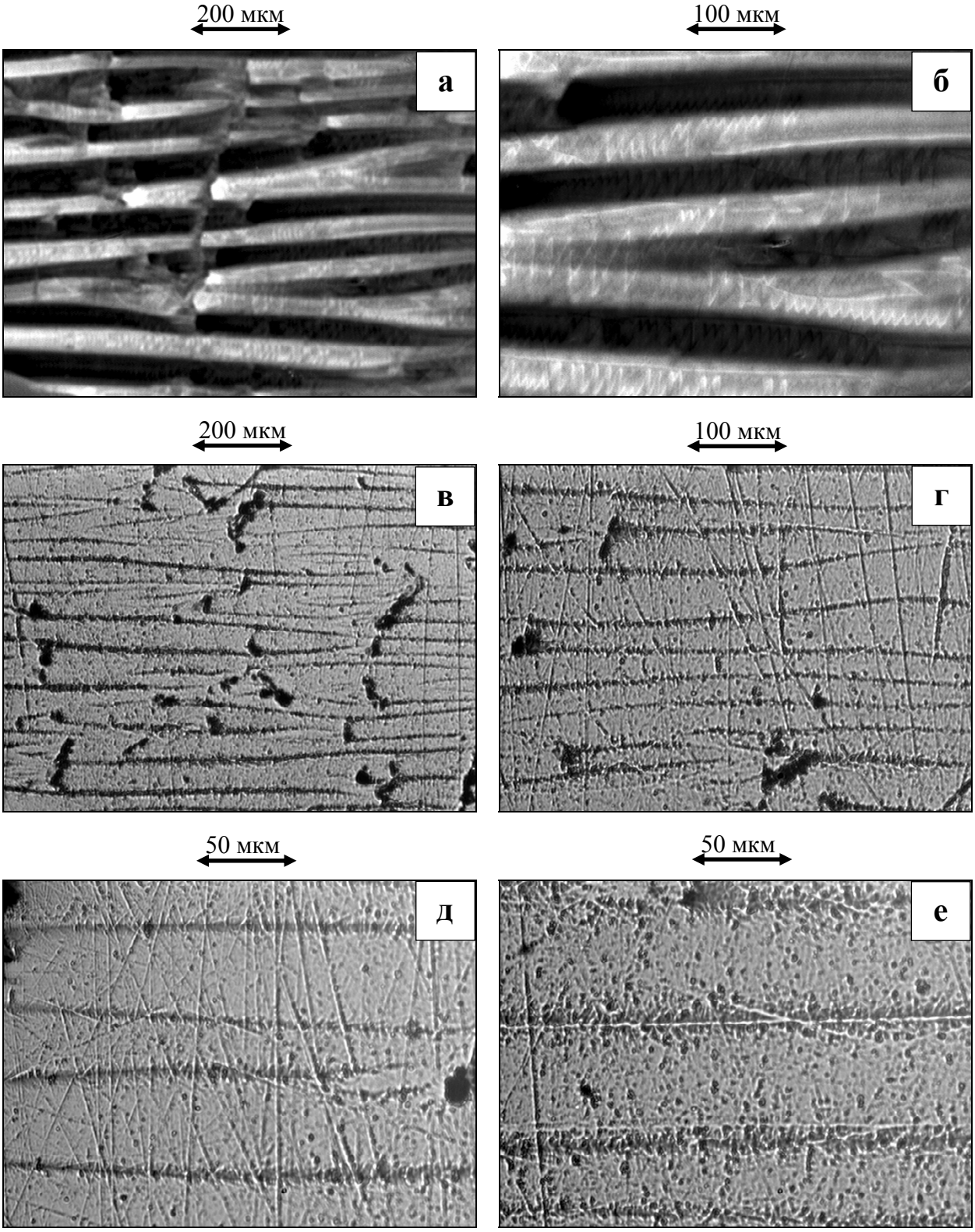


Рисунок 4.27. Доменная структура монокристаллов FeB на кристаллографической плоскости (100), перпендикулярной ОТН, выявленная при помощи феррита граната (а, б) и метода порошковых осадков (в–е). ОЛН [010] расположена горизонтально, ось [001] – вертикально

