

**Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Институт физики твердого тела Российской академии наук**

На правах рукописи

УСПЕНСКАЯ Людмила Сергеевна

**ДИНАМИЧЕСКИЕ МАГНИТНЫЕ СТРУКТУРЫ В
СВЕРХПРОВОДНИКАХ И МАГНЕТИКАХ**

Специальность 01.04.07 - физика конденсированного состояния

**Диссертация
на соискание ученой степени
доктора физико-математических наук**

Черноголовка – 2012

Содержание

Введение	13
0.0.1 Цели работы	16
0.0.2 Актуальность работы	16
0.0.3 Научная новизна работы	17
0.0.4 Практическая значимость работы	19
0.0.5 Основные результаты, выносимые на защиту	20
0.0.6 Апробация работы	25
0.0.7 Личный вклад автора	27
0.0.8 Структура и краткое содержание диссертации	27
0.0.9 Список публикаций основных результатов диссертационной работы	29
Глава 1 Экспериментальные методы	35
1.1 Магнитооптические методы	35
1.1.1 Наблюдение магнитной доменной структуры прозрачных магнетиков и определение макроскопического отклика магнетиков на внешнее воздействие	35
1.1.2 Визуализация тонкой структуры доменных границ	38
1.1.3 Визуализация распределения магнитного потока в непрозрачных материалах	43
1.1.4 Возможность получения количественных характеристик с помощью магнитооптической визуализации	48
1.2 Макроскопические измерения	52
1.2.1 Количественная информация, получаемая с помощью магнитооптической визуализации.	52
1.2.2 Вспомогательные методы	57

Глава 2	Кинетика перемагничивания ферромагнетиков	62
2.1	Литературный обзор и постановка задачи	62
2.1.1	Статическая доменная структура ферромагнетиков .	62
2.1.2	Перемагничивание под действием постоянного магнитного поля	67
2.1.3	Поведение магнетиков в низкочастотном магнитном поле	69
2.1.4	Высокочастотные возбуждения магнитной доменной структуры	74
2.1.5	Нелинейные возбуждения намагниченности	76
2.1.6	Постановка задачи	79
2.2	Экспериментальное исследование влияния реальной структуры кристаллов на кинетику перемагничивания	81
2.2.1	Движение вертикальных блоховских линий	81
2.2.2	Влияние движения блоховских линий на подвижность доменных границ	89
2.2.3	Кинетика перемагничивания ансамбля обменно-связанных зёрен	98
2.2.4	Кинетика перемагничивания гетероструктур ферромагнетик-антиферромагнетик	103
2.2.5	Кинетика перемагничивания тонких плёнок мангани-та лантана	118
2.3	Нелинейные возбуждения доменной структуры под действием переменного магнитного поля	132
2.3.1	Резонансные преобразования доменной структуры . .	132
2.3.2	Уединённая волна намагниченности	139
2.3.3	Дрейф и генерация доменных границ	142
2.3.4	Влияние статических магнитных полей на эффект вариации числа доменных границ	148
2.3.5	Изменение спектров магнитной восприимчивости при изменении числа доменных границ	151
2.3.6	Режим непрерывной генерации доменных границ . .	155
2.4	Выводы к главе 2	168

Глава 3 Проникновение магнитного потока в сверхпроводники второго рода и релаксация потока	173
3.1 Литературный обзор и Постановка задачи	174
3.1.1 Нормальное проникновение магнитного потока в пластины сверхпроводника второго рода	174
3.1.2 Релаксация магнитного потока	182
3.1.3 Динамические вихревые структуры	191
3.1.4 Постановка задачи	202
3.2 Экспериментальное изучение квазиравновесных конфигураций магнитного потока в пластинах ВТСП и их релаксация	204
3.2.1 Анизотропия критического тока в текстурированных плавлением керамиках YBCO	205
3.2.2 Корреляции локального критического тока с реальной структурой текстурированного плавлением YBCO	213
3.2.3 "Склейка" текстурированных материалов и релаксация потока	216
3.2.4 Влияние конечности размеров образцов на релаксацию магнитного потока	222
3.2.5 Специфика перемагничивания и релаксации потока в тонких монокристаллических пластинах BSCCO	227
3.3 Неравновесные вихревые конфигурации в переменных магнитных полях	244
3.3.1 Самоорганизующаяся структура вихревых капель в монокристаллах $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$	245
3.3.2 "Твистерные" структуры в тонких монокристаллических пластинах	259
3.4 Выводы к главе 3	271
Заключение	274
Литература	281

Список иллюстраций

1.1	Схемы наблюдения магнитной доменной структуры в пластинках ИЖГ	36
1.2	Доменная структура пластинки ИЖГ	37
1.3	Схема экспериментальной установки и форма магнитооптического сигнала, отвечающего поступательному движению одной доменной границы	37
1.4	Метод темнопольного наблюдения структуры	39
1.5	Темнопольное изображение доменной структуры	40
1.6	Темнопольное изображение доменных границ	42
1.7	Схема наблюдения магнитной доменной структуры в методе МОИ	44
1.8	Отклик индикаторной пленки на внешнее магнитное поле	45
1.9	Картина проникновения перпендикулярного магнитного потока в частично ионно-имплантированный образец Bi2212	46
1.10	Схема измерения профилей изменения магнитной индукции с помощью МОИ	49
1.11	Перемагничивание пленки Fe/Si/Fe суммарной толщиной 200 нм под действием вращающегося магнитного поля	52
1.12	Спонтанная доменная структура монокристалла $\text{La}_{0.75}\text{Sr}_{0.25}\text{MnO}_3$	53
1.13	Сравнение картины проникновения магнитного поля в брусок YBCO123 при приложении перпендикулярного H_z (а) и плоскостного H_x (б) полей	53
1.14	Подушкообразная форма магнитного потока проникшего в сверхпроводник.	54

1.15	Экспериментальные и подгоночные профили распределения магнитного потока в бруске текстурированной плавлением керамики YBCO	55
1.16	Поверхность монокристаллического образца YBCO с четко видимыми границами двойников	56
1.17	Кольцо с "разрезающей" его слабой связью и распределение токов в нём при проникновении магнитного потока в центр .	58
1.18	Изменение компонент индукции $B(z, r = 0)$, $B_w(z, r = 0)$ и $B_m(z, r = 0)$ в зависимости от расстояния от центра кольца .	60
2.1	Схематическое изображение доменной структуры с доменами чередующейся полярности и схема разворота намагниченности в доменной границе блоховского типа и неелевского типа	65
2.2	Темнопольное дифракционное изображение доменной структуры тонкой магнитной пленки. Смещение и слияние линий под действием поля	82
2.3	Зависимость смещения блоховских линий от длительности импульсов магнитного поля $h_x = 9 \text{ Э}$ и зависимость смещения блоховских линий от амплитуды магнитного поля h_x . .	83
2.4	Смещение отдельной блоховской линии и образовавшейся пары линий в поле h_z и частице-подобное взаимодействие движущейся линии с парой линий	85
2.5	Смещение отдельной блоховской линии под действием импульсов поля h_z в присутствии слабого постоянного поля H_x	87
2.6	Изменение тонкой структуры доменных границ под действием переменного магнитного поля, направленного вдоль оси легкого намагничивания	88
2.7	Зависимость пороговых полей, при которых возбуждается движение блоховских линии под действием переменного магнитного поля h_x от частоты	88
2.8	Типичная доменная структура тонкой пластинки ИЖГ, вырезанной вдоль [112] плоскости	89

2.9	Зависимость амплитуды колебания доменной границы (а), магнитной вязкости (б) и скорости движения (в) от амплитуды импульсного поля	90
2.10	Зависимость амплитуды колебаний доменной границы от амплитуды переменного магнитного поля при увеличении и при уменьшении амплитуды	92
2.11	Изменения эффективных полей коэрцитивности, а также амплитуды колебания доменной границы при $h_{z0} = 2.25 \text{ Э}$, 2.86 Э , 3.2 Э и при изменении частоты поля	93
2.12	Релаксация амплитуды колебания границы после включения переменного магнитного поля	94
2.13	Релаксация амплитуды колебания доменной границы после её смещения полем H_z , и после смещения блоховских линий полем H_x	94
2.14	Относительные равновесные заселённости четырёх неэквивалентных позиций в направлениях типа $\langle 111 \rangle$ в зависимости от расстояния от центра границы для двух возможных поляризаций стенки	96
2.15	Типичные петли гистерезиса поликристаллических плёнок $\text{Ni}_{100-x}\text{Co}_x$ с высокой и низкой концентрацией кобальта	99
2.16	Картина перемагничивания поликристаллической плёнки $\text{Ni}_{40}\text{Co}_{60}$ под действием поля в плоскости	99
2.17	Картина перемагничивания поликристаллической плёнки $\text{Ni}_{80}\text{Co}_{20}$ под действием поля в плоскости	100
2.18	Продольные и поперечные компоненты намагниченности FeNi при различных направлениях внешнего магнитного поля	104
2.19	Траектория вектора намагниченности при пилообразной развертке поля между -60 Э и $+60 \text{ Э}$	105
2.20	Зависимость коэрцитивной силы H_{c1} , H_{c2} и поля смещения H_e от угла поворота поля.	106
2.21	Вид доменных границ при различных направлениях внешнего поля	107

2.22	Сравнение угловой симметрии зависимостей H_{c1}, H_{c2}, H_e и H_p, H_{p1}	107
2.23	Перемагничивание FeNi/FeMn при $T=300\text{K}$ в поле -3.8 Э . .	109
2.24	Зависимость времен зарождения доменных границ и скорости от напряженности поля.	110
2.25	Схематическое представление изменения доменной структуры бислойной плёнки ферромагнетик-антиферромагнетик при перемагничивании	113
2.26	Перемагничивание плёнки FeMn/FeNi/FeMn при 300 K и 235 K	114
2.27	Изменение угловой симметрии энергии анизотропии	116
2.28	Доменная структура в LSMO на двойниках	120
2.29	Доменная структура LSMO после охлаждения от температуры Кюри и её трансформация при намагничивании	121
2.30	Перемагничивание плёнки манганита лантана под действием поля, направленного в плоскости	124
2.31	Смещение доменной границы под действием импульсного магнитного поля: $l, l_{dr}(t), l_0, S_{dr}$	125
2.32	Температурные зависимости коэрцитивности H_c , подвижности доменных границ, магнитной вязкости S_{dr} , и активационного объёма ν_{act}	126
2.33	Эволюция вида зигзагообразной доменной границы с температурой.	128
2.34	Изменение вида доменной границы при низких температурах	128
2.35	Экспериментальная зависимость длины "зигзага", угла раствора "зигзага" и коэрцитивности от температуры . . .	129
2.36	Релаксационный спектр колебаний доменных границ ИЖГ .	133
2.37	Схематическое изображение резонансных преобразований доменной структуры прямоугольной пластинки ИЖГ	133
2.38	Преобразования доменной структуры прямоугольной пластинки ИЖГ в условиях упругих резонансов	134
2.39	Магнитооптические сигналы при возбуждении звуковых волн	135
2.40	Образование резонансной структуры при повышении амплитуды поля и переход к полосовой при уменьшении поля . . .	135

2.41	Частоты модуляции индукционного сигнала; период и амплитуда модуляции от частоты поля	136
2.42	Локализованная волна намагниченности	140
2.43	Влияние способа размагничивания на доменную структуру .	142
2.44	Критические поля для возбуждения движения БЛ и ДГ в пластинке ИЖГ	143
2.45	Зависимость числа доменных границ от амплитуды и частоты поля, параллельного ОЛН	144
2.46	Зависимость числа доменных границ от частоты поля, параллельного ОЛН	145
2.47	Зависимость числа доменных границ от амплитуды поля, параллельного ОЛН	145
2.48	Зависимость числа доменных границ от амплитуды поля, перпендикулярного ОЛН	146
2.49	Зависимость числа доменных границ от частоты поля, перпендикулярного ОЛН	146
2.50	Влияние ориентации магнитного поля на число границ . . .	147
2.51	Влияние статического поля H_x на число границ	149
2.52	Влияние статических полей на динамические изменения числа границ	150
2.53	Частотные зависимости магнитной восприимчивости и амплитуды колебания ДГ в ИЖГ пластинке	152
2.54	Частотные зависимости магнитной восприимчивости в пластинке ИЖГ при полях 0.1, 0.2 Э	153
2.55	Частотные зависимости магнитной восприимчивости в пластинке ИЖГ при полях 0.1, 0.2 Э	154
2.56	Скачок индукционного сигнала при уменьшении числа границ в пластинке ИЖГ с $N = 8$ до $N = 7$	154
2.57	Критическое поле $H_{K3}(f)$, выше которого начинается процесс непрерывной генерации границ	156
2.58	Изменения магнитооптического сигнала, связанные с непрерывной генерацией доменных границ	156
2.59	Однородность процесса дрейфа границ по кристаллу	157

2.60	Вариация периода генерации границ и скорости их дрейфа при изменении частоты и амплитуды возбуждающего поля	158
2.61	Иерархия критических полей нелинейных возбуждений в пластинке ИЖГ	158
2.62	Устойчивость дрейфа границ по кристаллу	159
2.63	Уменьшение амплитуды МО сигнала при наибольшей скорости дрейфа границ	159
2.64	Нарушение регулярного направленного дрейфа границ	160
2.65	Критическое поле $H_K(f)$ при возбуждении перпендикулярным полем	161
2.66	Зависимость темпа генерации границ от амплитуды и ориентации поля – монотонная	161
2.67	Зависимость темпа генерации границ от амплитуды и ориентации поля – немонотонная	162
2.68	Критические поля при повороте поля под углами 90° , 84° , 78° к ОЛН	163
2.69	Критические поля при повороте поля под углами 66° , 30° , 20° к ОЛН	163
2.70	Критические поля при повороте поля под углами $+3^\circ$, -4° , -10° , -20° к ОЛН	163
2.71	Синхронизация генерации ДГ низкочастотным магнитным полем	167
3.1	Фазовая диаграмма существования нормальной и сверхпроводящей фаз	175
3.2	Изменение плотности сверхпроводящих пар, магнитного поля и тока в окрестности вихря	175
3.3	Взаимодействие вихря с поверхностью	176
3.4	Гистерезис при перемагничивании свободного от пиннинга сверхпроводника второго рода	178
3.5	Распределение линий индукции в образце конечных размеров без пиннинга	179
3.6	Намагничивание диска при отсутствии и наличии пиннинга	179
3.7	Модель Бина - проникновение поля	180

	10
3.8 Модель Бина - выход поля	180
3.9 Намагничивание цилиндра при наличии сильного пиннинга	181
3.10 $B(x)$ и $M(H)$ при наличии сильного пиннинга в диске	182
3.11 $M(H)$ - полные и частичные петли - схема	186
3.12 Самоиндуцированная и наведенная переменным полем релаксация магнитного потока	187
3.13 Геометрия задачи.	192
3.14 МО изображение дендритной структуры	195
3.15 Картина проникновения магнитного потока в монокристаллическую пластинку $YBa_2Cu_3O_7$ после ее охлаждения в магнитном поле - развитие турбулентности	197
3.16 Распределение магнитного потока в половине пластины ($0 < x < d$). Вихри с плотностью $N_1(x)$ находятся в центре пластины и антивихри с плотностью $N_2(x)$ на периферии.	200
3.17 МО изображение распределения магнитной индукции в монокристалле $YBCO$ толщиной 24 мкм при $T = 67$ К - "твистеры"	202
3.18 Поляризационно-оптическое изображение структурных доменов в прямоугольном бруске текстурированного плавлением $YBCO$	204
3.19 Проникновение и захват потока в бруске текстурированного $YBCO$	206
3.20 Проникновение и захват потока в бруске текстурированного $YBCO$ - профили	208
3.21 Изменение профилей с температурой и подгонка для вычисления тока	209
3.22 Температурная зависимость J_c в различных зернах текстурированной керамики $YBCO$	210
3.23 Поверхность текстурированной керамики $YBCO$	214
3.24 Изображение поверхности в сканирующем микроскопе	214
3.25 Изменение состава $YBCO$ по Se , Y , Ba , Cu , O по образцу	215
3.26 Кольца - захват и релаксация потока - импульсное намагничивание	218

3.27	Кольца - захват и релаксация потока - охлаждение в поле	219
3.28	Кольца - захват и релаксация потока - импульсное намагничивание	219
3.29	Кольцо со слабой связью - захват и релаксация потока	220
3.30	Кольцо со слабой связью - захват и релаксация потока	220
3.31	Диссипация захваченного потока в кольце со слабой связью	221
3.32	Диссипация захваченного потока в тонкой пластине YBCO – полное проникновение	223
3.33	Диссипация захваченного потока в тонкой пластине YBCO – частичное проникновение	223
3.34	Диссипация захваченного потока в толстой пластине YBCO – частичное проникновение	223
3.35	Диссипация монополярного и дипольного потока, захваченного в пластине YBCO	224
3.36	Диссипация в полубесконечной пластине - расчет	225
3.37	Диссипация в бесконечной тонкой пластине - расчет	226
3.38	BSCCO:Pb – поверхность	229
3.39	BSCCO:Pb – проникновение перпендикулярного поля	229
3.40	Распределение индукции в проникшем потоке и наведенная анизотропия	230
3.41	BSCCO:Pb – проникновение перпендикулярного поля в присутствии плоскостного	231
3.42	Распределение индукции в проникшем потоке и наведенная анизотропия	232
3.43	Влияние плоскостного поля на проникновение перпендикулярного	232
3.44	Влияние температуры на наведенную плоскостным полем анизотропию	232
3.45	Влияние температуры на глубину проникновения потока	233
3.46	Симметрия релаксации потока, проникшего в присутствии поля \mathbf{H}_{ab} – изображения	236
3.47	Симметрия релаксации потока, проникшего в присутствии поля \mathbf{H}_{ab} – графики	237

3.48	Влияние угла наклона поля \mathbf{H}_{ab} на симметрию релаксации .	238
3.49	Проникновение постоянного поля в пластину BSCCO	246
3.50	Релаксация потока в пластине BSCCO	247
3.51	Эволюция индукции и градиентов индукции в пластине BSCCO	247
3.52	Формирование макроскопических капель потока около сла- бой точки	249
3.53	"Дыхание"капель	249
3.54	Изменение размера капель с температурой	250
3.55	Изменение пороговых полей с температурой и частотой поля	250
3.56	Область существования накачки	251
3.57	Релаксация цепочки макровихрей	251
3.58	Релаксация потока вдоль дефекта при наличии одной капли	252
3.59	Распределение полей рассеяния вблизи особой точки при про- никновении потока по слабой связи	253
3.60	МО изображение распределения магнитной индукции в мо- нокристалле YBCO при $T = 36$ К.	260
3.61	Анизотропия проникновения H_z при $T = 36$ К и релаксация.	262
3.62	Образование твистеров.	262
3.63	Временное изменение индукции в окрестности твистеров . .	263
3.64	Изменение твистерной структуры при изменении амплитуды качания поля	264
3.65	Зависимость ширины твистера от амплитуды качания поля .	265
3.66	Влияние плоскостного поля на картину проникновения пер- пендикулярного переменного поля	265
3.67	Зависимость ширины твистера от величины плоскостного поля	266
3.68	Твистеры в пластинах различных размеров	266
3.69	Релаксация твистеров со временем и при изменении темпе- ратуры	267

Введение

Образование пространственно неоднородной магнитной структуры характерно для большинства магнитоактивных сред. Примерами таких структур могут служить домены в ферромагнетиках, промежуточное состояние в сверхпроводниках первого рода или смешанное состояние в сверхпроводниках второго рода. Пространственный масштаб неоднородной намагниченности в магнитоактивных средах может варьироваться в широких пределах от нескольких постоянных решетки, например, при электронном фазовом расслоении в манганитах и других магнитных окислах, до сотен нанометров (вихри Абрикосова в сверхпроводниках второго рода, размер доменных границ в ферромагнетиках), и до масштабов порядка размеров макроскопических образцов, например, при возникновении магнитных доменов в ферромагнетиках.

Неоднородные магнитные структуры могут двигаться, менять свою форму и масштаб, переводить образец из одной магнитной фазы в другую. Такие динамические эффекты могут происходить спонтанно или при изменении температуры, магнитного поля, тока, механических напряжений. Важным классом физических явлений, наблюдаемых в таких магнитоактивных средах – сверхпроводниках и ферромагнетиках – являются макроскопические динамические эффекты. Их изучение интересно с точки зрения физики, а также различных приложений, в которых в настоящее время широко используются ферромагнитные материалы и сверхпроводники.

Хорошо известно, что спонтанная магнитная доменная структура возникает в ферромагнетиках вследствие магнитостатических взаимодействий, а конкретный вид доменной структуры определяется балансом обменной, магнитостатической, магнитоупругой энергий и энергии кристаллографической анизотропии [1–3]. При этом в динамике, в процессе быстрого перемагничивания, в ферромагнетиках могут формироваться состояния, принципиально отличные от тех, что возникают в квазистатических условиях.

Например, в тонких магнитных пленках наблюдается переориентация полосовых магнитных доменов [4, 5], возникают фрактальные магнитные доменные структуры [6], происходит плавление решетки цилиндрических доменов [7], возникает не совпадающая по частоте с возбуждающим магнитным полем квазипериодическая генерация доменов [8, 9] и т.д. Появление таких преобразований магнитных структур изменяет макроскопические характеристики материала, приводит к скачкам намагниченности, усилению шумов и т.п.

Вихревые структуры в сверхпроводниках второго рода также могут испытывать неустойчивости различной природы. Самой известной из них является термомагнитная неустойчивость или скачки магнитного потока, ограничивающие токонесущую способность технических сверхпроводников, используемых в сверхпроводящих магнитных системах [10, 11]. Причиной термомагнитных неустойчивостей, наблюдаемых в сверхпроводниках во внешнем магнитном поле, является связь тепловых и электромагнитных процессов и существенная зависимость параметров сверхпроводника, в частности, плотности сверхпроводящего тока, от температуры. Несколько менее известными являются макротурбулентность [12], развивающаяся на фронте перемагничивания пластин сверхпроводников второго рода, или „твистерные“ структуры [13], формирующиеся в таких же пластинах при качании магнитного поля.

Сложное динамическое поведение, формирование самоорганизующихся нелинейных магнитных структур в сверхпроводниках второго рода обусловлено существованием целого набора сил, действующих на вихри Абрикосова [14]. Любой протекающий по сверхпроводнику ток действует на вихри и приводит их в движение. Кроме того, вихри взаимодействуют друг с другом, с поверхностью образца, с дефектами кристаллической решетки. И наконец, в образцах с большим размагничивающим фактором (например, в пленках в поперечном магнитном поле) существенное значение имеет распределение магнитного поля в окружающем пространстве [15]. Другими словами, важным фактором, определяющим макроскопические свойства сверхпроводников, является магнитостатическая энергия рассеянных магнитных полей, которая оказывается важной в общем балансе энергий,

определяющих равновесное состояние системы. Это обстоятельство является общим для сверхпроводников и магнитомягких ферромагнетиков, в которых именно магнитостатическая энергия определяет формирование доменной структуры.

Изучение данного класса явлений ведется почти сто лет разнообразными методами и особенно интенсивно, начиная с 30-х годов прошлого века. Одним из наиболее плодотворных подходов к изучению макроскопических динамических эффектов в магнитоактивных средах являются методы прямой визуализации, такие, как магнитное декорирование или магнитооптические исследования. Например, именно эксперименты по магнитному декорированию дали первое прямое доказательство существования вихрей Абрикосова в сверхпроводниках второго рода. Для изучения динамики магнитного потока наиболее плодотворными являются магнитооптические методы, основанные на эффекте Фарадея и эффекте Керра, которые позволили исследовать динамику магнитного потока в реальном времени, позволяя оценивать с точностью $\sim 10\%$ локальную величину магнитной индукции и обладая при этом достаточно высоким пространственным разрешением. Естественно, что магнитооптические методы, как и любые другие методы визуализации, строго говоря, позволяют наблюдать только поверхность образца и оценивать распределение только одной компоненты магнитной индукции, как правило, нормальной к поверхности образца. Но результаты, полученные этими, скорее качественными, чем количественными, методами измерений, оказались весьма интересными. Именно благодаря их применению удалось открыть многие типы неустойчивостей и других динамических и статических структур в сверхпроводниках.

Более того, прямые наблюдения динамики доменов в ферромагнетиках в переменном поле и изучение проникновения магнитного потока в сверхпроводники второго рода под действием переменного магнитного поля показало, что визуально некоторые эффекты в ферромагнетиках удивительно похожи на динамические процессы в сверхпроводниках. Например, упоминавшиеся ранее квазипериодическая генерация доменов в тонкой магнитной пленке и твистерные структуры, плавление решетки цилиндрических доменов и плавление вихревой решетки, фрактальные магнитные домен-

ные структуры и структуры нормальной фазы в сверхпроводниках первого рода. Эта визуальная аналогия означает, что возможно в основе этих разных эффектов лежат общие физические механизмы.

0.0.1 Цели работы

Принимая во внимание академический интерес и практическую значимость исследования нелинейных возбуждений магнитных структур в переменных магнитных полях, были сформулированы следующие основные цели работы:

Используя магнитооптические методы визуализации распределения индукции

- определить основные факторы, определяющие динамический отклик магнетиков на изменение внешнего магнитного поля;
- изучить основные факторы, определяющие распределение магнитного потока в сверхпроводниках второго рода;
- исследовать основные закономерности нелинейного отклика магнетиков и сверхпроводников на переменное магнитное поле и выяснить факторы, определяющие формирование макроскопических динамических неравновесных магнитных структур в сверхпроводниках и магнетиках под действием переменного магнитного поля;
- изучить влияние нелинейных возбуждений на макроскопический отклик магнетиков и сверхпроводников на воздействие переменного магнитного поля.

0.0.2 Актуальность работы

В последние годы широкое развитие получило новое направление - спинтроника (спиновая электроника), которая включает в себя манипуляцию спиновыми степенями свободы в твердотельных системах, т.е. генерацию спин-поляризованных электронов, спиновую динамику, спин-поляризованный транспорт и магниторезистивные эффекты. При этом в качестве рабочих материалов подразумеваются либо материалы с сильной

спиновой поляризацией (материалы с эффектом колоссального магнитосопротивления, такие, как разбавленные манганиты лантана и др.), либо гетероструктуры типа ферромагнетик-антиферромагнетик, ферромагнетик-сверхпроводник. Управлять проводящими свойствами таких структур можно с помощью электрического или магнитного полей. Для успешного развития данного направления необходимы детальные знания об отклике таких систем в целом и составляющих частей на внешние воздействия электрическим или магнитным полем, в том числе о магнитной доменной структуре, её устойчивости и трансформации под действием тока, постоянных и переменных магнитных полей и т.д. Данная работа посвящена решению одной составной части этой задачи – исследованию кинетики перемагничивания сверхпроводников, ферромагнетиков и гетерофазных наноструктур под действием постоянных и переменных магнитных полей, изучению условий линейного отклика системы и условий формирования неравновесных динамических структур, возникающих под действием переменного магнитного поля, и их влияния на макроскопические характеристики материала.

0.0.3 Научная новизна работы

В результате проведенных экспериментальных исследований был обнаружен ряд новых, не наблюдавшихся ранее и не предсказанных теоретически, эффектов самоорганизации неравновесных динамических структур в магнито-упорядоченных системах (вихревая система в сверхпроводниках, магнитная доменная структура в ферромагнетиках) под действием относительно слабого нерезонансного переменного магнитного поля: динамические изменения вида и типа доменной структуры в пластинах магнитного диэлектрика, возбуждение автоколебательной моды движения намагниченности, формирование макроскопических капель магнитного потока в пластинах сверхпроводника. Обнаруженные эффекты были всесторонне изучены, определены необходимые и достаточные условия для их проявления. Было показано, что возникновение нового типа структур влияет на макроскопические характеристики материалов, приводит к изменению диссипации энергии, появлению скачков магнитной проницаемости.

Была изучена релаксация магнитоупорядоченных состояний в пласти-

нах высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП) и ферромагнетиков и определены определяющие её основные факторы. В частности, было установлено, что пиннинг вихрей в текстурированных плавлением керамиках в области низких температур определяется их закреплением на точечных дефектах, а в области высоких температур взаимодействием с планарными дефектами. Это приводит к тому, что анизотропия критического тока в текстурированном материале возрастает с повышением температуры, в отличие от анизотропии тока в монокристаллах, понижающейся с повышением температуры. Было обнаружено, что именно релаксация тока, текущего по слабым связям, определяет быструю релаксацию захваченного потока в текстурированном материале. Были найдены дополнительные факторы, влияющие на релаксацию потока и в монокристаллах, и в текстурированном материале: геометрический фактор, наклон поля, конфигурация магнитного потока. Была обнаружена трехмерная корреляция вихрей в области низких температур в слоистом сверхпроводнике $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$ (Bi2212) и показано, что эта корреляция обуславливает повышенный пиннинг в материале, исчезающий при разрушении 3D корреляций.

При экспериментальном исследовании кинетики перемагничивания поликристаллических ферромагнитных пленок $\text{Co}_x\text{Ni}_{100-x}$ была обнаружена сингулярность на зависимостях коэрцитивности и остаточной намагниченности от концентрации Co. Было установлено, что эта сингулярность коррелирует с качественным изменением механизма перемагничивания пленок с неоднородного вращения намагниченности, имеющего место при малых концентрациях Co, на процесс зарождения и движения доменных границ, развивающийся при больших концентрациях Co. Учет усиления обменного взаимодействия между зернами при возрастании концентрации Co позволил объяснить наблюдаемый эффект. Особенность на зависимости коэрцитивности от температуры была обнаружена в ультратонких пленках манганита лантана. В результате проведенных исследований удалось показать, что эта особенность также связана с изменением кинетики перемагничивания и изменением структуры доменных границ, которые обусловлены нарастающими напряжениями на интерфейсе пленка-подложка. В этих же пленках была обнаружена бистабильность магнитной доменной структуры,

также обусловленная напряжениями на интерфейсе пленка-подложка. Была изучена кинетика и динамические характеристики перемагничивания в гибридных пленках пермаллой-ферромагнетик. Обнаружено подавление подвижности доменных границ пермаллоя в гибридной структуре и возрастание коэрцитивности по сравнению с теми же характеристиками в монослое пермаллоя, а также существенная асимметрия динамических свойств при перемагничивании вдоль и против обменно-наведенной анизотропии.

Обнаружено двойное влияние нелинейных возбуждений в структуре доменных границ на их подвижность: подавление подвижности в совершенных пленках и увеличение подвижности в материалах с магнитным последствием.

Новизну и значимость полученных результатов подтверждает их опубликование в ведущих отечественных и международных журналах, таких как „Письма в Журнал Экспериментальной и Теоретической Физики“, „Журнал Экспериментальной и Теоретической Физики“, „Physical Review Letters“, „Physical Review B“, „Journal of Applied Physics“ и других ведущих рецензируемых журналах.

0.0.4 Практическая значимость работы

Практическая значимость работы определяется тем, что в работе получены новые результаты, представляющие широкий интерес для специалистов, занимающихся физикой магнитных явлений. Обнаруженные эффекты динамической самоорганизации в сверхпроводниках и магнетиках существенно расширили существующие представления о многообразии нелинейных возбуждений в магнитных средах и стимулировали теоретические рассуждения проблемы.

Полученные результаты представляют интерес и для разработчиков приборов с использованием магнитных материалов, поскольку проясняют причину потенциальных источников диссипации энергии и нелинейного отклика материалов на слабые внешние возбуждения.

Обнаруженные эффекты динамических преобразований доменной структуры могут быть использованы для управления магнитной проницаемостью кристаллов, для создания перестраиваемых дифракционных ре-

шѐток и модуляторов света.

Результаты, касающиеся релаксации магнитного потока и критического тока в текстурированных плавлением керамиках высокотемпературных проводников, изменения характера релаксации при ограничении размеров материала, несомненно, должны быть учтены при разработке новых левитационных систем, генераторов и двигателей на основе объемных высокотемпературных сверхпроводников.

Предложенный и использованный в работе простой метод разделения внутриверенных и межверенных токов, позволивший соотнести релаксации токов, протекающих в объеме кристаллитов и через слабые связи, может с успехом быть использован для быстрой характеристики качества соединения (спайки) деталей, изготовленных из объемных высокотемпературных сверхпроводников.

0.0.5 Основные результаты, выносимые на защиту

Являются новыми и выносятся на защиту следующие основные результаты:

1. Выполнено экспериментальное исследование кинетики перемагничивания тонких поликристаллических магнитных плѐнок CoNi . Установлено, что и кинетика перемагничивания таких плѐнок, и количественные характеристики процесса в значительной мере определяются межверенным обменным взаимодействием. Экспериментально обнаружено и подтверждено теоретическими оценками, что обменное взаимодействие между зернами определяет механизм перемагничивания поликристаллических пленок: при слабом обмене перемагничивание происходит за счет неоднородного вращения намагниченности, а при достаточно сильном, как и в монокристаллических пленках, за счет зарождения и движения доменных границ с последующим доворотом магнитных моментов к направлению поля. В поликристаллических пленках $\text{Co}_x\text{Ni}_{100-x}$ это приводит к зависимости процесса перемагничивания от концентрации Co , по мере возрастания концентрации которого растет обменное взаимодействие, и к появлению сингулярности на зависимостях коэрцитивности и остаточной намагниченности от концентрации Co .

2. Экспериментально изучено влияние близости антиферромагнитного слоя на кинетику перемагничивания поликристаллического пермаллоя в гетероструктурах пермаллой-антиферромагнетик. Обнаружено, что наряду с изменением квазистатических характеристик процесса перемагничивания магнитомягкого слоя (обменного смещения и расширения петель гистерезиса, смены режима движения доменных границ с вязкого на термоактивированное) происходят гигантские изменения динамических характеристик процесса перемагничивания (увеличение динамической коэрцитивности, увеличение времён зарождения доменных границ, замедление скорости движения границ) и появление новых типов асимметрии при инверсии направления магнитного поля (различию на порядки во временах зарождения доменных границ и в скоростях движения границ).
3. Экспериментально изучена кинетика перемагничивания ультратонких плёнок манганита лантана, выращенных на подложках LaAlO_3 (LAO). Обнаружена бистабильность магнитной доменной структуры. Показано, что движение границ в таких плёнках носит термоактивационный характер. Определены динамические характеристики перемагничивания и их изменение с температурой. Обнаружен кроссовер на зависимости коэрцитивности от температуры в окрестности 200 К. Показано, что кроссовер связан с изменением кинетики перемагничивания и преобразованием типа доменных границ, посредством смещения которых происходит перемагничивание.
4. Проведено экспериментальное изучение кинетики перемагничивания и поведения доменной структуры в тонких монокристаллических пластинах и плёнках иттрий-железистого граната. Впервые прямыми наблюдениями показано, что динамика доменных границ в существенной мере определяется нелинейными возбуждениями тонкой структуры доменных границ. Установлено, что эти возбуждения возникают пороговым по амплитуде переменного магнитного поля образом, в широком диапазоне частот, при любых направлениях поля. Установлено, что в совершенных монокристаллических плёнках эти возбуждения приводят к ограничению подвижности границ, как и предсказывалось

теорией, но в кристаллах с эффектом магнитного последствия – к увеличению подвижности границ.

5. Обнаружены и исследованы эффекты динамической самоорганизации магнитной доменной структуры тонких ферромагнитных пленок под действием низкочастотных магнитных полей. Определены области амплитуд и частот возбуждающих полей, при которых наблюдается трансформация доменной структуры. Показано, что динамические изменения периода доменной структуры происходят под действием полей различных ориентаций, амплитуда которых превышает пороговые значения поля, причём эффект подавляется постоянными магнитными полями, что позволило однозначно связать его с возникновением нелинейных возбуждений в доменных границах. Установлено, что качественные преобразования доменной структуры, возникающие в достаточно сильных переменных магнитных полях, обусловлены возбуждением упругих резонансов.
6. Обнаружена новая, автоколебательная мода движения намагниченности, возбуждаемая высокочастотным магнитным полем и приводящая к процессу периодической генерации доменных границ и их направленного смещения. Изучены характеристики процесса в зависимости от амплитуды, частоты и ориентации поля. Найдены способы управления автогенерацией с помощью постоянных и переменных подмагничивающих полей. Выявлены условия и изучена кинетика возникновения стохастического режима движения границ.
7. Изучено влияние динамических возбуждений магнитной доменной структуры граната на его усредненные магнитные характеристики. Показано, что и преобразования структуры, и возбуждение непрерывной генерации доменов приводят к временным нестабильностям и скачкам магнитной проницаемости.
8. В текстурированной плавлением ВТСП керамике в широком диапазоне температур изучена кинетика перемагничивания и релаксация проникшего и захваченного магнитного потока. Установлено, что в

объёмном текстурированном материале, как и в тонких монокристаллических плёнках, границы между кристаллитами с углом разориентации больше 10° обладают пониженными проводящими свойствами, т.е. ведут себя как слабые связи. Определены температурные зависимости критических токов, текущих в базовой плоскости и поперек базовой плоскости. Установлено, что в области низких температур характер изменения тока описывается моделью коллективного пиннига на точечных дефектах, а при высоких температурах – пиннингом на протяженных дефектах. Обнаружено, что в отличие от анизотропии тока в монокристаллах, понижающейся с повышением температуры, анизотропия критических токов в текстурированном материале резко возрастает при повышении температуры выше 80 К. Показано, что наблюдаемый рост анизотропии связан со свойствами границ между кристаллитами, образующими текстурированные домены. Изучена релаксация внутризеренных и межзеренных критических токов. Обнаружено, что релаксация тока, протекающего поперек слабых связей, происходит в несколько раз быстрее, чем внутризеренного тока. Таким образом, было установлено, что роль слабых связей в материале не сводится только к уменьшению захвата потока и ограничению протекающего тока, но наличие слабых связей определяет диссипацию энергии в системе.

9. Изучено влияние геометрического фактора на характер релаксации магнитного потока в пластинах сверхпроводника. Установлено, что при частичном проникновении потока в толстые пластины релаксация происходит за счет ослабления экранирующего тока и на внутреннем, и на внешнем фронтах перемангничивания, что приводит к уменьшению захвата с одновременной диффузией потока вглубь образца. В тонких пластинах релаксация идет главным образом за счет уменьшения экранирующего тока на внешнем фронте потока, без его продвижения вглубь образца. Таким образом, установлено, что возможно минимизировать релаксацию захваченного потока, варьируя соответствующим образом форму образцов.
10. Изучено проникновение наклонного поля и его релаксация в пласти-

нах текстурированной керамики $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ (YBCO123), монокристаллов YBCO123 и анизотропных монокристаллов $Bi_2Sr_2CaCu_2O_8$, допированных свинцом (Bi2212:Pb). Обнаружено, что во всех типах пластин наличие плоскостного поля приводит не только к появлению анизотропии проникновения потока, пропорциональной величине плоскостного поля, но и делает релаксацию потока и экранирующих токов анизотропной: усиливает крип тока, текущего поперек плоскостного поля, и практически останавливает релаксацию тока, текущего вдоль плоскостного поля.

11. Обнаружено существование сильных 3-х мерных корреляций между панкейками, составляющими вихри в сильно анизотропном кристалле Bi2212:Pb, при $T < T_m$, и скачкообразное исчезновение этих корреляций при $T \geq T_m$. На основании выполненных теоретических оценок сделан вывод о наблюдении 3D-2D фазового перехода в вихревой системе, определяющего скачкообразное исчезновение пиннинга при $T \geq T_m$ и усиление пиннинга при $T < T_m$.
12. Исследована кинетика перемагничивания тонких монокристаллических пластин сверхпроводников 2-го рода в переменных магнитных полях. Подробно исследовано формирование вихревых динамических структур (твистеров) в качающихся магнитных полях, наблюдаемое в тонких монокристаллических пластинах YBCO123. Установлено, что вариация величины плоскостного поля, изменение амплитуды или частоты возбуждающего поля, изменение геометрических размеров образцов и форм-фактора влияют на вероятность формирования твистеров, приводят к изменению периода и регулярности структуры. На основании полученных данных сделан вывод о природе этого типа динамической самоорганизации вихрей.
13. Обнаружен новый тип самоорганизации вихревой материи – формирование макроскопических капель магнитного потока под действием переменного магнитного поля в монокристаллах Bi2212. Изучены необходимые и достаточные условия для формирования капель, определен диапазон температур, амплитуд и частот переменного поля, в кото-

ром эффект существует. Исследовано влияние температуры на размеры формирующихся капель, их устойчивость. Изучена эволюция структуры при изменении температуры. Развита модель, описывающая механизм формирования капель. Показана определяющая роль магнитостатических полей рассеяния в формировании и стабильности структуры.

14. Показано, что и формирование твистеров, и формирование макроскопических капель вихрей приводят к изменению характера релаксации в сверхпроводнике, делает релаксацию пространственно неоднородной, неравномерной во времени.