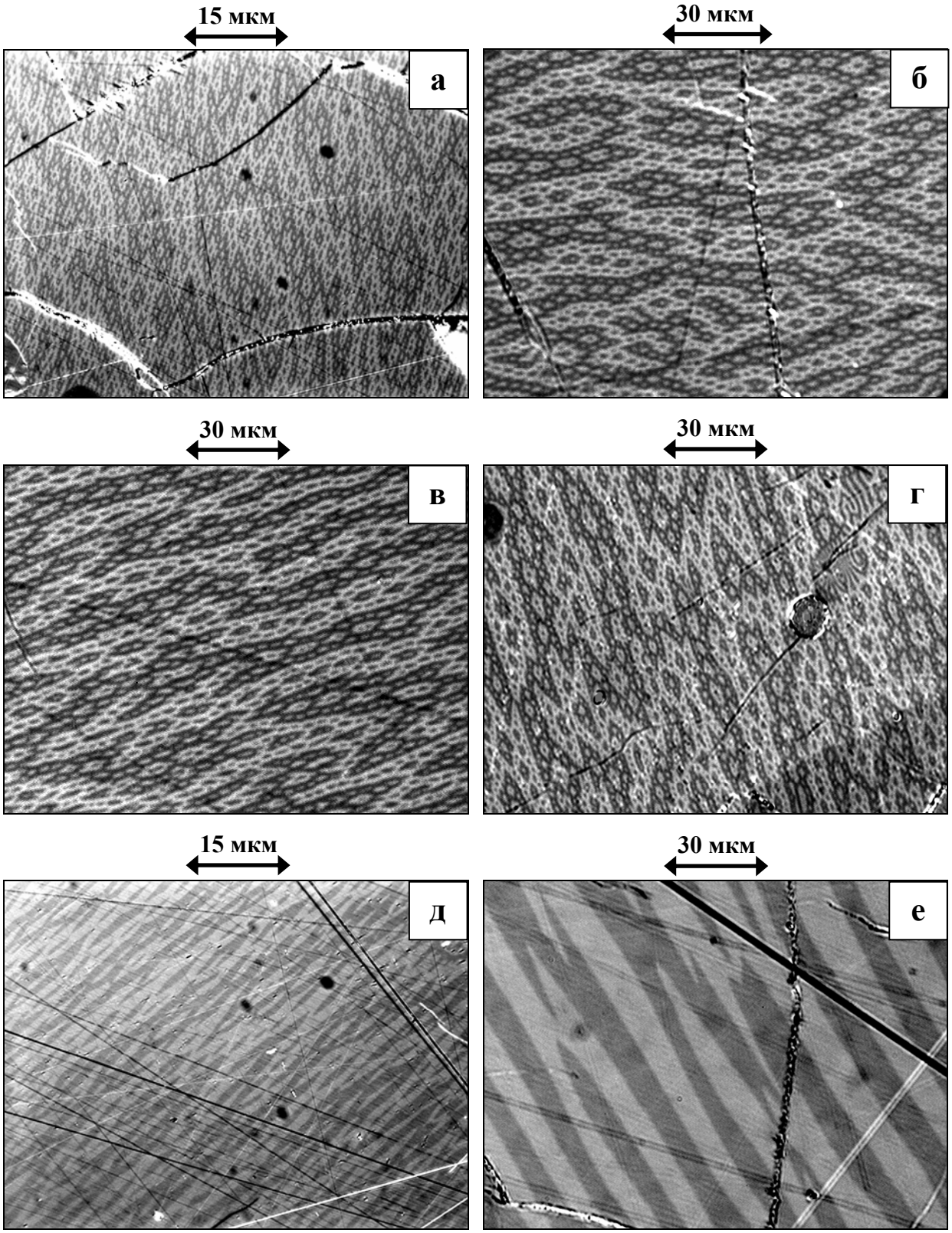


Рисунок 4.28. Доменная структура сплава Co_3B, выявленная методом полярного эффекта Керра

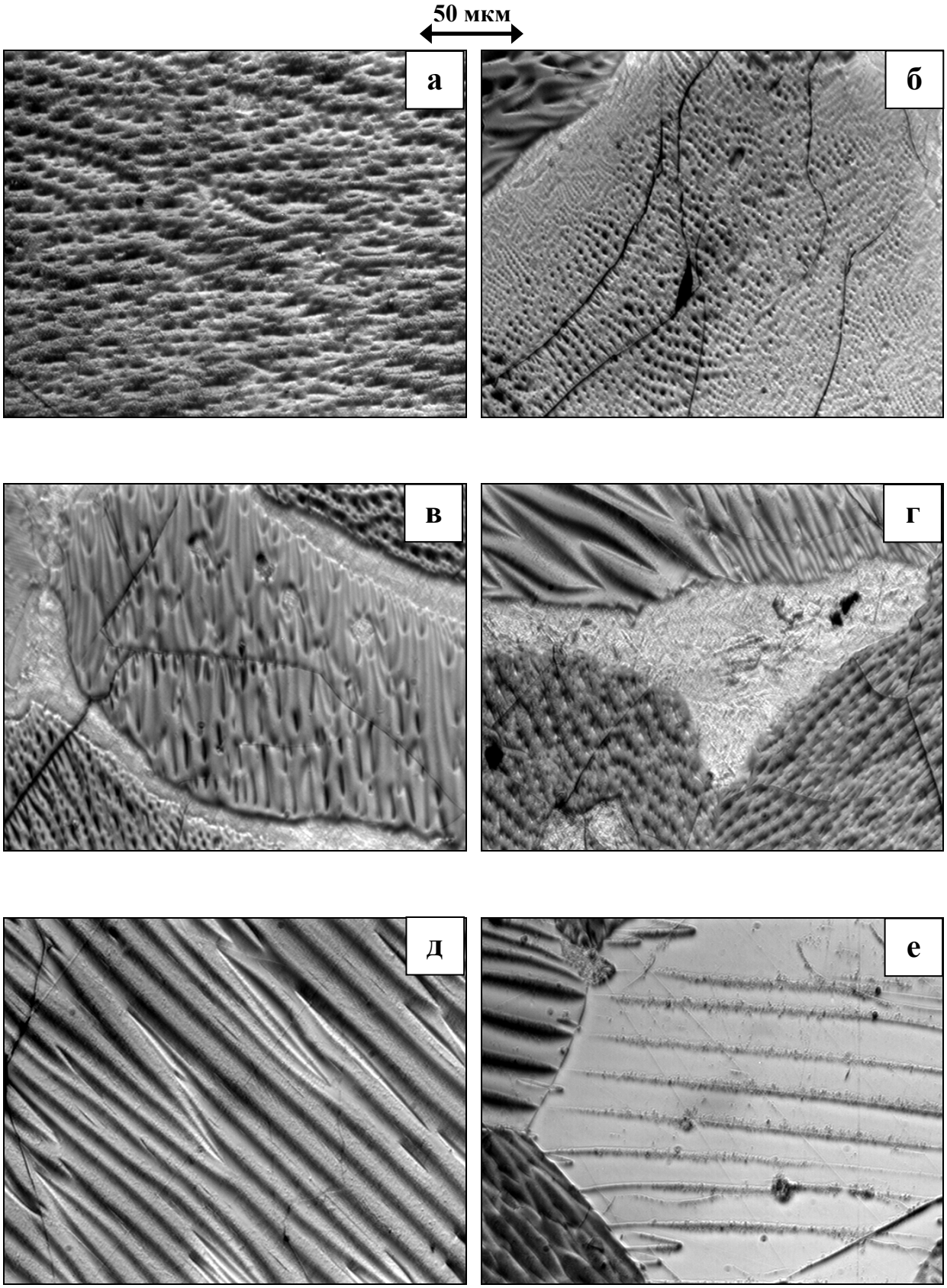


Рисунок. 4.29. Доменная структура сплава Co_3B, выявленная методом порошковых осадков

В областях, занимаемых фазами Co_2B и Co, выявить доменную структуру методом полярного эффекта Керра не удалось, но эти области собирают магнитную суспензию (рисунок 4.29в-г), что свидетельствует об их ферромагнитном поведении.