0.0.6 Апробация работы

Euro-Asian Symposium "Magnetism on a Nanoscale" (*Казань, 2007, Екатеринбург, 2010*);

1,2,3 и 4 Международная конференция "Фундаментальные проблемы сверхпроводимости" (*Звенигород 2004, 2006, 2008, 2011*);

Joint European Magnetic Symposium (*Krakow, Poland, 2010*);

14ый международный симпозиум "Нанофизика и электроника" (*Нижний Новгород, 2010*);

XXXIII и XXXIV Совецания по физике низких температур (*Екатеринбург, 2003, Сочи, 2006*);

25th international conference on Low Temperature Physics - LT25 (*Amsterdam, August 6-13, 2008*);

Workshop on Spin Momentum Transfer (*Krakow, 3-5 September 2008*);

International conference "Functional materials" (*Крым, Украина, 2005, 2007, 2009*);

7, 8 и 9 European Conferences on Applied Superconductivity (*Vienna, Austria, 2005, Brussels, Belgium, 2007, Dresden, Germany, 2009*);

American Physical Society Annual March Meeting (*Los Angeles, California, 1998, Dallas, Texas, 2011*);

International Conference on Magnetism (*Karlsruhe, Germany, 2009*);

Moscow International Symposium on Magnetism (*Москва, 2008*);

Международный междисциплинарный симпозиум "Порядок, беспорядок и свойства оксидов" (*Ростов-Дон - Лоо, ODPO-8, 2005, ODPO-9, 2006 г., ODPO-11, 2008*);

Международный междисциплинарный симпозиум "Среды со структурным и магнитным упорядочиванием" (*Ростов на Дону - Лоо, Multiferroic-1, 2007, Multiferroic-2, 2009*);

International Scientific Workshop Oxide Materials for Electronic Engineering - fabrication, properties and application - OMEE-2009 (*Lviv, Ukraine, 2009*);

2nd and 3rd International conferences on physics of magnetic materials (*Warsaw, Poland, 1984, 1986*);

8th International Conference on Materials and Mechanisms of Superconductivity - High Temperature Superconductors - M2S-HTSC VIII (*Dresden, Germany, 2006*);

6-ой международный семинар "Нелинейные процессы и проблемы самоорганизации в современном материаловедении" (*Астрахань, 2006*);

Школа по прикладной сверхпроводимости (*Протвино, 2001,2002,2003*);

International Conference on Magnetism - ICM'2003 (*Rome, Italy, 2003*);

NATO Advanced Research Workshop on Magneto-Optical Imaging (*Øystese, Norway, 2003*);

International workshop in processing and applications of superconducting (RE)BCO large grain materials - PASREG (*Jena, Germany, 2003*);

Конференция по Электронной микроскопии (*Черноголовка, 2002*);

15th International Symposium on Superconductivity -ISS (*Yokohama, Japan, 2002*);

Conference on Applied Superconductivity - ASC 2000 (*Virginia Beach, USA, 2000*);

International symposium on magnetooptics (*Kharkov, Ukraine, 1991*);

Всесоюзный семинар по магнитомикроэлектронике (*Алушта, Украина, 1991*);

12,15,16,17,19 Всесоюзная конференция по физики магнитных явлений (*Баку, 1975; Пермь, 1981, Тула, 1983 Донецк, 1985; Ташкент, 1991*);

8,9,10,12,13 школа-семинар "Новые магнитные материалы для микроэлектроники" (*Донецк, 1982; Саранск, 1984; Рига, 1986; Новгород, 1990*);

Астрахань, 1992);

0.0.7 Личный вклад автора

В проведенных исследованиях автору принадлежит решающий вклад в постановке задачи, разработке методики экспериментов, проведении экспериментов, обработке и интерпретации полученных результатов. Расчёт совместно продуманных моделей, описывающих роль магнитного последствия в эффекте увеличения подвижности доменных границ в плёнках феррограната и объясняющих изменение свойств поликристаллических плёнок $\text{Co}_x\text{Ni}_{100-x}$ при изменении концентрации Co, проведён А.Ф. Халиковым. Расчёт, объясняющий потенциальную возможность формирования макроскопических вихревых капель на линейных дефектах в монокристаллах BSCCO , после совместного обсуждения концепции и постановки задачи, выполнен А.Л. Рахмановым.

0.0.8 Структура и краткое содержание диссертации

Диссертация состоит из введения, 3-х глав, заключения и списка литературы (502 ссылки).

В **главе 1** рассмотрены методические вопросы исследования. Описаны применявшиеся в работе методы наблюдения магнитной доменной структуры прозрачных магнетиков и определения локального и макроскопического отклика магнетиков на внешнее воздействие. В частности, рассмотрен предложенный автором метод определения направления движения границ и определения подвижности доменных границ. Далее, описаны методы визуализации тонкой структуры доменных границ в прозрачных магнетиках с плоскостной и перпендикулярной анизотропией, в том числе подробно рассмотрен предложенный и использованный в работе метод анизотропного темнопольного наблюдения блоховских линий. Проанализированы особенности магнитооптической визуализации магнитных структур в непрозрачных материалах с помощью плёнок иттрий-железистого граната (МОИГ): обсуждены вопросы трактовки наблюдаемых изображений и возможности извлечения количественных характеристик локальных и макроскопических, квазистатических и динамических процессов перемаг-

ничивания магнетиков и сверхпроводников. В конце главы описаны вспомогательные методы исследования, применённые в работе, в частности, предложенный автором метод разделения внутризеренных и межзеренных токов в объёмных сверхпроводниках.

Глава 2 посвящена экспериментальному исследованию кинетики перемагничивания ферромагнетиков. В первом разделе главы обсуждаются литературные данные и формулируется задача исследования. Во втором и третьем разделах главы 2 приводятся экспериментальные данные, полученные автором при исследовании процессов перемагничивания объёмных материалов и тонких плёнок. Во втором разделе рассмотрены возбуждения движения блоховских линий под действием магнитных полей различных ориентаций и влияние движения блоховских линий на кинетику перемагничивания монокристаллических пластин и плёнок феррогранатов, которые, благодаря высокому качеству материала, можно считать модельными ферромагнетиками. Изучена кинетика перемагничивания монокристаллических плёнок манганита лантана, в которых дефекты на интерфейсе плёнка-подложка диктуют специфику процесса перемагничивания. Исследовано влияние обменного взаимодействия на кинетику перемагничивания ансамбля обменно-связанных зёрен и обменно-связанных слоёв. В третьем разделе рассмотрены нелинейные возбуждения магнитной доменной структуры под действием магнитных полей различной ориентации: динамические изменения периода доменной структуры, автоколебательные моды движения доменных границ, качественные резонансные и нерезонансные преобразования структуры. Показано влияние нелинейных возбуждений доменной структуры на макроскопические характеристики материала. В конце главы суммируются выводы всех разделов главы 2.

В **главе 3** исследуется проникновение магнитного потока в высокотемпературные сверхпроводники второго рода при намагничивании постоянным магнитным полем и при возбуждении переменным магнитным полем, а также изучается последующая релаксация распределения потока. В первом разделе обсуждаются литературные данные, обсуждается общность динамических явлений в сверхпроводниках и магнетиках и ставится задача исследования. Во втором разделе экспериментально исследуются

квазиравновесные конфигурации магнитного потока в тонких пластинах и объемных материалах, рассматривается релаксация потока и его связь с конфигурацией потока, с природой пиннинга, с анизотропией свойств материала. В третьем разделе исследуются неравновесные вихревые конфигурации магнитного потока и их влияние на релаксацию. В конце главы на основании полученных результатов делается заключение о природе и роли нелинейных возбуждений в сверхпроводниках.

В **заключении** обобщаются полученные результаты

0.0.9 Список публикаций основных результатов диссертационной работы

1. Динамические магнитные структуры в сверхпроводниках и ферромагнетиках. Л.С. Успенская, А.Л. Рахманов. *УФН* **155** в.5 (2012);
2. Macroscopic vortex droplets in $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$ crystal pumped by AC magnetic field. L.S. Uspenskaya, A.L. Rakhmanov. *Phys. Rev. Lett.* **100** 137002 (2008);
3. Self-organized structure of vortex droplets in $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$ single crystals induced by ac magnetic field. L.S. Uspenskaya, A.L. Rakhmanov. *Phys. Rev. B* **79** 144524 (2009);
4. Strong three-dimensional correlations in the vortex system for $(\text{Bi}_{0.7}\text{Pb}_{0.3})_{2.2}\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$. L.S. Uspenskaya, A.B. Kulakov, A.L. Rakhmanov. *Phys. Rev. B* **68** 104506 (2003); arXiv:cond-mat/0303103 v1, (2003);
5. Inter- and intra-grain currents in bulk melt-grown YBaCuO rings. A.B. Surzhenko, M. Zeisberger, T. Habisreuther, W. Gawalek, L.S. Uspenskaya. *Phys. Rev. B* **68** 64504 (2003); arXiv:cond-mat/0212533 v1, (2002);
6. Change of the magnetization reversal mechanism of polycrystalline Ni-Co thin films. A. Khapikov, L. Uspenskaya, J. Ebothe, S. Vilain. *Phys. Rev. B* **57** 14990 (1998);

7. Magneto-optical Study of Melt Processed YBaCuO. L. Uspenskaya, V. Vlasko-Vlasov, V. Nikitenko, T. Johanson. *Phys. Rev. B* **56** 11979 (1997);
8. Magnetic Domains and Twin Structure of the $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ single crystal. A. Khapikov, L. Uspenskaya, I. Bdikin, Ya. Mukovskii, S. Karabashev, D. Shulyaev, A. Arsenov. *Appl. Phys. Lett.* **77** 2376 (2000);
9. Transformations of head-to-head domain walls in (La,Sr)MnO₃ thin films. L. S. Uspenskaya, O. A. Tikhomirov, T. Nurgaliev. *Journ. Appl. Phys.* **109**, 113901 (2011).
10. Фазовый переход в системе вихрей монокристалла Bi₂Ti₂O₇:Pb. Л.С. Успенская, А.Б. Кулаков, А.Л. Рахманов. *Письма ЖЭТФ* **76** 214 (2002);
11. Прямое исследование влияния динамического изменения структуры блоховской стенки на ее подвижность. Л.М. Дедух, В.И. Никитенко, А.А. Полянский, Л.С. Успенская. *Письма ЖЭТФ* **26** 452 (1977).
12. Изучение движения вертикальных блоховских линий методом магнитооптической дифракции. В.К. Власко-Власов, Л.С. Успенская. *ЖЭТФ* **101** 944 (1992);
13. Автоколебательный режим генерации доменных границ в ферромагнетике. В.К. Власко-Власов, Л.С. Успенская. *ЖЭТФ* **91** 1483 (1986);
14. Динамические преобразования доменной структуры ферромагнетика в переменных магнитных полях. В.К. Власко-Власов, Л.С. Успенская. *ЖЭТФ* **90** 1755 (1986);
15. Асимметричная кинетика перемагничивания тонких обменно-связанных пленок ферромагнетика. Л.С. Успенская. *ФТТ* **52** 2131 (2010);
16. Влияние тонкой структуры доменных границ на их стабилизацию, определяемую эффектами магнитного последдействия. В.К. Власко-Власов, Л.С. Успенская, А.Ф. Хапиков. *ФТТ* **36** 2253 (1994);

17. Динамические изменения периода доменной структуры в пластинках иттриевого феррограната. В.К. Власко-Власов, Л.М. Дедух, В.И. Никитенко, Л.С. Успенская. *ФТТ* **24** 1255 (1982);
18. Динамическая резонансная перестройка доменной структуры иттриевого феррограната в переменном магнитном поле. В.К. Власко-Власов, Л.М. Дедух, В.И. Никитенко, Л.С. Успенская. *Письма ЖТФ* **8** 146 (1982);
19. Formation of superconducting junctions in MT-YBCO. T.A. Prikhna, W. Gawalek, N.V. Novikov, V.E. Moshchil, V.B. Sverdun, N.V. Sergienko, A.B. Surzhenko, L.S. Uspenskaya, R. Viznichenko, A.A. Kordyuk, D. Litzkendorf, T. Habisreuther, S. Krachunovska, V. Vlasenko. *Supercond. Sci. Technol.* **18** S153-S157 (2005);
20. Magnetization reversal of thin $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ manganite films grown on LaAlO_3 . L.S. Uspenskaya, T. Nurgaliev, S. Miteva. *J. Phys. D* **42** 185006 (2009);
21. Twisting waves in bulk YBCO. L.S. Uspenskaya, D.N. Kontuganov. *Physica C* **460-462** 1288 (2007);
22. Peculiarity of magnetization relaxation in finite size superconductors (I). L.S. Uspenskaya, K.S. Korolev, P.N. Yarykin. *Physica C* **423** 181 (2005);
23. Anisotropic flux creep in Bi2212:Pb single crystal in crossed magnetic fields. L.S. Uspenskaya, A.B. Kulakov, A.L. Rakhmanov. *Physica C* **402** 136 (2004); arXiv:cond-mat/0309451 v1, 2003;
24. Effect of mesoscopic inhomogeneities on the critical current of bulk melt-textured YBaCuO. L.S. Uspenskaya et al., *Physica C* **390/2** 127 (2003); arXiv:cond-mat/0303296, (2003);
25. Superconducting joining of MT-YBCO. T.A. Prikhna, W. Gawalek, V.E. Moshchil, L.S. Uspenskaya, R. Viznichenko, N.V. Sergienko, A.A. Kordyuk, V.B. Sverdun, A.B. Surzhenko, D. Litzkendorf, T. Habisreuther, A.V. Vlasenko. *Physica C* **392-396** 432 (2003);

26. Magneto-optic diffraction study of the Bloch line behaviour in bubble films. V.K. Vlasko-Vlasov, L.S. Uspenskaia. *ФНТ* **18** S365 (1992);
27. Дифракционное изображение тонкой структуры доменных границ в одноосной магнитной пленке. В.К. Власко-Власов, Л.С. Успенская. *Кристаллография* **35** 1261 (1990);
28. Crossover in magnetization behavior of Bi2212:Pb single crystal. L.S. Uspenskaya, A.B. Kulakov, A.L. Rakhmanov. *Journ. Magn. Magn. Mat.* **272-276** E1089 (2004);
29. Diffusion-damped Bloch lines motion and their influence on the domain wall relaxation. A. Khapikov, L. Uspenskaia, V. Vlasko-Vlasov. *Journ. Magn. Magn. Mat.* **140-144** 1865 (1995);
30. Dynamic behavior of domain structure in a magnetodielectric under ac-field. V.K. Vlasko-Vlasov, L.S. Uspenskaia. *Journ. Magn. Magn. Mat.* **44** 269 (1984);
31. Direct experimental observation of a localized wave of magnetization in a ferrimagnetic. V.K. Vlasko-Vlasov, L.S. Uspenskaia. *Phys. Stat. Sol.(b)* **120** K1 (1983);
32. Dynamic changes of the domain structure period in magnetic dielectric. V.K. Vlasko-Vlasov, L.S. Uspenskaia. *Phys. Stat. Sol.(a)* **75** K125 (1983);
33. Dynamic Resonant Domain Structure in YIG Single Crystals. V.K. Vlasko-Vlasov, L.M. Dedukh, V.I. Nikitenko, L.S. Uspenskaia. *Phys. Stat. Sol.(a)* **67** K107 (1981);
34. Temperature dependence of magnetization reversal of thin manganite film. L.S. Uspenskaya, T. Nurgaliev, S. Miteva. *Acta Phys. Pol. A* **117** No.1 207 (2010);
35. Generation of domain walls in ferrimagnetic. V.K. Vlasko-Vlasov, L.M. Dedukh, V.I. Nikitenko, L.S. Uspenskaia. *Acta Phys. Pol. A* **68** 53 (1985);

36. Асимметричная динамика доменных границ в тонких обменно-связанных пленках ферромагнетика. Л.С. Успенская. *Известия РАН, сер. физич.* **74** 744 (2010);
37. Особенности релаксации знакопеременного потока в пластинах YBCO. Л.С. Успенская, Д.Н. Контуганов, А.Б. Кулаков. *Известия РАН, сер. физ.* **71** 1171 (2007);
38. Кинетика перемагничивания тонкой пленки манганита $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$. Л.С. Успенская, И.В. Курбатова, Т. Нургалиев, С. Митева. *Известия РАН, сер. физич.* **73** 1172 (2009);
39. Особенности перемагничивания гетероструктур LSMO/YBCO. Л.С. Успенская, Т. Нургалиев, Б. Благов, Т. Дончев, С. Митева. *Известия РАН, сер. физич.* **72** 572 (2008);
40. On the possibility of operation with 180-degree domain walls lattice using ac-fields. V.K. Vlasko-Vlasov, V.I. Nikitenko, O.A. Tikhomirov, L.S. Uspenskaia. *IEEE Trans. on Magn.* **23** 168 (1987);
41. Peculiarity of magnetization relaxation in finite size superconductors (II). L. Uspenskaya, K. Korolev, D. Kontuganov. *J.Phys: Conf.Ser.* **43** 599 (2006);
42. YBCO and LSMO nano-films and sandwiches prepared by magnetron sputtering. T. Nurgaliev, E. Mateev, B. Blagoev, S. Miteva, L. Neshkov, V. Strbik, L.S. Uspenskaya, S. Benacka, S. Chromik, I. Nedkov. *J.Phys.: Conf.Ser.* **234** 012029 (2010);
43. Finite size effects on magnetic flux penetration into YBCO/LSMO hybrids. L.S. Uspenskaya, T. Nurgaliev, S. Miteva. *J.Phys.: Conf.Ser.* **234** 012046 (2010);
44. Magnetron sputtering of polycrystalline LSMO/YBCO structures on sapphire substrates. B. Blagoev, E. Mateev, V. Strbik, T. Nurgaliev, L.S. Uspenskaya. *J.Phys: Conf.Ser.* **223** 012015 (2010);
45. Domain wall dynamics in ultra thin manganite film. L. Uspenskaya, T. Nurgaliev, S. Miteva. *J.Phys: Conf. Ser.* **200** 042025 (2010);

46. Visualization of magnetic structures in superconductors and magnetic materials using magneto-optical garnet films. M.V. Indenbom, L.S. Uspenskaya, C.J. van der Beek, M. Konczykowski. *Trans. Magn. Soc. Japan* **2** No.4 244-247 (2002);
47. Релаксация критического состояния в сверхпроводниках второго рода. Л.С. Успенская. *Сверхпроводимость: исследования и разработки (Superconductivity: research and development)* **12** 59 (2006);
48. Strong 3D Correlations in the Vortex System of Bi2212:Pb? L.S. Uspenskaya, A.B. Kulakov, A.L. Rakhmanov. *Nato Science Series II* **142** 103 (2004); Kluwer publisher;

Глава 1. Экспериментальные методы

В настоящей главе описаны основные методы исследования магнитных структур в сверхпроводниках и магнетиках, а также применявшиеся в данной работе магнитооптические методы наблюдения магнитной структуры и их развитие. Кроме того, перечислены использовавшиеся в данной работе методы измерения макроскопического отклика образцов на внешнее магнитное поле.

1.1 Магнитооптические методы

Среди многочисленных методов наблюдения магнитных структур: декорирование ферромагнитными жидкостями [16, 17], высокоразрешающее декорирование [18–20], электронная микроскопия [21–32], рентгеновская и нейтронная дифракция [33–38], магнитосиловая микроскопия [39–43] – магнитооптические методы [44–53] занимают особое место, поскольку они дают однозначную интерпретацию наблюдаемых картин распределения магнитной индукции и позволяют изучать как статические, так и динамические структуры, хотя и с небольшим пространственным разрешением, всего лишь порядка длины волны света λ , [54, 55], но с хорошим временным разрешением, до ~ 10 нсек [56, 57]. В данной работе наблюдение магнитной доменной структуры ферромагнетиков и вихревых структур сверхпроводников производилось на основе магнито-оптических эффектов Фарадея, Коттона-Мугтона и их модификаций.

1.1.1 Наблюдение магнитной доменной структуры прозрачных магнетиков и определение макроскопического отклика магнетиков на внешнее воздействие

В 1958 году J.F. Dillon [48] показал, что существует удобная возможность наблюдать магнитную доменную структуру пластинок ферритов-гранатов в проходящем поляризованном видимом свете, если толщина пластинок не

превосходит 80 мкм. При этом в доменах с вектором спонтанной намагни-

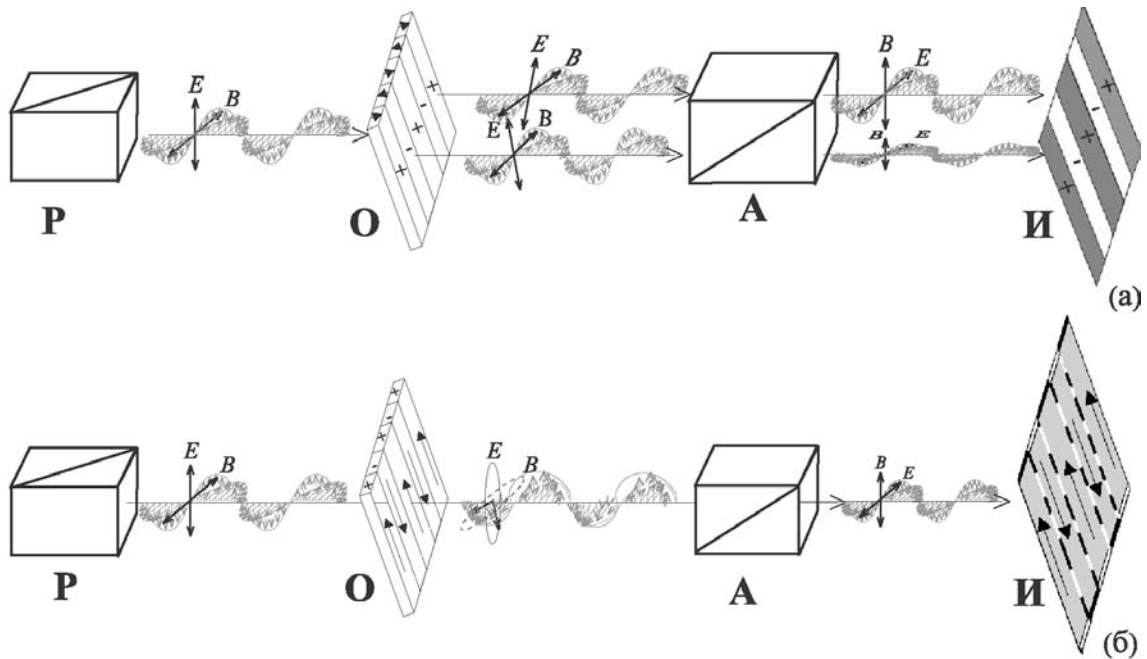


Рис. 1.1: Схемы наблюдения магнитной доменной структуры в пластинках $Y_3Fe_5O_{12}$ (ИЖГ): (а) – с перпендикулярной анизотропией, (б) – с плоскостной анизотропией. Обозначения: **Р**, **А** - поляризатор и анализатор, **О** - образец, **И** - изображение; **Е/В** схематически показывают поляризацию электромагнитной волны; стрелки на изображениях образцов показывают направление векторов спонтанной намагниченности.

ченности, имеющим компоненту параллельную оптической оси, рис.1.1(а), происходит вращение плоскости поляризации света на угол, пропорциональный величине этой компоненты, а в доменах с намагниченностью, ориентированной в плоскости наблюдения, рис.1.1(б), имеет место двупреломление и проходящий линейно поляризованный свет становится эллиптически поляризованным, причем степень эллиптичности зависит и от величины намагниченности в доменах, и от угла между плоскостью поляризации света и намагниченностью. Наблюдение магнитной доменной структуры производится, как правило, в поляризационно-оптическом микроскопе в почти скрещенных поляризаторе и анализаторе. При этом домены с перпендикулярной компонентой намагниченности (фарадеевские домены) выявляются как яркие контрастные „черно-белые“ полосы с невидимыми границами, а домены с плоскостной намагниченностью (коттоновские домены) дают слабое просветление, но разделяющие их доменные границы

четко видны и, более того, четко видны сегменты границ с противоположной закруткой вектора намагниченности, разделенные линиями Блоха [58], рис.1.2.

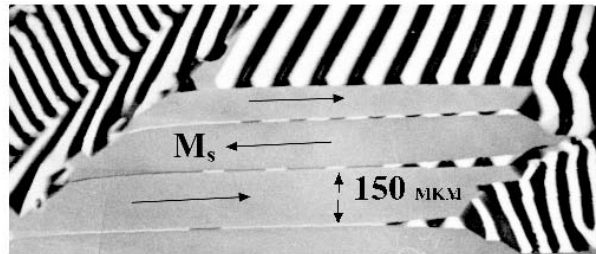


Рис. 1.2: Доменная структура пластинки ИЖГ, вырезанной вдоль [112] плоскости и схема, поясняющая направления векторов спонтанной намагниченности в доменах.

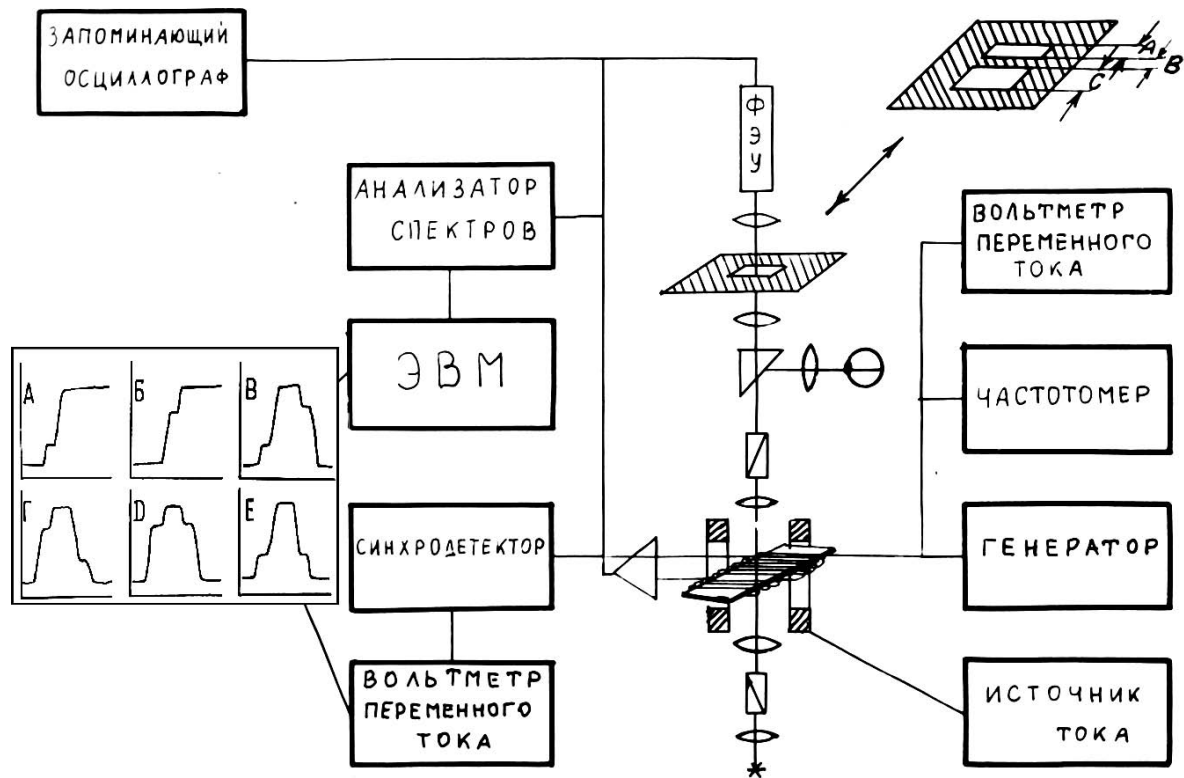


Рис. 1.3: Схема экспериментальной установки и форма магнитооптического сигнала, отвечающего поступательному движению одной доменной границы через фотометрируемую область, выделенную двойной диафрагмой (А - со стороны узкой диафрагмы к широкой, Б - со стороны широкой диафрагмы к узкой), однонаправленному смещению границы (В - со стороны узкой диафрагмы к широкой, Г - со стороны широкой диафрагмы к узкой), колебательному движению границы (Д - от широкой к узкой и от узкой к широкой, Е - от узкой к широкой и от широкой к узкой).

Большая контрастность изображения фарадеевских доменов дает возможность измерять амплитуду колебания разделяющих их доменных границ, измеряя яркость выделенного диафрагмой участка образца или всего образца, рис.1.3, что, вообще говоря, невозможно для коттоновских доменов. Поэтому автором данной работы было предложено наклонять образцы с полосовой коттоновской доменной структурой на угол $\lesssim 5^\circ$, что давало необходимый контраст между соседними 180-градусными доменами и позволяло производить фотометрирование выделенных участков изображения с достаточно высоким отношением сигнал/шум, но в то же время оставляло поверхность образца в фокальной плоскости объектива, т.е. сохранялась возможность одновременных визуальных наблюдений доменной структуры [59].

Из анализа формы сигнала (изменения от времени яркости участка изображения, вырезанного двойной прямоугольной диафрагмой с неравными по ширине окнами) удавалось разделить колебательное и поступательное движения границ, по времени прохождения границей выделенной области можно было определять скорость движения границы, и, зная скорость движения границ при их непрерывном поступательном движении (дрейфе), можно было определять расстояние между последовательно смещающимися границами (определять период динамической доменной структуры) [60, 61], рис.1.3 (вставка слева). Движение же сегментов доменных границ удается регистрировать, фотометрируя выделенную область доменной границы без специальных ухищрений ввиду большого контраста между соседними сегментами границ.

1.1.2 Визуализация тонкой структуры доменных границ

Как уже говорилось, структура доменных границ, разделяющих коттоновские домены, видна при наблюдении в проходящем поляризованном свете очень четко в отличие от структуры границ между фарадеевскими доменами, которая не видна по нескольким причинам. Во-первых, ширина доменных границ меньше или порядка длины волны света; во-вторых, яркость изображения доменов, видимых за счет эффекта Фарадея, намного превышает яркость доменных границ, в которых вектор намагниченности,

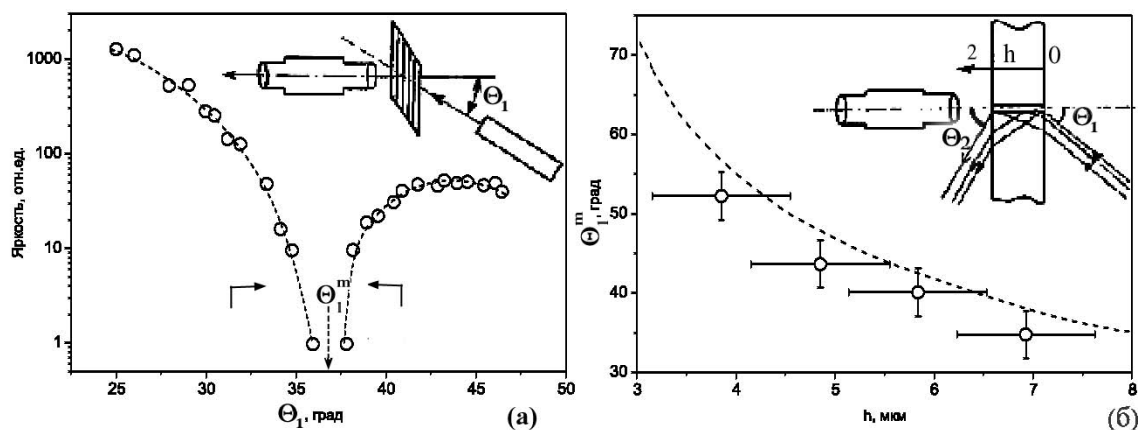


Рис. 1.4: Темнопольное наблюдение структуры: (а) – зависимость интенсивности изображения доменной границы от угла падения света на образец Θ_1 , сплошные стрелки ограничивают область углов, при которых достигается оптимальный контраст изображения блоховских линий для данного образца, пунктирная стрелка отмечает угол полного погасания изображения $\Theta_1 = \Theta_1^m$ (на вставке к рисунку - схема темнопольного наблюдения доменной структуры); (б) – экспериментальная (кружки) и расчетная (пунктирная линия) зависимости угла погасания изображения доменных границ Θ_1^m от толщины образца h (на вставке к рисунку - схема, поясняющая расчет интенсивности прошедшего через образец света).

будь то граница неелевского или блоховского типа, разворачивается через направление в плоскости образца, т.е. большая часть границы должна быть видима за счет двупреломления света, что в принципе даёт заметно меньшую яркость изображения при наблюдении в прямом проходящем свете, чем яркость прилегающих фарадеевских доменов. Автор данной работы, используя идеи [62–64], предложил и реализовал простой и удобный способ наблюдения блоховских линий в пленках с перпендикулярной анизотропией с помощью модифицированной темнопольной методики [65].

Как и в [63, 64], в данной работе использовалось темнопольное освещение. В [63] такое освещение создавалось в лазерном микроскопе с помощью специального дорогостоящего объектива со встроенной асимметричной диафрагмой, а в [64] – с помощью призмы, помещенной непосредственно на изучаемый образец, которая, к сожалению, создавала определенные неудобства для работы, поскольку исследуемая доменная граница должна была быть локализована в определенном месте под призмой и сориентирована параллельно оси симметрии призмы (а ведь доменные границы могут изменять свою ориентацию при возбуждении переменным магнитным полем!), объектив должен был быть длиннофокусным, но в то же время

иметь линзы достаточно большого диаметра, чтобы пропускать расщепленный луч света, а намагничивающие катушки вынужденно становились удаленными от образца, чтобы и призма и объектив помещались внутри них.

В предложенном в данной работе способе для осуществления анизотропного темнопольного освещения использовалось поворотное устройство, позволяющее наклонять лазерный луч к оптической оси микроскопа. Образцы (пленки с перпендикулярной анизотропией) располагались на поворотном столике микроскопа, перпендикулярном к оптической оси и, таким образом, ориентацию границ относительно плоскости падения света можно было изменять, просто поворачивая столик микроскопа. Поляризатор микроскопа (анализатор) ставился в скрещенное положение к поляризации падающей световой волны. Наблюдения производились при таком угле падения света, когда основной пучок проходящего света выводился за пределы апертуры объектива, вставка на рис.1.4(а). При этом изображение доменов становилось темным, а доменные границы выявлялись как яркие тонкие линии, если они были сориентированы перпендикулярно к плоскости падения света, и яркость изображения быстро уменьшалась при отклонении границ от этого направления. Изменения яркости особенно заметны на из-

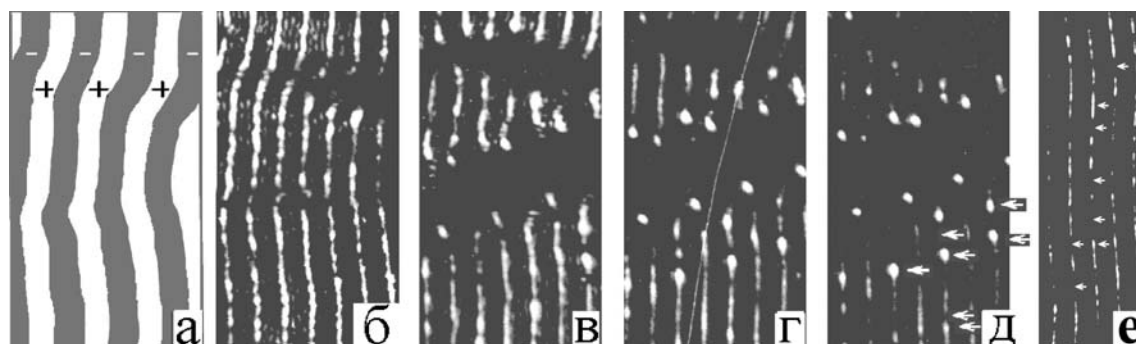


Рис. 1.5: Схематическое изображение доменной структуры с доменами чередующейся полярности (намагниченность перпендикулярно поверхности и направлена вверх и вниз, соответственно) и темнопольное изображение такой структуры при падении света под углами $\Theta_1 = 25^\circ, 28^\circ, 32^\circ, 35^\circ$, а также более общий вид доменной структуры того же образца при $\Theta_1 = 35^\circ$ (белыми стрелками отмечено положение некоторых блоховских линий или кластеров линий).

гибах границ, рис.1.5(б-д), поэтому для наблюдения блоховских линий либо выбирались образцы с полосовой доменной структурой, либо доменные

границы спрямлялись с помощью постоянного поля, приложенного в плоскости пленки, рис.1.5(е). Особенности структуры границ выявлялись при таком способе наблюдения в виде локальных ослаблений или усиления яркости изображения спрямленных границ, рис.1.5. Контраст изображения неоднородностей сильно зависел от угла падения света и был оптимален в сравнительно узкой области углов падения света, $\Delta\Theta \approx 5^\circ$, вблизи области полного погасания изображения границ Θ_1^m , рис.1.4(а) и рис.1.5. В исследованных образцах, отличавшихся толщиной, периодом доменной структуры и магнитооптическими постоянными, Θ_1^m изменялся от 30° до 70° .

Зависимость средней интенсивности темнопольного изображения границ от угла падения света напоминает дифракцию света на узкой щели с $d < \lambda$. Известно, что свет эффективно рассеивается на доменных границах [62, 66]. Расчёт амплитуды дифрагированной волны как суперпозиции вторичных волн от всех точек границы по толщине пленки с учётом задержки фазы и изменения углов, вставка к рис.1.4(б), производился в соответствии с законом Снеллиуса [67] по формуле:

$$A = A_0 \int_0^h \cos[\alpha_1(z, \Theta_1) + \alpha_2(z, \Theta_2)] dz, \quad (1.1)$$

где α_1 - набег фазы луча, пришедшего в точку z из пучка, падающего на образец толщиной h под углом Θ_1 , α_2 - набег фазы луча, рассеянного из точки z и вышедшего под углом Θ_2 , A_0 - постоянная, $\alpha_i = (-1)^i [z \operatorname{tg} \Theta_i'' \sin \Theta_i - nz / \cos \Theta_i'']$, где $\sin \Theta_i'' = \sin \Theta_i / n$ (n - показатель преломления света в образце). В результате получаем:

$$A = A_0 \frac{\sin \left[(kh/2) \left(\sqrt{n^2 - \sin^2 \Theta_1} - \sqrt{n^2 - \sin^2 \Theta_2} \right) \right]}{k \left(\sqrt{n^2 - \sin^2 \Theta_1} - \sqrt{n^2 - \sin^2 \Theta_2} \right)}. \quad (1.2)$$

При наблюдении по нормали к образцу ($\Theta_2 = 0$) минимум яркости изображения границ будет достигаться при $\sin^2 \Theta_1^m \simeq 2n\lambda/h$, т.е. при $\Theta_1 = \Theta_1^m$. Если принять во внимание точность определения показателя преломления образца n по погасанию отражения света от всего образца при падении света под углом Брюстера и точность определения толщины h образца,

то экспериментальные данные, полученные при последовательном утонении образца с шагом около 1 мкм, вполне удовлетворительно подтверждают полученное соотношение, рис.1.4(б). Таким образом, именно дифракция света от всех точек каждой из доменной границ является определяющей для формирования темнопольного контраста и создает оптимальные условия для наблюдения тонкой структуры границ. Наблюдаемые неоднородности отличаются по интенсивности, и их удается смещать приложением постоянного или переменного поля, приложенного в плоскости границ, рис.1.6(б,в). Более того, темные и светлые особенности смещаются навстречу друг другу или удаляются друг от друга в соответствии с направлением приложенного поля, расширяя и сужая соответствующие сегменты доменных границ, рис.1.6(в), что позволяет их отождествлять с блоховскими линиями или кластерами линий. Кроме того, их контраст удается обращать приложением поля в плоскости. Но контраст изображения линий есть не

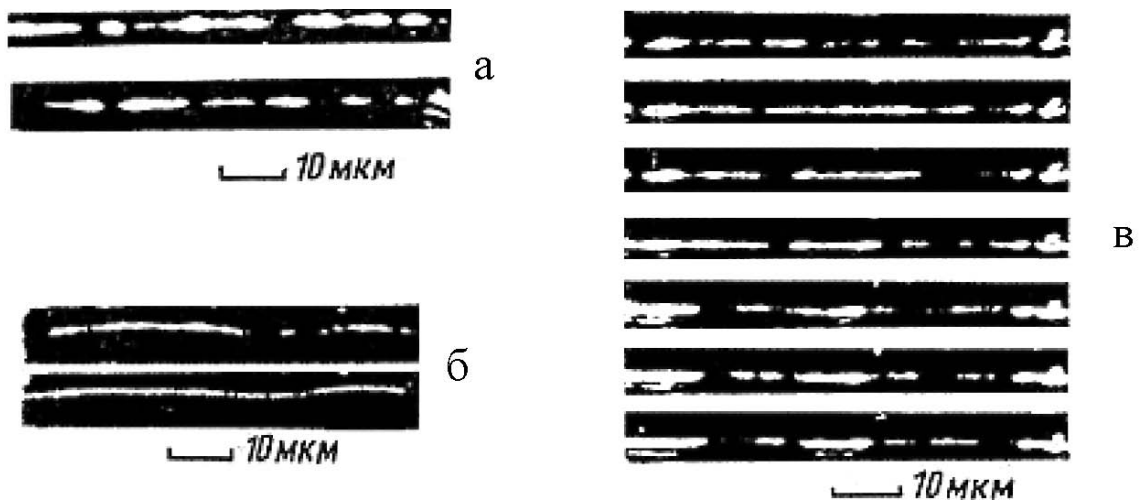


Рис. 1.6: Изменение изображения структуры доменной границы при (а) - изменении угла падения света на $\pm 2^\circ$ в окрестности угла Θ_1^m (инверсия контраста), (б) - при возбуждении переменным полем 4 Э / 25 Гц и 18 Э / 5 МГц (изображение линий на статическом изображении размывается, поскольку они приходят в движение), (в) - при последовательном увеличении плоскостного поля, направленного вдоль доменной границы от 0 до 3 кЭ (линии смещаются и образуются кластеры). Поле анизотропии образца $H_k = 5$ кЭ, спонтанная намагниченность $4\pi M_s = 150$ Э.

только следствие дифракции света на доменных границах, но и следствие дифракции света на самих блоховских линиях: при изменении угла падения света от $\Theta_i + \Delta\Theta_i$ к $\Theta_i - \Delta\Theta_i$ контраст изображения линий изменяется

на противоположный, рис.1.6(а). Это наблюдение противоречит утверждениям работ [63, 64], где наблюдаемый контраст связывали только с изгибом доменных границ в области локализации блоховских линий и дифракцией света на изогнутой границе. Наблюдаемое в эксперименте изменение контраста легко понять, если принять во внимание сложную дифракционную природу контраста: фаза дифрагировавшей на доменной границе волны изменяется на π при переходе через Θ_i , а фаза дифрагирующей на блоховской линии волны при этом если и изменяется, то незначительно, поэтому сумма этих двух волн должна приводить к инверсии контраста, что и наблюдается в эксперименте, рис.1.6(а).

Предложенный и обоснованный выше метод наблюдения блоховских линий в пленках прозрачных магнитных диэлектриков с перпендикулярной анизотропией был успешно использован при исследовании поведения линий, возбуждаемых постоянным и переменными магнитными полями, [65, 68, 69], а также при изучении влияния движения блоховских линий на подвижность доменных границ [70, 71].

1.1.3 Визуализация распределения магнитного потока в непрозрачных материалах

Идея использовать тонкие пленки магнитоактивных веществ („индикаторов“ поля) для воспроизведения в реальном времени картин распределения магнитной индукции в непрозрачных материалах восходит к экспериментам 60-х годов [47, 72], когда пленки парамагнитных солей Ce^{3+} , имеющие большую константу Верде ($\sim 0.5^\circ/\text{мм} / 100 \text{ Э}$), наносились на изучаемые образцы, и в отраженном поляризованном свете при скрещенных поляризаторе и анализаторе наблюдалось изображение, соответствующее распределению перпендикулярной компоненты индукции $B_z(x, y)$ вблизи поверхности исследуемого образца, рис.1.7. В полях до 1000 Э вращение плоскости поляризации света этих пленок было практически пропорционально $B_z(x, y)$, но пространственное разрешение не превосходило ~ 0.2 мм. Преимущество данного способа визуализации перед методами декорирования, использовавшимися до тех пор – возможность наблюдения динамических изменений распределения индукции в изучаемых образцах, в частности,

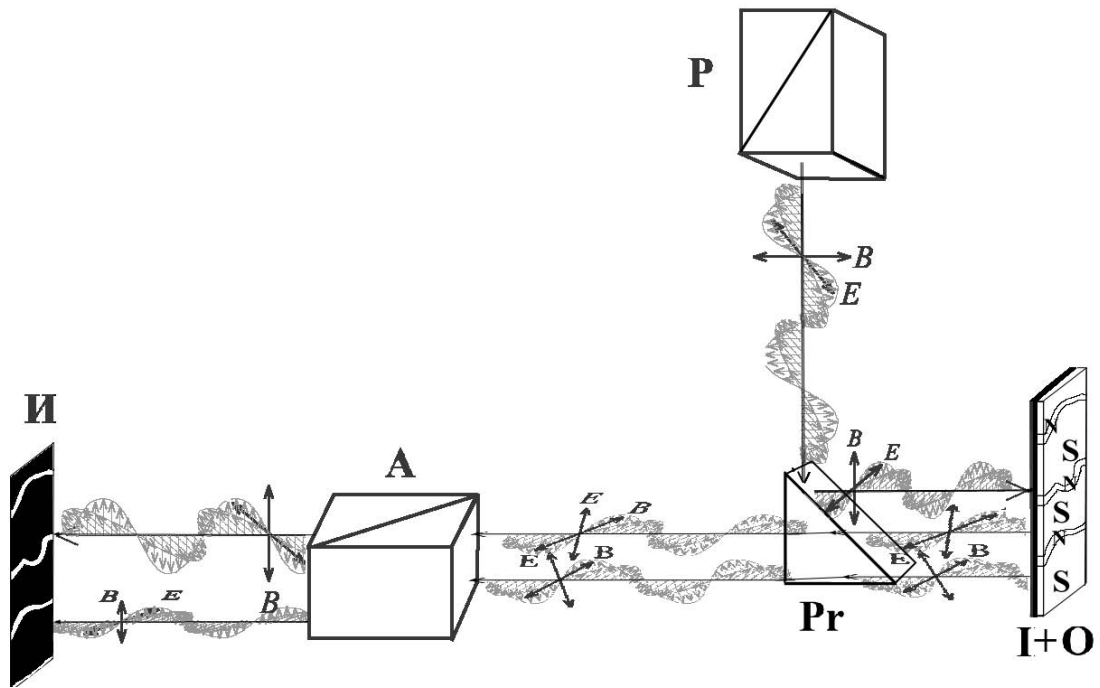


Рис. 1.7: Схема наблюдения магнитной доменной структуры в методе МОИ: **P**, **A** - поляризатор и анализатор, **Pr** - полупрозрачная призма, **I+O** - образец с нанесенным на него индикатором, **S** и **N** - сверхпроводящая и нормальная фазы в образце, **И** - изображение; **E/B** схематически показывают поляризацию электромагнитной волны.

проникновения магнитного потока в сверхпроводники в реальном времени.

Несколько позже удалось найти пленки нового типа, EuF_2/EuS , которые можно было напылять на исследуемые образцы, и которые имели даже большую константу Верде, но только при температурах $T < 26 \text{ K}$ [54, 73]. Таким образом, было достигнуто пространственное разрешение порядка длины волны света λ , временное разрешение до 10 нсек, но МОИ (визуализация с помощью напыленных магнитооптических индикаторов) можно было применять лишь для исследования низкотемпературных процессов перемагничивания, т.е. реально область применимости метода была ограничена низкотемпературными сверхпроводниками.

И наконец, напыленная индикаторная пленка была заменена на накладываемую на образец пленку прозрачного ферромагнетика иттрий-железистого граната, ИЖГ, либо с перпендикулярной анизотропией и, соответственно, с субмикронной лабиринтной доменной структурой, либо с плоскостной анизотропией и широкими доменами с плоскостной намагни-

ченностью [74–77]. Пленки ИЖГ, как известно, обладают рекордно низким затуханием, поэтому скорость их отклика на изменение внешнего поля достигает наносекунд, т.е. они заведомо позволяют вести наблюдения в реальном времени. Предельное пространственное разрешение при использовании пленок ИЖГ с плоскостной анизотропией порядка λ при условии хорошего прилегания пленки к исследуемому объекту. Диапазон рабочих температур – от гелиевых до 350 – 400 К, причем в широком диапазоне температур их чувствительность слабо зависит от температуры. При этом чувствительность пленок настолько высока, что с их помощью удалось наблюдать отдельные вихри в сверхпроводниках [78] и доменные границы в ультратонких магнитных пленках [79], поэтому этот метод нашёл широкое применение при исследовании магнитных свойств магнетиков и высокотемпературных проводников [80, 81].

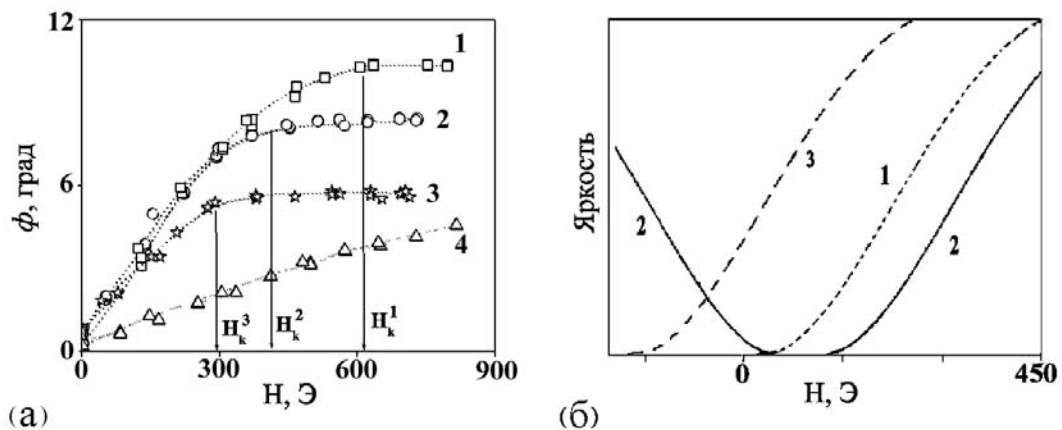


Рис. 1.8: Отклик индикаторной пленки на внешнее магнитное поле: (а) – угол вращения плоскости поляризации света для четырех индикаторных пленок с различными параметрами (величины соответствующих полей анизотропии пленок показаны стрелками), (б) – яркость пленки 1 при скрещенных поляризаторе и анализаторе (кривая 1), при слегка раскрещенных поляризаторе и анализаторе (кривая 2) и при раскрещенных в противоположную сторону поляризаторе и анализаторе (кривая 3).

При видимой простоте метода MOIF¹, для корректного его использования необходимо учитывать несколько важных факторов. Во-первых, угол вращения плоскости поляризации света является нелинейной функцией перпендикулярной плоскости пленки компоненты поля H_z и достигает на-

¹Для отличия визуализации с помощью индикаторных пленок, напыляемых или накладываемых на образец, будем называть эти методы MOI и MOIF, соответственно.

сыщения, когда величина внешнего поля приближается к величине поля анизотропии в плоскости H_k , рис.1.8(а), поскольку угол поворота вектора намагниченности из плоскости индикатора ϕ определяется соотношением:

$$\phi = \text{arctg}(H_z/H_k), \quad (1.3)$$

а вращение плоскости поляризации света пропорционально синусу этого угла. При этом яркость изображения I пропорциональна $\sin^2 \phi$ при наблюдении в скрещенных поляризаторе и анализаторе или $\sin^2(\phi \pm d\phi)$ при раскрещенных на угол $d\phi$ поляризаторе и анализаторе, рис.1.8(б), т.е.

$$I \sim I_0 \sin^2 [\text{arctg}(H_z/H_k) \pm d\phi], \quad (1.4)$$

где I_0 – интенсивность падающего света. Таким образом, градиент яркости на изображении не соответствует реальному градиенту магнитного поля (видимая область темного контраста заметно расширяется, рис.1.9) и, кроме того, можно смещать акценты на изображении, изменяя угол между поляризатором и анализатором.

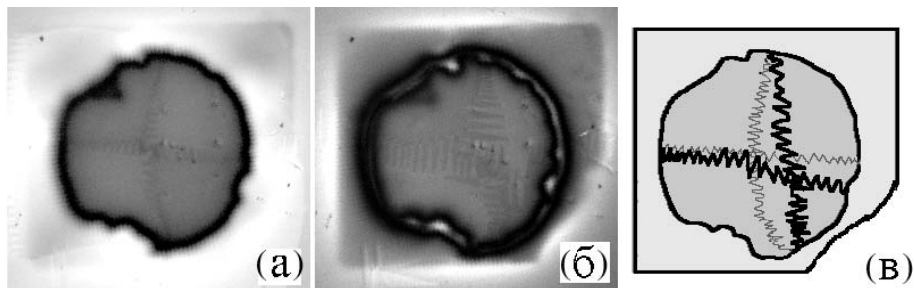


Рис. 1.9: Картина проникновения перпендикулярного магнитного потока в частично ионно-имплантированный образец Bi2212 почти квадратной формы –(а), распределение захваченного в нем магнитного потока –(б) и схема, поясняющая форму образца (светло-серый квадрат), расположение имплантированной области (темно серый круг неправильной формы) и изменение симметрии потока (симметрия, соответствующая изображениям (а) и (б) показана серой и черной зигзагообразными линиями, соответственно) – (в).

Следует обратить внимание на еще одну причину неточного воспроизведения распределения магнитной индукции на изображениях, полученных с помощью МОИФ: зависимость чувствительности индикаторов от плоскостной компоненты поля, которая вполне естественна, т.к. контраст обеспечивается отклонением магнитного момента индикаторной пленки из плоскости пленки, а плоскостное поле, как и поле анизотропии H_k , удерживает

магнитный момент в плоскости. Данный эффект важен и при визуализации процессов перемагничивания тонких магнитных пленок в плоскостных полях, и при визуализации перемагничивания сверхпроводников в наклонных полях, когда чувствительность индикаторов оказывается зависящей от величины плоскостной компоненты поля, и при любых наблюдениях распределения магнитного потока в сверхпроводниках, когда имеют место большие градиенты индукции и в образцах и на краях образцов. Поскольку $dB_z/dx = dB_x/dz$, то при больших градиентах B_z неизбежно появляется неоднородное поле B_x , которое делает чувствительность индикаторных пленок зависящей от координат.

Для иллюстрации вышесказанного на рис.1.9(а) показана картина проникновения магнитного поля в пластинку Bi2212 , в средней части которой, подвергнутой облучению, пиннинг вихрей на порядок выше, чем в окружающей части образца. Проникшие под действием внешнего поля вихри накапливаются на границе этой области, и возникает сильный градиент перпендикулярного поля. Чувствительность индикатора в этой области резко падает, в результате свободная от вихрей часть пластины выглядит ограниченной широкой темной полосой, в то время как в реальности имеется плавное спадание индукции вглубь пластины. Реальное распределение потока можно восстановить, только применив обработку изображения и учтя распределение плоскостной компоненты индукции, что будет рассмотрено в следующем разделе.

Еще одна особенность изображений связана со специфическими свойствами доменных границ тонких пленок, в том числе, индикаторных пленок: их изгибной неустойчивостью при наличии градиента вблизи нуля поля [82]. В индикаторных пленках с плоскостной анизотропией, как правило, имеется несколько прямых доменных границ блоховского типа, которые исчезают (смещаются к краям пленки) в слабых магнитных полях ~ 1 Э. Однако, если такую пленку поместить в градиентное плоскостное поле, то вблизи линии нулевого поля, как и везде, где плоскостная компонента индукции изменяет знак, формируется зигзагообразная доменная граница, длина зигзагов которой будет определяться соотношением между энергией доменной границы и величиной градиента. Эти зигзагообразные границы

практически всегда присутствуют на изображениях при исследовании поведения сверхпроводников в магнитном поле, и иногда это даже полезно, поскольку позволяет точно находить нулевую линию поля или определять симметрию распределения магнитного потока, рис.1.9(а-в).

1.1.4 Возможность получения количественных характеристик с помощью магнитооптической визуализации

Для извлечения количественных характеристик: величин индукции, намагниченности, определения критического тока сверхпроводника, измерения релаксации, из получаемых с помощью МОИФ изображений, прежде всего необходима калибровка, т.е. карта зависимости яркости изображения I от координат x, y , поля B_z, B_x и, вообще говоря, от температуры T при заданном угле между поляризатором и анализатором, $I = I(x, y, B_z, B_x, T)$, или карта угла вращения света ϕ от координат, поля и температуры, $\phi = \phi(x, y, B_z, B_x, T)$. При этом следует иметь ввиду, что в микроскопе редко удается создать равномерную освещенность падающего света во всем поле зрения, поэтому калибровать надо не просто данный индикатор, а определенную область индикатора, уже находящегося на образце в микроскопе, в поле зрения. Создавать такие карты, конечно, можно, но их использование для восстановления корректного изображения – задача трудоёмкая и требующая большого времени даже для современных компьютеров. Для большинства задач оказывается достаточно визуального наблюдения и, при необходимости, сравнения изображений при скрещивании николей под разными углами, что позволяет сказать, существуют ли видимые особенности в действительности, или это артефакт.

Для проведения экспериментов с извлечением количественной информации используются индикаторы, возможно, не с максимальной чувствительностью, но с полем анизотропии H_k большим, чем предполагаемые к использованию магнитные поля, например, индикатор 4 на рис.1.8(а), стр.45, может оказаться более подходящим, чем индикатор 1, хотя понятно, что качество „картинки“ при этом резко упадет. Николи раскрещиваются на угол больший, чем максимальный угол вращения плоскости поляризации света в данном индикаторе, рис.1.8(б), стр.45, что также значительно снижает кон-

траст при визуальном наблюдении. И выбирается индикатор, у которого характеристики слабо зависят от температуры, $\phi = \phi(B_z, B_x) \neq \phi(B_z, B_x, T)$. В лучших индикаторах изменение $\phi(B_z, B_x, T)$ не превышает процента при изменении температуры от 300 К до 4 К. Далее возможны два способа калибровки и два способа измерений.

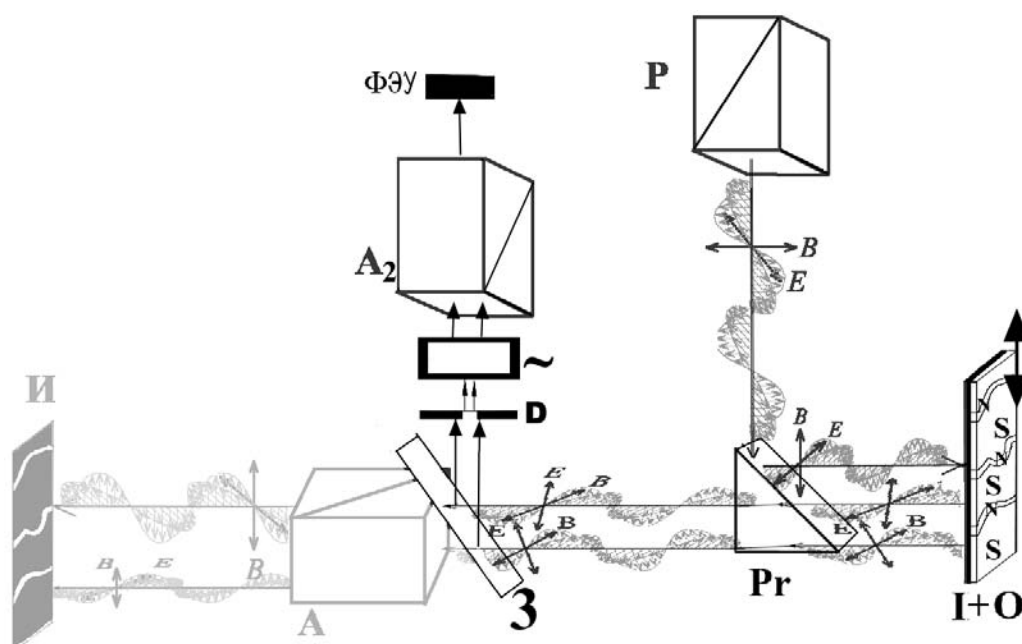


Рис. 1.10: Схема измерения профилей изменения магнитной индукции: **P**, **A**, **A₁** - поляризатор и анализаторы, **Pr** - полупрозрачная призма, **З** - вдвигаемое зеркало, **D** - диафрагма, **~** - модулятор вращения плоскости поляризации света, **ФЭУ** - измеритель яркости, например, ФЭУ, **I+O** - образец с нанесенным или наложенным на него индикатором, помещенный на столик, передвигаемый шаговым двигателем; **E/V** схематически показывают поляризацию электромагнитных волн.

Первый способ, наиболее простой и надежный, заключается в следующем, рис.1.10: выбирается наиболее интересное направление для построения профилей распределения индукции, и образец поворачивается на перемещаемом столике таким образом, чтобы подсоединенный к столику шаговый двигатель мог передвигать образец в нужном направлении. В плоскости реального изображения помещается диафрагма, пропускающая лучи света из области изображения заданного размера и формы (квадратная, круглая, прямоугольная, в зависимости от задачи). Размер выделяемой на изображении области может соответствовать площади на образце от 1 мкм², если это необходимо. Прошедший через диафрагму свет далее

идет через вращатель-модулятор плоскости поляризации света (пластинка ИЖГ, перемагничиваемая с помощью синусоидального магнитного поля небольшой частоты, $\omega \sim 130 \text{ Гц} \div 1000 \text{ Гц}$ вращает плоскость поляризации света на угол $d\phi = d\phi_0 \sin(2\pi\omega t)$, причём амплитуда переменного поля выбирается такой, что $d\phi_0 \ll \phi$). Далее свет проходит через анализатор, скрещенный с поляризатором, и затем яркость прошедшего через всю систему света измеряется фотоэлектронным умножителем и синхронным детектором на частотах ω и 2ω . Отношение двух сигналов K пропорционально углу вращения плоскости поляризации света в измеряемом в данный момент участке индикатора при условии малости ϕ и малости $d\phi_0$, и не зависит от изменений яркости света.

Действительно, если напряженность электрического поля в падающем луче света E_0 , то напряженность поля после отражения от индикатора $\mathbf{E} = (E_0 \cos \phi, E_0 \sin \phi)$, т.е. появляется перпендикулярная компонента поляризации, пропорциональная $E_{per} = E_0 \sin \phi$. На отраженный луч света мы накладываем модуляцию угла вращения света. Тогда $E_{per} = E_0 \sin(\phi + d\phi)$, т.е. $E_{per} \simeq E_0 (\phi + d\phi)$ при условии малости ϕ . Яркость I прошедшего через анализатор \mathbf{A}_2 света в этом случае определяется как

$$\begin{aligned} I &= E_{per}^2 \simeq E_0^2 (\phi^2 + 2\phi d\phi + d\phi^2) = \\ &= E_0^2 (\phi^2 + 2\phi d\phi_0 \sin(2\pi\omega t) + (1/2) d\phi_0^2 + (1/2) d\phi_0^2 \sin(4\pi\omega t)). \end{aligned} \quad (1.5)$$

Таким образом, в измеряемой точке

$$I = E_0 (I_0 + I_1 \sin(2\pi\omega t) + I_2 \sin(4\pi\omega t)), \quad (1.6)$$

где $I_0 = \phi^2 + (1/2) d\phi_0^2$, $I_1 = 2\phi d\phi_0$, $I_2 = (1/2) d\phi_0^2$, а отношение сигналов, измеренных на частоте модулирующего поля и на двойной частоте, действительно не зависит от колебаний яркости I_0 и пропорционально ϕ :

$$K = I_1 / I_2 \sim \phi / d\phi_0, \quad (1.7)$$

что существенно облегчает калибровку. Общая яркость сигнала, конечно, важна. Её подбирают, оптимизируя отношение сигнал/шум.

После снятия необходимых профилей изменения угла вращения света вдоль направления сканирования, делают несколько коротеньких калибровочных кривых при различных величинах внешнего магнитного поля,

причем лучше всего это делать при той же температуре, отойдя достаточно далеко от исследуемого образца, чтобы его поля рассеяния не влияли на данные, в крайнем случае можно снять в том же месте, поднявшись по температуре выше критической, но это внесет ошибку в данные. Затем экспериментальные профили корректируются согласно набору калибровочных кривых, и зависимости $\phi(x)$ пересчитываются в зависимости $B_z(x)$ с помощью простейшего алгоритма.

Однако наиболее распространенным оказался второй метод, не используемый в данной работе: определение распределения магнитной индукции на основе полученных изображений. Для калибровки делают набор снимков при различных магнитных полях, либо в свободной от образца области индикатора, либо при более высокой температуре, а затем пересчитывают изображения согласно калибровочным снимкам. Полученный результат не слишком точен по нескольким причинам, главная из которых - наложение эффектов вращения плоскости поляризации света и эффекта двупреломления света, который неизбежно присутствует в магнитных доменах индикатора с намагниченностью, ориентированной в плоскости индикатора. Эффект двупреломления изменяется при отклонении вектора намагниченности из плоскости индикатора. Кроме того, он скачкообразно изменяется при переориентации направления намагниченности в плоскости индикатора, что неизбежно происходит при каждом приложении внешнего поля и при его выключении, поскольку коэрцитивность индикаторов очень мала. Понятно, что этот эффект дает трудно контролируемый вклад в яркость изображения, добавляя нелинейный член в уравнения, и сильно увеличивает ошибку при попытке сделать перерасчет „яркостных“ изображений в распределение магнитного поля; аккуратный расчет влияния двупреломления на точность определения распределения индукции из магнитооптических изображений приведен в [81].

1.2 Макроскопические измерения

В этом разделе будут описаны методы, применявшиеся для определения усредненных характеристик материалов.

1.2.1 Количественная информация, получаемая с помощью магнитооптической визуализации.

При исследовании процессов перемагничивания тонких магнитных пластин или плёнок бывает необходимо определить направление векторов спонтанной намагниченности в доменах. Обычно это делается исходя из величины и направления магнитостатических полей рассеяния на краях образца². Однако в случае очень тонких пленок точность определения величины полей рассеяния невелика, даже если использовать диафрагму, открывающую изображение всего края образца, поскольку поля рассеяния локализованы вблизи края образца на расстояниях порядка его толщины. Поэтому используется небольшое отверстие круглой формы, про-

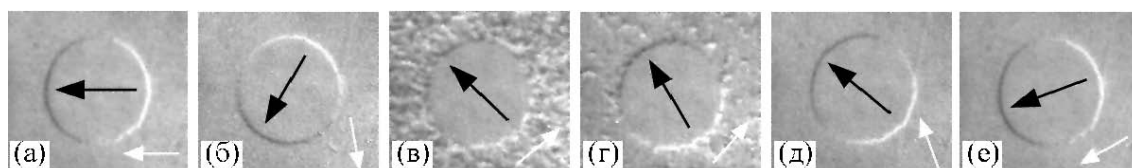


Рис. 1.11: Перемагничивание пленки Fe/Si/Fe суммарной толщиной 200 нм под действием вращающегося магнитного поля величиной 180 Э. Вращение поля - против часовой стрелки. Направление поля показано белыми стрелками. По виду полей рассеяния на круглом отверстии, диаметром 200 мкм, в квадратном образце со стороной длиной 3 мм, определено направление вектора спонтанной намагниченности в пленке, которое показано черными стрелками на рис. (а,б, г-е) (на рис.(в) показано усредненное направление намагниченности, поскольку имеет место процесс неоднородного вращения, проявляющийся как рябь намагниченности.)

сверленное или вытравленное в образце, и анализируются поля рассеяния на краях этого отверстия, что помогает определить направление вектора

²Как видно из кривой 3 на рис.1.8(б), стр.45, при работе в раскрещенных поляризаторе и анализаторе поле одного направления (условно – UP) приводит к уменьшению яркости изображения, а поле противоположного направления (DOWN) приводит к увеличению яркости, поэтому всегда можно определить области, где индукция направлена в противоположных направлениях, т.е. имеет антипараллельные перпендикулярные компоненты. При этом при наблюдениях в белом свете области UP и DOWN имеют не просто разную яркость (светлая и темная), но и разную окраску - желтую и зеленую, что является следствием зависимости угла вращения плоскости поляризации света от длины волны света

намагниченности, рис.1.11, и помогает понять, каков процесс перемагничивания пленок, имеет ли место перемагничивание с образованием границы, параллельной поверхности пленки и её движения, происходит ли процесс неоднородного вращения намагниченности, рис.1.11(в,г), или идёт однородное вращение вектора спонтанной намагниченности, рис.1.11(а,б) и рис.1.11(д,е), [80].



Рис. 1.12: Спонтанная доменная структура монокристалла $\text{La}_{0.75}\text{Sr}_{0.25}\text{MnO}_3$ при $T = 80 \text{ K}$ – (а), тот же участок образца в плоскостном поле 2000 Э – (б) и тот же участок при протекании тока – (в), [83]. Под действием приложенного поля доменная структура (а) исчезает и выявляется вариация величины намагниченности насыщения, коррелирующая с полосами роста кристалла (б). При протекании тока происходит локальный перегрев кристалла, часть образца переходит в парамагнитное состояние. Эта область кристалла не дает контраста (серый участок), а на границе между парамагнитной и ферромагнитной фазами появляется яркая область, соответствующая концентрации магнитного поля, „втягиваемого“ в ферромагнитную область, и все ещё видны магнитные неоднородности – (в).

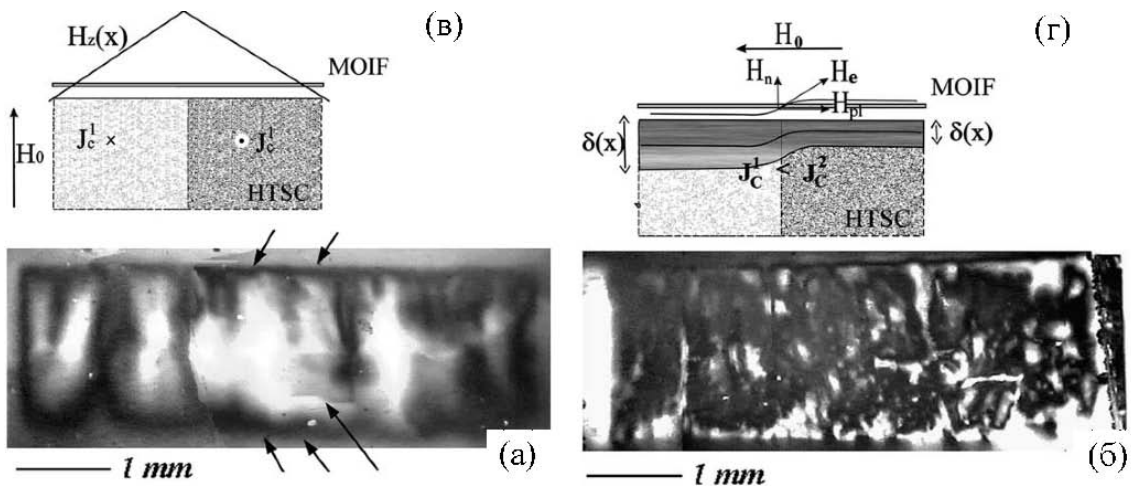


Рис. 1.13: Сравнение картины проникновения магнитного поля в брусок YBCO при приложении перпендикулярного H_z (а) и плоскостного H_x (б) полей. При H_z контраст определяется „глобальными“ границами зерен, как бы разрезающих брусок на части, схема (в). При H_x - локальными вариациями магнитной проницаемости расположенных вблизи поверхности неоднородностей, из-за которых возникает возмущение однородности поля вблизи поверхности образца и появляется локальная перпендикулярная компонента индукции, схема (г), [85]. При отсутствии неоднородностей на рис.(б) наблюдалось бы плавное изменение яркости от белого слева к черному справа.

Наблюдение однородности картины проникновения плоскостного магнитного поля в объемные ферромагнитные образцы и сверхпроводники позволяет анализировать однородность свойств материалов, рис.1.12 и 1.13, что подробно описано в [83–85].

Теперь рассмотрим вопрос об информации, которую можно получить, анализируя картины распределения магнитного потока и профили распределения магнитной индукции в сверхпроводниках. Связь между измеренной плотностью магнитного потока в сверхпроводнике и протекающими в нем сверхтоками задаётся законом Ампера:

$$\mu_0 \mathbf{j} = \nabla \times \mathbf{V} \quad (1.8)$$

В экспериментах по визуализации используются плоские образцы конеч-

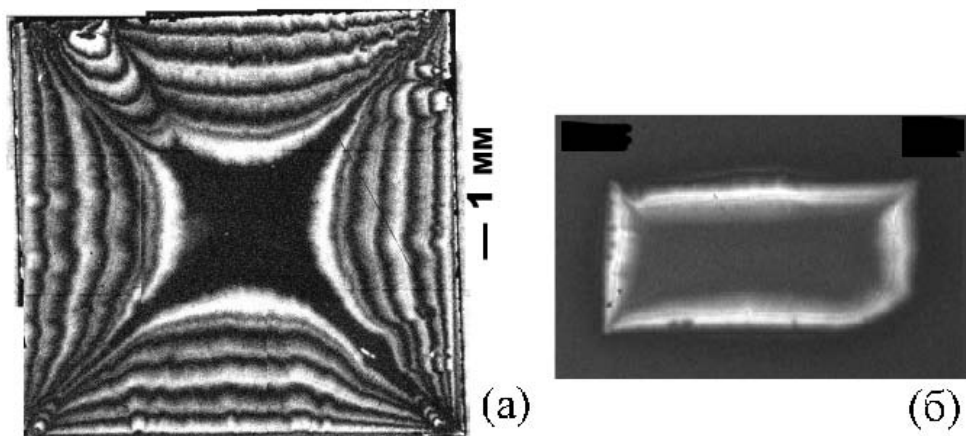


Рис. 1.14: Подушкообразная форма магнитного потока в образце. (а) – изображение фронтов потока в тонкой пленке YBCO123 после последовательного приложения поля +350 Э, -300 Э, +250 Э, -250 Э, ..., +50 Э. T = 30 К; (б) – изображение фронта потока при однократном приложении поля 360 Э.

ных размеров, поэтому протекающие по ним токи (текущие при отсутствии дефектов параллельно краям образцов) создают поля, имеющие подушкообразную огибающую, [80], рис.1.14, причем из экспериментов известна всего одна компонента поля $B_z(x, y)$, при $z = const$, поэтому невозможно определить ток из этих экспериментальных данных, опираясь только на закон Ампера. Однако, согласно закону Био-Савара, существует инте-

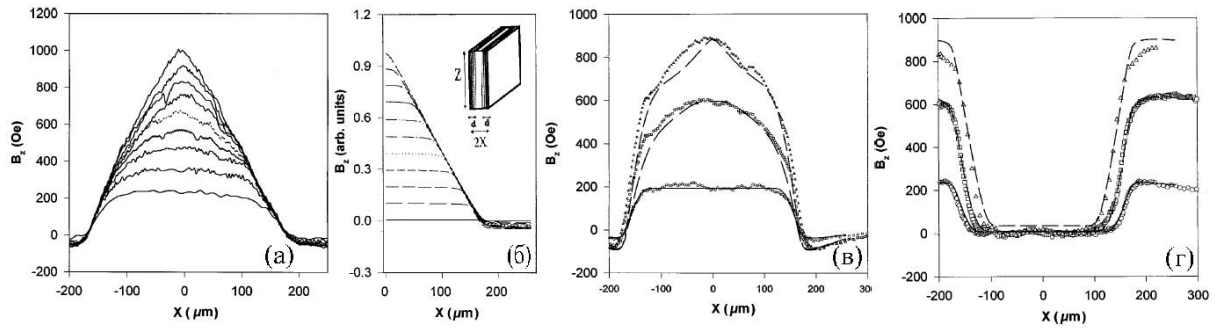


Рис. 1.15: Экспериментальные и подгоночные профили распределения магнитного потока в бруске текстурированной плавлением керамики YBCO123, [90]: (а) – поток, захваченный в одном из зерен после охлаждения до 15 К в поле от 200 Э (нижняя кривая) до 1000 Э (верхняя кривая) с шагом по полю - 100 Э и (б) – подгоночные кривые для картины захваченного потока, рассчитанные для бесконечно длинного бруска с током, текущим вдоль ребер, как показано на вставке к рисунку; (в) – экспериментальные (сплошные) и подгоночные (пунктирные) профили распределения индукции во втором зерне образца после охлаждения до 15 К в полях 200, 600 и 1000 Э, соответственно; (г) – экспериментальные (сплошные) и подгоночные (пунктирные) профили проникновения магнитного потока в третье зерно.

гравная связь между током и полем:

$$B_z(r) = \mu_0 H_{ex} + \frac{\mu_0}{4\pi} \int_V \frac{j_x(r')(y - y') - j_y(r')(x - x')}{|r - r'|^3} d^3r'. \quad (1.9)$$

Используя эту связь, можно определить $\mathbf{j}(x, y, z) = \mathbf{e}_x j_x(x, y, z) + \mathbf{e}_y j_y(x, y, z)$ из $B_z(x, y, z)$, при $z = h$, задаваемом высотой h индикаторной пленки над поверхностью образца (обычно меньше 1 мкм). Сделать это можно либо задавшись видом зависимости тока $j(x, y)$ и сравнивая расчетные зависимости с экспериментальными, [86–90], рис.1.15, либо из первых принципов, решая это уравнение численно, но тогда необходимо иметь точные, с малым шумом, распределения $B_z(x, y)$, и все же приходится делать предположение о независимости тока от z , что далеко не всегда оправдано, [91, 92].

Несколько проще дело обстоит с определением относительных изменений величины захваченного потока или критического тока для образцов конечных размеров при условии полного проникновения магнитного поля вглубь образца и однородности картины захваченного потока хотя бы в пределах одного макроскопического зерна, поскольку тогда зависимость от координат x, y сводится к нахождению линии нулевого тока и линии

смены знака направления тока, что видно из изображений, [87, 90]. В этом случае фотометрирование изменения яркости вблизи максимума захваченного потока (или измерение угла вращения плоскости поляризации света) дает возможность определения величины критического тока, температурной зависимости критического тока, усредненного по толщине образца, и измерения скорости релаксации тока.

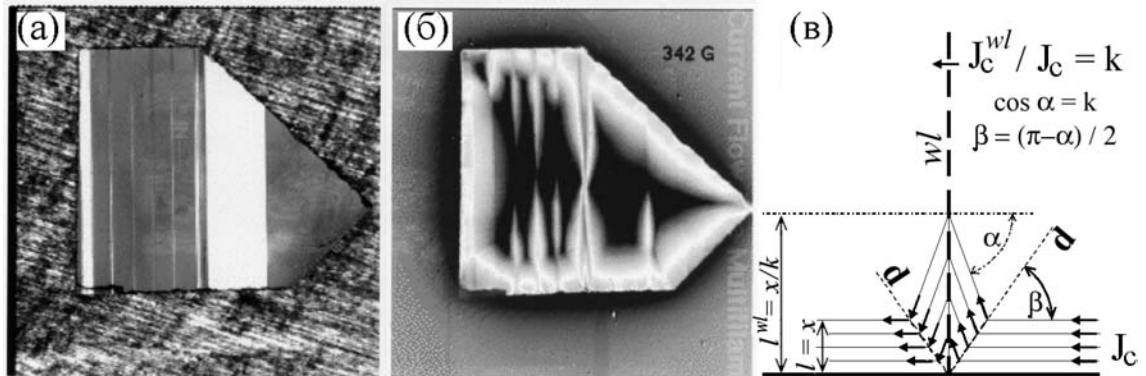


Рис. 1.16: Поверхность монокристаллического образца YBCO123 с четко видимыми границами двойников – (а), картина распределения магнитного потока, захваченного в образец после приложения $H_z = 342$ Э – (б), и схема, поясняющая образование особенностей в картине проникновения магнитного потока на границах двойников, – (в). На схеме введены обозначения: wl – слабая связь (в данном случае - граница двойника), d – d-линия, l – глубина проникновения поля в бездефектной области, l^{wl} – глубина проникновения поля в окрестности дефекта, J_c – объемный критический ток, J_c^{wl} – ток поперек слабой связи. Изображения взяты из работы [93].

В тонких пластинах сверхпроводника визуализация позволяет оценить соотношение величин токов, текущих в объеме и через слабые связи, будь то границы зерен, границы двойников или другие дефекты [87, 89, 93]. В предположении о справедливости модели Бина (постоянства критического тока, протекающего вдоль краев образца, и пропорциональности глубины проникновения поля и величины тока), изменение тока на протяженном дефекте можно оценить по изменению глубины проникновения поля в области дефекта по сравнению с глубиной проникновения в свободной от дефектов области, рис.1.16: $k = J_c^{wl} / J_c = l / l^{wl}$, где J_c – объемный ток, J_c^{wl} – ток поперек слабой связи, l – глубина проникновения поля в бездефектной области, l^{wl} – глубина проникновения поля в окрестности дефекта. Этот способ хорошо работает при относительно небольшой глубине проникнове-

ния потока по слабой связи, когда поток еще не прошел на всю ширину образца. В противном случае величину тока через слабую связь определяют по углу наклона \mathbf{d} -линии тока (discontinuity line) к краю образца – β , определяемому экспериментально, как показано на рис.1.16(в), и связанному с изменением тока соотношениями: $\beta = (\pi - \alpha) / 2$ и $\cos \alpha = J_c^{wl} / J_c = k$, которые выводятся из закона сохранения плотности тока и его непрерывности, [93].

1.2.2 Вспомогательные методы

Макроскопические магнитные характеристики материалов: намагниченность насыщения, магнитный момент, магнитная проницаемость - измерялись с помощью стандартных индукционных методик [94], когда вторичная, приемная, катушка наматывалась непосредственно на изучаемый образец, магнитные поля создавались катушками Гельмгольца (постоянное поле) или соленоидом длиной, в несколько раз превышавшей длину образца (переменное поле), а измерения производились с помощью микроверметра или синхронного детектора, соответственно.

Оригинальный метод был предложен и реализован для разделения вкладов объемных токов и токов по слабым связям в суммарный магнитный момент объемного сверхпроводника (в форме кольца) и исследования релаксации этих токов в сильных магнитных полях, [95]. Предложенный метод был жизненно необходим, поскольку магнитооптическая визуализация, с помощью которой возможно решение такой задачи, работает, как уже говорилось, только в относительно слабых полях, до 3000 Э, в то время как текстурированные плавлением материалы ВТСП YBCO123, имеющие латеральные размеры до $30 \div 40$ мм, захватывают магнитный поток до 20000 Э при 77 К и до 160000 Э при 24 К, [96]. Сканирование же распределения магнитного потока с помощью датчиков Холла позволяет регистрировать такие поля и реконструировать распределение токов в сверхпроводнике, но работает слишком медленно, поскольку время сканирования составляет обычно несколько секунд, что сравнимо с временами релаксации захваченного магнитного потока. В предложенном же методе необходимо измерение величины индукции всего в двух точках над образцом, что су-

щественно сокращает время измерения и позволяет решить необходимую задачу. Суть метода заключается в следующем.