Аналогичная доменная структура в виде «рядов или зигзагов из звездочек» выявляется на плоскости (010) орторомбических монокристаллов FeB. Близость конфигураций доменных структур соединений FeB и Co_3B становится очевидной из фотографий, представленных на рисунке 4.30.

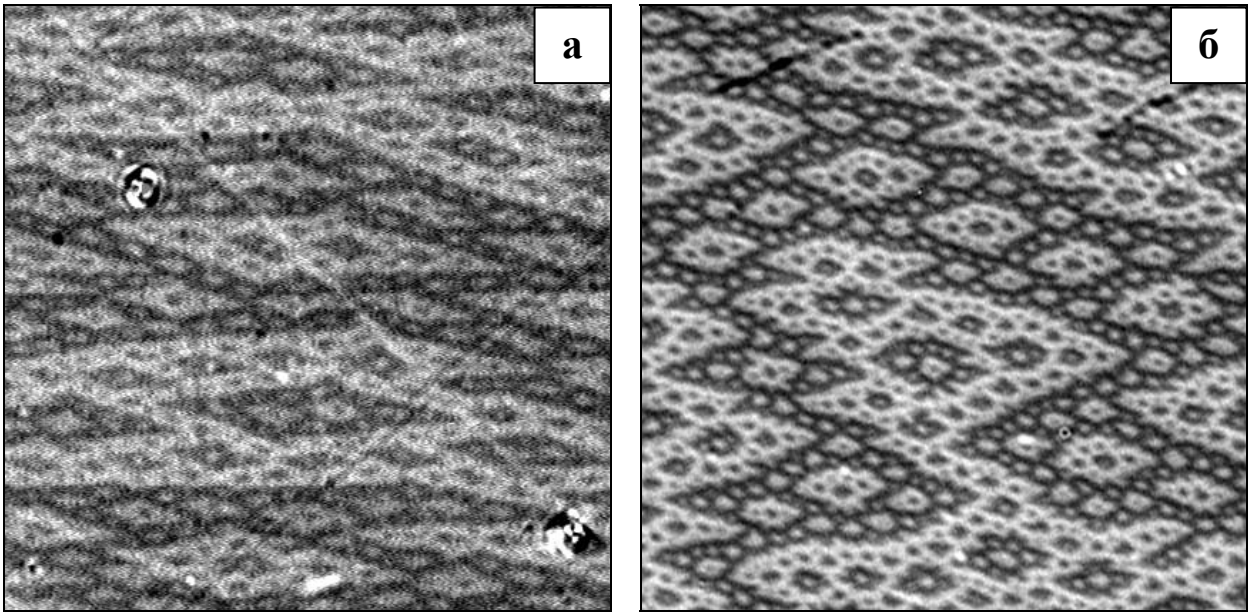


Рисунок 4.30. Доменная структура на плоскости (010) орторомбических монокристаллов FeB (а) и на поверхности зерен сплава Co_3B (б). Размер кадров 70х70 мкм

4.4. Расчет микромагнитных параметров доменных границ

По формулам (3.97) и (3.98) была определены величина поверхностной плотности доменных границ в монокристаллах FeB.

Величина обменного параметра A может быть оценена из условия равенства тепловой и обменной энергии при температуре Кюри:

$$k\,T_C = A\,a; \quad A = \frac{k\,T_C}{a}, \tag{4.7}$$

где k – постоянная Больцмана ($k=1{,}38\cdot10^{-16}$ эрг/К), a – параметр решетки или минимальное расстояние между магнитоактивными атомами.

Температура Кюри соединения FeB согласно [18] равна $T_C = 598$ K. В качестве величины a был выбран минимальный размер элементарной ячейки $c = 2{,}952$ A ≈ 3 A $= 3\cdot10^{-8}$ см [13]. Из выражения (4.7) следует, что обменный параметр соединения FeB равен $A = 2{,}75\cdot10^{-6}$ эрг/см.

В разделе 4.2 данной работы определены величины констант МКА соединения FeB: $K_1^* = 3{,}9\cdot10^6$ эрг/см^3 и $K_2^* = 3{,}6\cdot10^5$ эрг/см^3.

Подстановка основных констант в формулы (3.97) и (3.98) дает следующие величины поверхностной плотности энергии доменных границ соединения FeB: $\gamma_{||} = 13{,}1$ эрг/см^2 и $\gamma_{\perp} = 4{,}0$ эрг/см^2. Таким образом, величина γ доменных границ ориентированных параллельно и перпендикулярно ОТН монокристаллов FeB различается примерно в $\gamma_{||}/\gamma_{\perp} = 3$ раза. Такая значительная разница в величине в $\gamma_{||}$ и $\gamma_{\perp}$ свидетельствует в пользу предположения, заложенного в основу предложенной в данной работе модели доменной структуры монокристаллов FeB, о преимущественной ориентации границ основных доменов перпендикулярно ОТН.

В пользу этого предположения свидетельствуют и результаты расчета поверхностной плотности энергии доменных границ соединения FeB, проведенного по методу Боденбергера-Хуберта [61].

По фотографии доменной структуры на плоскости монокристалла перпендикулярной ОЛН, то есть на кристаллографической плоскости (010), методом случайных секущих по формуле (1.10) была определена средняя ширина замыкающих доменов: L = 0,570 мкм.

Для соединения FeB из данных магнитных измерений величина удельной намагниченности насыщения σ_S = 77 Гс см^3/г, плотность составляет ρ = 6,3 г/см^3. Величина намагниченности насыщения равна $I_S = \rho\ \sigma_S$ = 485 Гс.

Поверхностная плотность энергии доменных границ определялась по формуле (1.8). В результате расчетов при изменении коэффициента β в формуле (1.8) в интервале $\beta = 0{,}31 \pm 0{,}02$ получено значение γ = 3,2–3,7 эрг/см^2, которое очень близко к рассчитанному значению $\gamma_\perp$ = 4 эрг/см^2.