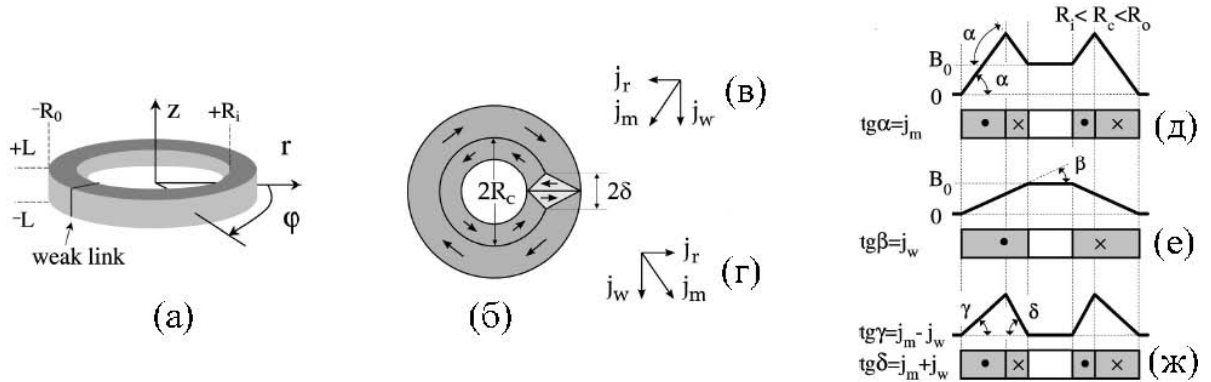


Рис. 1.17: Кольцо с "разрезающей" его слабой связью – (а) и распределение токов в нём при проникновении магнитного потока в центр – (б); направления токов над (в) и под (г) слабой связью (в светлых треугольниках на (б)); а также профили перпендикулярной компоненты индукции B , соответствующие магнитному потоку, захваченному в кольце со слабой связью – (д) и её компоненты B_w и B_m , наведенные внутривзёренным (е) и межзёренным (ж) токами.

Представим себе, что имеется образец в форме кольца с прямоугольным сечением, рис.1.17(а). И в этом кольце имеется слабая связь (weak links). В таком кольце может течь ток, индуцированный магнитным полем. До тех пор, пока магнитный поток не проник вглубь кольца по слабой связи, ток течет по кольцу в одном направлении. И как только небольшой поток проник внутрь, то по внутренней стороне кольца потечет ток в обратном направлении, рис.1.17(б). Для описания процесса рассмотрим однородное кольцо, изготовленное из сверхпроводящего материала с плотностью критического тока j_m и введем в кольцо слабую связь, прозрачную для тока величиной до

$$I_w = j_w(R_0 - R_i)2L = j_m f(R_0 - R_i)2L, \quad (1.10)$$

где $f = j_w/j_m < 1$. Пусть это кольцо было полностью намагничено полем, приложенным вдоль перпендикулярной оси кольца z . Попробуем определить радиальный профиль перпендикулярной компоненты индукции $B(z = const, r)$, создаваемый текущими по кольцу токами на некоторой высоте z над кольцом. Из-за "разреза" кольцо стало несимметричным, поэтому посчитаем поле вдали от разреза. В рамках модели Бина, которая

справедлива для очень длинного цилиндра, $L \rightarrow \infty$, расчет дает профиль, показанный на рис.1.17(д). И поскольку в кольце нет реального разреза и через слабую связь все-таки течет некоторый ток j_w , то мы можем выделить этот ток и создаваемое им поле в отдельную компоненту поля, B_w , а оставшуюся часть B_m отнести к внутризёренному току j_m . Общий ток по кольцу дает плато в центре, рис.1.17(е), а внутризеренный ток, замкнутый внутри разрезанного кольца, дает остаток, рис.1.17(ж). Этот ток изменяет своё направление при

$$R_c(f) = [R_0 + R_i - f(R_0 - R_i)]/2, \quad (1.11)$$

как показано в [97]. Соответственно, полный внутризёренный ток

$$I_m = j_m(R_0 - R_i)L(1 - f^2). \quad (1.12)$$

Когда $f = 0$, т.е. имеет место полный разрыв связи, то $R_c = (R_o + R_i)/2$ и $I_m = jm(R_0 - R_i)L$, а когда $f = 1$, т.е. нет слабой связи, то $R_c = R_o$ и $I_m = 0$.

Однако такая простая картина распределения поля, рис.1.17(д-ж), когда, измерив поле в любой точке внутри кольца, можно определить предельный ток, проходящий через слабую связь, действительна только для $L \rightarrow \infty$. В кольце конечной высоты $B_m(r < R_i) \neq 0$. К счастью, функция $B_m(z, r)$ меняет знак при изменении z от нуля до бесконечности: вблизи центра кольца $B_m(z, r) < 0$ и вне кольца $B_m(z, r) > 0$, рис.1.18(а). Значит, существует такая точки z_0 на оси z , где функция $B_m(z_0, r = 0) = 0$. Эта точка может быть найдена.

Для бесконечно тонкого соленоида ($R_i = R_o = R$) зависимость индукции от расстояния по оси z известна:

$$B = \frac{I}{4L} \left[\frac{L - z}{\sqrt{R^2 + (L - z)^2}} + \frac{L + z}{\sqrt{R^2 + (L + z)^2}} \right]. \quad (1.13)$$

В более общем случае ($R_i \neq R_o$) функцию, задаваемую уравнением (1.13), необходимо усреднить по R между R_0 и R_i . После усреднения получим:

$$B = j \cdot \Phi(L, z, R_0, R_i), \quad (1.14)$$

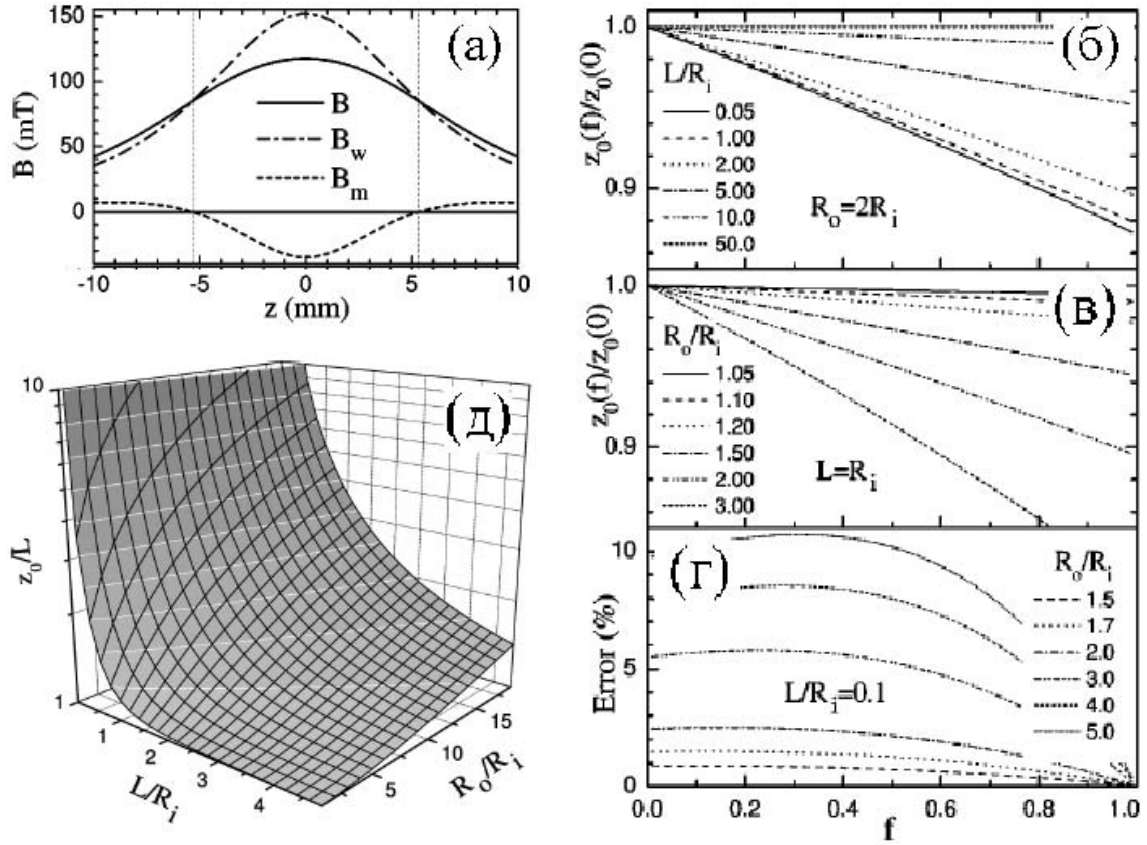


Рис. 1.18: Изменение компонент индукции $B(z, r = 0)$, $B_w(z, r = 0)$ и $B_m(z, r = 0)$ в зависимости от расстояния от центра кольца z – (а) (расчет сделан для $R_0 = 10$ мм, $R_i = 5.5$ мм, $2L = 3.8$ мм, $j_w = 11$ кА/см² – типичная плотность тока, взятая из [97] и $f = 0.5$, т.е. $j_m = 22$ кА/см²); зависимость $z_0(f)$ от геометрии кольца – (б,в) и ошибка в определении $B_m/B_w(z_0)$, возникающая при пренебрежении зависимостью $z_0(f)$ – (г); рассчитанное по формуле (1.21) положение точки z_0 – (д).

где $j = I/[2L(R_0 - R_i)]$ – плотность тока,

$$\Phi(L, z, R_0, R_i) = \Gamma(L - z, R_0, R_i) + \Gamma(L + z, R_0, R_i),$$

$$\Gamma(x, R_0, R_i) = \frac{x}{2} \ln \left(\frac{R_0 + \sqrt{R_0^2 + x^2}}{R_i + \sqrt{R_i^2 + x^2}} \right). \quad (1.15)$$

Используя это уравнение, всегда можно найти функции $B(z, 0)$, $B_m(z, 0)$ и $B_w(z, 0)$ и для кольца с одинарным током, и для кольца со сложной токовой системой, как показана на рис.1.17(б,д-ж):

$$B_w = j_w \Phi(L, z, R_0, R_i), \quad (1.16)$$

$$B_m = K \cdot j_m [(1 - f) \Phi(L, z, R_0, R_c(f)) - (1 + f) \Phi(L, z, R_c(f), R_i)], \quad (1.17)$$

где K есть геометрический фактор, определяемый размерами треугольников, по которым ток течет параллельно слабым связям, рис.1.17(б). Он дает поправку к значению B_m в уравнении(1.17) порядка $K \simeq 1 - \delta/2\pi R_c$, где

$$\delta = \frac{1}{2}(R_0 - R_i)\sqrt{1 - f^2}. \quad (1.18)$$

При наличии в кольце нескольких слабых связей параметр K пересчитывается как:

$$K = 1 - N \frac{R_0 - R_i}{4\pi R_c(f)} \sqrt{1 - f^2}. \quad (1.19)$$

В точке $z = z_0$ выполняется условие:

$$\frac{\Phi(L, z_0, R_0, R_c(f))}{\Phi(L, z_0, R_c(f), R_i)} = \frac{1 + f}{1 - f}. \quad (1.20)$$

На рис.1.18(б,в,г) показано изменение положения точки z_0 в зависимости от величины f для различных соотношений геометрических размеров кольца и ошибка в определении отношения $B_m/B_w(z_0)$, возникающая при пренебрежении зависимостью $z_0(f)$. Видно, что как для тонких колец, так и для высоких, зависимостью $z_0(f)$ можно пренебречь, и ошибка измерений будет в разумных пределах. На рис.1.18(д) показана зависимость положения точки $z_0(f = 0)$ от геометрии кольца, вычисленная по формуле:

$$\Phi(L, z_0, R_0, R_c(0)) = \Phi(L, z_0, R_c(0), R_i), \quad (1.21)$$

откуда следует, что точка всегда находится вне кольца, т.е. измерения возможны. Таким образом, выбрав геометрию кольца разумным образом, и делая измерения индукции всего лишь в двух точках $z = 0$ и $z = z_0$, можно извлечь информацию не только о соотношении внутризёренных и межзёренных токов в сверхпроводящем кольце, но и определить их величину.

Глава 2. Кинетика перемагничивания ферромагнетиков

Магнитная доменная структура – это элемент микроструктуры магнитоупорядоченных материалов, который связывает фундаментальные физические свойства материала с его макроскопическими свойствами и во многом определяет применения магнитных материалов в конкретных приборах. Но магнитная доменная структура не есть нечто конкретно данное материалу, она определяется не только параметрами материала, но и размерными факторами. В последние годы, в связи с миниатюризацией приборов, знание магнитной доменной структуры стало особенно актуальным, поскольку по мере уменьшения размеров размагничивающие эффекты начинают играть всё большую роль, и отклик магнетика на внешнее воздействие все в большей степени определяется нюансами магнитной доменной структуры, её устойчивостью при малых возмущениях, индивидуальными свойствами доменных границ, которые уже не усредняются по многим доменным границам объемного материала.

2.1 Литературный обзор и постановка задачи

2.1.1 Статическая доменная структура ферромагнетиков

Статическая равновесная доменная структура соответствует минимуму полной свободной энергии магнетика [2, 3]:

$$W = W_e + W_a + W_{el} + W_{me} + W_m + W_H. \quad (2.1)$$

Энергия обменного взаимодействия, определяющая взаимную ориентация близко расположенных атомов и приводящая к возникновению спонтанной намагниченности M_s в макроскопических областях ферромагнетика

$$W_e = A \int_V (\text{grad } m)^2 dV, \quad (2.2)$$

причем обменная константа A определяется через температуру ферромагнитного упорядочения как $A(T = 0) \approx kT_c/a_L$, где a_L - параметр решетки, k - константа Больцмана, T_c - температура Кюри.

Энергия кристаллографической анизотропии, задающая направление вектора спонтанной намагниченности \mathbf{M}_s , определяется как

$$W_a = K_{c1}(m_1^2 m_2^2 + m_1^2 m_3^2 + m_2^2 m_3^2) + K_{c2} m_1^2 m_2^2 m_3^2 \quad (2.3)$$

для кубического кристалла или

$$W_a = K_{u1} \sin^2 \theta + K_{u2} \sin^4 \theta \quad (2.4)$$

для одноосного кристалла, где θ - угол между осью анизотропии и направлением намагниченности. Для кубического кристалла при этом выделенные направления определяются следующим образом: если $K_{c1} > 0$ и $K_{c2} > -9K_{c1}$, то направление $\langle 100 \rangle$ является направлением легкой оси, если $K_{c1} < 0$ и $K_{c2} > -\frac{9}{4}K_{c1}$, то направление $\langle 110 \rangle$ является направлением легкой оси, и во всех остальных случаях направление $\langle 111 \rangle$ является выделенным. Для одноосного кристалла большая положительная константа K_{u1} определяет легкую ось, большая отрицательная задает легкую плоскость, а при соотношении $0 > K_{u1}/K_{u2} > -2$ вектор намагниченности разворачивается по конусу, удовлетворяющему соотношению $\sin^2 \theta = -\frac{1}{2}K_{u1}/K_{u2}$.

Магнитоэластические деформации, возникающие в кристалле при наличии спонтанной намагниченности, дают упругий и магнитоупругий вклады в энергию:

$$W_{el} = \int_V c_{ijkl} u_{ij} u_{kl} dV, \quad (2.5)$$

$$W_{em} = \int_V B_{ijkl} M_k M_l dV, \quad (2.6)$$

где c_{ijkl} - компоненты тензора упругих постоянных, u_{ij} - компоненты тензора упругих деформаций, B_{ijkl} - компоненты тензора магнитоупругих постоянных. При этом в кубическом кристалле остаются только члены

$$W_{el} = \int_V [c_{11} u_{ii}^2 + c_{12} u_{ii} u_{jj} + 4c_{44} u_{ij} u_{ij}] dV, \quad (2.7)$$

$$W_{em} = \int_V [B_1 u_{ij} M_j^2 + B_2 u_{ij} M_i M_j (1 - \delta_{ij})] dV. \quad (2.8)$$

Эти взаимодействия особенно важны в многоосных кристаллах, потому что они ограничивают объём замыкающих доменов и делают наиболее выгодными границы 180-градусного соседства. Они же определяют устойчивость границ в многоосных ферромагнетиках.

Магнитостатическая энергия

$$W_m = -\frac{1}{2} \int_V \mathbf{M} \mathbf{H}_m dV, \quad (2.9)$$

обусловленная взаимодействием магнитных моментов с неоднородным магнитным полем

$$\mathbf{H}_m = -\text{grad} \left[-\int \frac{\text{div} \mathbf{M}(\mathbf{r}')}{r - \mathbf{r}'} dV + \int \frac{\mathbf{M}(\mathbf{r}')}{r - \mathbf{r}'} dS \right], \quad (2.10)$$

определяет разбиение магнетика на домены, появление замыкающих доменов, ориентацию доменных границ относительно осей анизотропии, а в ряде случаев и структуру самих доменных границ.

И наконец, во внешнем магнитном поле появляется зеемановский член, описывающий взаимодействие магнитных моментов с внешним магнитным полем

$$W_H = - \int_V \mathbf{M} \mathbf{H} dV \quad (2.11)$$

и определяющий изменение доменной структуры в этом поле.

Статическая доменная структура должна удовлетворять условию:

$$\delta W = 0. \quad (2.12)$$

К сожалению, решить это уравнение в общем случае невозможно даже для кристалла заданной формы. Поэтому для определения вида доменной структуры были развиты другие подходы. Ландау и Лифшиц [1] нашли равновесную доменную структуру выбранной ими конфигурации, решив сначала задачу о структуре доменных границ в предположении, что домены существуют, а затем, рассчитав энергию границ с учетом их структуры, добавили энергию границ в баланс общей энергии образца. Конфигурация структуры была выбрана из минимизации полей рассеяния на поверхности образца и на доменных границах, а также минимизации энергии анизотропии: \mathbf{M}_s в доменах направлена по оси анизотропии, в замыкающих доменах

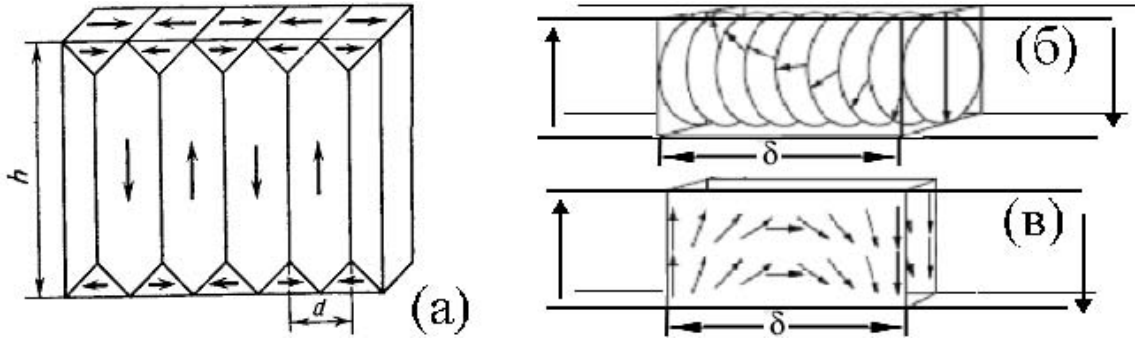


Рис. 2.1: Схематическое изображение доменной структуры с доменами чередующейся полярности (намагниченность M_s в доменах перпендикулярна поверхности и направлена вверх и вниз, а в замыкающих доменах лежит параллельно поверхности) – (а) и схема разворота намагниченности в доменной границе блоховского типа – (б) и неелевского типа – (в).

– параллельно краю кристалла, а в границе разворачивается, оставаясь в плоскости границы, рис.2.1(а,б). В соответствии с расчетом характерный параметр ширины такой доменной границы

$$\delta \approx \delta_0 = \sqrt{A/K}, \quad (2.13)$$

а плотность поверхностной энергии границы

$$\sigma = 4 \sqrt{AK}. \quad (2.14)$$

Рассмотренный Ландау и Лифшицем способ разворота намагниченности в границе (блоховского типа) не является единственно возможным. В тонких магнитных плёнках может реализовываться разворот вектора намагниченности без выхода на поверхность, в перпендикулярной доменной границе плоскости, рис.2.1(в), [98]. При этом в выражение для поверхностной энергии стенки дадут вклады и энергия анизотропии, и магнитостатическая энергия, и обменная энергии

$$\sigma = 4 \sqrt{A(K + 2\pi M_s^2)}. \quad (2.15)$$

Конечно, реальная структура доменных границ сложнее, чем рассмотренные выше: существуют скрученные доменные границы, в которых намагниченность на противоположных поверхностях тонкого образца развернута в противоположные стороны [98], в доменных границах наблюдается субструктура – участки с чередующимся противоположным разворотом на-

магнитности, рис.1.2, стр.37, разделенные линиями Блоха [99, 100]. Границы с блоховскими линиями наблюдались экспериментально во многих материалах [101–105], в том числе в пластинках и пленках ИЖГ [106, 107]. Появление блоховских линий в границах связано с магнитостатическими полями рассеяния на поверхности тонких образцов [99, 100]. Как будет показано ниже, сложная структура доменных границ оказывает огромное влияние на их динамику.

Как уже говорилось, Ландау и Лифшиц, рассчитав энергетику доменной границы, выполнили также расчет простейшей доменной структуры, рис.2.1(а), и получили связь между длиной образца l , магнитными константами материала A , K , ориентацией ограничивающих пластину поверхностей относительно легкой оси (θ_1 и θ_2 – соответствующие углы) и периодом доменной структуры d :

$$d(l) = 2 \sqrt{l \sqrt{A/K} (\sin^{-1} \theta_1 + \sin^{-1} \theta_2)}. \quad (2.16)$$

Позже был произведён расчёт магнитной доменной структуры с другими замыкающими доменами и без замыкающих доменов [108–110]. Было показано, что соотношение между периодом доменной структуры и длиной кристалла зависит от типа замыкания структуры: $d \sim l$ - в тонких пластинках, $d \sim l^{1/2}$ - в более тонких пластинках и, при многократном ветвлении вблизи поверхности, $d \sim l^{2/3}$. Для открытых структур, устойчивых в пластинках с перпендикулярной анизотропией при $K \gg 2\pi M_s^2$, расчётные параметры структуры прекрасно согласуются с экспериментом [110–113]. Что касается доменной структуры многоосных магнетиков, то обычно наблюдается лишь качественное соответствие между экспериментом и теорией. В реальных кристаллах обычно формируется более сложная доменная структура [106, 114, 115], типа показанной на рис.1.2, стр.37, что нетрудно понять, если принять во внимание, что доменная структура определяется не только усредненными параметрами материала и формой, но и трудно контролируруемыми локальными внутренними напряжениями, обусловленные дефектами кристаллической решетки - дислокациями, включениями, полосами роста и т.д.

2.1.2 Перемагничивание под действием постоянного магнитного поля

Под действием внешнего магнитного поля \mathbf{H} намагничивание ферромагнетиков осуществляется через процессы смещения доменных границ и вращения вектора намагниченности \mathbf{M}_s в доменах [2]. В малых полях определяющим является процесс смещения доменных границ [110, 116]. Кроме того, постоянное магнитное поле может приводить к преобразованиям доменной структуры: изменению периода доменной структуры [2, 117–120], переориентации доменных границ относительно направления поля [117], качественным преобразованиям доменной структуры типа формирования цилиндрических доменов из лабиринтной структуры [99, 112], и к изменению структуры доменных границ [98].

Влияние магнитного поля на структуру доменных границ зависит от ориентации поля относительно границ. Поле \mathbf{H} , направленное вдоль намагниченности в центре границы, приводит к уменьшению её энергии [98]:

$$\sigma = 4 \sqrt{AK} (\sin \theta_\infty - \theta_\infty \cos \theta_\infty), \quad (2.17)$$

где $\theta_\infty = \arccos(HM_s/2K)$. При $H \rightarrow 2K/M$ доменная граница существенно расширяется, поскольку $\sigma \rightarrow 0$.

Магнитное поле \mathbf{H} , направленное в плоскости перпендикулярно к доменной стенке, также изменяет её энергию [98]:

$$\begin{aligned} \sigma = & 4 \sqrt{AK} \sqrt{1 - (2K/M_s H)^2 \sin^2(\psi - \chi)} \sqrt{1 + (2\pi M_s^2 \sin^2 \chi)/K} \cdot \\ & \cdot [\sqrt{1 - (2K/M_s H)^3 - (2K/M_s H) \cos(\psi - \chi)} \cdot \\ & \cdot \arctg(\sqrt{1 - (2K/M_s H)^2} / (2K/M_s H) \cos(\psi - \chi))], \end{aligned} \quad (2.18)$$

где ψ – угол между направлением поля \mathbf{H} и нормалью к доменной границе, χ – угол наклона намагниченности в центре доменной границы, $\chi = 0$ для стенки Блоха, $\chi = 90^\circ$ для стенки Нееля. Эта зависимость энергии стенки от поля приводит к тому, что в достаточно больших полях доменная граница блоховского типа теряет устойчивость и переходит либо в неелевскую границу, либо в зигзагообразную, что экспериментально наблюдалось в кристаллах кобальта и магнетита [98].

Другое проявление изменения энергии доменных границ наблюдалось в [118]: одновременные переориентация доменных границ и изменение периода доменной структуры в $3 \div 6$ раз.

К изменению периода доменной структуры может также приводить изменение энергии замыкающих доменов [2, 119, 120]. Например, для поля \mathbf{H} , приложенного вдоль лёгкой оси, учёт изменения энергии замыкающих доменов приводит к:

$$d(H) = 2\sqrt{2} (A/K)^{1/4} l^{1/2} [1 - (H / 4\pi M_s)^2]^{-3/4}, \quad (2.19)$$

а для поля, перпендикулярного к легкой оси:

$$d(H) = 2\sqrt{2} (A/K)^{1/4} l^{1/2} \{ (1 - h^2)^{1/2} - [(\pi/2) - \theta_0] h \}^{1/2} \cdot (1 - h^2)^{-3/4}, \quad (2.20)$$

где $h = HM_s/K$, а $\theta_0 = \arcsin h$, т.е. должно наблюдаться монотонное увеличение периода доменной структуры с увеличением приложенного поля, что подтверждается экспериментальными данными [117].

В достаточно большом магнитном поле магнетик переходит в однодоменное состояние, и дальнейшее намагничивание происходит за счет процессов вращения \mathbf{M}_s . Это хорошо изученный и экспериментально, и теоретически процесс. В то же время переход магнетика от насыщенного состояния к зарождению доменных границ описывается с трудом [3].

Ещё в 70-х годах большое количество работ было посвящено изучению перемагничивания тонких пленок, см. обзор [121] и казалось, что были выполнены исчерпывающие исследования. На основании импульсного перемагничивания тонких магнитных плёнок был сделан вывод, что перемагничивание, в зависимости от амплитуды поля H , осуществляется либо за счёт зарождения и смещения 180-градусных доменных границ (при $H < H_a$), либо за счёт процессов однородного и неоднородного вращения намагниченности (при $H > H_a$). Причём, при больших скоростях движения границ имеет место их аномальное расширение, возникающее ещё в поле $H < H_a$ [57, 122] – появляются нелинейные моды возбуждения намагниченности, проявляющиеся в изменении структуры границ и возмущениях намагниченности вблизи доменных стенок.

В 90-х годах интерес к исследованию кинетики перемагничивания тонких магнитных плёнок резко возрос в связи с открытием эффекта гигантского магнитосопротивления в гетерофазных магнитных системах [199–201], когда уже стало понятно, что этот эффект связан с рассеиванием электронов на границе магнитных фаз с разным типом магнитного упорядочения и доменной структурой, и что этот эффект можно усиливать, смещать по полю и т.д., подбирая толщины слоев соответствующим образом. Актуальным стало исследование влияния интерфейса на обменное взаимодействие между слоями, выяснение причин изменения других магнитных свойств пленок в гетероструктурах, [202, 203].

2.1.3 Поведение магнетиков в низкочастотном магнитном поле

Характер воздействия переменного магнитного поля на доменную структуру существенно зависит от частоты поля. При частоте поля, много меньшей, чем собственные частоты релаксации системы, процесс перемагничивания осуществляется квазистатически, т.е. в каждый момент времени распределение намагниченности отвечает равновесному состоянию, определяемому минимумом полной энергии магнетика W с учётом W_H , обусловленным внешним полем \mathbf{H} . И состояние системы не зависит от частоты поля. Однако по мере увеличения частоты всё более заметными ставятся динамические эффекты.

В слабых переменных полях отклик магнетика на внешнее воздействие описывается как колебания намагниченности вблизи основного равновесного состояния, каковым для магнетика конечных размеров является магнитная доменная структура. Первый расчет динамического отклика магнетика на переменное магнитное поле был сделан на основе феноменологического уравнения для движения вектора намагниченности \mathbf{M}_s [1]:

$$d\mathbf{M}_s/dt = \mu_0 \{ [\mathbf{F} \times \mathbf{M}_s] + \lambda [\mathbf{F} - (\mathbf{F} \cdot \mathbf{M}_s) \mathbf{M}_s / M_s^2] \}, \quad (2.21)$$

где \mathbf{F} – внутреннее эффективное магнитное поле, определяемое как производная от свободной энергии (см. уравн. (2.1), стр.62), λ – константа затухания. Было показано, что намагничивание кристалла в поле, параллельном легкой оси, определяется прецессией намагниченности, локализованной в

доменных границах (скоростью смещения границ) при наличии доменных границ в магнетике. Далее, в предположении о малом искажении структуры границ и малом затухании прецессии M_s , была вычислена магнитная проницаемость, обусловленная смещением границ:

$$\chi_l = \mu_0 M_s^2 \sqrt{A/K} / (i \omega \lambda d), \quad (2.22)$$

где $\mu_0 = e/mc$, d – период доменной структуры, ω – частота внешнего поля.

Позже было показано, что для правильного описания динамики границ необходимо ещё учитывать возвращающую силу, обусловленную дефектами кристаллического строения [123] и размагничивающими эффектами на поверхности [124], а также инерцию границ, связанную с изменением энергии границ при изменении скорости [125]. Учёт этих факторов позволил вывести следующее выражение для продольной магнитной проницаемости [126]:

$$\chi_l = \chi_{0l} \left[1 - \left(\frac{\omega}{\omega_0} \right)^2 + i \frac{\omega}{\omega_0} \frac{1}{q} \right]^{-1}, \quad (2.23)$$

где χ_{0l} – статическая продольная восприимчивость, $\omega_0^2 = k/m$, $k = 2 M_s^2 / (\chi_{0l} d)$ – коэффициент возвращающей силы, m – эффективная масса доменной границы, $q = \sqrt{km} / \beta$, $\beta = \gamma \delta_0 / \lambda$, δ_0 – ширина доменной границы. В зависимости от величины q , определяемой параметрами материала, спектр проницаемости $\chi_l(\omega)$ имеет релаксационный или резонансный характер. И, соответственно, зависимость скорости границ V от частоты имеет релаксационный или резонансный характер. Кроме того, из уравнений (2.22), (2.23) видно, что скорость V пропорциональна амплитуде поля h_0 , $V \sim h_0$.

Многочисленные экспериментальные работы, выполненные на различных материалах, показали правомочность такого описания: подтвердилась линейная зависимость скорости от поля [127–130] и частотные зависимости [129, 131, 132]. Но ряд экспериментальных данных не укладывался в упомянутые выше теории. Так, в работах [133–139] наблюдалась нелинейная зависимость $V(H)$ и насыщение скорости при больших полях, а измеренная масса границ на несколько порядков отличалась от расчётной [140]. Кроме того, было установлено, что динамика границ в толстых и тонких

пластинах значительно различается [137, 141]. Многие особенности в поведении доменных границ в дальнейшем были поняты на основе учёта нелинейных возбуждений структуры доменных границ и их влияния на динамику [100]. Так, Уокер показал [142], что стационарное движение доменной стенки ограничивается предельной скоростью V_W :

$$V_W = |\gamma| \delta_W H_W / \alpha, \quad (2.24)$$

где $\delta_W = \delta_0 \sqrt{1 + (2Q)^{-1}}$ – динамическая ширина доменной границы, $Q = K / 2\pi M_s^2$ – фактор качества, $H_W = 2\pi\alpha M_s$ – критическое поле Уокера, $\alpha = \lambda / M_s$ – константа затухания, γ – гиромагнитное отношение. При $H < H_W$ скорость доменной границы должна монотонно возрастать, приближаясь к значению $V = \gamma\delta H / \alpha$, намагниченность в доменной стенке должна отклоняться от плоскости стенки на угол $\varphi = \frac{1}{2} \arcsin (H/H_W)$, а ширина доменной стенки должна изменяться как

$$\delta = \delta_0 \{ 1 + (2Q)^{-1} [1 - (1 - (H/H_W)^2)^{1/2}] \}^{-1/2} \quad (2.25)$$

с постоянной времени $\tau \sim (1 + \alpha^2) / 2\gamma \sqrt{H_W^2 - H^2}$. При $H > H_W$ происходит срыв стационарного движения стенки: в стенке возбуждается незатухающая прецессия спинов. При этом скорость доменной стенки осциллирует во времени, и устанавливается колебательный режим движения стенки с неравными интервалами прямого и обратного движения. При $H \gg H_W$ средняя скорость поступательного движения [99]:

$$V_{eff} = (\alpha + 1/\alpha) \gamma \delta H. \quad (2.26)$$

Другие особенности для движения доменных границ предсказаны для скрученных доменных стенок в сильных магнитных полях [143]: при достижении скрученной доменной границей предельной скорости V_{p0}

$$V_{p0} = 24 \gamma A K^{1/2} h^{-1} \quad (2.27)$$

ожидается динамическое преобразование структуры доменной границы (периодическое образование горизонтальных линий Блоха на поверхности магнетика и их смещение вдоль границы), которое должно сопровождаться дополнительными потерями энергии и дополнительным поглощением

энергии внешнего поля. При этом скорость движения самой стенки должна зависеть от положения линии Блоха, что приведёт к установлению нестационарного движения и ограничению скорости поступательного движения границы величиной $\sim 0.3 \div 0.5 V_{p0}$, [143–145]. В реальном материале зарождение таких линий может облегчиться из-за наличия дефектов [144].

Как говорилось на стр. 65, во многих магнетиках доменные границы разбиты на субдомены, разделенные блоховскими линиями, ещё до начала движения, [101–107, 146]. Описание движения таких границ - сложная математическая проблема, включающая решение многомерной математической задачи с учётом магнитостатики, для решения которой используют приближённые аналитические или численные методы. Как показал Тиль [147], скорость движения границы, содержащей периодически распределённые вертикальные блоховские линии, зависит от их плотности. Слончевский [148] и Игнатченко [149] установили, что существующие в границах блоховские линии должны изменить характер движения границ под действием вынуждающей силы и резонансные свойства границ.

Сопоставление теоретических выводов с экспериментальными данными [100] показывает, что имеется хорошее качественное соответствие, но количественно соответствия нет. Наибольшее расхождение имеет место в измеренных и вычисленных значениях подвижности, в ходе зависимости предельной скорости от толщины пластин. Не наблюдается уменьшения средней скорости границ после достижения ими предельной скорости [142, 143] и гипотетического перехода к автоколебательному движению. Однако наблюдалось изменение структуры доменных границ, движущихся с достаточно большой скоростью (смещение цилиндрических магнитных доменов (ЦМД) под действием сильного продвигающего поля), и возбуждение движения блоховских линий в пластинах ИЖГ [59, 150]. Экспериментально наблюдалось не только преобразование структуры доменных границ, но и преобразование самой доменной структуры.

В работах [151–156] изучалось циклическое перемагничивание пластин Fe-3%Si при различных амплитудах и частотах магнитного поля. Было установлено, что при достаточно больших амплитудах поля $\geq 0.5 B_s$ возникают необратимые изменения доменной структуры: при повышении ам-

плитуды или частоты поля уменьшается период доменной структуры, что приводит [156–160] к уменьшению потерь энергии за цикл перемагничивания, что связано с вихревыми токами. Потери [160] пропорциональны числу движущихся доменных границ N и квадрату их скорости V :

$$W_N \sim N V^2. \quad (2.28)$$

Если принять $V \sim N^{-1}$, что качественно должно быть верно, то получается, что $W_N \sim N^{-1}$. В более точных расчётах, где были учтены затраты энергии на зарождение новых границ и затраты на изгибы границ, обусловленные вихревыми токами, выражение $W_N \sim N^{-1}$ было подтверждено.

Из термодинамики необратимых процессов известно [161], что при данных внешних условиях, препятствующих достижению системой равновесного состояния, стационарному состоянию системы соответствует состояние с минимальным производством энтропии. Таким образом, с точки зрения термодинамики неравновесных систем, уменьшение числа доменных границ в металлических ферромагнетиках оправдано.

Однако экспериментально наблюдалось, что изменение периода доменной структуры часто сопровождалось непрерывным поступательным движением границ [155, 156], и это приводило к дополнительному уменьшению потерь энергии. Было высказано предположение, что дрейф границ обусловлен неоднородными внутренними напряжениями, неоднородным распределением магнитостатических полей из-за неоднородности поверхности пластин, из-за наличия включений. Основанием для этих предположений послужило изменение скорости дрейфа границ под действием напряжений, приложенных к пластинам, а также неизбежность эффекта дрейфа границ в скошенных образцах (треугольной формы).

Итак, при исследовании циклического перемагничивания ферромагнетиков было установлено, что в зависимости от величины приложенного поля процесс перемагничивания осуществляется различными путями: при слабых возбуждениях – за счет обратимого колебания доменных границ, а при сильных – вынужденные колебания границ сопровождаются преобразованиями структуры границ, самой доменной структуры и даже дрейфом доменных границ.

2.1.4 Высокочастотные возбуждения магнитной доменной структуры

Колебания доменных границ играют определяющую роль в отклике магнетиков на низкочастотные магнитные поля. При высокочастотных возбуждениях возрастает роль процессов вращения намагниченности [100, 126]. Наименьшая частота объемных колебаний однородно намагниченного ферромагнетика с $Q \gg 1$ определяется полем анизотропии H_a :

$$\omega_a = \gamma H_a. \quad (2.29)$$

При наличии в магнетике доменной структуры на решения, описывающие вращение намагниченности, накладываются граничные условия. Это приводит к увеличению собственных частот объемных вращательных мод. Кроме того, появляются новые ветви колебаний, соответствующие поверхностным колебаниям намагниченности, к которым относятся и изгибные колебания границ, и трансляционное движение границ, и колебания границ по толщине [162–169]. Минимальная собственная частота этих колебаний определяется магнитостатической жёсткостью границ и возвращающей силой для их смещения:

$$\omega_0 = 4\pi\gamma M_s \kappa_0, \quad (2.30)$$

где κ_0 – характеризует жёсткость закрепления доменной границы. Частота ω_0 совпадает с резонансной частотой, определенной по формуле (2.23), стр.70. Как показано в [164], учёт взаимодействия между границами несколько понижает ω_0 .

Рассчитанные в [162–169] спектры спиновых волн соответствуют наблюдаемым в эксперименте при слабых возбуждениях магнетиков [126]. По мере усиления внешнего воздействия в динамическом отклике магнетиков появляется ряд особенностей: переориентация границ относительно поляризации СВЧ поля [170, 171], неустойчивость доменной структуры [172, 173] типа асинхронных скачков доменных границ с характерными временами порядка долей секунды, которые наблюдались в пластинах ИЖГ при частотах 0.05 - 1000 МГц [172]) или типа расщепления доменов и смещения одного/нескольких доменов на расстояния порядка ширины домена. Была обнаружена генерация кольцевых доменов и ЦМД при ФМР в тонких

магнитных пленках [8, 174]. Упомянутые особенности были необъяснимы в рамках линейной теории спиновых волн, и требовали развития новых представлений с учётом нелинейных взаимодействий в магнетиках.

Позже, в работах [175–177] было показано, что СВЧ поле оказывает на доменные стенки эффективное давление, аналогичное действию постоянного поля [175, 176], и изменяет эффективную энергию доменных границ [177]. Вследствие этого СВЧ поле создает условия для изменения как ориентации границ, так и для изменения ширины доменов, а также для качественных преобразований структуры типа перехода из ЦМД в полосовую структуру и наоборот. Эти переходы могут произойти, если в образце возбудятся соответствующие нелинейные моды. Вопросы устойчивости доменной структуры к моменту постановки задачи данной диссертационной работы изучены не были.

В завершении анализа поведения магнетиков под действием СВЧ поля остается обсудить автоколебания поглощаемой магнетиком мощности возникающие при появлении неустойчивости доменной структуры [173] и наблюдаемые при нелинейном ФМР в намагниченных до насыщения образцах [178]. Амплитуда и спектральный состав этих колебаний зависят от параметров поля, размера и формы образцов и ориентации поля. Одно из возможных объяснений наблюдаемых автоколебаний дано в [179]: если в кристалле имеется дискретный спектр возможных устойчивых вращательных мод для M_s , то при соответствующей накачке между ними возможны переходы, которые могут привести к возникновению автоколебаний.

Таким образом, ряд экспериментальных данных свидетельствует о существовании и важной роли нелинейных возбуждений в формировании динамического отклика магнетика на внешнее воздействие, в частности, на переменное магнитное поле. Однако к моменту постановки задачи данной диссертационной работы практически не было экспериментальных работ, посвященных целенаправленному их изучению, а по имеющимся экспериментальным данным было трудно построить единую картину последовательного усложнения отклика магнетиков на переменные магнитные поля, т.к. имеющиеся данные были получены на различных материалах и в различных условиях. В то же время усилия многих теоретиков были направле-

ны на поиск собственных нелинейных мод возбуждений намагниченности и понимание их роли в формировании магнитных свойств материалов. Всё это делало особенно актуальными экспериментальные исследования в этой области.

2.1.5 Нелинейные возбуждения намагниченности

Выше было показано, что при интенсивных внешних воздействиях в поведении магнитоупорядоченных кристаллов большую роль начинают играть существенно нелинейные процессы. Эти процессы могут быть рассмотрены с точки зрения нелинейных колебаний и волн, интенсивное изучение которых в различных областях физики: нелинейная физика плазмы, нелинейная оптика и акустика и др. – началось в шестидесятые годы, [180–182]. В рамках этого подхода были развиты новые методы решения нелинейных уравнений, установлена значительная общность в поведении различных систем, а для их описания введены новые понятия: нелинейный резонанс, автоколебания, синхронизация, солитоны – дающие модельные представления о наблюдаемых явлениях. Такие же исследования проводились и применительно к магнитоупорядоченным системам [183, 184]: изучалось поведение цепочки спинов с учётом обменного, анизотропного, магнитоупругого и др. взаимодействий, были найдены некоторые частные точные решения для одно- двух- и трехмерных магнетиков. В данном разделе будут рассмотрены основные достижения в этой области на момент начала диссертационной работы.

Еще в 1931 году Бете [186] показал, что в цепочке спинов могут существовать связанные комплексы спинов, энергия которых выше энергии спиновых волн, и эти комплексы полностью характеризуются двумя интегралами движения: числом магнонов в комплексе N и полным импульсом системы P . Далее были изучены спектры собственных возбуждений гейзенберговской цепочки атомов с учётом обменного, анизотропного и магнитоупругого взаимодействий. В работах [187–192] было показано, что плотность магнонов в комплексе ограничена такой величиной, при которой отклонение намагниченности от основного состояния не превышает π , [187]. Затем была исследована устойчивость цепочки спиновых комплексов (со-

литонов) в зависимости от их энергии [190, 191]. Было показано, что магнитоупругие взаимодействия повышают энергию солитонов [192] и т.д. Важность этих работ, неприменимых непосредственно к описанию реальных двух- и трехмерных магнетиков, заключается в том, что в них была показана возможность существования солитонов и продемонстрировано, что спиновые комплексы являются такими же собственными возбуждениями магнетиков, как и спиновые волны. Эти работы стимулировали поиск новых решений, описывающих поведение многомерных магнитных систем.

В общем случае поведение спинов в магнетике описывается нелинейным векторным уравнением Ландау-Лифшица (2.21), стр. 69. Ко времени постановки задачи диссертации точные решения этого уравнения были найдены лишь в некоторых частных случаях: для бесконечного магнетика с учётом обменного взаимодействия и, в некоторых случаях, анизотропии. Обзор работ по нелинейным возбуждениям намагниченности дан в [183].

Одними из первых нелинейные спиновые волны рассмотрели Ахиезер и Боровик [193, 194]. С учётом обменного взаимодействия и одноосной анизотропии ими были получены решения уравнения Ландау-Лифшица в виде двух типов волн: уединённой спиновой волны и волны опрокидывания спинового момента. Уединённая волна намагниченности распространяется по кристаллу вдоль оси легкого намагничивания X с постоянной скоростью V , меньшей критической скорости V_{crit} , определяемой константами материала. Форма волны при движении сохраняется. Намагниченность в волне прецессирует с частотой $\omega = \omega_0 (X - Vt)$. Наибольшее отклонение намагниченности в волне θ_{max} , как и V_{crit} , определяется параметрами материала, однако им можно управлять с помощью внешнего напряжения или магнитного поля. Если $\theta_{max} < \pi/2$, то волна имеет один максимум, при $\theta_{max} > \pi/2$ появляется два симметричных относительно гребня волны максимума. При $\theta_{max} \rightarrow \pi$ уединённая волна фактически превращается в две 180-градусные доменные границы, намагниченность которых непрерывно прецессирует вокруг оси легкого намагничивания с частотой ω и которые в то же время ограничивают область обратной намагниченности.

В работах [195, 196] продолжено изучение уединённых спиновых волн намагниченности, исследована их устойчивость в зависимости от парамет-

ров среды, диссипации и внешнего поля. Было показано, что при малой скорости движения намагниченность перед и позади уединенной волны находится в состоянии покоя, при скорости выше предельной на концах волны возбуждаются присоединённые спиновые волны, т.е. в домене вблизи границы должна происходить прецессия намагниченности. Ширина переходного слоя в этом случае увеличивается. Как отмечено в [183], большое количество работ посвящено изучению солитонов в одномерном ферромагнетике. Это связано с интегрируемостью уравнения Ландау-Лифшица в одномерном приближении. Реальные магнетики описываются неинтегрируемыми уравнениями, поэтому возможен лишь качественный анализ их поведения. Одномерные солитоны в трехмерном магнетике могут рассматриваться как плоские магнитные возмущения – доменные стенки. Но при этом во многих случаях теряется основное свойство солитонов – их устойчивость, что значительно сужает область их существования. В то же время в трёхмерных системах появляются специфические трёхмерные возмущения, также являющиеся солитонными решениями. Одно из них, [197], имеет вид сферической области радиуса $R \gg \delta_0 = \sqrt{A/K}$. В этой области \mathbf{M}_s имеет направление, обратное к направлению в основном объёме магнетика. Область отделена от основного объёма сферической „доменной“ границей толщиной δ_0 , в которой \mathbf{M}_s прецессирует с частотой $\omega \ll \omega_a$ под углом θ , зависящим от R . В отличие от одномерных систем, число магнонов в трехмерном локализованном спиновом комплексе N должно быть больше $N_0 = 2\pi M_s \delta_0^3 / \mu_0$. Поле, приложенное вдоль лёгкой оси, не уничтожает солитонные возмущения, а приводит к появлению новых. Таким образом, показано, что даже в бесконечном одно-доменном магнетике могут существовать зародыши обратной намагниченности, что даёт ключ к решению парадокса коэрцитивной силы. Солитонные решения найдены и в двухмерных магнетиках, это решения типа магнитного вихря [198]. При $\omega \ll \omega_a$ магнитный вихрь соответствует ЦМД.

Таким образом, согласно теоретическим представлениям, в магнетиках наряду с „линейными“ спиновыми волнами должны существовать нелинейные образования солитонного типа. Их наличие в кристаллах может определить многие свойства магнетиков, в том числе влиять на процессы

перемагничивания и на динамику доменных границ. Решения типа уединенных волн намагниченности получены лишь для некоторых модельных ситуаций. Строгие расчёты применительно к реальным магнетикам провести сложно в силу математических трудностей. В этом плане особенно актуальной становится экспериментальная работа, экспериментальный поиск и исследование таких возбуждений в магнетиках, их исследование и изучение их влияния на магнитные характеристики.

2.1.6 Постановка задачи

Доменная структура в значительной степени определяет динамический отклик магнетика на внешнее магнитное поле. Несмотря на то, что принципы расчета равновесной доменной структуры развиты достаточно хорошо, вопрос о кинетике её формировании до сих пор отчасти остаётся открытым. Эта проблема возникает и при описании квазистатического перемагничивания, и при описании поведения магнетиков в переменном магнитном поле. В первом случае ферромагнетик переходит из однодоменного состояния в многодоменное, во втором уже существующая доменная структура перестраивается путем изменения и структуры, и изгиба границ, и образования новых доменов. В совершенных кристаллах эти процессы в значительной степени определяются собственными нелинейными модами колебания намагниченности, за счёт развития которых и происходит изменение состояния. В несовершенных кристаллах на процесс существенное влияние оказывает реальная структура кристаллов, которую сложно априори учесть при теоретическом рассмотрении.

Теоретический анализ собственных возбуждений намагниченности в линейном приближении привёл к объяснению спектров объёмных и поверхностных спиновых волн, магнитостатических и магнитоупругих волн. В некоторых частных случаях были получены нелинейные уравнения типа уединенных волн и автоколебательные решения. В ряде случаев для описания поведения магнетиков успешно использовались численные методы и методы качественного анализа. Важность изучения нелинейных возбуждений магнетиков подчёркивается рядом экспериментальных фактов: изменением структуры доменных границ, приводящим к изменению характера

их движения в магнитном поле, изменением самой доменной структуры, как при низкочастотной перемагничивании, сопровождающимся изменением потерь на перемагничивание, так и при возбуждении магнетика СВЧ полем, сопровождающимся генерацией новых доменов, если частота поля близка к частоте ферромагнитного резонанса... Но всё вышеперечисленное является проявлением нелинейного отклика магнетиков на воздействие переменным магнитным полем, которое фактически целенаправленно не изучалось к моменту поставки задачи диссертационной работы.

Один из путей решения этой экспериментальной задачи – это исследование динамического отклика магнетика на переменное магнитное поле в широком диапазоне амплитуд и частот поля при различных его направлениях. Широкие экспериментальные возможности для решения стоящей задачи открываются при использовании магнитооптических методов наблюдения магнитной доменной структуры, стр. 35, потому что с их помощью удастся не только визуализировать магнитную доменную структуру и структуру границ, но и измерять как интегральный, так и локальный отклик магнетика на внешние воздействия. И наконец, наиболее точные и однозначно интерпретируемые результаты при исследовании нелинейных возбуждений можно получить, используя в качестве образцов магнитные диэлектрики (потому что в этом случае отпадает влияние вихревых токов, сопровождающих любые перестроения доменной структуры и движение доменных границ), выбрав в качестве образцов совершенные монокристаллические образцы, свободные от двойников и дислокаций (что обеспечивает равномерность возвращающей силы при движении доменных границ), стехиометричные по составу (что обеспечивает малую магнитную вязкость). Всем этим требованиям удовлетворяют монокристаллы и тонкие пленки ферритов-гранатов, выращенные из раствора в расплаве. Ещё одним достоинством ферритов-гранатов является их прозрачность в видимой области спектра (что позволяет непосредственно наблюдать магнитную доменную структуру в проходящем поляризованном свете с помощью эффектов Фарадея и Коттона-Муттона) и высокий контраст изображения, достаточный для проведения исследований в реальном времени, без использования накопления сигнала за многие циклы перемагничивания, стр. 36, 37, 39,

часто усредняющего и „скрывающего“ эффекты.

Поэтому в данном разделе диссертационной работы были поставлены следующие задачи:

1. Используя магнитооптические и индукционные методики исследования провести прямое экспериментальное изучение динамического отклика ферромагнитных кристаллов в широком диапазоне амплитуд и частот переменного магнитного поля.
2. Изучить особенности поведения доменной структуры в переменных полях большой амплитуды.
3. Исследовать влияние состояния доменной структуры и структуры доменных границ на магнитные характеристики материала.

2.2 Экспериментальное исследование влияния реальной структуры кристаллов на кинетику перемагничивания

2.2.1 Движение вертикальных блоховских линий

Важным фактором, определяющим динамику доменных границ в магнетиках, является их внутренняя структура, наиболее существенным элементом которой являются блоховские линии [100]. Теоретически было показано, что их генерация и движение определяют изменения массы и подвижности доменных границ и приводят к нелинейной зависимости скорости границ от приложенного магнитного поля [100]. В диссертационной работе исследовалось поведение блоховских линий и их влияние на подвижность доменных границ в гранатовых пленках микронной толщины и в тонких пластинках ИЖГ.

Для начала рассмотрим движение линий под действием магнитных полей различной ориентации в плёнках $(\text{GdTmPrBi})_3(\text{FeGa})_5\text{O}_{12}$ толщиной

7,5 мкм, намагниченностью насыщения $4\pi M_s = 185$ Гс, полем анизотропии $H_a \simeq 1200$ Э (ось анизотропии перпендикулярна поверхности плёнки) и затуханием $\alpha \simeq 0.1$; такие же пленки использовались в работах Тиавилля и Тиле-Энгемана [63, 64].

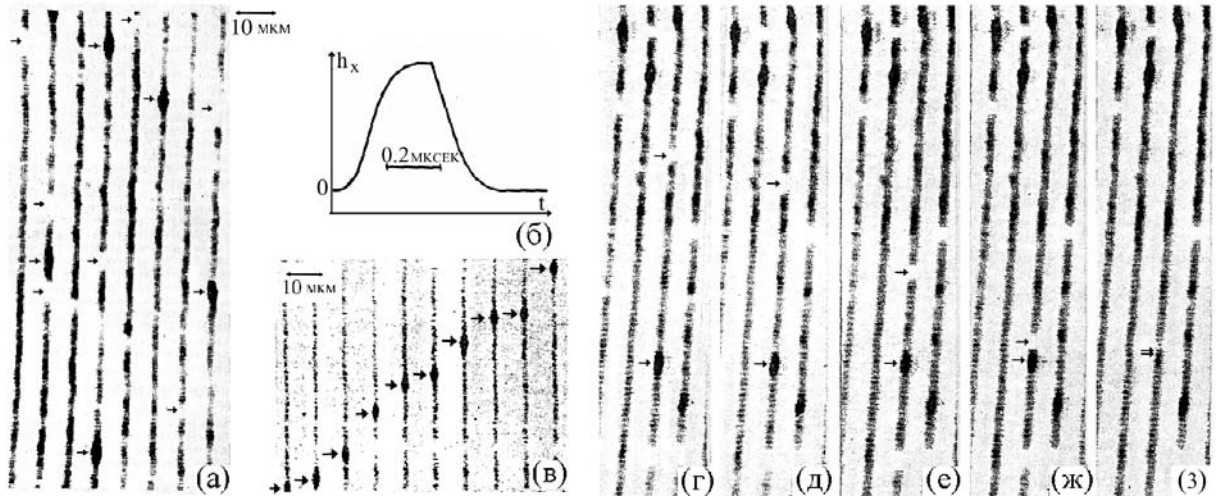


Рис. 2.2: Темнопольное дифракционное изображение доменной структуры тонкой магнитной пленки (негатив) при её наклонном освещении (угол падения света - 38° , апертура объектива - 0.19, примененный метод наблюдения подробно описан на стр. 39–42) – (а). Стрелки отмечают положение блоховских линий. Смещение – (в) и слияние линий –(г-з) под действием поля, приложенного вдоль доменных границ в плоскости плёнки, форма импульсов поля показана на (б). Изображения получены оцифровкой некоторых кадров различных видеофильмов.

При наличии в границах вертикальных блоховских линий (ВБЛ), в поле, направленном вдоль доменных границ в плоскости пленки h_x , т.е. совпадающим или направленным против средней намагниченности в сегментах границы, разделенных блоховскими линиями, должно происходить „перемагничивание“ доменных границ за счёт смещения блоховских линий. Такое смещение наблюдается, когда постоянное магнитное поле h_x превышает поле коэрцитивности линий. При этом линии скачкообразно смещаются вдоль доменных границ, а величина их смещения лимитируется наличием стопоров на их пути. Минимальная коэрцитивность линий h_x^c оказалась порядка 4 Э. Однако на отдельных дефектах, невидимых в прямом проходящем свете, но дающих дифракционное изображение при темнопольном наблюдении, линии оставались закреплены даже при $h_x^c \simeq 100$ Э. Усреднение по многим линиям даёт $\langle h_x^c \rangle \simeq 6$ Э.

Смещение линий под действием импульсного поля $h_x = 9$ Э длитель-

ностью $\tau \simeq 0.2$ мксек показано на рис.2.2. Импульс за импульсом, линии устойчиво смещаются в направлении, определяемом полярностью импульсов и направлением намагниченности в сегментах доменной границы: на одной и той же доменной границе (и всех чётных от неё) все линии одного контраста движутся в одном направлении, а на соседних границах (и всех нечётных) – в противоположном направлении, в соответствии с закономерностями формирования контраста (стр. 39–42 и ссылки [65, 69]). При увеличении длительности импульсов и при увеличении амплитуды поля расстояние S , на которое линии смещаются, возрастает, рис.2.3

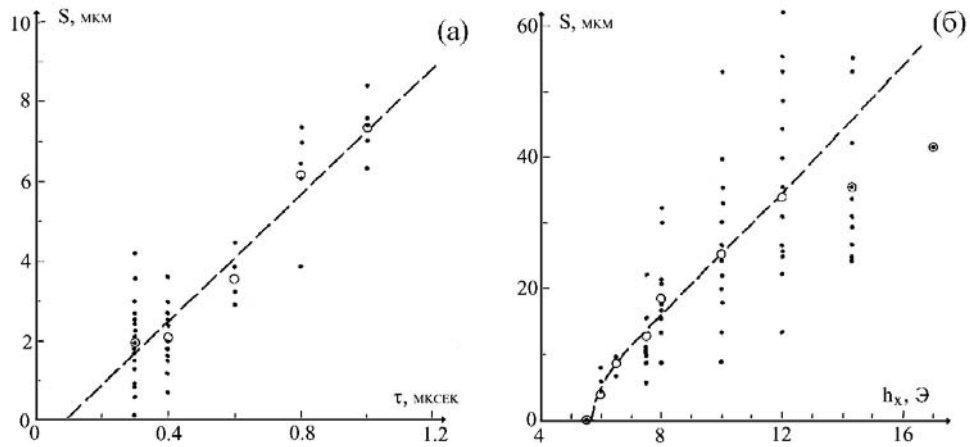


Рис. 2.3: Зависимость смещения блоховских линий от длительности импульсов τ магнитного поля $h_x = 9$ Э – (а) и зависимость смещения блоховских линий от амплитуды магнитного поля h_x при длительности импульсов $\tau \simeq 0.6$ мксек, длительности переднего фронта $\tau \simeq 0.1$ мксек и длительности заднего фронта $\tau \simeq 0.15$ мксек, – (б). Точки - экспериментальные данные, кружки - усредненные значения, штриховая линия - расчёт по формуле (2.31) .

Из полученных данных можно определить подвижность линий. Если аппроксимировать форму импульса выражением $h = h_0 \sin^2(\pi t / \tau)$ и считать, что скорость линии при $h > h_x^c$ линейно зависит от поля, т.е. $V_{BL} = \mu_{BL} h$, а при $h < h_x^c$ скорость $V_{BL} = 0$, то

$$S = \int_0^\tau V_{BL} dt = \mu_{BL} \tau \pi^{-1} (h_0 + h_x^c) [(h_0 - h_x^c) / h_x^c]^{-1/2}. \quad (2.31)$$

Оценка подвижности линий по этой формуле даёт значение: $\mu_{BL} \simeq 14.6$ м/секЭ. Подгонка осуществлялась по экспериментальным данным, полученным в полях до 12 Э, поскольку в больших полях часть линий в

процессе движения сталкивалась со встречными, что уменьшало их пробег. Если пренебречь изменением толщины доменной границы при движении, то оценку подвижности блоховских линий можно выполнить на основе редуцированных уравнений движения линий ([100], главы 6,8,9) $\mu_{BL}^m \simeq \pi Q^{1/2} \gamma \Delta / 2 \alpha$, где $Q = K/2\pi M_s^2$ – фактор качества материала, γ – гиромагнитное отношение, Δ – ширина линии Блоха, α – параметр затухания. Для исследуемой плёнки это даст $\mu_{BL}^m \simeq 33$ м/секЭ, что вдвое выше экспериментального значения. Такое большое расхождение может быть связано с влиянием коэрцитивного рельефа, снижающего подвижность линий [204] или с нелинейностью движения линий [64].

Контраст изображения столкнувшихся линий либо исчезает вовсе, либо резко падает, как показано на рис.2.2(з). Дальнейшее приложение импульсов поля той же полярности не приводит ни к изменению оставшегося контраста, ни к его смещению вдоль границы, а смена полярности поля приводит к разъединению линий, восстановлению их контраста и их движению в противоположных направлениях, если остатки контраста были видны, и не вызывает появления линий, если контраст изображения пары исчезал, что можно трактовать, как образование пары линий или аннигиляцию столкнувшихся линий, в зависимости от π -зарядов столкнувшихся линий (направления закрутки векторов намагниченности в блоховских линиях).

При квазистатическом намагничивании образца полем h_z , направленным вдоль легкой оси (перпендикулярным плоскости плёнки), блоховские линии практически не смещаются вдоль доменных границ. Они остаются неподвижными и при медленном циклическом перемещении (с частотой до 1000 Гц). Но под действием высокочастотного (≥ 1000 Гц) или импульсного поля h_z наблюдается движение линий, обусловленное гиротропными эффектами. При длительности импульсов $\tau \simeq 0.3$ мксек с фронтом нарастания $\tau_1 \simeq 0.1$ мксек движение линий начиналось в поле $h_z^c \simeq 10$ Э, но отдельные линии покоились вплоть до $h_z^c \simeq 30$ Э.

Оценка подвижности линий по формуле $\mu_{BL}^z = S / \tau (h_z - h_z^c)$, где τ – время действия импульса, S – смещение линии, h_z – амплитуда прило-

женного поля, h_z^c – коэрцитивность, даёт $\mu_{BL}^z \simeq 1$ м/секЭ, что значительно ниже подвижности линий в продвигающем их поле h_x . Теоретическая оценка подвижности линий в предположении о жёсткой границе ([100], главы 6,8,9) по формуле: $\mu_{BL}^{mz} \simeq \pi Q^{1/2} \gamma \Delta / 2 \alpha^2$, даёт значение $\mu_{BL}^{mz} \simeq 330$ м/секЭ, что на два порядка превышает полученное из эксперимента значение. По-видимому, модель жёсткой стенки не работает в этом случае.

Другая модель, пренебрегающая размером линии по сравнению с изгибом доменной стенки и учитывающая коэрцитивность линий [205], даёт оценку величины скачка блоховской линии под действием импульсного поля $S = \mu_{BL}^m h_z^c \tau_1 = 14$ мкм, не зависящую от величины поля, если оно заметно превосходит коэрцитивность. В эксперименте наблюдалось $S = 3 \div 10$ мкм, что находится в разумном согласии с теорией и подтверждает определяющую роль коэрцитивности линий и изгиба границ для описания динамики вертикальных блоховских линий.

Надо отметить, что движение линий в поле h_z носит значительно менее устойчивый характер, чем в поле h_x : наблюдается даже смена направления движения одной и той же линии при постоянном направлении поля h_z , что можно объяснить только в предположении о смене π -заряда линии за счёт зарождения и смещения в линии блоховских точек.

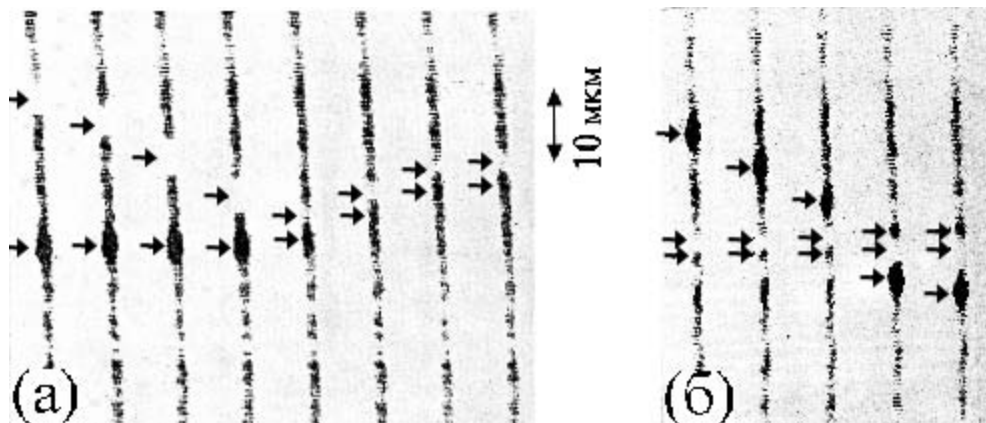


Рис. 2.4: Смещение отдельной блоховской линии и образовавшейся пары линий в поле h_z – (а); частице-подобное взаимодействие движущейся линии с парой линий – (б). На каждой серии изображений приведены изображения одного и того же участка доменной границы после последовательно прикладываемых импульсов поля.

В поле h_z , также как и в поле h_x , при сближении линий может происходить их аннигиляция или образование пар блоховских линий, рис.2.4(а). Последнее, как правило, наблюдается, когда одна из линий закреплена на дефекте. Образовавшиеся пары продолжают смещаться под действие импульсов поля. Подвижность пар в два раза ниже подвижности отдельных линий, что находится в соответствии с общепринятым положением о подвижности кластеров линий, которая должна падать пропорционально числу линий в кластере, [100]. При столкновении движущейся линии с кластером наблюдалось как бы прохождение этой линии через кластер, поскольку после соударения от кластера отделялась линия того же контраста и продолжала движение в направлении исходно движущейся линии, рис.2.4(б), контраст оставшейся пары при этом инвертировался. Показанная на рис.2.4(б) ситуация соответствует исходному движению пары линий вверх, после чего эта пара закрепились на дефекте, и движению уединенной линии вниз. После соударения и „прохождения“ пара продолжила движение вверх, а уединенная линия - вниз. Качественно такая ситуация может быть описана, как прохождение π -солитона через 2π -солитон, [183]. Надо отметить, что качественно аналогичный эффект наблюдался по косвенным данным (движению изгибов на доменной границе, которые связывались с невидимыми кластерами блоховских линий) в [206] на плёнках неизвестного состава. И наконец, если амплитуда поля превышала 30 Э, то начинался процесс множественного зарождения новых линий, что качественно согласуется с расчётами Уокера и Слочевского [142, 143].

Аналогичные исследования были выполнены на плёнках $(YBi)_3(FeGa)_5O_{12}$. Поведение линий при приложении импульсных и переменных полей h_z и h_x было совершенно аналогично вышеизложенному, отличались лишь величины полей коэрцитивности. Приложение слабых переменных полей вызывало колебания блоховских линий, амплитуда которых падала с увеличением частоты, а приложение полей амплитудой выше 10 Э с частотой свыше 100 кГц вызывало и колебания линий, и потерю их положения равновесия, что приводило к размытию и исчезновению их изображения, рис.1.6 на стр.42, и изменению числа блоховских линий и их положений при выключении поля. Это дало осно-

вания предположить, что эффект аналогичен эффектам преобразования магнитной доменной структуры и дрейфа блоховских линий, которые наблюдаются при высокочастотном возбуждении магнитной доменной структуры тонких пластин ИЖГ с плоскостной анизотропией, и которые будут обсуждаться в дальнейшем.

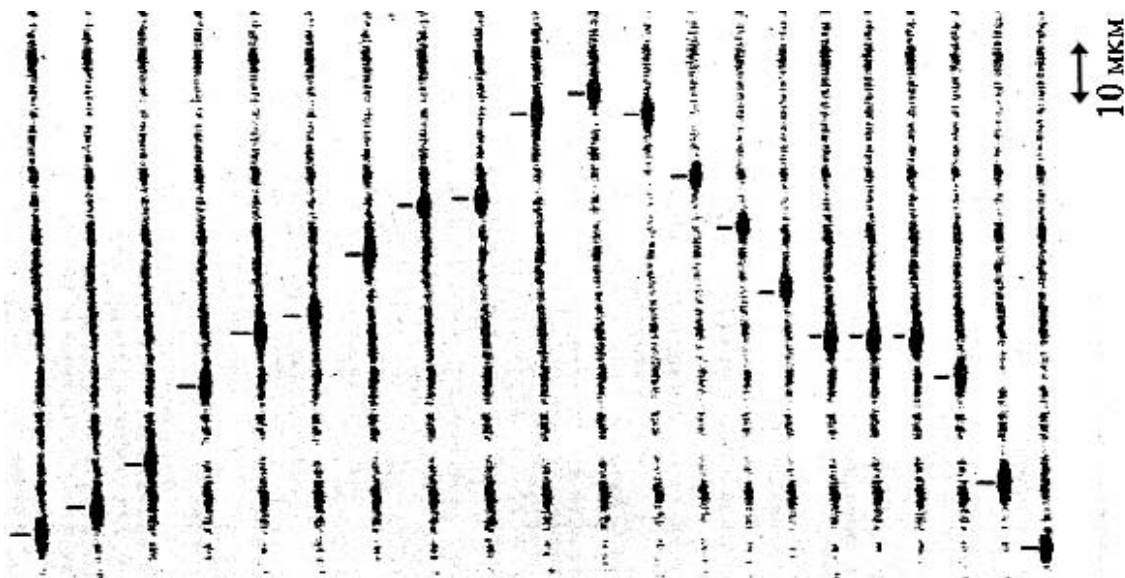


Рис. 2.5: Смещение отдельной блоховской линии под действием импульсов поля h_z в присутствии слабого постоянного поля H_x . На первых одиннадцати кадрах - H_x одного направления, на следующих кадрах полярность H_x противоположна. (Изображения одного и того же участка доменной границы после последовательно прикладываемых импульсов поля.)

Новые возможности для управления структурой стенок были найдены при использовании скрещенных магнитных полей. Было показано, что приложение статического поля H_x величиной всего 1 Э изменяет характер движения линий под действием импульсного поля h_z : направление постоянного поля определяет направление движения всех блоховских линий, которые за время действия импульса поля (0.3 мксек) устойчиво проходят расстояние 12-14 микрон. Соответственно, смена направления движения линий происходит при переключении полярности поля H_x , а +/- направление поля h_z в тех же пределах 12-14 микрон изменяет смещение линий за время действия импульса поля, рис.2.5.

Интересные результаты были получены при использовании „скрещенных“ полей, высокочастотного h_x с частотой $10^4 \div 10^6$ Гц и амплитудой несколько Эрстед и импульсного h_z : высокочастотное поле уменьшало ко-

эрцитивность и уединенных линий и пар линий, увеличивало устойчивость их движения и подвижность, подавляло процесс генерации новых линий.

До сих пор речь шла о поведении вертикальных линий Блоха в доменных границах, разделяющих домены с перпендикулярной поверхности плёнок анизотропией, которые удалось увидеть и исследовать благодаря применению предложенной автором модифицированной темнопольной методике. Описанные выше результаты опубликованы в [65, 68, 69].

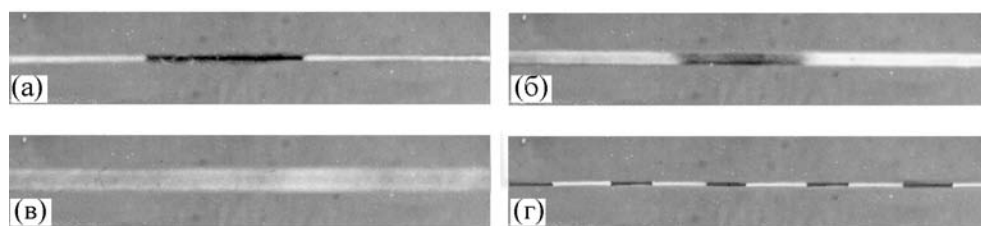


Рис. 2.6: Изменение тонкой структуры доменных границ под действием переменного магнитного поля, направленного вдоль оси легкого намагничивания. (а) – граница до включения поля, (б) – граница, движущаяся со скоростью ~ 6 м/сек, размытие изображения границы по вертикали соответствует амплитуде её колебаний, (в) – граница, движущаяся со скоростью ~ 15 м/сек, изображение тонкой структуры границ исчезло, поскольку начался необратимый дрейф блоховских линий, (г) – граница после выключения поля, плотность блоховских линий возросла примерно в 3 раза.

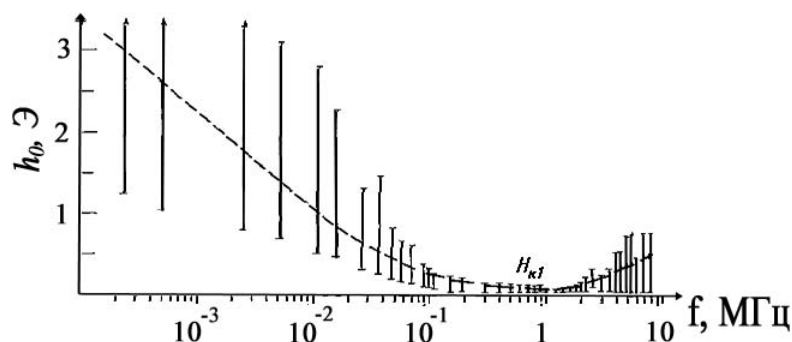


Рис. 2.7: Зависимость пороговых полей, при которых возбуждается движение блоховских линии под действием переменного магнитного поля h_x , направленного в плоскости пластины ИЖГ вдоль доменных границ, от частоты поля. (Вертикальные линии показывают разброс значений по всем доменным границам. Пунктирная линия проведена на глаз.)

Первое прямое наблюдение возбуждения блоховских линий под действием переменного магнитного поля было сделано на тонких пластинах ИЖГ с легкой осью, ориентированной в плоскости пластин, [59]. Эксперименты

проводились в импульсном магнитном поле, направленном параллельно оси легкого намагничивания. Доменная структура и структура границ наблюдались в проходящем поляризованном свете за счет эффектов Фарадея и Коттона-Муттона, стр.36, 37. Было установлено, что при малых скоростях движения доменных границ (до 13 м/сек) блоховские линии покоятся, при скоростях от 13 до 15 м/сек начинают обратимо колебаться около своих равновесных положений, а при скоростях свыше 15 м/сек линии приходят в движение и их число изменяется, рис.2.6. Такое же возбуждение движения блоховских линий наблюдается под действием синусоидальных переменных магнитных полей, амплитуда и частота которых превышают некоторые пороговые значения, рис.2.7, [207], причем не только в поле, параллельном легкой оси, но и в перпендикулярном поле [208, 209]. Влияние таких возбуждений на магнитные характеристики кристаллов и подвижность доменных границ будет рассмотрено в следующем разделе.

2.2.2 Влияние движения блоховских линий на подвижность доменных границ

Первые эксперименты по изучению влияния динамического изменения структуры доменных границ на их подвижность [59] были выполнены на тонких пластинках магнитного диэлектрика $Y_3Fe_5O_{12}$ (ИЖГ), ограниченных плоскостями (112) и содержащих, соответственно, одну $\langle 111 \rangle$ ось в плоскости пластин (ось легкого намагничивания) и простую полосовую структуру с доменами 180-ти градусного соседства. Доменные границы в

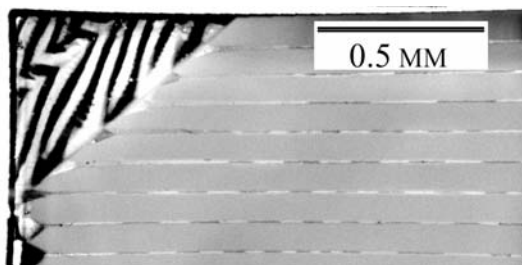


Рис. 2.8: Типичная доменная структура тонкой пластинки ИЖГ, вырезанной вдоль (112) плоскости (показан фрагмент образца вблизи края, чтобы было лучше видно замыкающие домены)

таких пластинах имеют ширину до 2 мкм [58], что дает возможность на-

блюдают их структуру в видимом свете, и, как правило, в намагниченном кристалле границы уже разбиты на субдомены, разделенные блоховскими линиями, рис.2.8. В данных экспериментах образцы вырезались в форме прямоугольных пластин толщиной ~ 60 мкм, сильно удлиненных вдоль направления легкой оси, полировались механически, затем химически снимался напряженный слой. После такой обработки удавалось получить образцы, содержащие всего одну доменную границу, расположенную в центре пластины вдоль длинной стороны. Движение этой границы не приводило к изменению площади границы S , поэтому возвращающая сила $F = 2 M_s H S$, где M_s – намагниченность насыщения, H – внешнее магнитное поле, была строго пропорциональна смещению границы X : $F = \alpha X$, где возвращающая сила $\alpha = \text{const}$, рис. 2.9(а). Коэффициент вязкого трения β , рис. 2.9(б), определялся из закона движения границы под действием импульсного магнитного поля H : $X = X_0 [1 - \exp(-\alpha t / \beta)]$ ¹. Здесь амплитуда колебания границы $X_0 = 2 M_s H S / \alpha$, а t – время движения стенки. Скорость движения доменных границ V , рис. 2.9(в), опре-

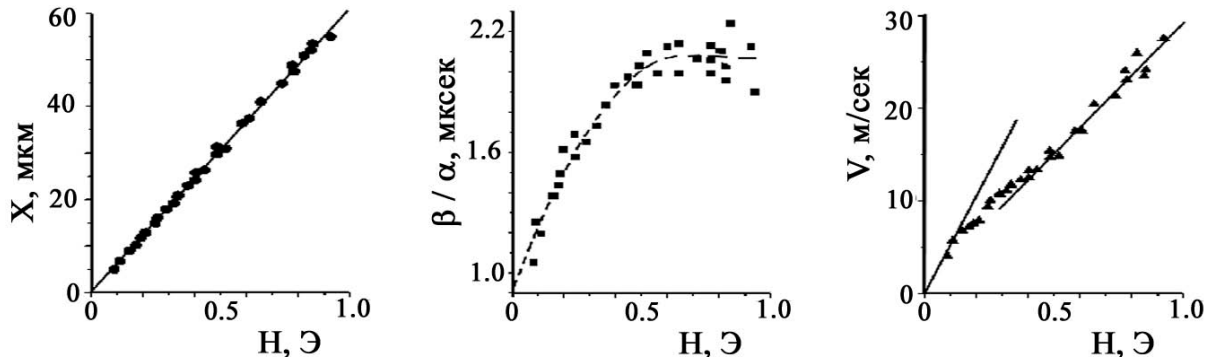


Рис. 2.9: Зависимость амплитуды колебания доменной границы (а), магнитной вязкости (б) и скорости движения (в) от амплитуды импульсного поля.

делялась как отношение $V = X_0 / (\beta / \alpha)$, [210]. Зависимость магнитной вязкости и зависимость скорости движения границ от амплитуды поля оказались существенно нелинейными, рис. 2.9, причем по мере увеличения поля диссипативные процессы в стенке усиливались, в результате чего потери практически удвоились при увеличении поля до ~ 0.6 Э, а затем вышли

¹Справедливость именно этой зависимости смещения доменной стенки от времени в конкретных образцах была подтверждена экспериментально

на насыщение. Одновременно с усилением потерь происходило нарастание нелинейных процессов в доменной границе: при скоростях движения границы до ~ 6 м/сек наблюдались лишь нарастающие с увеличением поля (и скорости движения границ) колебания блоховских линий вблизи их положений равновесия в границе, а в полях свыше ~ 0.6 Э (при скоростях свыше ~ 15 м/сек), изображение тонкой структуры границ при визуальном наблюдении исчезало, поскольку начинался процесс необратимого дрейфа и непрерывной генерации блоховских линий, регистрируемый с помощью фотодетектора, как это описано на стр. 37, и проиллюстрированный на рис. 2.6 (стр. 88).

Таким образом в результате проведенных экспериментов было показано, что в совершенных монокристаллах ИЖГ существенный вклад в потери энергии движущейся доменной границей дают нелинейные возбуждения, локализованные в доменной границе, такие как зарождение и движение блоховских линий, что находится в соответствии с предсказаниями работы [211]. Полученные результаты позволили объяснить происхождение ограничения скорости границ, наблюдавшегося экспериментально при исследовании подвижности доменных границ в гранатовых пленках и объяснить появление жестких цилиндрических магнитных доменов [212].

Однако влияние движения блоховских линий на подвижность доменных границ в не столь совершенных кристаллах может оказаться прямо противоположным. Эффект увеличения подвижности доменных границ при возбуждении движения блоховских линий был обнаружен на пленках $(\text{GdTmPrBi})_3(\text{FeGa})_5\text{O}_{12}$ с $4\pi M_s = 185$ Гс, $H_a = 1200$ Э, характеризующихся большим эффектом магнитного последствия, [70, 71].

Известно, [213, 214], что эффект магнитного последствия связан с тем, что смещение доменных границ и соответствующие локальные изменения направления намагниченности вызывают перераспределение точечных дефектов (межузельных атомов, вакансий) или обмен валентностями между ионами, приводящие к формированию изменяющегося коэрцитивного рельефа и дополнительным потерям энергии движущимися доменными границами. Характер этих потерь отличается от вязкого затухания, а их ве-

личина зависит от магнитной предыстории. Вклад эффектов магнитного последствия в подвижность и коэрцитивность границ исследовался давно, [213, 215–220]. И хотя в принципе качественная картина явления была понятна, количественное описание было невозможно, поскольку не было сведений (детальных экспериментальных данных) о диффузионных процессах в объеме магнетика, заметаемом движущейся доменной границей. И не было сведений о совместном действии эффектов диффузии и эффектов нелинейных возбуждений в структуре доменных границ.