По формулам (3.106) и (3.113) была проведены оценка эффективной ширины доменных границ соединения FeB. Для рассмотренных в разделе 3.1.1 случаев ориентации плоскости 180°-ных доменных границ расчеты дают следующие результаты: $\delta^{\perp}_{эфф}$ = 870 А и $\delta^{\parallel}_{эфф}$ = 260 А.

Для соединения Co_3B также были проведены оценки величин константы МКА и микромагнитных параметров доменных границ.

Величина удельной намагниченности насыщения соединения Co_3B известна из литературы [13] – σ_S = 82 Гс см^3/г. В данной работе не удалось получить крупных зерен соединения Co_3B, поэтому была измерена кривая намагничивания вдоль оси текстуры порошкового образца Co_3B. В полях порядка 25–30 кЭ на текстурованном порошке были получены значения намагниченности $\sigma \approx 80$ Гс см^3/г. Плотность, которая была определена в данной работе методом гидростатического взвешивания, составляет ρ = 7,3 г/см^3. Величина намагниченности насыщения соединения Co_3B равна $I_S = \rho \cdot \sigma_S \approx 600$ Гс.

Температура Кюри соединения Co_3B равна T_C = 747 K. В качестве величины *a* был взят минимальный размер элементарной ячейки Co_3B

$c = 4{,}5\cdot10^{-8}$ см [13]. Из выражения (4.7) следует, что обменный параметр соединения FeB равен $A = 2{,}3\cdot10^{-6}$ эрг/см.

В результате расчетов при изменении коэффициента β в формуле (1.8) в интервале $\beta = 0{,}31\pm0{,}02$ [61] получено значение $\gamma = 7{,}8–9{,}0$ эрг/см^2.

Из формул (3.97) и (3.98) следует, что константа МКА может быть оценена по формуле:

$$K^* = \frac{\gamma^2}{16A}. \qquad (4.8)$$

Подстановка всех данных в формулу (4.8) показала, что величина константы МКА соединения Co_3B лежит в интервале $K^* = 1{,}7–2{,}2\cdot10^6$ эрг/см^3.

Отметим, что величина первой константы МКА соединения FeB приблизительно в два раза выше: $K_1^* = 3{,}9\cdot10^6$ эрг/см^3, а величина поверхностной плотности энергии доменных границ приблизительно в два раза ниже $\gamma \approx 4$ эрг/см^2.

Подстановка величины K* в формулы (3.106) или (3.113) позволила оценить величину эффективной ширины доменных границ для соединения Co_3B: $\delta_{эфф} = 320–365$ А.

4.5. Модель доменной структуры орторомбических магнетиков

На основании полученных экспериментальных данных можно предложить следующую модель доменной структуры орторомбических магнетиков. Схема предлагаемой модели рассмотрена на примере монокристалла FeB, с учетом особенности ориентации ОЛН и ОТН относительно кристаллографических осей (рисунок 4.31).

В основном объеме монокристаллов формируется простая полосовая доменная структура. Плоскости границ основных полосовых доменов совпадают с кристаллографическими плоскостями (100), то есть ориентированы вдоль ОЛН [010] и перпендикулярно ОТН [100] (рисунок 4.31б). Вблизи плоскости монокристалла, перпендикулярной ОЛН, на границах основных доменов появляются изгибы, схематично изображенные на рисунке 4.31б. Кроме того, в структуре наблюдаются несквозные «пирамидообразные» замыкающие домены различной величины (рисунок 4.31а). Основания «пирамид», выходящие на поверхность имеют правильную форму ромбов. Возможно появление нескольких рядов таких замыкающих доменов. Например, на рисунке 4.31в показана схема поверхностной доменной структуры на плоскости (010) монокристалла FeB с тремя рядами замыкающих доменов, а в экспериментально полученных картинах доменной структуры удалось идентифицировать четыре ряда таких доменов (рисунок 4.24е).

Необходимо отметить, что данная модель близка к известной модели доменной структуры магнетиков с МКА типа «легкая ось» [49], однако существует и значительные отличия предлагаемой модели: строгая ориентация границ основных доменов и правильная форма замыкающих доменов. Очевидно, что эти особенности доменной структуры связаны с сильной магнитокристаллической анизотропией в плоскости монокристаллов FeB, перпендикулярной ОЛН.