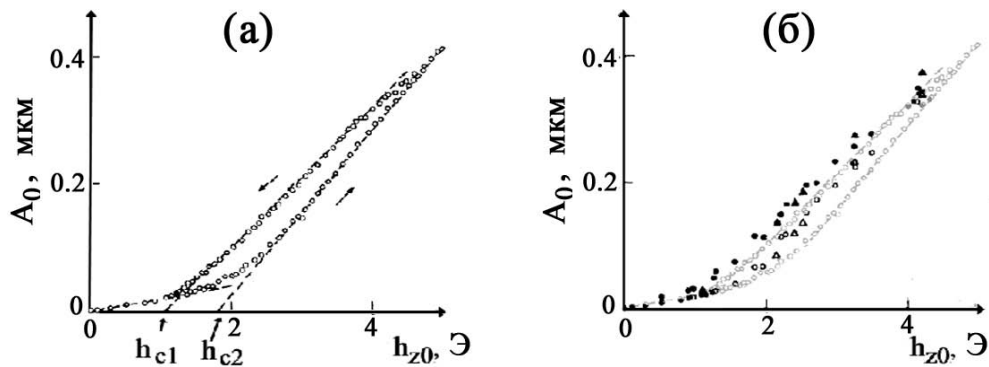


Рис. 2.10: Зависимость амплитуды колебаний доменной границы от амплитуды переменного магнитного поля (частота поля $f = 50$ кГц) при увеличении и при уменьшении амплитуды, штриховые линии - линейная экстраполяция, —(а); размах колебаний границы сразу после быстрого (по сравнению с временем релаксации) смещения блоховских линий вдоль стенки полем H_x и возросшее в процессе релаксации за 200 сек значение (светло-серым для сравнения дана кривая с рис.(а)) — (б).

В проведенных экспериментах контролировалась полосовая магнитная доменная структура плёнки, измерялась амплитуда колебаний доменных границ и контролировались возбуждения движения блоховских линий в границах. В результате было установлено, что при малых амплитудах колебания границ, в поле $h_{z0} \leq 1.5$ Э, происходит обратимое движение границ с амплитудой A_0 , пропорциональной полю: $A_0 = k h_{z0}$, $k = 0.019$ мкм/Э, рис.2.10(а). При дальнейшем увеличении поля амплитуда колебаний границ резко возрастает, но степень возрастания различна на восходящей и нисходящей зависимостях $A_0(h_{z0})$, рис.2.10(а). Нисходящая часть кривой экстраполируется линейной зависимостью $A_0(h_{z0}) = k_1(h_{z0} - h_{c1})$, $k_1 = 0.11$ мкм/Э, $h_{c1} = 1.08$ Э, а восходящая — $A_0(h_{z0}) = k_2(h_{z0} - h_{c2})$, $k_2 = 0.13$ мкм/Э, $h_{c2} = 1.82$ Э. Таким образом, эффективные поля коэр-

цитивности h_{c1} и h_{c2} для движения одной и той же границы при повышении амплитуды синусоидального поля и при понижении амплитуды поля отличаются почти в два раза, а подвижность границы отличается на 15-18 процентов. На рис.2.10(а) дана зависимость $A_0(h_{z0})$ при частоте поля $f = 50$ кГц, но подобного вида зависимости наблюдаются в широком диапазоне частот до 8 МГц. При этом, до частоты 2 МГц значения h_{c1} , h_{c2} , k_1 , k_2 слабо зависят от частоты, а далее начинают изменяться, рис.2.11. Из амплитуды колебаний доменных границ на обратной части кривой

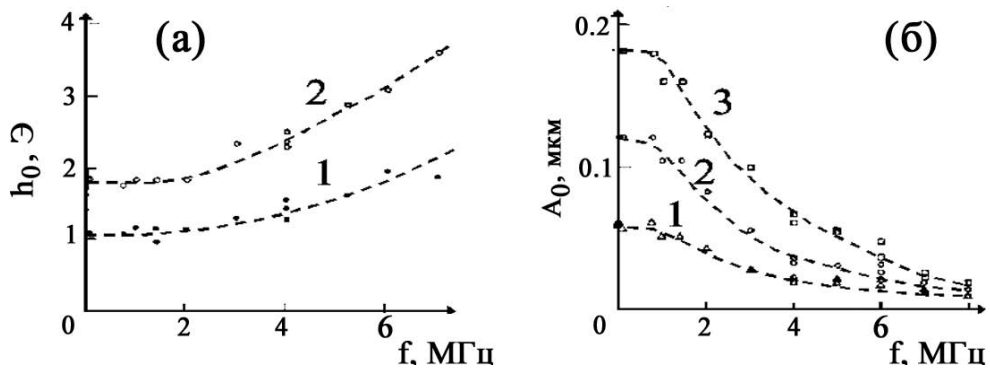


Рис. 2.11: Изменения эффективных полей коэрцитивности (1) - h_{c1} , (2) - h_{c2} — (а), а также амплитуды колебания доменной границы при $h_{z0} =$: 1 - 2.25 Э, 2 - 2.86 Э, 3 - 3.2 Э — (б) при изменении частоты поля.

$A_0(h_{z0})$, рис.2.10(а), можно оценить ширину Δ потенциальной ямы, стабилизирующей покоящуюся доменную границу: $\Delta = 0.025$ мкм, что примерно совпадает с шириной доменной границы $\delta = 0.018$ мкм, оцененной по формуле (2.13), стр.65.

Итого, зависимость $A_0(h_{z0})$ показывает гистерезис, свидетельствующий о закреплении границы на дефектах (подвижных или неподвижных?). Раскачка, как и захват границы на этих дефектах, происходят плавно по амплитуде поля. Ширина стабилизирующего потенциала соответствует ширине доменной границы. Приостановка развертки поля на восходящей ветви зависимости $A_0(h_{z0})$ приводит к увеличению амплитуды колебания границ со временем, а приостановка развертки на нисходящей ветви приводит к уменьшению амплитуды колебания границ. Кроме того, при быстром включении переменного поля с амплитудой $h_{z0} > h_{c1}, h_{c2}$ установление амплитуды колебания границы происходит десятки секунд, рис.2.12(а), а

выключение света замедляет релаксацию. Все вышеперечисленные факты свидетельствуют, что закрепление границы происходит на подвижных дефектах, активируемых светом, т.е. за счёт диффузии электронов. Эти дефекты локализованы в области доменной границы, а глубина ямы, как показано в [221], соответствует наведенной анизотропии $K_u = 30$ эрг/см³ при $\alpha = 0.1$.

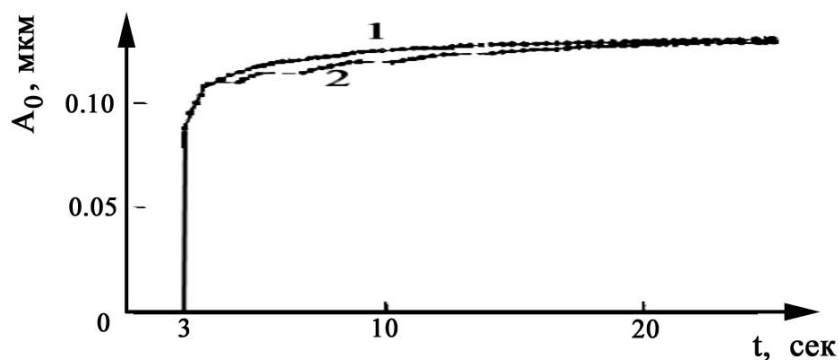


Рис. 2.12: Релаксация амплитуды колебания границы после включения в момент времени $t = 3$ сек переменного магнитного поля $h_{z0} = 2.56$ Э частотой 50 кГц, 1 – непрерывное освещение, 2 – с прерыванием света.

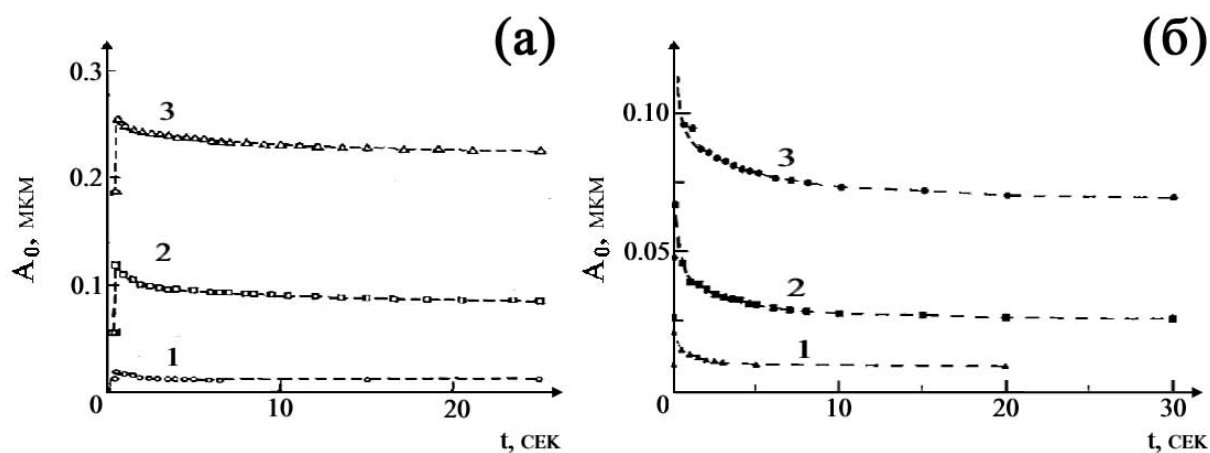


Рис. 2.13: Релаксация амплитуды колебания доменной границы после её смещения полем H_z на расстояние 0.5 мкм при различных амплитудах возбуждающего поля $h_{z0} =$: 1 – 0.64 Э, 2 – 1.92 Э, 3 – 3.2 Э – (а), а также релаксация амплитуды колебания доменной границы после смещения блоховских линий в границе полем H_x на расстояние 5 мкм при различных амплитудах возбуждающего поля $h_{z0} =$: 1 – 0.64 Э, 2 – 1.28 Э, 3 – 1.94 Э – (б).

Остаётся вопрос, как существование тонкой структуры границ влияет на закрепление доменной границы. Для выяснения этого вопроса были вы-

полнены дополнительные эксперименты: на колеблющуюся под действием переменного магнитного поля границу оказывалось дополнительное воздействие постоянным магнитным полем. Оказалось, что и поле, смещающее границу на расстояние больше амплитуды колебания границы, и поле, продвигающее блоховские линии вдоль доменной границы, вызывают примерно одинаковое увеличение амплитуды колебания границы, которое со временем возвращается к исходному значению, рис.2.13, причём характерные времена релаксации примерно также одни и те же. При этом эффект в поле H_z остается одинаковым при смещении границы на любое расстояние, свыше амплитуды колебания границ, эффект в поле H_x наибольший, когда блоховские линии сжимаются в кластеры и граница фактически становится монополярной. Можно отметить, что если границу вернуть в исходную позицию за время короче 5 сек, то амплитуда колебания границы восстанавливалась, при времени возврата свыше 30 сек амплитуда возрастала и начинался описанный выше процесс релаксации. Отсюда видно, что времена образования диффузионной ямы и рассасывания – различны, т.е. и механизмы образования и рассасывания ямы должны быть различны.

В предположении об определяющем последствие электронном механизме можно посчитать зависимость потенциала стабилизации от полярности доменной границы. Ответственные за локальную наведённую анизотропию электроны путем термической активации стремятся перескочить в позиции с тригональной осью, составляющий наименьший угол с локальной ориентацией анизотропии. В плёнке [111] с осью анизотропии вдоль нормали к плоскости плёнки электроны в доменах преимущественно занимают позиции с тригональной осью, совпадающей с z . Внутри границы они стремятся занять позиции, наиболее близкие к плоскости плёнки, совпадающие с направлением намагниченности в границе (вблизи [-110]). Тогда относительные заселенности позиций могут быть записаны как:

$$n_1 = \frac{3}{4} \tanh^2 y, \quad (2.32)$$

$$n_2 = n_3 = \frac{2 + \sinh^2 y \pm 2\sqrt{2} \sinh y}{12 \cosh^2 y}, \quad (2.33)$$

$$n_4 = \frac{8 + \sinh^2 y \mp 2\sqrt{2} \sinh y}{12 \cosh^2 y}, \quad (2.34)$$

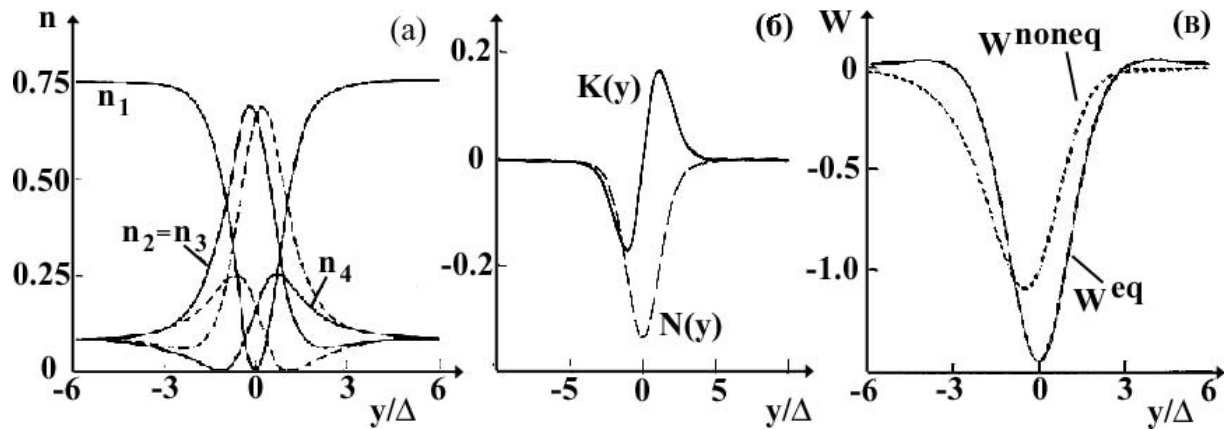


Рис. 2.14: Относительные равновесные заселённости четырёх неэквивалентных позиций в направлениях типа $\langle 111 \rangle$ в зависимости от расстояния от центра границы для двух возможных поляризаций стенки (сплошные и штриховые линии, соответственно) – (а); самоиндуцированная доменной границей потенциальная яма, обусловленная диффузией дефектов $\mathcal{N}(y)$ и соответствующая зависимость возвращающей силы \mathcal{K} от расстояния от центра границы – (б); равновесный (сплошная линия) и неравновесный (пунктир) потенциалы, связанные с наведенной анизотропией – (в).

где верхний и нижний знаки соответствуют доменной границе противоположной полярности, а y – нормированное на ширину стенки расстояние от центра доменной границы. Соответствующие изменения заселённости n_i по ширине границы представлены на рис.2.14(а). Заселённость n_1 совпадает для обеих поляризаций сегментов границы, заселённости n_2 , n_3 , n_4 становятся неравновесными при переполяризации границы путем смещения блоховских линий. При этом наведенный стенкой потенциал перестаёт быть стабилизирующим, амплитуда колебаний границы возрастает, и только со временем уменьшается по мере изменения заселенности. Этот эффект объясняет и обсуждаемые всплеск и релаксацию амплитуды колебания границы при смещении линий, и упоминавшееся ранее на стр. 87 уменьшение коэрцитивности линий под действием слабого переменного подмагничивающего поля, направленного в плоскости стенки.

В работах [71, 221] скачок амплитуды колебаний доменной границы при перемангничивании доменной границы плоскостным полем определен исходя из изменения формы потенциала в области границы, который в свою очередь определен в линейном приближении² из системы уравнений для

²линейное приближение оправдано экспериментально, т.к. при малых колебаниях границы скачок пропорционален амплитуде поля, рис.2.13(б)

движения доменной границы³:

$$\dot{q} - \alpha \dot{\varphi} + G \int_{-\infty}^t \mathcal{N}(u, \varphi(s), \varphi(t)) e^{-(t-s)/\tau} \frac{ds}{\tau} = \quad (2.35)$$

$$= -\nabla^2 \varphi + (1/2) \sin 2\varphi + h_x \sin \varphi - h_y \cos \varphi,$$

$$-\dot{\varphi} - a\dot{q} - G \int_{-\infty}^t \mathcal{K}(u, \varphi(s), \varphi(t)) e^{-(t-s)/\tau} \frac{ds}{\tau} = \quad (2.36)$$

$$= -\nabla^2 q - h_z + k_m q,$$

где $q(t)$ – смещение стенки от равновесного положения в момент времени t , $\varphi(t)$ – азимутальный угол намагниченности в центре доменной стенки, $u = q(t) - q(s)$, \mathcal{N} – дополнительный стабилизирующий потенциал для доменной границы, обусловленный наведенной анизотропией, рис.2.14(б), $\mathcal{K} = d\mathcal{N}/dy$ – соответствующее значение возвращающей силы, действующей на доменную границу, мгновенно перенесённую в положение y , рис.2.14(б). В уравнении используются безразмерные переменные:

$$x \rightarrow x/\Lambda, \quad q \rightarrow q/\Delta, \quad t \rightarrow 4\pi\gamma M_s t, \quad h_x = H_x/8M_s,$$

$$h_z = H_x/4\pi M_s, \quad k_m = H'\Delta/4\pi M_s, \quad G \rightarrow G/2\pi M_s^2,$$

где $H = (H_x, H_y, H_z)$ – внешнее магнитное поле, $\Delta = (A/K_u)^{1/2}$ – толщина доменной стенки, $\Lambda = (A/2\pi M_s^2)^{1/2}$ – толщина блоховской линии, K_u – константа одноосной анизотропии, γ – гиромагнитное отношение, α – константа затухания Гильберта, A – константа обменного взаимодействия, G – константа наведённой анизотропии, H' – градиент магнитного поля, определяющий положение стенки. В результате проведенных расчётов удалось получить разумное согласие между наблюдаемым скачком амплитуды колебания границы при переключении её полярности и экспериментально наблюдаемыми значениями, показанными на рис.2.13(б).

Качественно этот же потенциал и его изменение при переключении полярности границы можно оценить, рассчитав энергию стенки как сумму энергии системы частиц $U = \sum n_i E_i$, где n_i определяются уравнениями (2.32) - (2.34), а E_i определяются отклонением вектора намагниченности соответствующего состояния от ближайшей лёгкой оси типа $\langle 111 \rangle$,

³вывод уравнений и их подробное решение имеется в [221]

$E_i \sim \cos^2 \beta$. Форма рассчитанного таким образом потенциала показана на рис.2.14(в). Видно, что равновесный потенциал - симметричный и глубже неравновесного, несимметричного. Кроме того, неравновесный потенциал имеет более пологие фронты, что обеспечивает увеличение амплитуды колебания границ. Этот скорее качественный, чем количественный, результат совпадает с результатом, полученным строгим расчётом в [221], который дал увеличение амплитуды колебаний стенки, совпадающее с экспериментально наблюдаемым, рис.2.13(б).

2.2.3 Кинетика перемангничивания ансамбля обменно-связанных зёрен

Поликристаллические сплавы $Ni_{100-x}Co_x$ относятся к средам для записи информации с высокой плотностью, т.е. наиболее важными свойствам этих материалов являются гистерезисные свойства. Было важно понять, как состав, магнитная текстура и поверхностные микроструктура пленок $Ni_{100-x}Co_x$ влияют на коэрцитивность материала, остаточную намагниченность и другие свойства.

Эксперименты проводились на плёнках, выращенных методом электролитического осаждения на медный катод-подложку, из раствора FLUKA $NiSO_4, 6H_2O, CoSO_4, 7H_2O$; состав изменялся изменением скорости осаждения плёнок; температура выращивания - 25 С. Образцы выращивались во Франции, в UTAP/LMET, UFR Sciences Exactes, Universite de Reims, в группе J. Ebothe и S. Vilain, подробности техники изготовления могут быть найдены в [222, 223]. До магнитооптических экспериментов была выполнена характеристика образцов: на сканирующем электронном микроскопе (Philips SEM 515) определена толщина слоев, по рентгеновской спектроскопии на EDAX 9100 определен состав плёнок, на магнетометре MICROMAG 2900 измерены петли гистерезиса, на Digital Instruments AFM протестировано качество поверхности. При этом были обнаружены аномальные немонотонные зависимости коэрцитивности пленок и остаточной намагниченности от концентрации кобальта и от поверхностной шероховатости [223].

В результате проведенных экспериментальных исследований было установлено, что общая тенденция для всех образцов - переход к квадратной

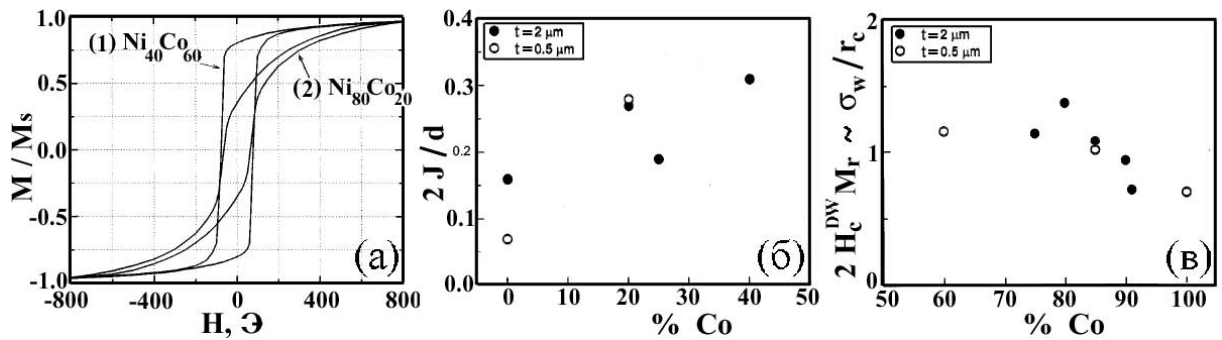


Рис. 2.15: (а) – Типичные петли гистерезиса поликристаллических плёнок $Ni_{100-x}Co_x$ с высокой (кривая 1) и низкой (кривая 2) концентрацией кобальта: квадратность петли (1) подразумевает обычно механизм перемагничивания за счёт зарождения и движения границ, а сглаженная кривая (2) – спин-вращательный механизм перемагничивания; поле приложено в плоскости плёнок; скорость развертки - 50 Э/сек; толщина образцов $t = 0.5$ мкм; (б) – изменение величины обменной связи между зёрнами $2J/d$ от концентрации кобальта; (в) – зависимость $2|H_c^{DW}| M_r$ от концентрации кобальта. На графиках (б) и (в) масштаб по вертикали – 10^5 эрг/см³.

петле гистерезиса по мере увеличения концентрации кобальта, рис. 2.15(а), стр.99. При этом вид петель гистерезиса, величины остаточной намагниченности и коэрцитивности не зависели от направления поля в плоскости плёнок (для образцов с любой концентрацией кобальта), что типично для мягких поликристаллических материалов с анизотропией, ориентированной в зёрнах случайным образом.

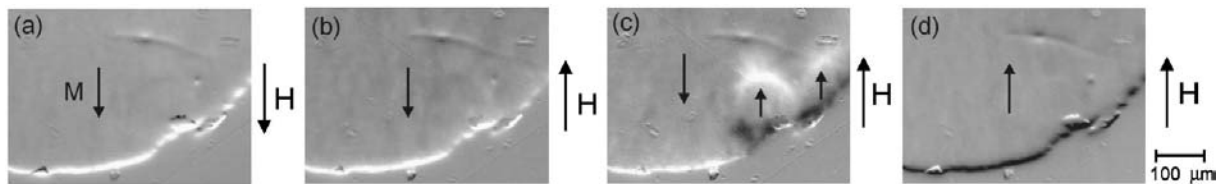


Рис. 2.16: Картина перемагничивания поликристаллической плёнки $Ni_{40}Co_{60}$ под действием поля в плоскости (направление поля и направление намагниченности в доменах показаны стрелками). Величины полей: (а) $H=300$ Э, (б) $H=-32.2$ Э, (с) $H=-45.7$ Э, (д) $H=-300$ Э. Перемагничивание определяется зарождением и разрастанием домена с обратной намагниченностью.

В результате проведенных экспериментов было установлено, что при концентрации кобальта $\geq 50\%$ перемагничивание осуществлялось за счёт зарождения на краю плёнки (или на отдельных макроскопических дефектах) доменов новой магнитной фазы и их последующего разрастания. При

этом коэрцитивность перемагничивания определялась не скоростью зарождения новых доменов, а полем старта для движения границ. Процесс перемагничивания такой плёнки показан на рис.2.16(a-d). Первая картина соответствует насыщенному полем 300 Э состоянию - круглый край образца (имеющего форму диска) насыщен по направлению внешнего поля (ярко-белый цвет на изображении края образца). По мере уменьшения поля до нуля, переключения поля на обратное направление и его увеличения до некоторой величины (~ 30 Э) яркость изображения края и распределение яркости по окружности, описывающей весь образец, изменяются совсем незначительно, свидетельствуя об отсутствии глобальных процессов вращения намагниченности в зёрнах, лишь появлении слабой разориентации в направлениях намагниченности, рис.2.16(b). Затем, по мере увеличения поля, на локальных дефектах (в данном случае дефект локализован вблизи края образца) начинается процесс образования домена новой магнитной фазы, намагниченность в котором направлена по направлению внешнего поля, рис.2.16(c). Образовавшийся домен остается локализованным вблизи дефекта пока внешнее поле не достигнет значения поля старта (в данном случае $H_c = 75$ Э). Затем этот домен начинает очень быстро расширяться, фактически скачком перемагничивая весь образец, рис.2.16(d). Здесь необходимо подчеркнуть, что между появлением зародыша новой фазы и её разрастанием имеется существенная задержка.

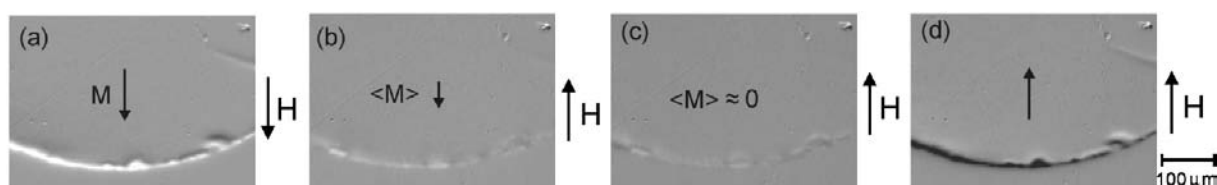


Рис. 2.17: Картина перемагничивания поликристаллической плёнки $Ni_{80}Co_{20}$ под действием поля в плоскости (направление поля и направление намагниченности в доменах показаны стрелками). Величины полей: (a) $H=500$ Э, (b) $H=-27.9$ Э, (c) $H=-58.8$ Э, (d) $H=-500$ Э. Медленное исчезновение и восстановление контраста на краю образца свидетельствует о механизме некогерентного вращения спинов. Локальное изменение контраста обусловлено полями рассеяния. Зёрна не выявляются, поскольку их размер меньше оптического разрешения.

Процесс перемагничивания плёнок с малым содержанием кобальта (< 50%) представлен на рис.2.17(a-d). На первом изображении, рис.2.17(a), показано насыщенное состояние образца с содержанием кобальта 20%. По

мере уменьшения величины внешнего поля, а затем по мере возрастания поля, приложенного в обратном направлении, яркость изображения края образца постепенно уменьшается до полного исчезновения изображения, рис.2.17(b,c), а затем постепенно появляется противоположный контраст. На всём протяжении процесса перемагничивания яркость изображения края этого образца ниже, чем яркость изображения на рис.2.16, что находится в соответствии с ходом изменения намагниченности образца на петле гистерезиса, рис.2.15(a). Никаких доменов или хотя бы зародышей доменов с обратным направлением намагниченности в течении перемагничивания не выявляется, хотя в образце явно присутствуют макродефекты. Таким образом можно заключить, что весь процесс перемагничивания осуществляется через процесс неоднородного вращения, т.е. вращением намагниченности в микрообластях, которые магнитооптика не может визуализировать, что и говорит о малости этих областей⁴. Т.е. микроскопические зёрна выступают в роли микродоменов, намагниченность в которых вращается к направлениям локальной анизотропии по мере уменьшения поля, а затем поворачивается к направлению поля, как это наблюдалось в [224]. Таким образом было установлено, что изменение концентрации кобальта в сплаве $Ni_{100-x}Co_x$ свыше 50 % приводит к смене механизма перемагничивания.

В работе [222], на основе расчёта, выполненного А. Хапиковым, показано, что наблюдаемая трансформация механизма перемагничивания может быть связана с увеличением вклада энергии связи между зёрнами J в общую энергию системы и уменьшением энергии границ σ по мере увеличения концентрации кобальта. Расчёт производился в рамках модели периодически повторяющихся ячеек из четырёх зёрен, в каждом из которых оси анизотропии направлены различно. Принимались во внимание энергия анизотропии, объёмная обменная энергия внутри зёрен, поверхностная обменная энергия между зёрнами и размер зерна, задающий соотношение между вкладом объёмного и поверхностного обмена. В результате проведённых расчётов были получены выражения, связывающие остаточную на-

⁴При однородном вращении вектора намагниченности черно-белый контраст вращается вдоль края образца без изменения яркости, как показано на рис.1.11(a,b) и (з,е) на стр. 52. При вращении намагниченности в макрообластях на краях кристалла и в объёме должны появляться области со знакопеременной яркостью, как на рис.1.11(в,г) на стр. 52, что не наблюдается в данном случае.

магничность и коэрцитивность для двух случаев, когда размер зерна d больше и меньше характерного размера - ширины доменной границы Δ , определяемой стандартным образом, (2.13), стр.65, и для величины остаточной намагничности:

$$M_r / M_s = b + aJ / Kd, \quad (2.37)$$

где M_r – остаточная намагничность, M_s – намагничность насыщения, K – константа анизотропии, $a = (1 + \sqrt{2})/4 \approx 0.6$, величина b выбрана равной 0.1, чтобы удовлетворить экспериментально наблюдаемому минимальному значению остаточной намагничности $M_r / M_s = 0.16$.

$$H_c^{SR} = -\frac{2J}{M_s d} \left(\frac{b}{2(1 + M_r / M_s)} + 1 \right), \quad (2.38)$$

$$H_c^{DW} = -\frac{\sigma_w}{2M_r r_c}, \quad (2.39)$$

где r_c – критический радиус роста зерна. Сравнение полученных соотношений с экспериментальными данными дано на рис.2.15(б,в), стр.99. На рис.2.15(б) показано изменение межзеренной связи с ростом концентрации кобальта до 50%, т.е. до тех пор, пока основным механизмом перемагничивания является процесс неоднородного вращения. Причём приведены данные для двух толщин исследованных плёнок, 2 и 0.5 мкм. На графике чётко видна тенденция к возрастанию взаимодействия между зёрнами при увеличении концентрации кобальта в сплаве, что соответствует предсказаниям теории. На рис.2.15(в) представлены данные, полученные на образцах с концентрацией кобальта свыше 50%, в которых наблюдалось зарождение доменных границ. Данные демонстрируют тенденцию к уменьшению энергии границ по мере увеличения концентрации кобальта в сплаве $\text{Ni}_{100-x}\text{Co}_x$, что также находится в соответствии с предсказаниями теории. Соответствие экспериментальных данных с результатами качественного расчёта даёт основания для оценки величины обменной связи между зёрнами, используя уравнение (2.38). Поскольку, согласно измерениям на АФМ, средний размер зерна $d \sim 100$ нм, то для сплава с 40% $J \simeq 0.15$ эрг/см².

2.2.4 Кинетика перемагничивания гетероструктур ферромагнетик-антиферромагнетик

Фундаментальные и технологические аспекты композитных материалов, особенно тонких многослойных структур, широко исследуются в настоящее время ввиду интересной физики таких систем, и в силу их значимости для приложений. В частности, большой интерес вызывают композитные материалы ферромагнетик-антиферромагнетик, магнитомягкий-магнитожёсткий ферромагнетики, в которых проводящие свойства изменяются под действием слабых магнитных полей [225]. Эффекты переключения в таких материалах связаны с трансформацией магнитной структуры, а в слабых полях - с трансформацией магнитной доменной структуры. Известно, что близость двух магнитных материалов с различными свойствами существенно изменяет свойства магнитомягкого слоя, что проявляется в появлении наведенной анизотропии, в сдвиге петли гистерезиса по намагничивающему полю на некоторую величину H_e (обменное смещение), в расширении петель гистерезиса, в появлении вращательного гистерезиса, асимметрии процесса зарождения границ при направлении магнитного поля вдоль наведенной анизотропии, [226–233]. В данной работе [234–236] впервые было выполнено исследование корреляции кинетики перемагничивания ультратонких обменно-смещенных пленок пермаллоя с плоскостной наведенной анизотропией с особенностями на петлях гистерезиса и магнитных годографах.

Эксперименты выполнялись на гибридных плёнках ферромагнетик-антиферромагнетик $\text{Fe}_{20}\text{Ni}_{80}\text{-Fe}_{50}\text{Mn}_{50}$, выращенных магнетронным распылением на кремниевых подложках в присутствии плоскостного магнитного поля, что обеспечило однонаправленную анизотропию в плоскости FeNi-пленки, ориентацию спонтанной намагниченности в плоскости пленки и однодоменность ферромагнитного слоя в отсутствие внешнего поля. Наблюдение доменной структуры исследуемых пленок манганитов проводилось с помощью метода магнитооптической визуализации распределения магнитной индукции, описанного на стр. 44, 52. Петли гистерезиса снимались с помощью двухкоординатного вибрационного магнетометра. При снятии петель гистерезиса было установлено, что наряду со стандартными

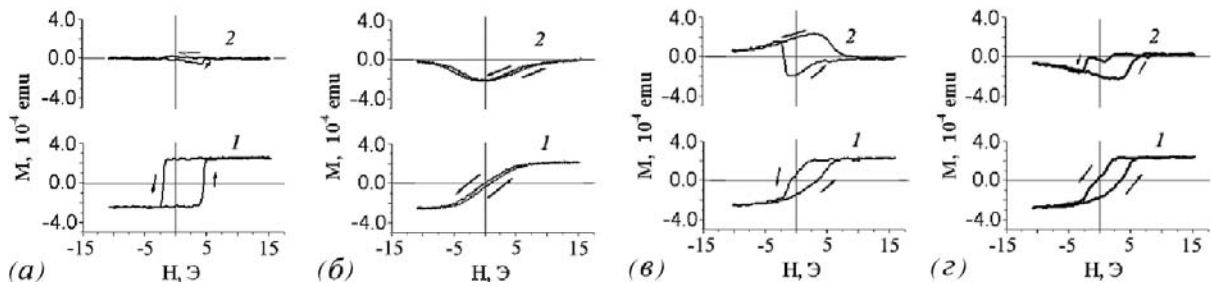


Рис. 2.18: Продольные (1) и поперечные (2) компоненты намагниченности при направлениях внешнего магнитного поля под углами ϕ : (а) 0° , (б) 90° , (в) $+70^\circ$ и (г) -78° к оси легкого намагничивания.

ми петлями, соответствующим обменно-смещённой петле при направлении магнитного поля вдоль легкой оси, рис.2.18(а), или вращению намагниченности при перпендикулярном направлении поля, рис.2.18(б,в) широком диапазоне углов ϕ между направлением поля и легкой осью прорисовываются асимметричные петли, существование которых нельзя объяснить с учётом только однонаправленной анизотропии, рис.2.18(в-г). Однако петли гистерезиса - это стандартная техническая характеристика материала, из которой можно определить коэрцитивность, намагниченность насыщения, поле анизотропии, но сложно понять, какие физические процессы происходят в материале. С этой целью удобнее анализировать годографы, описываемые концом усредненной намагниченности при развертке поля на плоскости (M_x, M_y) , где M_x, M_y две взаимно-перпендикулярные компоненты намагниченности, направленные, например, по приложенному полю и перпендикулярно к нему. При таком описании участки годографа, совпадающие с дугой, соответствуют процессу вращения намагниченности, идущему синхронно во всем образце, а отклонения от дуги - неоднородному вращению намагниченности или движению доменных границ.

Построенные из экспериментальных зависимостей $M_x(H), M_y(H)$ годографы показаны на рис.2.19. Видно, что при малых углах наклона поля к оси легкого намагничивания это почти симметричные петли, расширяющиеся с увеличением угла ϕ , рис.2.19 ($\phi = 2^\circ, 12^\circ, 22^\circ, 32^\circ, 152^\circ$), где ϕ - угол между осью легкого намагничивания и направлением внешнего поля. Однако по мере приближения к перпендикулярному направлению симметрия нарушается рис.2.19 ($\phi = 52^\circ, 72^\circ, 112^\circ, 142^\circ$), появляется быстрый проскок

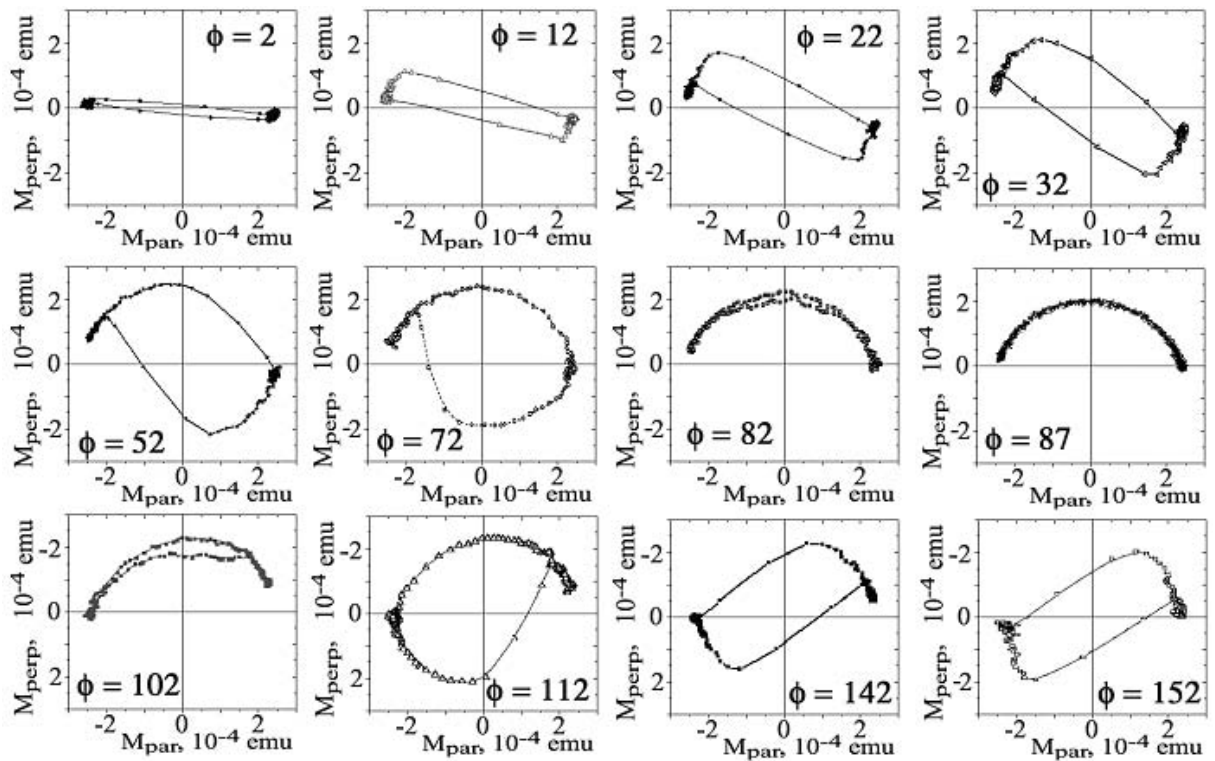


Рис. 2.19: Траектория вектора намагниченности при пилообразной развертке поля между -60 Э и $+60$ Э при его направлении под углами ϕ к оси однонаправленной анизотропии (по оси x отложена параллельная полю компонента намагниченности, по оси y - перпендикулярная).

вектора намагниченности к направлению оси легкого намагничивания. И наконец, при ϕ в диапазоне $75^\circ - 102^\circ$ петли „схлопываются“ и становятся подобны дуге, что соответствует развороту намагниченности (при развертках поля в пределах от $+60$ Э к -60 Э и от -60 Э к $+60$ Э) через одно и то же направление, соответствующее направлению оси легкого намагничивания, рис.2 ($\phi_A = 82^\circ, 87^\circ, 102^\circ$). Отсюда можно предположить, что при определённых направлениях поля ($\phi_A = -70^\circ \div -102^\circ$) имеет место принципиальная разница в процессе намагничивания и перемагничивания пленки: при развертке поля в одном направлении имеет место чисто процесс однородного вращения намагниченности, а при инверсии поля - либо неоднородное вращение намагниченности, либо зарождение и движение доменных границ с последующим поворотом намагниченности к направлению поля. При этом остаётся неясным, какого типа границы участвуют в перемагничивании, лежат ли они в плоскости образца, или это обычные доменные границы, перпендикулярные плоскости пленки. Обращает на се-

бя внимание и тот факт, что диапазон ϕ_A несимметричен относительно перпендикуляра к оси легкого намагничивания: ϕ_A отличается от 90° на $d\phi_1 = 20^\circ$ и $d\phi_2 = 12^\circ$, соответственно, т.е. $d\phi_1 \neq d\phi_2$. При этих же углах между внешним полем и осью легкого намагничивания видны аномалии на зависимости коэрцитивности от угла поворота поля, рис.2.20: они наблюда-

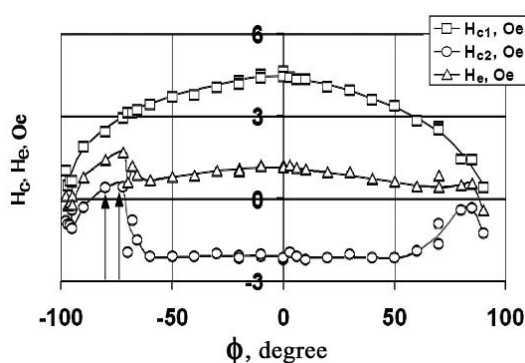


Рис. 2.20: Зависимость коэрцитивной силы H_{c1} , H_{c2} и поля смещения H_e от угла поворота поля. H_{c1} , H_{c2} и H_e определены из петель гистерезиса и соответствуют развертке внешнего поля в противоположных направлениях. Стрелки показывают область аномальной зависимости H_{c2} и H_e от ϕ .