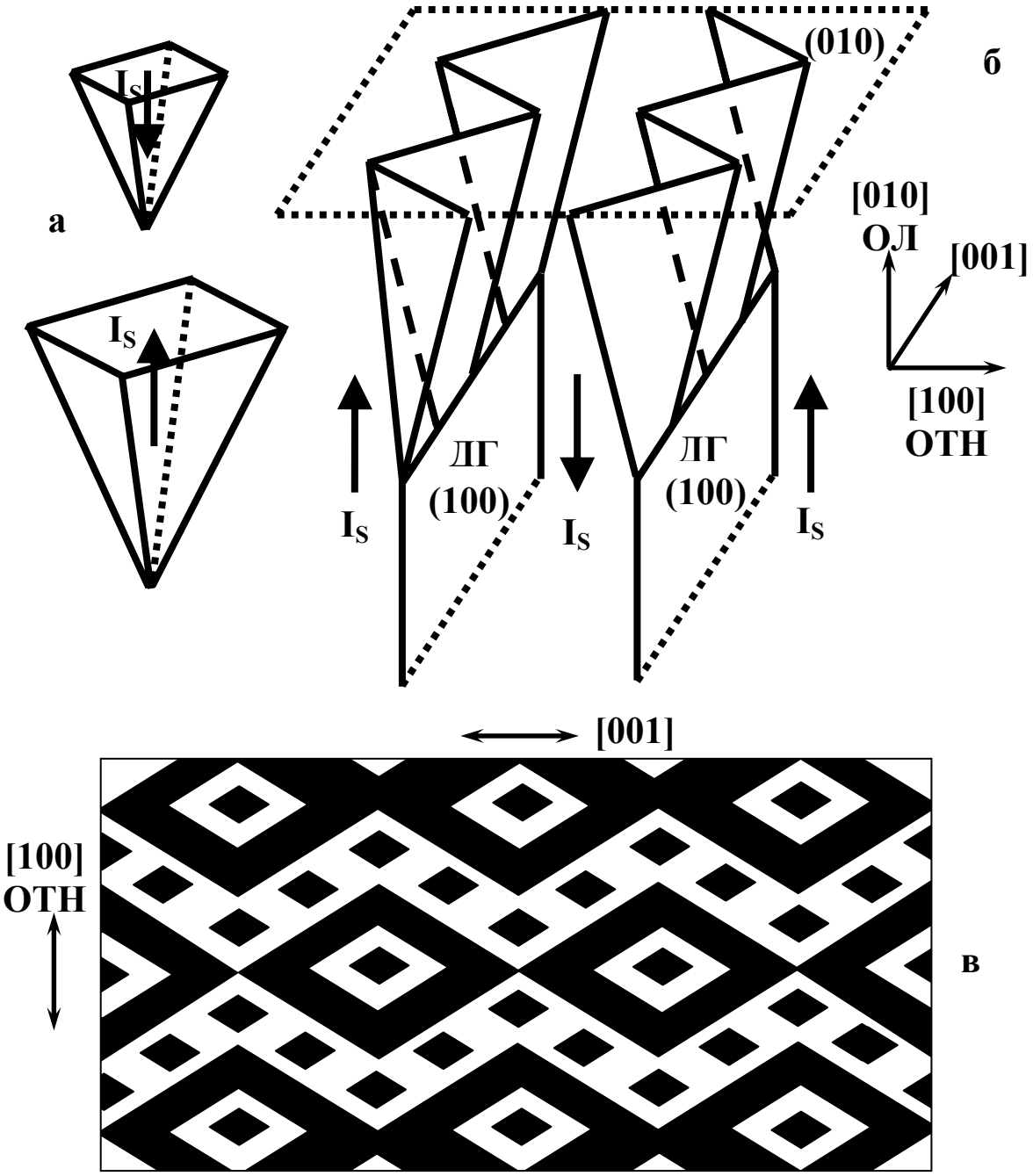


Рисунок 4.31. Модель доменной структуры орторомбического магнетика FeB.

(а) – изгиб границ основных доменов вблизи плоскости (010);

(б) – конфигурация дополнительных замыкающий доменов;

(в) – структура замыкающих доменов на плоскости (010)

ВЫВОДЫ

1. Впервые проведен теоретический анализ магнитокристаллической анизотропии орторомбических магнетиков в рамках феноменологического подхода. Определены положения легких и трудных осей намагничивания. Построена магнитная фазовая диаграмма. Получены выражения для полей анизотропии орторомбических магнетиков.
2. Установлено, что в орторомбических магнетиках существуют две выделенных взаимно перпендикулярных оси, совпадающих с осями симметрии второго порядка, одна из которых является осью легкого, а другая – осью трудного намагничивания. Ориентация ОЛН и ОТН относительно элементарной ячейки кристалла определяется соотношением констант МКА.
3. Впервые проведен теоретический анализ процессов намагничивания орторомбических магнетиков в рамках модели магнитных фаз Нееля. Получены аналитические выражения для величины полей насыщения и других параметров процесса намагничивания.
4. Установлено, что кривые намагничивания вдоль ОЛН и перпендикулярно ОЛН являются линейными. Процесс намагничивания вдоль ОЛН осуществляется за счет только процессов смещения доменных границ, а перпендикулярно ОЛН – только вращения вектора I_S. При произвольной ориентации внешнего поля процесс намагничивания происходит за счет обоих процессов, а кривые намагничивания состоят из двух участков: линейного и асимптотического приближения к насыщению.
5. Впервые измерены кривые намагничивания монокристаллов FeB в различных кристаллографических направлениях. Получено хорошее совпадение теоретических и экспериментальных данных. Определены величины полей насыщения в направлениях вдоль ОЛН и перпендикулярно ОЛН. Рассчитаны значения $K_1^* = 3{,}9\cdot10^6$ эрг/см^3 и $K_2^* = 3{,}6\cdot10^5$ эрг/см^3.

6. Впервые получены аналитические выражения для поверхностной плотности энергии и эффективной ширины блоховских доменных границ в орторомбических кристаллах. Рассчитаны значения этих микромагнитных параметров для соединений FeB и Co_3B.
7. Впервые исследована доменная структура на плоскостях (100), (010) и (001) монокристаллов FeB. Показано, что основной объем образцов занимают полосовые домены, плоскости границ которых имеют кристаллографическую ориентацию (100). Замыкающие домены на плоскости (010) имеют конфигурацию «звездочек», причем в структуре существует выделенное направление в ориентации границ основных доменов, а замыкающие домены имеют правильную форму ромбов.
8. Исследована доменная структура поликристаллов Co_3B. Обнаружено, что в одних зернах наблюдаются полосовые или каплевидные домены, а в других – структура замыкающих доменов в виде ориентированных рядов «звездочек», аналогичная структуре доменов на плоскости (010) монокристаллов FeB.
9. Предложена модель доменной структуры орторомбических ферромагнетиков.

ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ РАБОТЫ ОПУБЛИКОВАНЫ

в журналах из перечня ВАК:

1. Жданова, О. В. Магнитокристаллическая анизотропия, кривые намагничивания и доменная структура монокристаллов FeB / О. В. Жданова, М. Б. Ляхова, Ю. Г. Пастушенков // Физика металлов и металловедение. –2011. – Т. 112. – № 3. – С. 239–246.
2. Жданова, О. В. Магнитные свойства и доменная структура монокристаллов FeB / О. В. Жданова, М. Б. Ляхова, Ю. Г. Пастушенков // Металловедение и термическая обработка металлов. – 2013. – № 2. – С. 12–16.
3. Жданова, О. В. Расчет кривых намагничивания орторомбических магнетиков в теории фаз Нееля / О. В. Жданова, М. Б. Ляхова, Ю. Г. Пастушенков // Физика металлов и металловедение. – 2013. – Т. 114. – № 7. – С. 603–608.