ются вблизи перпендикулярного направления поля при $\phi_A = -70^\circ \div -102^\circ$, но слабы при $\phi_A = +70^\circ \div +102^\circ$.

Визуализация процесса перемагничивания полностью подтвердила предположение о механизме перемагничивания, сделанное на основе анализа годографов. Было подтверждено, что в широком диапазоне углов между намагничивающим полем и осью легкого намагничивания имеет место процесс перемагничивания через зарождение и движение доменных границ с последующим поворотом намагниченности к направлению поля, рис.2.21, 2.22. Зарождение границ происходит на краях образца, перпендикулярных направлению оси легкого намагничивания, пороговым по величине поля образом; величина порога H_p зависит от направления поля. H_p практически совпадает с H_{c1} , H_{c2} в той области углов, где годографы намагниченности имеют вид симметричных кривых. Смещающиеся по образцу доменные границы имеют зигзагообразный вид, причем параметры зигзага (длина и угол раствора) зависят от направления поля. При небольшом отклонении поля от оси легкого намагничивания зигзаги отслеживают направление поля таким образом, что диагональ зигзага подвернута к направлению поля.

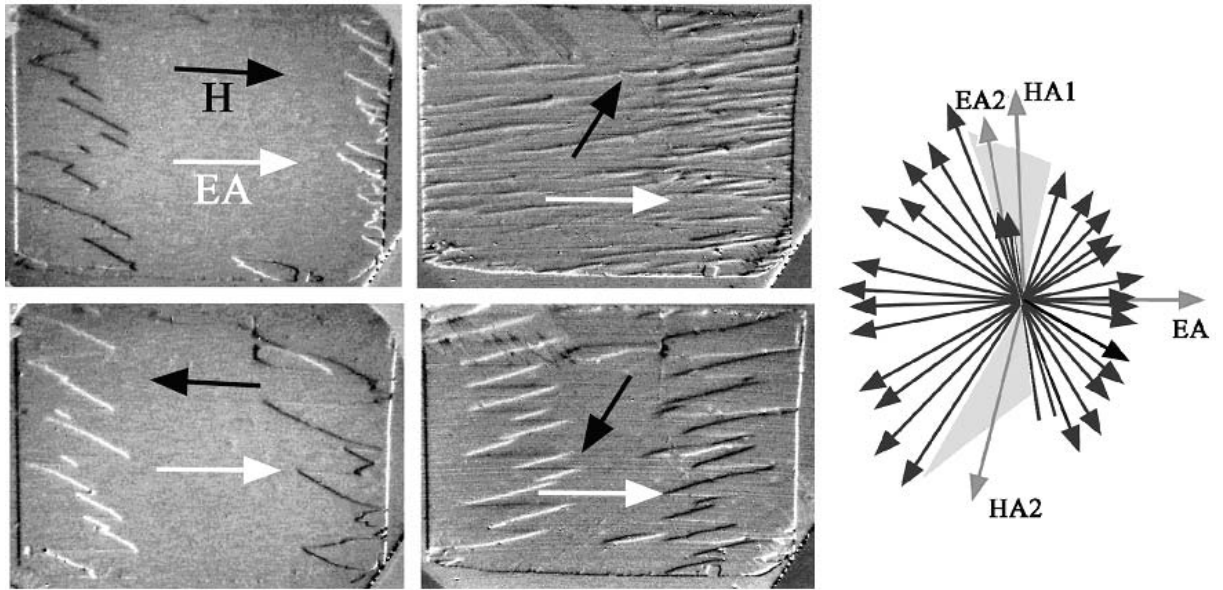


Рис. 2.21: Зигзагообразные доменные границы при различных направлениях внешнего поля к оси легкого намагничивания (черные стрелки указывают направление поля, белые стрелки - направление легкой оси, наведенной обменом с антиферромагнетиком); и зависимость поля появления доменных границ от направления поля (длина черных стрелок на гистограмме пропорциональна величине поля, серые стрелки показывают направления легких и трудных осей для зарождения границ, серые области показывают направления поля, при которых границы не зарождаются и имеет место лишь вращение вектора намагниченности).

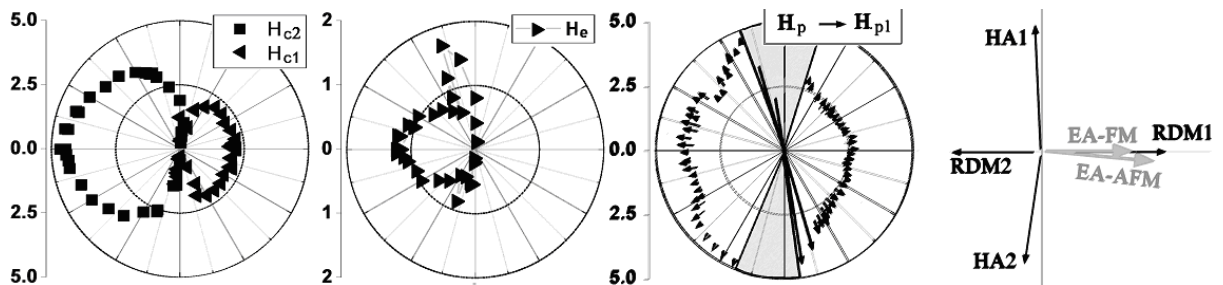


Рис. 2.22: Сравнение угловой симметрии зависимостей H_{c1} , H_{c2} , H_e и H_p , H_{p1} и схема ориентации осей легкого и трудного направлений, построенная на основании анализа угловых зависимостей H_p , H_{p1} . Величины H_p , H_{p1} показаны стрелками, начало которых совпадает с H_p , конец с H_{p1} , а направление совпадает с направлением приложения поля. **RDM1** и **RDM2** – направления, вдоль которых намагниченность остается ориентированной после перемагничивания, **HA1** и **HA2** – средние направления полей, при которых имеет место только вращение намагниченности без образования доменных границ, **EA-FM** и **EA-AFM** – гипотетические направления осей одноосной и однонаправленной анизотропий.

При больших отклонениях это соответствие исчезает, и одновременно вид доменных границ становится зависящим от знака поля, т.е. в прямом и инверсном полях раствор зигзага и его длина отличаются. При этом длина

зигзагов и суммарная длина доменных границ минимальны в поле, параллельном оси легкого намагничивания. Экспериментально наблюдается и относительно небольшой диапазон углов, когда намагничивание происходит только через процесс вращения намагниченности, а размагничивание осуществляется за счет движения доменных границ. При этом границы зарождаются во многих участках кристалла и приобретают вид очень сильно вытянутых зигзагов - квазиполосовых доменов. И наконец, в очень небольшом диапазоне углов, отмеченном стрелкой на рис.2.20 и **ЕА2** на рис.2.21, доменные границы зарождаются не при инверсии поля, а еще на стадии уменьшения намагничивающего поля. Причем это происходит только в поле одной полярности, а на второй ветви петли гистерезиса наблюдается лишь вращение вектора намагниченности. Поля, при которых доменные границы движутся по пленке, и эффективные направления легкого и трудного намагничивания схематично показаны на векторной гистограмме на рис.2.21. Видно, что гистограмма вписывается в вытянутый эллипсоид с особенностями в окрестности направлений **ЕА2**, **НА1**, **НА2**, причем направления **НА1**, **НА2** скошены относительно нормали к легкой оси **ЕА** несимметрично, также как и $d\phi_1$ и $d\phi_2$, определенные из магнитных годографов. Как правило, этап перемагничивания за счет движения доменных границ начинается и завершается в небольшом интервале полей от H_p до H_{p1} , рис.2.22. Исключение составляет направление **ЕА2**, где доменные границы не зарождаются на краю пленки, а „проявляются“ по всей плоскости пленки, в виде слабоконтрастной полосовой структуры. Они практически не двигаются. С изменением поля лишь изменяется яркость их изображения, от слабой к умеренной и опять к слабой. Такое поведение контраста можно трактовать, как зарождение доменов вблизи одной поверхности ферромагнитной пленки, их расширение и прораствание вглубь (не на всю глубину), а затем постепенную аннигиляцию с ростом поля (из МО экспериментов нельзя определить глубину расположения несквозных доменов).

При намагничивании плёнок вдоль и против направления однонаправленной анизотропии были определены динамические характеристики процессов перемагничивания. Перемагничивание пленок производилось маг-

нитным полем \mathbf{H} , направленным в плоскости пленок, прикладываемым импульсно, с фронтом нарастания $\tau \sim 1$ мсек и длительностью до 1000 сек. Изменение доменной структуры пленки регистрировалось сериями фотоснимков с помощью цифровой камеры. Время от начала импульса поля t и задержка между кадрами dt фиксировались. Скорость доменных границ (ДГ) определялась по измерению их смещения dL за интервал времени dt как $V = dL / dt$. Соответственно, по изменению площади, охватываемой всеми границами, определялась скорость намагничивания образца, dM / dt . Наблюдения проводились при комнатной температуре.

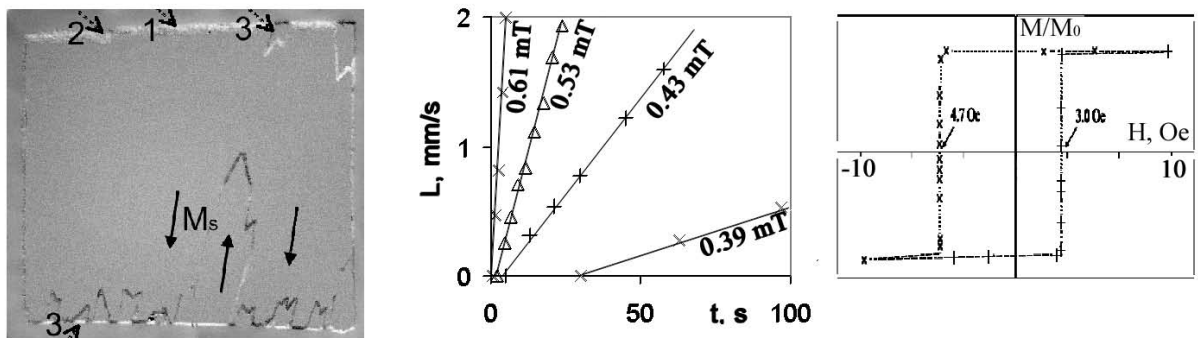


Рис. 2.23: (а) – Перемагничивание FeNi/FeMn при $T=300\text{K}$ в поле -3.8 Э, направленном вдоль эффективной легкой оси; направления намагниченности в доменах показаны сплошными стрелками; (б) – смещение сформировавшихся доменных границ во времени; значения продвигающих полей указаны на графиках; (в) – петля гистерезиса образца, показанного на (а), определенная из площади, ометаемой доменами новой магнитной фазы при перемагничивании; развертка поля настолько медленна, что расстояние по времени между отмеченными крестиками точками составляет 1 минуту.

Перемагничивание ферромагнитного слоя исследованной пленки происходило за счет зарождения и смещения 180° -градусных доменных границ, локализованных в ферромагнитном слое, рис.2.23, как это было описано выше. Формирование границ происходило в течение некоторого времени t после приложения магнитного поля. Это время зависело не только от величины магнитного поля H , но и от его абсолютного направления, рис.2.24(а). Если H незначительно превышало коэрцитивность H_c на квазистатической кривой гистерезиса, то границы образовывались в течение длительного времени; t достигало сотен секунд. По мере усиления поля время сокращалось до сотых долей секунды, рис.2.24(а). За время t сначала происходило изменение контраста изображения края пленки: его размывание, что гово-

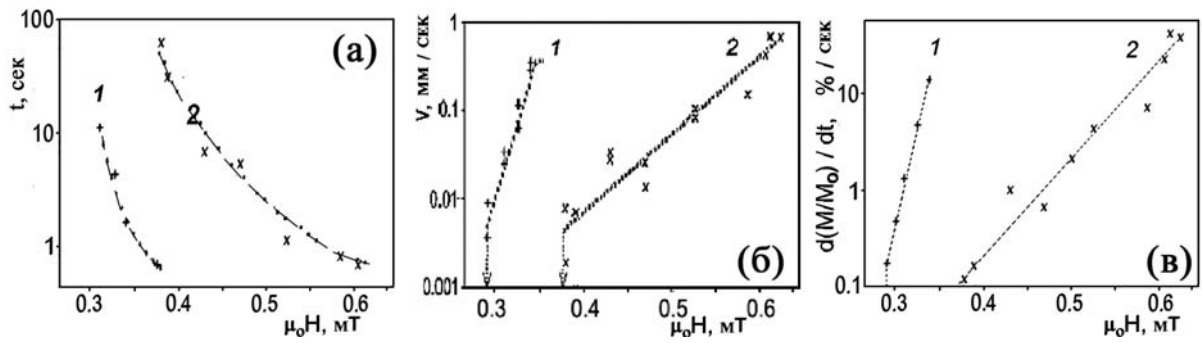


Рис. 2.24: (а) – зависимость времени зарождения доменных границ от величины приложенного поля; (б) – зависимость скорости перемагничивания гибридной пленки от напряженности магнитного поля. (1) и (2) – экспериментальные данные для противоположных направлений поля.

рило о нарушении однородности намагниченности по толщине ферромагнитной пленки, рис.2.23 (стрелка 1). Затем в отдельных участках на краях пленки формировались зародыши доменов с обратной намагниченностью, рис.2.23 (стрелка 2). И наконец, образовывались клиновидные домены, в которых намагниченность совпадала с направлением поля, рис.2.23 (стрелки 3). При этом контраст на изображении края пленки инвертировался и становился более локализованным, чем был до формирования домена с обратной намагниченностью, что показывало, что намагниченность на краю после формирования домена становилась более однородной. Сформировавшиеся домены начинали монотонно расширяться, рис.2.23(б).

По мере удаления от края образца усредненная скорость смещения каждой из доменных границ становилась постоянной, хотя отдельные локальные участки каждой границы двигались неравномерно, тормозясь на локальных дефектах и „догоняя“ границу после отрыва от них. Соответственно, скорость перемагничивания образца также становилась постоянной по мере отрыва границ от края. Было установлено, что установившаяся скорость перемагничивания гибридной пленки, как и время зарождения границ, зависит и от величины перемагничивающего поля и от его направления. Зависимости скорости движения границ и скорости перемагничивания образца как целого от величины продвигающего поля для противоположных его направлений даны на рис.2.24(б,в). Видно, что скорость перемагничивания существенно зависит не только от величины, но и от

знака поля. При приложении внешнего поля антипараллельно полю смещения, скорость преремагничивания значительно выше, чем при обратном направлении внешнего поля. В обоих случаях она экспоненциально возрастает с усилением поля, $dM / dt \sim \exp(k_i H)$, но показатель экспоненты k_i для противоположных направлений поля отличается почти в 4 раза. Зависимость скорости движения отдельных ДГ от поля также имеет экспоненциальный характер, $V(H) \sim \exp(\gamma_i H)$, причем $\gamma_1 = 7.68$ и $\gamma_2 = 1.96$ для противоположных направлений поля также отличаются примерно в четыре раза.

При этом смещение ДГ носило обратимый характер, т.е. при частичном намагничивании и прерывании поля доменные границы останавливались, а при инверсии поля начинали движение в обратном направлении. Причем обратное движение границ начиналось примерно в тех же полях, что и движение границ после полного намагничивания в поле того же направления, что свидетельствует о высоком качестве исследуемых образцов и об однородности их свойств по площади.

Итак, было установлено, что в гибридных двухслойных пленках ферро/антиферромагнетик процесс перемагничивания носит активационный характер. При этом времена формирования доменных границ, скорости движения доменных границ, скорость перемагничивания пленок как целых зависят от направления поля и отличаются на порядки в полях, направленных вдоль и против направления однонаправленной анизотропии.

Вероятность зарождения границ (величина, обратная времени зарождения границ) для термоактивационных процессов описывается обычно законом Аррениуса

$$f \sim \tau^{-1} \exp [- (U_f - \mu_0 H M_s \gamma_f) / kT], \quad (2.40)$$

где U_f – энергетический барьер для зарождения ДГ, γ_f – активационный объём одного скачка доменной стенки, $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ Гн/м, k – константа Больцмана, T – температура образца. Как видно из рис.2.24, в гибридной структуре зарождение границ не описывается таким простым законом, что свидетельствует о многообразии барьеров, которые необходимо преодолеть для формирования новой магнитной фазы.

В то же время движение границ описывается термоактивационным законом

$$V \sim V_0 \exp [- (U_m - \mu_0 H M_s \gamma_f) / kT], \quad (2.41)$$

где U_m – энергетический барьер для движения ДГ, γ_f – активационный объём одного скачка доменной стенки. Это дало возможность оценить активационные объёмы для движения ДГ по полю однонаправленной анизотропии и против него как $\gamma_{f1} = 1.25 \cdot 10^4$ нм³ и $\gamma_{f2} = 4.81 \cdot 10^4$ нм³. Как понять происхождение этой разницы? Исследуемые пленки FeNi/FeMn были хорошего качества, т.е. не было микродоменов - зародышей обратной намагниченности в объёме образца. Перемещение пленки осуществлялось за счет зарождения и смещения доменных границ, причем зарождение границ происходило только на краях пленки, являющихся „глобальным дефектом“ с точки зрения магнитостатики, т.е. источником полей рассеяния, облегчающих зарождение новых доменных границ. Более того, при перемещении по и против направления однонаправленной анизотропии, границы зарождались на одном и том же краю плёнки, специально приготовленном для облегчения зарождения границ. Двигающиеся границы перемещались в одном и том же направлении, преодолевая одни и те же кристаллографические дефекты, в полях обоих направлений. И тем не менее, активационные объёмы оказались различными.

Этот результат можно объяснить, если принять во внимание сложную гибридную структуру границы в двухслойной FM/AFM пленке, состоящей из доменной границы в ферромагнитном слое между областями с противоположной спонтанной намагниченностью и границы в виде обменной пружины на интерфейсе между FM и AFM-слоями, рис.2.25, [237, 238]. В поле одного направления намагниченность ферромагнетика выстраивается антипараллельно обменно-наведенной однонаправленной анизотропии, а при противоположном - параллельно, что соответствует образованию спиновой пружины на интерфейсе, рис.2.25(а-в) или её раскручиванию, рис.2.25(в,г). Но будь ситуация настолько проста, соотношение между активационными объёмами было бы на порядок больше, поскольку раскручивание пружины приводит к значительному понижению энергии системы, и граница должна была бы двигаться даже быстрее, чем в однослойной магнитной плёнке,

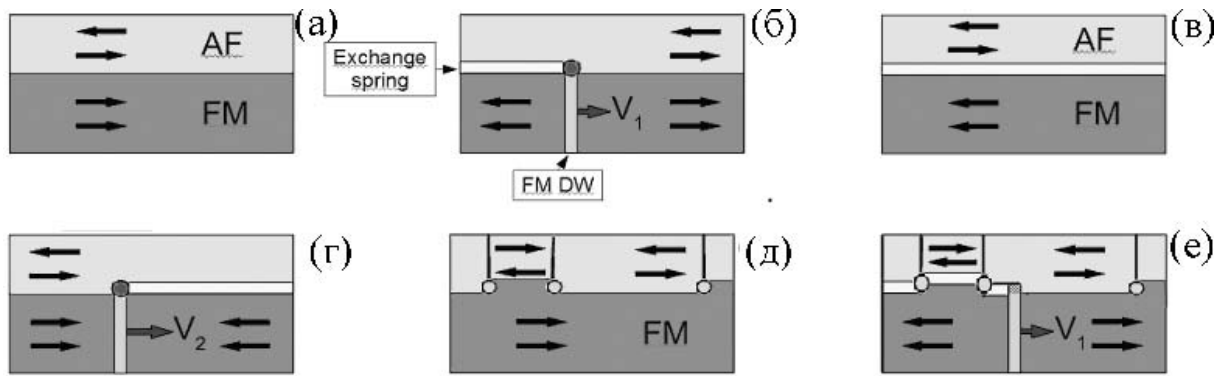


Рис. 2.25: Схематическое представление доменной структуры бислоистой плёнки ферромагнетик-антиферромагнетик (а) – в основном состоянии, (б) – при намагничивании ферромагнитного слоя (доменная граница формируется и в ферромагнитном слое и вблизи интерфейса между слоями), (в) – после намагничивания ферромагнитного слоя (доменная граница осталась только вблизи интерфейса) и (г) – при перемагничивании ферромагнитного слоя полем обратного направления. Схема барьеров для движения ферромагнитной границы, существующих на ступеньках интерфейсного слоя (д) при намагничивании и (е) при перемагничивании. Кружки показывают места наибольшего возмущения распределения спинов.

а закручивание пружины ведёт к повышению энергии и соответственно, скорость границы должна быть значительно ниже. Однако подвижность доменных границ в полях обоих направлений в бислоистой плёнке FeNi-FeMn много ниже подвижности границ в однослойной плёнке FeNi, выращенной тем же методом и на той же подложке. Т.е. имеется „некий глобальный дефект“, ограничивающий подвижность границ в полях обоих направлений. Можно предположить, что причина в том, что в реальности поверхность интерфейса не является идеально гладкой, на ней присутствуют ступеньки различной высоты и ширины, рис. 2.25(д,е), которые, по-видимому, обуславливают неоднородное перемагничивание гибридной плёнки, обнаруженное в [239] при охлаждении ниже 235 К, рис.2.26. Поскольку ферромагнитная и антиферромагнитная плёнки выращивались в присутствии плоскостного поля при комнатной температуре, то это обеспечило однодоменность ферромагнитной плёнки, среднюю одноосную анизотропию ферромагнетика и подстроило доменную структуру антиферромагнетика таким образом, чтобы обеспечить минимум энергии нарастающей плёнки. Условия роста дают основание предположить, что магнитные моменты антиферромагнетика подстроились под упорядоченное располо-

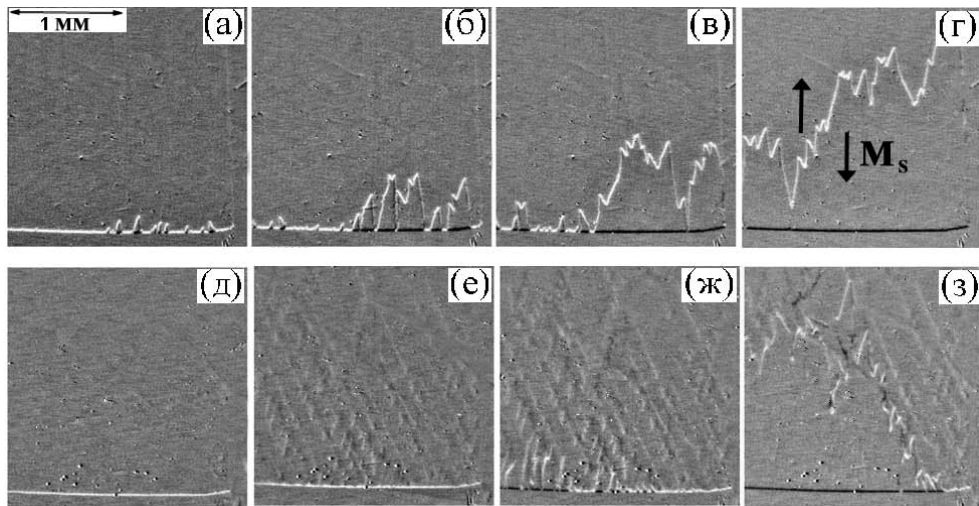


Рис. 2.26: Перемагничивание плёнки FeMn/FeNi/FeMn при 300 К и 235 К: (а-г) - поле 10 Э после -870 Э, = 300 К; (д-з) - поле 11 Э после -870 Э, = 235 К.

жение намагниченности в ферромагнетике за счёт обменного взаимодействия, как это показано на рис.2.25(д). В принципе, выгодно параллельное/антипараллельное расположение магнитных моментов в ферромагнитном и антиферромагнитном слоях (в зависимости от типа слоя в FeMn – Fe или Mn). Но наличие боковых поверхностей на ростовых ступеньках даёт эффективную анизотропию в перпендикулярном направлении к анизотропии, наведенной обменом на плоских участках ступенек, параллельных средней поверхности интерфейса, [240]. Поэтому в реальной бислойной структуре эффективная анизотропия может оказаться направленной под углом к оси легкого намагничивания в ферромагнитном слое, а по всей поверхности обменно-связанного ферромагнетика на интерфейсе формируются некий рельеф с флуктуирующей анизотропией и соответствующие энергетические барьеры, за которые цепляется доменная граница и которые она вынуждена преодолевать при её движении под действием поля любого направления.

Совокупность данных: существенное снижение скорости границ при движении под действием поля, приложенного как вдоль и против оси легкого намагничивания, и различие активационных объемов - дает основание предполагать, что между направлениями обменно-наведенной однонаправленной и одноосной анизотропией ферромагнитной пленки имеется угол.

Если есть угол, аналогичный найденному в [243], то обменная спиновая пружина формируется как при намагничивании пермаллоя к легкой оси, так и против нее. Наличие компоненты анизотропии, не параллельной основному направлению анизотропии, должно проявиться на петлях гистерезиса, что действительно подтверждается экспериментальными данными.

Наблюдение отличия направлений эффективных жестких осей перемагничивания в обменно-смещенной структуре на угол порядка 12 градусов является одним из важных результатов данной работы. Это видно и из годографов движения магнитного момента, рис.2.19, и на гистограммах полей, при которых происходит смена механизма перемагничивания, рис.2.21, и на угловых зависимостях критических значений полей $H_{c1}(\phi)$, $H_{cc2}(\phi)$, $H_e(\phi)$, $H_p(\phi)$, $H_{p1}(\phi)$, рис.2.22. Во многих работах, см. например [241, 242] и ссылки в них, анизотропия в обменно-смещенных магнитных пленках описывается как сумма со-осных однонаправленной и одноосной анизотропий. Нетрудно понять, что наблюдаемая в данной работе анизотропия макрохарактеристик исследуемых пленок связана с наличием в образцах одноосной и однонаправленной анизотропий, оси симметрии которых не совпадают (схема на рис.2.22, стр. 107), что легко понять качественно, выполнив анализ баланса энергий.

Действительно, вклады в энергию анизотропии могут быть описаны как: $E_{EB} = -A M \cos \theta$ – однонаправленная обменно-наведённая анизотропия; $E_{AN} = -B M^2 \cos^2(\theta + \psi)$ – одноосная, вызванная кристаллографией, упругими напряжениями в подложке, условиями роста в магнитном поле и т.д.; $E_C = -C \cos^4(\theta + \delta)$ – кубическая кристаллографическая анизотропия; $E_H = -D \cos^2(\omega)$ – анизотропия, наведенная внешним магнитным полем. В данном случае E_C не имеет значения, поскольку плёнка поликристаллическая. Поэтому рассмотрим симметрию, получаемую при учёте E_{EB} и E_{AN} . На рис. 2.27 представлены угловые зависимости суммы этих энергий для случаев $\psi = 0^\circ$ и $\psi = 18^\circ$. Соотношение констант $A M$ и $B M^2$ выбрано таким образом, чтобы удовлетворять экспериментальному соотношению полей коэрцитивности при намагничивании по и против лёгкой оси. Видно, что при соосных анизотропиях, $\psi = 0^\circ$, появляется два локальных минимума энергии и два симметрично скошенных относи-

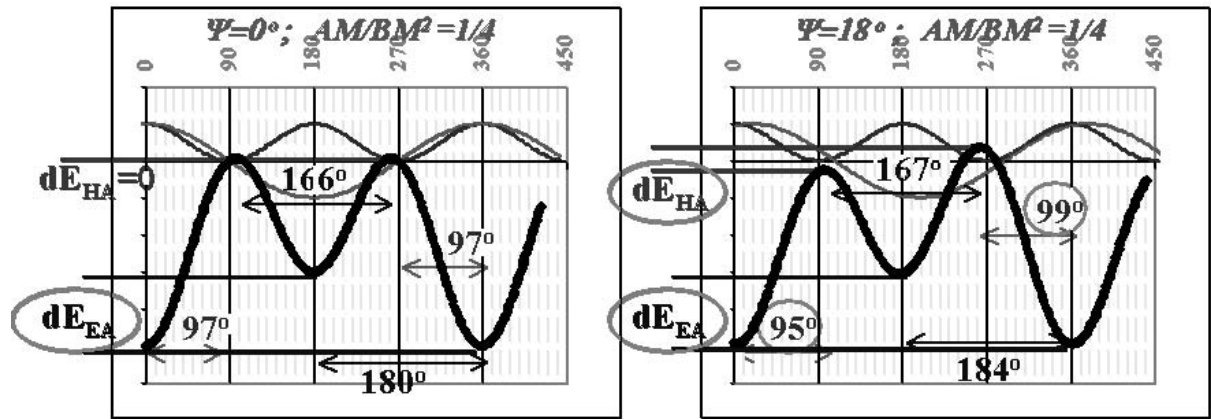


Рис. 2.27: Изменение угловой симметрии энергии анизотропии в зависимости от угла ψ между однонаправленной и одноосной анизотропиями.

тельно них трудных направления, а при несоосных анизотропиях, на рисунке $\psi = 18^\circ$, трудные направления тоже становятся неэквивалентными и скошены относительно легкой оси на различные углы, что качественно согласуется с экспериментальными данными.

Следующий результат связан с наличием ярко выраженных углов вблизи трудного направления намагничивания, при которых состояние однородного намагничивания настолько невыгодно, что образец разбивается на домены не при переключении магнитного поля и превышении им некоего порога, а уже при понижении удерживающего намагничивающего поля, причем это наблюдается только для поля одной полярности ($\phi = 102^\circ$, на рис.2.19, стр.105, и направление **EA2** на гистограмме на рис.2.21, 107). Объяснить такое поведение системы можно, предположив, что намагничивающее поле закрутило намагниченность в доменах против спиновой пружины на интерфейсе до предельно возможного угла, и ослабление поля приводит к раскрутке этой пружины. Возможно, что намагниченность в ферромагнетике начинает локально „проскальзывать“, в результате чего образуются частичные несквозные домены с горизонтальной границей в ферромагнетике. К сожалению, на основании имеющихся МО данных не удастся корректно проанализировать эту ситуацию. Ясно лишь, что направление **EA2** крайне не выгодно. На основании выполненных экспериментов нельзя также сказать, когда и где закручивается спиновая пружина. Можно только утверждать, что намагниченность образцов в определен-

ном диапазоне направлений магнитного поля вблизи направлений трудно-го намагничивания (**НА1**, **НА2**) всегда раскручивается через одно и тоже направление, совпадающее с легкой осью. И что наибольшая асимметрия процессов перемагничивания имеет место для направления $\phi = 102^\circ$, т.е. отклоненного на 12° от трудного направления для одноосной анизотропии, наведенной в процессе выращивания поликристаллических пленок пермаллоя.

И наконец, хотелось бы обсудить трансформацию вида доменных границ при поворотах магнитного поля. Как уже говорилось, перемагничивание гибридных структур осуществляется за счет смещения зигзагообразных 180-ти градусных „head-on“ доменных границ, которые часто наблюдаются в тонких пленках с анизотропией, направленной в плоскости пленки, и достаточно высокой коэрцитивностью [244–247]. При этом часто диагональ зигзага оказывается ориентированной по внешнему полю, а угол раскрытия зигзага уменьшается при отклонении внешнего поля от легкой оси [264]. В данном случае это не совсем так; при отклонении поля от оси легкого намагничивания в пределах 20-30 градусов зигзаги отслеживают направление поля, но диагональ зигзага не совпадает с направлением поля, рис.2.21, стр.107. Более того, даже при намагничивании образцов полем, совпадающим по направлению с осью легкого намагничивания или направленным против оси легкого намагничивания средняя линия зигзагов не совпадает с направлением поля, и суммарная длина сегментов границы с одной или другой ориентаций различается (см. рис.2.21, две левые фотографии). Это обозначает, что различается энергия смежных сторон зигзагообразной границы, в которых, как предполагают [245] осуществляется противоположный разворот спинов. Это свидетельствует о энергетической неэквивалентности двух вариантов закрутки спинов в обменно-смещенном ферромагнетике в отличие от обычного ферромагнетика с одноосной анизотропией, что можно объяснить только свойствами спиновой пружины, сформировавшей за счет обменного поля однонаправленную анизотропию под некоторым углом к оси одноосной анизотропии, наведенной в процессе роста поликристаллического пермаллоя магнитным полем. Начиная с некоторых углов между полем и осью легкого намагничивания, суммарная

длина доменных границ начинает отличаться очень значительно для прямого и обратного поля (см. две правые фотографии на рис.2.21), что также свидетельствует о различии энергии границ при перемагничивании в направлении восходящей и нисходящей ветвей петли гистерезиса, что может быть связано с неэквивалентностью двух направлений закрутки спинов (по часовой и против часовой стрелки) из-за наличия асимметрии в ориентации легких и трудных осей.

В заключение важно ещё раз подчеркнуть, что исследуемые обменно-смещенные пленки действительно находятся в однодоменном состоянии. Однодоменность ферромагнитного слоя подтверждается конфигурацией полей рассеяния на краях пленки, зарождением доменов с обратной намагниченностью только на краях пленки, прохождением образовавшихся на краю и расширяющихся под действием внешнего магнитного поля доменов через всю пленку вплоть до аннигиляции огибающих их границ при встрече расширяющихся доменов в центре пленки, а также равномерностью движения доменных границ по кристаллу, показанному в [235]. В экспериментах использовались умеренные магнитные поля; после перемагничивания однодоменность ферромагнетика в нулевом поле сохранялась, намагниченность после перемагничивания оставалась направленной параллельно или антипараллельно направлению оси легкого намагничивания, и это всегда воспроизводилось от эксперимента к эксперименту. Таким образом, обнаруженные особенности на петлях гистерезиса и магнитных годографах, асимметрия динамических свойств однозначно связаны со свойствами именно обменно-наведенной анизотропии, а не являются следствием неоднородности свойств исследуемых пленок или неоднородности граничных условий.

2.2.5 Кинетика перемагничивания тонких плёнок манганита лантана

Внимание к манганитам, обладающим колоссальным изменением сопротивления при приложении магнитного или электрического полей [248–250], объясняется многообещающими возможностями их применения в спинтронных приборах [225]. Кроме того, в последние годы рассматривается возможность использования тонких пленок манганитов в гетерострукту-

рах сверхпроводник-магнетик в качестве управляющих свойствами сверхпроводника слоев [251–256], легко переключаемых магнитным полем. Однако имелись только отдельные наблюдения статической магнитной доменной структуры тонких пленок манганитов [257, 258], и практически не было сведений о кинетике и динамике их перемагничивания. В то же время эксперименты, выполненные на гетероструктурах LSMO/YBCO [259, 260], показали, что магнитная доменная структура в пленке LSMO не соответствует структуре, ожидаемой на основании предшествующих исследований [257, 258]. Более того, на основании данных автора [259, 260] можно было предполагать, что структура сильно зависит от предыстории и может качественно изменяться с температурой. Поэтому были выполнены тщательные исследования кинетики перемагничивания плёнок LSMO в широком диапазоне температур и выяснены факторы, влияющие на их доменную структуру.

Плёнки $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$, толщиной 20 нм, выращивались на (100) LaAlO_3 подложках при температуре подложки $T_{dep} \sim 700^\circ \text{C}$ наклонным магнетронным распылением, а затем отжигались при температуре $T_A \sim 600^\circ \text{C}$; метод изготовления подробно изложен в [250, 261]. Основная площадь плёнок была свободна от двойников, а немногочисленные имевшиеся двойники, как и в работе [260, 262], наследовались от подложки. Наблюдение доменной структуры исследуемых пленок манганитов проводилось с помощью метода магнитооптической визуализации распределения магнитной индукции, описанного на стр. 44, 52. Температура перехода пленок в ферромагнитное состояние T_c , определённая с помощью магнитооптической визуализации, составляла 336 К.

В задвойникованной области магнитная доменная структура представляла из себя полосовые домены, чётко привязанные к двойникам⁵: намагниченность в доменах между двойниками направлена по одному из направлений типа $\langle 110 \rangle$ в плоскости плёнки, а в узких доменах, расположенных непосредственно на двойниках, намагниченность перпендикулярна к плоскости плёнки, причем в соседних доменах направление „вверх“ – „вниз“ чередуется, рис.2.28, что уменьшает энергию полей рассеяния.

⁵Двойниковая структура видна в поляризованном свете при наблюдении в поляризационно-оптическом микроскопе на просвет или на отражение

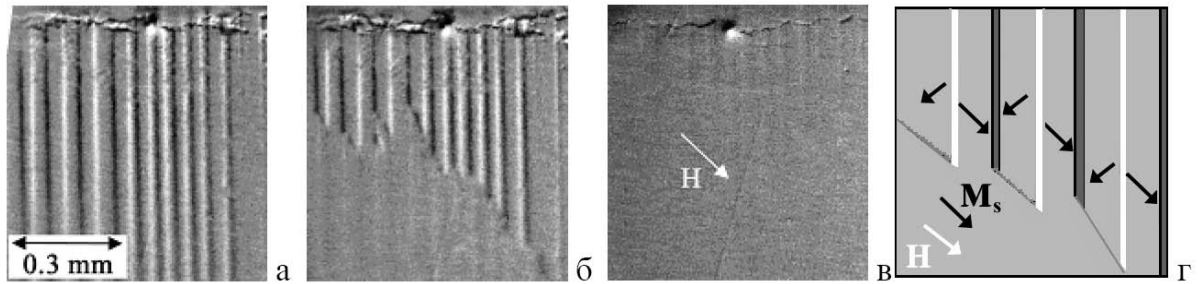


Рис. 2.28: Полосовая доменная структура, формирующаяся на двойниках в размагниченном образце LSMO при комнатной температуре и ее изменение при перемагничивании плоскостным полем: (а – в) – $H = 0$ Э, -15 Э, -30 Э. Темные и светлые полосы соответствуют доменам с противоположно направленной перпендикулярной спонтанной намагниченностью, средний серый контраст - намагниченность в плоскости пленки. Светлая стрелка показывает направление поля, темные стрелки - направление намагниченности в доменах; (г) – схема, поясняющая направление векторов намагниченности в доменах на рис.(б).

Такие же домены наблюдались ранее в работах [253, 263] в задвойникованных областях на плёнках $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ и $\text{La}_{0.7}\text{Ca}_{0.3}\text{MnO}_3$, и такие же домены формируются в задвойникованных областях в гибридных плёнках YBCO/LSMO/LAO, [253, 260, 262]. В данной работе было установлено, что такая доменная структура формируется в задвойникованных областях плёнки LSMO при размагничивании нагревом выше T_c и любым другим способом, и сохраняется вплоть до гелиевых температур. Домены на двойниках можно „стереть“, намагничивая плёнку полями определённых направлений, как это показано на рис.2.28(в). Но небольшая рябь намагниченности останется локализованной на двойниках. После выключения поля узкие домены не восстанавливаются в силу большой коэрцитивности, но при перемагничивании появляются опять, и оказываются локализованными точно в тех же участках образцов, хотя направление намагниченности в них может смениться на обратное, что подчёркивает их „привязанность“ к локальным дефектам - границам двойников.

В свободной от двойников области доменная структура плёнок $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ совершенно неожиданно оказалась метастабильной, зависящей от предыстории [264–266]. После охлаждения от температуры выше T_c без магнитного поля, в пленках формировалась мелкая лабиринтная доменная структура, едва разрешаемая с помощью магнитооптики. Ширина отдельных доменов достигала $1 \div 10$ мкм, и только их удавалось визуализи-

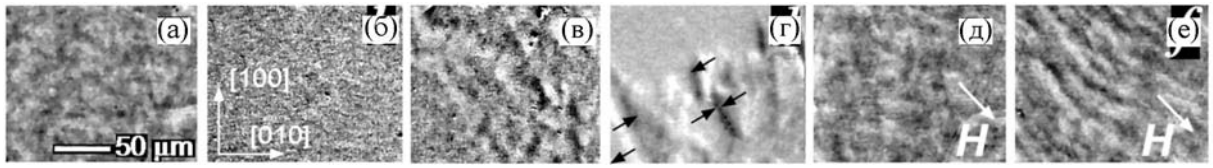


Рис. 2.29: (а) – доменная структура после охлаждения от температуры Кюри (светлые и черные области соответствуют направлению намагниченности в доменах вверх и вниз); (б,в) – дифференциальные изображения, показывающие, как доменная структура (а) изменяется под действием перпендикулярного поверхности плёнки поля $H_z = 12$ мТ и 20 мТ; (г) – формирование доменов с намагниченностью в плоскости после приложения поля $H_z = 25$ мТ (направления M_s в некоторых доменах показаны черными стрелками); (д,е) – трансформация доменной структуры типа (а) под действием поля в плоскости $H_{in-plane} = 2$ мТ и 2.16 мТ; белые стрелки показывают направление приложенного поля.