в других рецензируемых изданиях:

4. Жданова, О. В. Доменная структура и магнитные свойства соединения FeB / О. В. Жданова, М. Б. Ляхова // Фундаментальные проблемы радиоэлектронного приборостроения. – 2008. – Т. 8. – № 4. – С. 149–152.
5. Жданова, О. В. Теоретический анализ магнитокристаллической анизотропии ромбических магнетиков / О. В. Жданова // Фундаментальные проблемы радиоэлектронного приборостроения. – 2009. – Т. 9. – № 2. – С. 165–167.
6. Ляхова, М. Б. Доменная структура и магнитные свойства соединений железа и бора / М. Б. Ляхова, О. В. Жданова // Вестник Тверского государственного университета. Серия: Физика. – 2009. – № 24. – Вып. 5. – С. 9–17.

7. Жданова, О. В. Температурные исследования процессов намагничивания соединения FeB / О. В. Жданова, Н. А. Воронин // Фундаментальные проблемы радиоэлектронного приборостроения. Материалы Международной научно-технической конференции «INTERMATIC–2011», 14–17 ноября 2011 г., Москва. – М.: МГТУ МИРЭА – ИРЭ РАН, 2011. – Ч. 2. – С. 177–179.
8. Жданова, О. В. Влияние температуры на процессы перемагничивания и магнитную анизотропию моноборида железа / О. В. Жданова, М. Б. Ляхова // Новое в магнетизме и магнитных материалах. Сборник трудов XXII Международной конференции. 17–21 сентября 2012 г., Астрахань. – Астрахань: Астраханский государственный университет, 2012. – С. 396–398.
9. Жданова, О. В. Микромагнитные параметры соединений FeB и Co_3B / О. В. Жданова, М. Б. Ляхова, Ю. Г. Пастушенков / IV Международная конференция с элементами научной школы для молодежи «Функциональные наноматериалы и высокочистые вещества». ФНМ–2012. 1–5 октября 2012 г., Суздаль. Сборник материалов. – М.: ИМЕТ РАН, 2012. – С. 106.
10. Жданова, О. В. Микромагнитные параметры орторомбических боридов кобальта и железа / О. В. Жданова, М. Б. Ляхова // Фундаментальные проблемы радиоэлектронного приборостроения. Материалы Международной научно-технической конференции «INTERMATIC–2012», 3–7 декабря 2012 г., Москва. – М.: МГТУ МИРЭА – ИРЭ РАН, 2012. – Ч. 3. – С. 11–14.

СПИСОК ЦИТИРОВАННОЙ ЛИТЕРАТУРЫ

1. Вонсовский, С.В. Магнетизм / С.В. Вонсовский. – М.: Наука, 1971. – 1032 с.
2. Мишин, Д.Д. Магнитные материалы / Д.Д. Мишин. – М.: Высшая школа, 1991. – 384 с.
3. Дерягин, А.В. Редкоземельные магнитожесткие материалы / А.В. Дерягин // Успехи физических наук. – 1976. – Т. 20. – Вып. 3. – С. 393–438.
4. Кринчик, Г.С. Физика магнитных явлений / Г.С. Кринчик. – М., МГУ, 1985. – 336 с.
5. Найш, В.Е. Кристаллические и магнитные структуры орторомбических магнетиков. I. Проблемы симметрийного описания / В.Е. Найш // Физика металлов и металловедение. – 2001. – Т. 92. – №4. – С. 3–21.
6. Найш, В.Е. Кристаллические и магнитные структуры орторомбических магнетиков. II. Модели магнитных структур / В.Е. Найш // Физика металлов и металловедение. – 2001. – Т. 92. – № 5. – С. 5 –15.
7. Найш, В.Е. Кристаллические и магнитные структуры орторомбических магнетиков. III. Фазовые диаграммы. Зарядовое и орбитальное упорядочение / В.Е. Найш // Физика металлов и металловедение. 2001. – Т. 92. – №5. – С. 16–29.
8. Диаграммы состояния двойных и многокомпонентных систем на основе железа / Справочник. Под ред. О.А. Банных и М.Е. Дрица. – М.: Металлургия, 1986. – 439 с.
9. Хассен, М. Структуры двойных сплавов / М. Хансен, К. Андерко. – М.: Металлургиздат, 1962. – 1486 с.
10. Fruchart, R. Moments magnetiques des borures ferromagnetiques de cobalt Co_3B, Co_2B et du borure de fer FeB / R. Fruchart // Compt. rend. Acad. sci. colon. – 1963. – V. 256. – № 15. – P. 3304–3305.

11. Портной, К.И. Диаграмма состояния Fe–B / К.И. Портной, М.Х. Левинская, В.М. Ромашов // Порошковая металлургия. – 1969. – № 8. – С. 66.
12. Bjurström, T. Röntgenanalyse der Systeme Eisen-Bor, Kobalt-Bor und Nickel-Bor / T. Bjurström // Arkiv för Kemi. Min. Geol. – 1933. – 11A. – № 5.
13. Buschow, K.H.J. Magneto-optical properties of metallic ferromagnetic materials / K.H.J. Buschow, P.G. van Engen, R. Jongebreur // J. Magn. Magn. Mater. – 1983. – V. 38. – P. 1–22.
14. Bunzel, H. Spin orientation in FeB / H. Bunzel, E. Kreber, U. Gonser // J. Phys. Colloques. – 1974. – V. 35. – C6-609–C6-610.
15. Койфман, И. С. Рентгеновский анализ бороцементита / И.С. Койфман, Т.В. Егоршина, Г.В. Ласкова // Металловедение и термическая обработка металлов. – 1969. – № 2. – С. 59–60.
16. Aronsson, B. Structural features of some phases related to cementite / B. Aronsson, S. Rundqvist // Acta cryst. – 1962. – v. 15. – № 9. – P. 878–887.
17. Самсонов, Г.В. Бориды / Г.В. Самсонов, Т.И. Серебрякова, В.А. Неронов. – М.: Атомиздат, 1975. – 376 с.
18. Lundquist, N. The Paramagnetic Properties of the Monoborides of V, Cr, Mn, Fe, Co and Ni / N. Lindquist, H. Myers, R. Westin // Phil. Mag. – 1962. – V. 7. – P. 1187–1195.
19. Костецкий, И.И. Некоторые физические свойства боридов железа / И.И. Костецкий, С.Н. Львов, Ю.А. Куницкий // Известия АН СССР. Неорганические материалы. – 1971. – Т. 7. – С. 951–955.
20. Coene ,W. Magnetocrystalline anistropy of Fe_3B, Fe_2B and $Fe_{1.4}Co_{0.6}B$ as studied by Lorentz electron microscopy, singular point detection and magnetization measurements / W. Coene, F. Hakkens, R. Coehoorn, D.B. de-Mooij, C. de-Waard; J. Fidler; R. Grossinger // J. Magn. Magn. Mater. – 1991. – V. 96. – P. 189–196.

21. Iga, A. Magnetocrystalline anisotropy in $(Fe_{1-x}Co_x)_2B$ system / A. Iga // Jpn. J. Appl. Phys. – 1970. – V. 9. – P. 415–416.
22. Okamoto, H. B-Co (Boron-Cobalt) / H. Okamoto // J. of Phase Equilibria. – III. – 2003. – V. 24. – № 4. – P. 376.
23. Omori, S. Eutectoid decomposition of Co_3B and phase diagram of the system Co-Co_2B / S. Omori, Y. Hashimoto // Trans. JIM. – 1976. – V. 17. – №9. – P. 571–574.
24. Okamoto, H. B–Mn (Boron – Manganese) / H. Okamoto. // J. of Phase Equilibria and Diffusion. – 2009. – V. 30. – №2. – P. 213–214.
25. Мирясов, М. З. Магнитные свойства и структура сплавов марганец – бор / М.З. Мирясов, А.П. Парсанов // Вестник МГУ. Серия матем., мех., астр. – 1959. – Т. 1. – С. 43–50.
26. Kiessling, R. The Borides of Manganese / R. Kiessling // Acta Chemica Scandinavica. – 1950. – V. 4. – P. 146–159.
27. Andersson, S. The Notes of the Crystal Structure of MnB_4 / S. Andersson // Acta Chemica Scandinavica. – 1969. – V. 23. – P. 687–688.
28. Lundstrom, T. Preparation and Crystal Chemistry of some refractory Borides and Phosphides / T. Lundstrom // Arkiv. Kemi. – 1969. – V. 31. – P. 227–266.
29. Aronsson, B. Borides, Silicides and Phosphides: A critical review of their preparation, properties and crystal chemistry / B. Aronsson, T. Lundstrom, S. Rundqvist // Acta Cryst. –1966. – V. 20. – P. 323–324.
30. Арабей, В. Г. Рений и его сплавы с бором – эффективные поглотители нейтронов / В.Г. Арабей, В.И. Матвев, В.П. Смирнов, К.И. Фролова // Атомная энергия. – 1970. – Т. 29. – № 4. – С. 295–298.
31. Shashkina, T. X-Ray. Emission Spectra of Manganese Borides / T. Shashkina // Phys. Stat. Solidi (b). – 1971. – V. 44. – № 2. – P. 571–575.
32. Безрук, Е. Г., Некоторые физические свойства боридов / Е.Г. Безрук, Л.Я. Марковский // Изв. АН СССР. Неорганические материалы. – 1968 – Т. 4. – С. 447–452.

33. Kasaya, M. Magnetic Susceptibility of Single Crystal Mn_3B_4/ M. Kasaya, T. Hihara, J. Köi // J. of the Physical Society of Japan. – 1971. – V. 30. – P. 286.
34. Zhu, H. Fabrication and magnetic property of MnB alloy / H. Zhu, C. Ni, F. Zhang, Y. Du, J. Q. Xiao // J. Appl. Phys. – 2005. – V. 97. – P. 10M512–10M512–3.
35. Demczyk, B.G. Structures of Zr_2Co_{11} and $HfCo_7$ intermetallic compounds / B.G. Demczyk, Cheng S.F. // J. Appl. Cryst. – 1991. – V. 24. – P. 1023–1026.
36. Gubta, K.P. The Co–Hf–Zr (Cobalt–Hafnium–Zirconium) system / K.P. Gubta // Journal of Phase Equilibria and Diffusion. – 2003. – V. 24. – № 5. – P. 473–475.
37. Ishikawa, T. Hard magnetic phase in rapidly quenched Zr–Co–B alloys / T. Ishikawa, K. Ohmori // IEEE Trans. Mag. – 1990. –V. 26. – № 5. – P. 1370–1372.
38. Burzo, E. Magnetic properties of $ZrCo_{5.1-x}Fe_x$ alloys / E. Burzo, R. Grossinger, P. Hundegger, H.R. Kirchmayr, R. Krewenka, O. Mayerhofer, R. Lemaire // J. Appl. Phys. – 1991. – V.70. – № 10. – Part II. – P. 6550–6552.
39. Gabay, A.M. Cobalt-rich magnetic phases in Zr–Co alloys / A.M. Gabay, Y. Zhang, G.C. Hadjipanayis // J. Magn. Magn. Mater. – 2001. – V. 236. № 1–2. P. 37–41.
40. Saito, T. Hihg performance Co–Zr–B melt-spun ribbons / T. Saito // Appl. Phys. Lett. – 2003. – V. 82. – P. 37–41.
41. Иванова, Г.В. Микроструктура магнитотвердого соединения Zr_2Co_{11} / Г.В. Иванова, Н.Н. Щеголева // Физика металлов и металловедение. – 2009. – Т. 107. – № 3. – С. 287–293.
42. Ivanova, G.V. Crystal structure of Zr_2Co_{11} hard magnetic compound / G.V. Ivanova, N.N. Shcegoleva, A.M. Gabay // Journ. Alloys Comp. – 2007. – V. 432. – P. 135–141.

43. Bazela., L. Crystal and magnetic structure of the $NiMnGe_{1-n}Si_n$ System / L. Bazela, A. Szytula, J. Todorovic, A. Ziera // Phys. Stat. Sol. – 1981. – V. 64. – № 1. – P. 367– 378.
44. Niziol, S. Magnetic properties of the $CoMnSi_{1-x}Ge_x$ system / S. Niziol, R. Fruchart, J.P. Senateur // J. Magn. Magn. Mater. – 1980. – V. 15. – P. 481–482.
45. Гречишкин, Р.М. Доменная структура магнетиков. Ч. 1 / Р.М. Гречишкин. – Калинин: КГУ, 1975. –107 с.
46. Киттель, Ч. Физическая теория ферромагнитных областей самопроизвольной намагниченности / Ч. Киттель // Физика ферромагнитных областей. – 1951. – С. 19–116.
47. Кандаурова, Г.С. Модель сложной доменной структуры магнитоодноосного кристалла / Г.С. Кандаурова, В.Н. Бекетов // Физика твердого тела. – 1974. – Т. 16. – №7. – С.1857–1862.
48. Вильямс, Х. Порошковые фигуры ферромагнитных областей на монокристаллах кремнистого железа / Х. Вильямс, Р. Бозорт, В. Шокли // Физика ферромагнитных областей. – 1951. – С. 133–179.
49. Ямамото, М. Порошковые фигуры на кристаллах никеля / М. Ямомото, Т. Ивата // Магнитная структура ферромагнетиков – 1959. – С. 232–303.
50. Пакстон, В. Конфигурация доменов и кристаллографическая ориентация в текстурованном кремнистом железа / В. Пакстон, Т. Нилан // Магнитная структура ферромагнетиков. – 1959. – С. 191–203.
51. Пастушенков, Ю.Г. Доменная структура монокристалла $Nd_2Fe_{14}B$ в области температур спин-переориентационного фазового перехода / Ю.Г. Пастушенков // Физика магнитных материалов – 1997. – С. 108–119.
52. Пастушенков, Ю.Г. Доменные границы в тетрагональных магнетиках с анизотропией «легкий конус» / Ю.Г. Пастушенков, Н.П. Супонев, А.В. Котиков // Физика магнитных материалов. – 1997. – С. 120–125.

53. Pastushenkov, Yu.G. Temperature dependence of the domain structure in $Fe_{14}Nd_2B$ single crystals during the spin-reorientation transition / Yu.G. Pastushenkov, A. Forkl, H. Kronmuller // J. Magn. Magn. Mater. – 1997. – V. 78. – № 1. – P. 203.
54. Ляхова, М.Б. Доменная структура монокристаллов R_2M_{17} (M = Fe, Co) с магнитокристаллической анизотропией типа «легкая плоскость» / М.Б. Ляхова, Е.М. Семенова, К.П. Скоков, А.В. Петренко, О.В. Маклыгина, Ю.В. Ершова // Горный информационно-аналитический бюллетень. Функциональные металлические материалы. Сырьевая база, магнитные материалы и системы. Отдельный выпуск 1. – 2007. – С. 404–413.
55. Ляхова, М.Б. Доменная структура соединений R_2Fe_{17} и R_2Co_{17} с магнитокристаллической анизотропией типа «легкая плоскость» / М.Б. Ляхова, Е.М. Семенова, А.И. Петренко, О.В. Маклыгина // Вестник Тверского государственного университета. Серия: Физика. – 2007. – №6(34). – С. 30–36.
56. Кандаурова, Г.С. Основные вопросы теории магнитной доменной структуры / Г.С. Кандаурова, Л.Г. Оноприенко – Свердловск, 1977. – 122 с.
57. Супонев, Н.П. Объемная конфигурация доменной структуры одноосного высоко-анизотропного магнетика / Н.П. Супонев, А.А. Лукин, О.Б. Дегтева, Н.А. Горькая // Физика магнитных материалов. – 1981. – С. 12–21.
58. Ландау, Л.Д. К теории дисперсии магнитной проницаемости ферромагнитных тел / Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц // Phys. Zs. Sowjet. – 1969. – V. 8. – P. 153–165.
59. Kaczer, J. On the domain structure of thin ferromagnetic films / J. Kascer // Czech. J. Phys. – 1957. – № 7. – P. 557–567.

60. Lilley, B.A. Energies and widths of domain boundaries in ferromagneticks / B.A. Lilley // J. Phil. Mag. – 1950. – V. 41. – P. 792–813.
61. Bodenberger, R. Zur Bestimmung der Blochwandenergie von einachsigen Ferromagneten / R. Bodenberger, A. Hubert // Phys. Stat. Sol. (a). – 1977. – V. 44. – P. K7–K11.
62. Салтыков, С.А. Стереометрическая металлография / С.А. Салтыков. – М.: Металлургия, 1970. – 375 с.
63. Приборы и методы физического металловедения / под ред. Ф. Вейнберга. Т. 1. – М.: Мир, 1973. – 427 с.
64. Свидетельство о государственной регистрации программы для ЭВМ № 2013610099. Программа для автоматизации процессов измерений для вибрационного магнитометра / Иванов Р. П., Ляхова М. Б., Айриян Э. Л.; правообладатель: ФГБОУ ВПО «Тверской государственный университет» (RU). – № 2012619591; заявл. 8.11.2012; регист. 9.01.2013.
65. Вашуль, Х. Практическая металлография. Методы изготовления образцов / Х. Вашуль. – М.: Металлургия, 1988. – 320 с.
66. Пшеничнов, Ю.П. Выявление тонкой структуры кристаллов / Ю.П. Пшеничнов. – М., 1974. – 71 с.
67. Hubert, A. Magnetic domains the analysis of magnetic microstructures / A. Hubert, R. Schafer. – Springer, 2009. – 686 p.
68. Корн, Г. Справочник по математике для научных работников и инженеров. Определения, теоремы, формулы / Г. Корн. – М.: Наука, 1973. – 831 с.
69. Неель, Л. Процессы намагничивания и ферромагнитные области монокристаллов железа / Л. Неель // Физика ферромагнитных областей. – 1951. – С.240–283.
70. Двайт, Г.Б. Таблицы интегралов и другие математические функции / Г.Б. Двайт // М.: Наука, 1973. 228 с.