зировать, рис.2.29(а), о существовании более мелкой доменной структуры в других областях приходилось судить по косвенным признакам. Следует отметить, что контраст (яркость) доменов, локализованных на двойниках, значительно превосходит яркость мелкомасштабных доменов, но это не значит, что намагниченность в последних наклонена, скажем, ориентирована вдоль $\langle 111 \rangle$, потому что при малых размерах этих доменов поля рассеяния над ними пересекаются в объёме индикаторной плёнки, что уменьшает контраст изображения доменов, а дифракция света на мелких неоднородностях контраста дополнительно смазывает картину. Всё это вместе даёт уменьшение яркости изображения доменов с размерами порядка микрона. Поэтому невозможно определить точное направление намагниченности в этих доменах, и корректной является только констатация факта наличия перпендикулярной компоненты. Однако можно предположить, что эта доменная структура аналогична лабиринтной структуре, выявленной ранее с помощью магнитно-силовой микроскопии на плёнках манганитов немного других составов, [257, 258, 268, 269]. Эта субмикронная доменная структура сохранялась во всём исследованном диапазоне температур (от температуры Кюри до жидкого гелия) при условии охлаждении без магнитного поля.

Удивительно, но даже перемагничивание перпендикулярным полем приводило к необратимой трансформации этой доменной структуры – образованию доменов с намагниченностью в плоскости плёнки. Пример такого преобразования доменной структуры показан на рис.2.29(а-г). Под действием достаточно слабого магнитного поля, превосходящего поле коэрци-

тивности, $H_z > H_{zc} \sim 10$ мТ, начиналось укрупнение доменов, рис.2.29(а-в), но намагниченность в них всё ещё имела значительную перпендикулярную компоненту. Однако при выключении поля домены не восстанавливались, не становились мельче, а оставались крупными, и по изменению изображений наиболее крупных из доменов можно было заметить, что намагниченность укладывается в плоскость плёнки, рис.2.29(г). Первые домены с плоскостной намагниченностью, окружённые мелкими доменами с перпендикулярной намагниченностью, появлялись, когда поле H_z превосходило 20 мТ. И наконец, если H_z превосходило 30 мТ, то плёнка оставалась в однодоменном состоянии, с намагниченностью в плоскости плёнки, ориентированной вдоль одного из двух направлений типа $\langle 110 \rangle$.

Приложение магнитного поля в плоскости плёнки, $H_{in-plane}$, также приводило к трансформации исходной лабиринто-подобной структуры с перпендикулярной намагниченностью в структуру с плоскостной намагниченностью. Процесс преобразования шёл через образование полосовых доменов с намагниченностью, наклоненной от перпендикуляра к направлению поля, рис.2.29(д-е). После насыщения (поворота намагниченности в плоскость плёнки и исчезновения доменной структуры), которое достигалось в полях ~ 3 мТ, и последующего выключения магнитного поля, плёнка манганита оставалась в однодоменном состоянии, как и после намагничивания перпендикулярным полем. И любое дальнейшее перемагничивание, включая „тряску“ переменным магнитным полем плавно уменьшающейся амплитуды, уже не изменяло плоскостную ориентацию вектора намагниченности \mathbf{M}_s вдоль одного из направлений $[110]$ или $[\bar{1}\bar{1}0]$. В таком же состоянии изученные плёнки манганита лантана оставались и после охлаждения в плоскостном поле $H_{in-plane}$ от температуры Кюри.

Происхождение наблюдаемой плоскостной ориентации \mathbf{M}_s можно понять, если принять во внимание конкурирующие факторы, определяющие её формирование в плёнках LSMO на подложках LAO. Во-первых, в оптимально допированных объёмных монокристаллах кристаллографическая анизотропия формирует ось легкого намагничивания вдоль $\langle 111 \rangle$, что обусловлено ромбоэдрическими искажениями псевдокубической решётки [270, 271]. Во-вторых, монокристаллические пленки LSMO, выращенные

на подложках LAO, сжаты из-за небольшого несоответствия параметров решетки: $a = 0.3873$ нм в псевдокубической решетке LSMO и $a = 0.3788$ нм в псевдокубической решетке LAO [270, 272]. В результате магнестрикционных взаимодействий это несоответствие параметров решетки приводит к развороту намагниченности из плоскости (001), причём угол разворота зависит от толщины пленки и от температуры [257, 271–273]. Но при определенных толщинах пленок [257, 272, 273] конкуренция между магнитостатической и магнестрикционной энергиями определяет тенденцию к укладыванию намагниченности в плоскость: проекция $\langle 111 \rangle$ на плоскость (001) соответствует направлениям $\langle 110 \rangle$ и именно вдоль этих направлений оказывается ориентирована спонтанная намагниченность в доменах.

Таким образом, в данной работе установлено, что в одних и тех же пленках, в зависимости от условий охлаждения или намагничивания, реализуется доменная структура двух типов с различным направлением анизотропии. Это микроскопическая лабиринтная структура с перпендикулярной анизотропией, формирующаяся при охлаждении от T_c , образованию которой способствуют напряжения на интерфейсе плёнка-подложка, и макродомены⁶ с намагниченностью, ориентированной в плоскости пленки вдоль одного из направлений типа $\langle 110 \rangle$, диктуемых кристаллографической анизотропией и магнитостатикой, т.е. существуют два близкие по энергии метастабильные состояния доменной структуры: состояние с тысячами доменных границ и состояние с несколькими доменными границами.

Известно [207], что даже небольшая вариация числа доменных границ изменяет магнитную проницаемость образца. Соответственно, метастабильность доменной структуры плёнки манганита-лантана, её зависимость от предыстории, от условий охлаждения, должна привести к зависимости магнитной проницаемости от условий охлаждения плёнки, что наблюдалось во многих работах [274, 275] и связывается обычно с изменением распределения ионов Mn^{+3}/Mn^{+4} по образцу в зависимости от условий охлаждения. В результате проведенных в данной работе исследований показано, что существует более тривиальная причина неоднозначности температурной зависимости проницаемости: изменение магнитной проницае-

⁶Насыщенное состояние с намагниченностью в плоскости является частным случаем этого типа структуры

мости может быть связано с реализацией различных конфигураций доменной структуры. Обнаруженная в данной работе метастабильность доменной структуры позволяет объяснить и другие эффекты: изменение картины проникновения магнитного поля в гибридных структурах манганит-сверхпроводник в зависимости от магнитной предыстории [259] и изменение знака магнитосопротивления в гибридных структурах LSMO-FeNi при двух ориентациях поля, в плоскости плёнки и перпендикулярно ей [276].

Перемагничивание плёнки LSMO с исходной лабиринтной доменной структурой было рассмотрено выше. Теперь рассмотрим процесс перемагничивания состояния с плоскостной намагниченностью. Кинетика перемагничивания плёнки из такого состояния зависит от направления поля.

При направлении поля вдоль $\langle 100 \rangle \pm 20^\circ$ это многоэтапный процесс, включающий образование на краю пленки 180-градусных доменных границ и их сквозное прохождение через всю плоскость пленки, затем образование 90-градусных границ и их прохождение и, наконец, вращение намагниченности к направлению поля. При направлении поля вблизи $\langle 110 \rangle$ наблюдается зарождение границ одного типа (180-градусных зигзагообразных „head-to-head“ границ, со средним направлением, совпадающим с направлением поля, рис.2.30(б-г)), их сквозное прохождение через всю плоскость пленки и последующий доворот намагниченности к направлению поля.

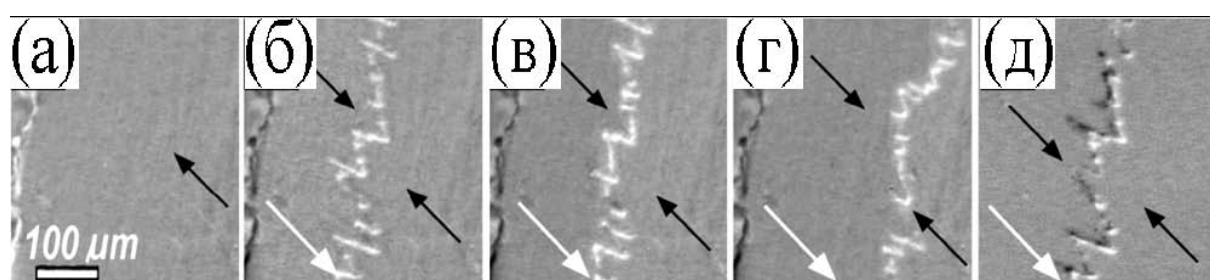


Рис. 2.30: Перемагничивание плёнки манганита лантана под действием поля, направленного в плоскости вдоль $[110]$: (а) – насыщенное состояние; положение доменной границы (б) через 0.5 сек, (в) 7 сек, (г) 130 сек после приложения поля величиной 1.38 мТ; (д) - разностная картина, показывающая смещение доменной стенки за интервал времени $0.5 \div 7$ сек. Белые стрелки показывают направление поля, черные - направление векторов намагниченности \mathbf{M}_s в доменах.

Наиболее простой процесс, включающий лишь зарождение и смещение

180-градусных доменных границ, имеет место при направлении поля вдоль $\langle 110 \rangle$ и начинается в наименьшем поле при $H \geq H_c = 12 \div 15$ Э. Небольшие флажкообразные домены (замыкающие домены, они же – зародыши новой магнитной фазы) формируются на краях плёнки уже в нулевом магнитном поле, рис.2.30(а). При увеличении перемагничивающего поля эти домены разрастаются и образуют зигзагообразную доменную стенку, разделяющую домены с противоположной намагничённостью, рис.2.30(б). Средняя линия границы параллельна краю образца, от которого она отделилась. Средняя ориентация зигзагов совпадает с направлением поля. Длина зигзагов минимальна в поле, направленном вдоль $[110]$ и $[1\bar{1}0]$. При квазистатически медленном намагничивании доменные границы смещаются, следуя усиливающемуся полю.

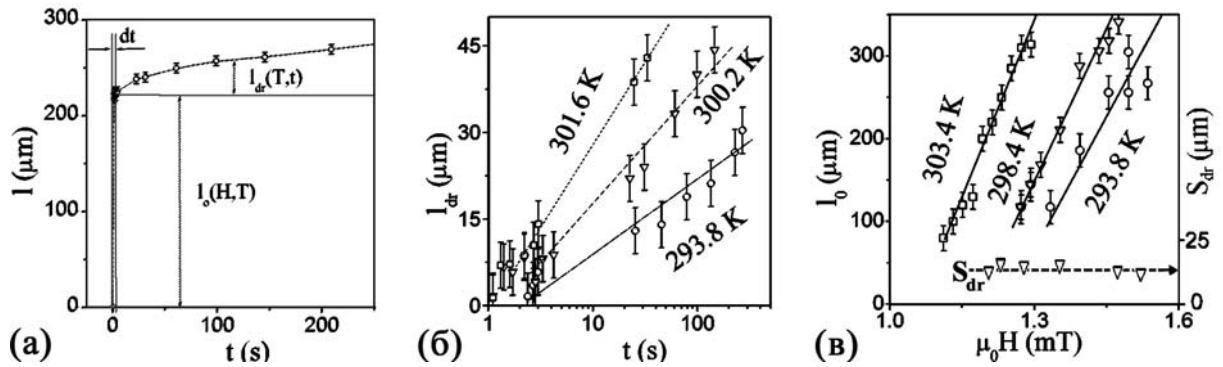


Рис. 2.31: Смещение доменной границы под действием импульсного магнитного поля: (а) – смещение l , отсчитываемое от края образца, $l = 0$ мкм, в момент начала импульса поля при $t = 0$ сек; и (б) – последующий дрейф границы $l_{dr}(t)$ при 293.8 К, 300.2 К, 301.6 К; (в) – зависимость начального скачка доменной границы l_0 при 293.8 К, 298.4 К, 303.4 К (левая шкала) и скорости дрейфа S_{dr} от величины поля (правая шкала).

При импульсном намагничивании граница „скачком“ , за время dt , перемещается на некоторое расстояние, зависящее от амплитуды поля, $l_0(H)$, и затем медленно дрейфует, $l_{dr}(t, H)$, рис.2.31(а-в). При этом величина поля, при котором происходит зарождение границ, длина скачка, скорость доменных границ во время скачка и скорость последующего дрейфа очень существенно зависят от температуры, рис.2.32(а-в). В частности, изменение температуры вблизи комнатной в пределах 6 градусов изменяет подвижность границ $\beta = (l_0 / dt) / H$ в несколько раз.

Из экспериментальных зависимостей $l_0(H)$ и $l_{dr}(t)$ оценивались магнит-

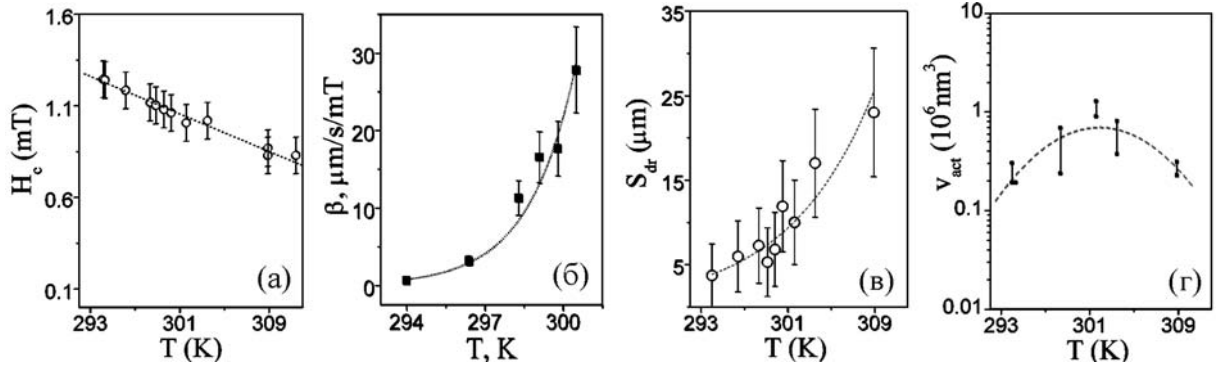


Рис. 2.32: Температурные зависимости (а) – коэрцитивности H_c , (б) – подвижности доменных границ, (в) – магнитной вязкости S_{dr} , и (г) активационного объема ν_{act} .

ная вязкость S_{dr} и ν_{act} активационный объем (по методу, предложенному в работе [277]):

$$\begin{aligned}\chi_{irr} &= dl_0/dH, \\ S_{dr} &= d[l_{dr}(t)]/d[\ln(t)], \\ \nu_{act} &= (kT/M_s)(\chi_{irr}/S_{dr})\end{aligned}\quad (2.42)$$

(при расчётах использовалось значение M_s из [258]. Несмотря на экспоненциальный рост S_{dr} с температурой T , зависимость $\nu_{act}(T)$ оказалась немонотонной, рис.2.32(в,г).

Наблюдаемый в эксперименте сложный характер движения доменных границ под действием импульсно изменяющегося магнитного поля типичен для магнетиков с большой вязкостью и магнитным последствием [278, 279]. Согласно феноменологической модели магнитного последствия, [278, 280], положение доменной границы в такой системе описывается уравнением:

$$l(t) = l_f \left[1 - \int_0^\infty \varphi(\tau) \tau^{-1} \exp(-t/\tau) d\tau \right], \quad (2.43)$$

где t – момент времени, τ – время релаксации, l_f – расстояние, на которое может продвинуться граница, дрейфуя бесконечное время, $\varphi(\tau)$ – функция распределения времен релаксации. Экспериментально наблюдаемая медленная логарифмическая релаксация $l_{dr}(t) \sim \ln(t)$ за интервал времени $[\tau_1, \tau_2]$ может быть получена из уравнения (2.43) в предположении, что $\varphi(\tau)$ по-

стоянна в этом интервале времени и зануляется вне его:

$$l_{dr}(t) \simeq l_f [\ln(t) + 0.577 - \ln(\tau_1)] / \ln(\tau_2/\tau_1) \quad (2.44)$$

для $\tau_1 < t < \tau_2$.

В данном случае движение доменной границы описывается тем же уравнением (2.44), которое удобно переписать в виде:

$$(l_{dr}(t) - l_0) \simeq l_0 (\ln \tau_2 + 0.577 + \ln t) / \ln(\tau_2/\tau_1),$$

где $\tau_2 = 600$ сек, $\tau_1 = 1$ сек – характерные времена, определяющие интервал времени, в котором с хорошей точностью выполняется логарифмический закон релаксации, а l_0 – расстояние начального скачка, совершаемого границей за время нарастания импульсного магнитного поля. Такой закон справедлив при наличии целого спектра энергетически различных центров пиннинга для движения доменной границы. В данном случае наличие большой плотности дефектов подтверждается и малой подвижностью доменных границ, оцененной из расстояния, которое граница преодолевает за время нарастания магнитного поля ($dt \sim 0.1$ сек), и большой магнитной вязкостью системы S_{dr} .

Надо отметить, что высокая коэрцитивность, сильный пиннинг и слабая подвижность доменных границ характерны для манганитов. В качестве центров пиннинга в них рассматриваются нестехиометрия состава, напряженные области и связанные с напряжениями возмущения намагниченности, дислокации, двойники и точечные дефекты, [248, 281]. В тонких плёнках к этому спектру дефектов добавляются магнестрикционные возмущения магнитного порядка из-за небольшого сжатия плёнки ввиду 2% несоответствия параметров решётки плёнки и подложки.

Как уже говорилось, доменная структура любого типа замораживалась при охлаждении образцов. Тем не менее, кинетика перемагничивания зависела от температуры. Была обнаружена трансформация типа доменных границ в плёнках с остаточной плоскостной намагниченностью: зигзагообразные доменные границы сменялись прямыми, но диффузными границами при понижении температуры ниже ~ 200 К, [282].

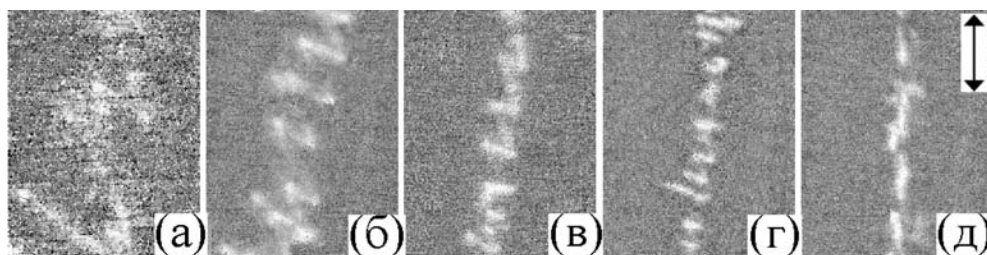


Рис. 2.33: Эволюция вида зигзагообразной доменной границы с температурой. (а) – $T = 311$ К, (б) – 306 К, (в) – 300 К, (г) – 296 К, (д) – 212 К. Длина метки – 100 микрон.

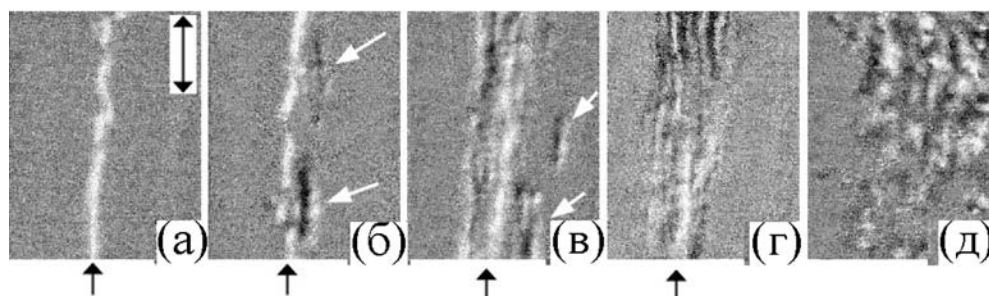


Рис. 2.34: Изменение вида доменной границы при низких температурах. (а) – $T = 186$ К, (б) – 175 К, (в) – 154 К, (г) 97 К, (д) 26 К. Длина метки – 100 микрон. Черные стрелки показывают положение средней линии доменной границы. Белые стрелки показывают магнитное возмущение перед движущейся границей (вторичные домены).

На рис.2.33, 2.34 показан вид доменной границы между двумя доменами, в которых намагниченность лежит в плоскости плёнки вдоль $\langle 110 \rangle$ направлений (диагонали на рисунках) при разных температурах. Границы возникли в плёнке в результате приложения перемещающего поля, направленного вдоль оси лёгкого намагничивания, к исходно однородно намагниченной плёнке; поле прикладывалось при разных температурах. Сфотографированы границы, локализованные примерно в одном и том же участке кристалла, чтобы исключить потенциальную возможность влияния неоднородного рельефа структуры на вид доменных границ. Из фотографий видно, что в диапазоне температур $340 \div 200$ К граница сохраняет зигзагообразный вид, типичный для высококоэрцитивных плёнок. Длина зигзагов и период зигзагов уменьшаются с понижением температуры, причём уменьшаются таким образом, что угол раствора зигзага Θ , определенный из их отношения, практически остаётся постоянным вплоть до полного исчезновения „зигзагообразности“ , рис.2.35(а), 2.33(а-д).

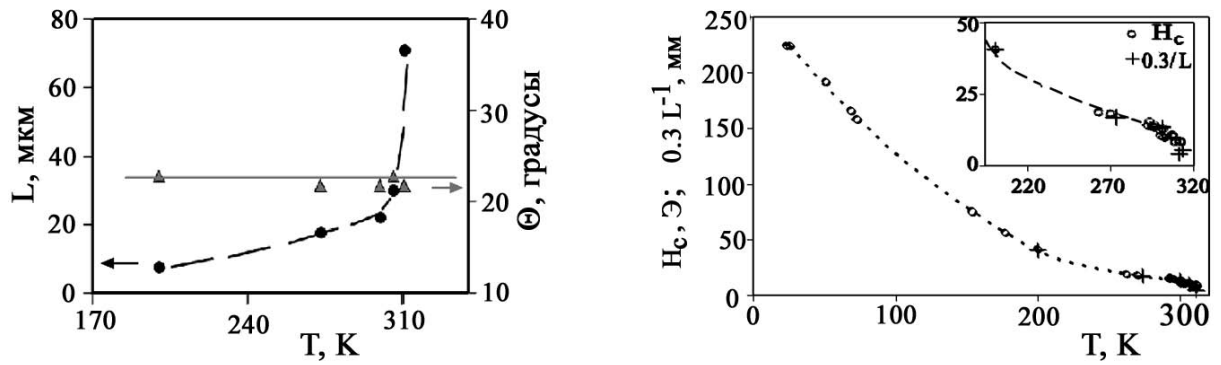


Рис. 2.35: Экспериментальная зависимость длины „зигзага“ (кружки) и угла раствора „зигзага“ (треугольники) от температуры; и сравнение температурной зависимости коэрцитивности и длины зигзагов. (Вставка - высокотемпературная часть графика в увеличенном масштабе.)

Таким образом, при понижении температуры от T_c до 200 К наблюдается уменьшение длины доменной границы и уменьшение покрываемой ею площади образца. Однако при исчезновении „зигзагов“, т.е. спрямлении границы, начинается обратный процесс – расширение границы: перед медленно ползущей доменной границей начинается процесс возмущения намагниченности и хаотический процесс образования доменов новой фазы⁷, рис.2.34, „стираемых“ проходящей границей. Здесь надо отметить, что глобально состояние с плоскостной намагниченностью всё ещё остаётся выгодным: намагниченность в сужающемся домене остаётся однородной, направленной вдоль $\langle 110 \rangle$ в плоскости плёнки, и в расширяющемся домене после прохождения доменной границы через возмущенную область намагниченность укладывается вдоль направления $\langle 110 \rangle$ в плоскости плёнки.

Изменение типа доменных границ, через образование и смещение которых происходит процесс перемагничивания, сопровождается изломом на зависимости коэрцитивности от температуры, рис.2.35(б).

Зигзагообразные доменные границы наблюдаются во многих материалах: ферромагнетиках, сегнетоэлектриках, сегнетоэластиках [283]. Это есть вид самоорганизации клиновидных доменов, способствующей уменьшению дальнедействующих магнитных полей рассеяния или упругих напряжений, соответственно.

⁷ Чем ниже температура, тем шире область возмущения намагниченности; при низких температурах ширина этой области превышает 100 микрон.

В ферромагнетиках плоская 180-градусная доменная граница, разделяющая домены с встречной антипараллельно-направленной намагниченностью, невыгодна: на такой границе расходящейся компонентой намагниченности, перпендикулярной плоскости стенки, создаются дальнедействующие поля рассеяния. Плотность этих „магнитных зарядов“ зависит от угла θ между вектором намагниченности и плоскостью стенки: $\sigma_0 = 8\pi M \cos \theta$, в результате чего узкие клинообразные границы оказываются выгоднее прямых. Но при этом возрастает длина границ и связанная с ними энергия, что ограничивает бесконечное ветвление границ.

При первых рассмотрении таких доменных границ было найдено, что они не могут быть устойчивы [284], поэтому пришлось ввести некое градиентное магнитное поле, стабилизирующее такие доменные границы [285]. Происхождение градиента могло иметь магнитостатическую природу, т.е. градиент мог быть обусловлен теми же полями рассеяния, которые обуславливают формирование самой доменной структуры, или появиться в результате закрепления границы, пиннинга [246, 247, 285–287]. Соответственно, в первом случае параметры зигзагообразной границы определяются такими внутренними параметрами материала, как намагниченность, анизотропия, обмен, во втором решающее значение имеет коэрцитивность [246, 287]. Практически все модели предсказывают уменьшение длины зигзага с понижением температуры, как и наблюдается в данных экспериментах, рис.2.35(а).

Однако температурная зависимость магнитной анизотропии и намагниченности в LSMO слишком слабы [288], чтобы объяснить скорость эволюции параметров зигзага доменных границ с уменьшением температуры. А вот корреляция между изменением коэрцитивности и параметрами зигзага, определёнными экспериментально, несомненно имеет место, рис.2.35(б)-вставка, как это и предсказывается простой моделью [287]:

$$L = 12 M_s D (1 - \cos \Theta) / H_c, \quad (2.45)$$

где L – длина зигзага, M_s – намагниченность, D – толщина плёнки, Θ – угол раствора зигзага, который в данном случае не зависит от температуры. Из рисунка видно, что прямая корреляция имеет место во всем температурном

интервале существования зигзагообразной доменной стенки⁸. Аналогичная корреляция была экспериментально подтверждена на плёнках NiFeCo [246].

Но теория не объясняет полное исчезновение зигзагообразности и дальнейшую трансформацию вида доменной границы при температуре ниже 200 К, а также появление соответствующего излома на зависимости $H_c(T)$. Трансформация узкой доменной границы в диффузную, в том числе с „закипанием“ намагниченности перед движущейся доменной границей, наблюдалась в ферромагнетиках [122, 289, 290] при перемангничивании сильным импульсным полем в условиях, когда скорость доменной границы была очень велика, т.е. была порядка или превышала скорость Уокера (см. уравнение (2.24), стр.71). В тех условиях наблюдаемая трансформация вида доменной границы (отличие вида динамической границы от статической) трактовалась либо как наклон границы, зависящий от скорости движения границы, либо как генерация спиновых волн или образование солитонов границей, движущейся с предельной скоростью.

В данном случае граница движется со скоростью много меньшей скорости Уокера⁹, и все релаксационные процессы происходят очень медленно ввиду низкой температуры. Но при $T < 200$ К процесс зарождения доменов новой магнитной фазы оказывается энергетически таким же выгодным, как смещение границы, и генерация новых доменов (или рябь намагниченности) начинается вблизи доменной границы, где имеются неоднородные магнитостатические поля рассеяния, провоцирующие, облегчающие процесс вращения намагниченности. Из литературы известно [288], что при температуре ниже 200 К величина $2\pi M_s^2$ становится больше энергии одноосной анизотропии K_u , и в то же время величина кубической анизотропии оказывается сравнимой с K_u . Таким образом, магнитостатический вклад, поддерживающий разветвление границ, становится превалирующим, т.е. увеличение площади доменной границы оказывается выгодным. В то же время отношение K_u / M_s уменьшается, что делает процесс вращения более вероятным. И наконец, при понижении температуры нарастают напряже-

⁸ Оценка длины зигзага по этой формуле даёт значение $L = 70$ мкм при $T = 300$ К и $H_c = 10$ Э, что находится в разумном согласии с экспериментальным значением $L = 50$ мкм

⁹ Для исследуемых плёнок $V_W \geq 10^3$ м/сек, максимальная скорость движения границы ~ 5 мм/сек достигается при $T \sim 310$ К, а с понижением температуры скорость границ экспоненциально быстро уменьшается [267]

ния несоответствия параметров решетки, что усиливает локальные неоднородные напряжения вблизи интерфейса с подложкой [291, 292] и, как следствие, флуктуации магнитного момента вблизи интерфейса, что, в свою очередь, облегчает локальные развороты намагниченности и зарождение доменов и в то же время усиливает пиннинг доменной границы. Аналогичный эффект наблюдался автором на гибридных плёнках FeNi/FeMn при низких температурах: перемагничивание смещением одной зигзагообразной границы при комнатной температуре сменялось возникновением многих доменов перед движущейся границей, которые исчезали после прохождения доменной границы, как показано на рис.2.26(д-з) на стр. 114.

2.3 Нелинейные возбуждения доменной структуры под действием переменного магнитного поля

2.3.1 Резонансные преобразования доменной структуры

В этом разделе будут рассмотрены качественные резонансные преобразования магнитной доменной структуры, которые были обнаружены в пластинках ИЖГ при возбуждении переменным магнитным полем частотой много меньше частоты ферромагнитного резонанса, и которые существуют лишь при наличии внешнего переменного магнитного поля, [60, 293].

Эксперименты проводились на тонких прямоугольных пластинах ИЖГ, толщиной от 30 до 100 микрон, вырезанных вдоль плоскости (112). Длинная сторона пластин была ориентирована вдоль направления лёгкой оси, совпадающей с $[11\bar{1}]$. Исходная доменная структура состояла из доменов 180-градусного соседства с намагниченностью в плоскости, типа показанной на стр. 89, рис.2.8. Замыкающие домены занимали малый объём по сравнению с объёмом основных доменов, а в наиболее длинных пластинках - пренебрежимо малый.

В слабых магнитных полях, параллельных $[11\bar{1}]$, доменные границы колебались около статических положений равновесия. Спектр колебаний

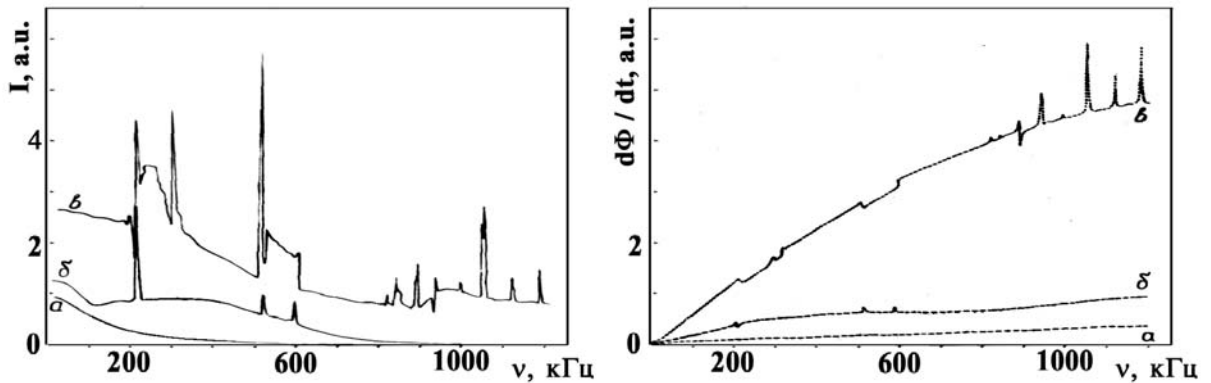


Рис. 2.36: Зависимость магнитооптического I и индукционного $d\Phi/dt$ откликов, соответствующих колебаниям доменных границ под действием переменного магнитного поля амплитудой $a - 1 \text{ Э}$, $b - 2 \text{ Э}$, $v - 6 \text{ Э}$, от частоты поля ν .

границ, измеренный в диапазоне частот $0 \div 1200 \text{ Гц}$ в таких полях не имел каких-либо особенностей: суммарная амплитуда колебаний границ была пропорциональна амплитуде поля и монотонно уменьшалась с частотой. На рис.2.36 (кривые(а)) приведен типичный релаксационный спектр амплитуд колебания доменных границ $I(\nu)$, измеренный с помощью магнитооптической методики, соответствующий интенсивности фотометрируемого участка образца (рис. 1.3 на стр. 37), и индукционный отклик $d\Phi(\nu)/dt$ всего образца.

Однако когда амплитуда поля превышает несколько Эрстед, на кривых $I(\nu)$ и $d\Phi(\nu)/dt$ на определенных частотах появляются узкие резонансные пики, рис.2.36 (кривые(б,в)). Установлено, что эти пики соответствуют качественным преобразованиям доменной структуры: в пластинах появляются различным образом организованные периодически чередующиеся области с намагниченностью в плоскости пластины и перпендикулярной намагниченностью, проиллюстрированные на схеме 2.37. При этом в обла-

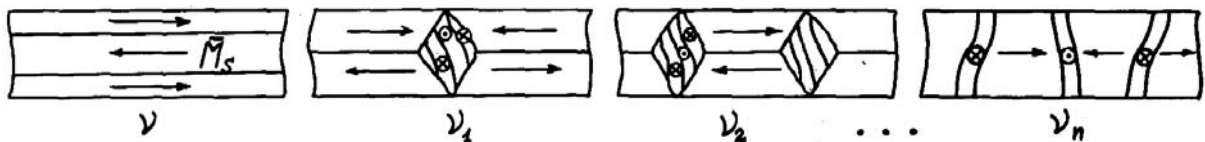


Рис. 2.37: Схематическое изображение резонансных преобразований доменной структуры прямоугольной пластинки ИЖГ.

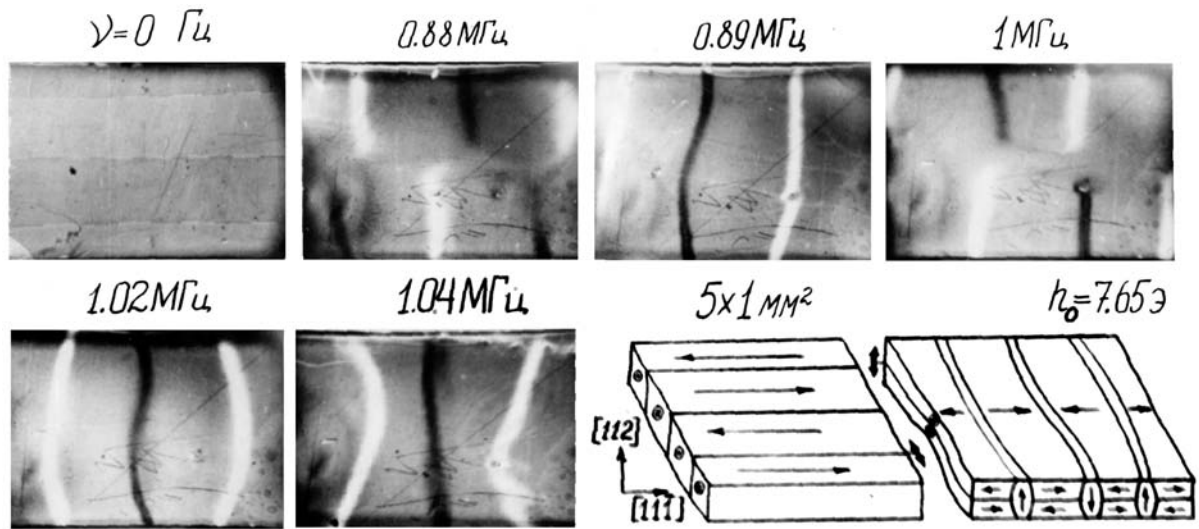


Рис. 2.38: Преобразования доменной структуры прямоугольной пластинки ИЖГ, имеющей размер $5 \text{ мм} \times 1 \text{ мм} \times 50 \text{ мкм}$ в условиях упругих резонансов, возбуждаемых переменным магнитным полем амплитудой 7.65 Э с частотой 0.88 МГц , 0.89 МГц , 1 МГц , 1.02 МГц , 1.04 МГц .

сти высоких частот ($\nu \sim 1 \text{ МГц}$) образуются новые типы доменных структур, принципиально не встречающиеся в отсутствие переменного магнитного поля. На рис.2.38 приведены фотографии одного и того же участка пластины с примерами таких структур и схемы, поясняющие направления векторов намагниченности в структурах. Узкие „фарадеевские“ домены-полосы, разделяющие „коттоновские“ домены, при точном совпадении ν с $\nu_{resonance}$ устойчиво стоят на одном и том же месте. Горизонтальная доменная граница, разделяющая два коттоновских домена, т.е. домены с намагниченностью в плоскости пластины, колеблется с частотой поля, в то же время намагниченность в фарадеевском домене колеблется с удвоенной частотой. Соответствующие этим движениям магнитооптические сигналы приведены на рис.2.39.

Все типы резонансных структур существуют в узких частотных интервалах ($\Delta\nu \sim 10 \text{ кГц}$ при $\nu \sim 1 \text{ МГц}$). При $\nu = \nu_{resonance}$ образовавшаяся резонансная доменная структура устойчива, при смещении частоты поля на $\Delta\nu$ эта структура исчезает, и восстанавливается исходная полосовая доменная структура. По мере увеличения амплитуды поля на спектрах $I(\nu)$ и $d\Phi(\nu)/dt$ появляются всё новые резонансные пики, рис.2.36 (кривые (б), (в)), и возникают соответствующие им новые резонансные доменные струк-

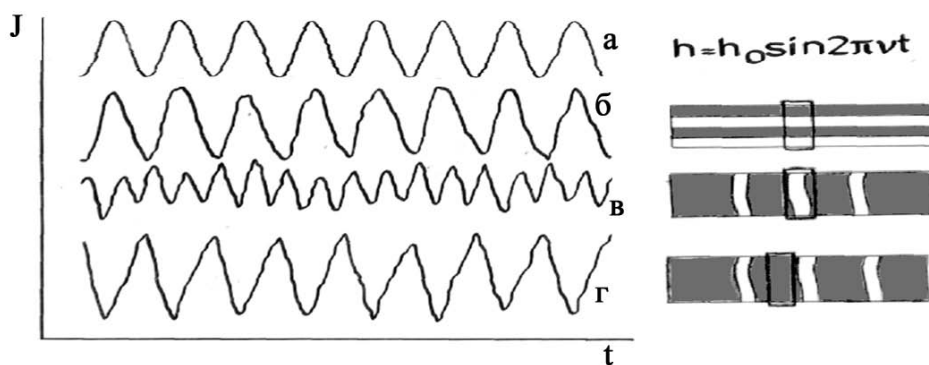


Рис. 2.39: Магнитооптические сигналы, соответствующие колебаниям намагниченности под действием переменного магнитного поля (а) при полосовой доменной структуре (б) и после образования резонансной доменной структуры (в,г). (в) и (г) соответствуют фотометрированию в областях, показанных на схеме.

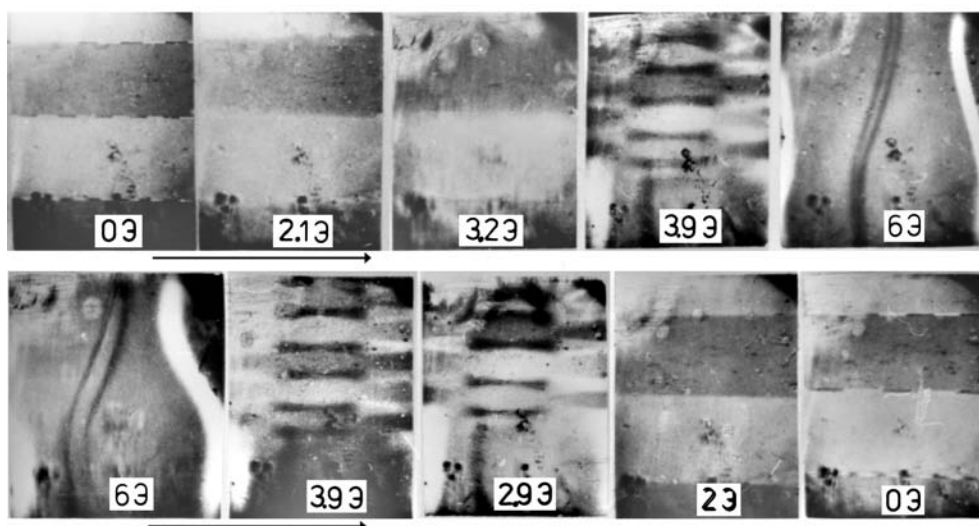


Рис. 2.40: Образование резонансной структуры при повышении амплитуды поля и переход доменной структуры к полосовой при уменьшении поля. Частота поля 940 кГц. Амплитуды указаны на фото.

туры. Установление резонансных структур и их исчезновение характеризуются гистерезисом. Особенно отчётливо это проявляется при сканировании на резонансной частоте по амплитуде поля, см. рис.2.40. При амплитуде поля 3.9 Э на частоте 940 кГц в пластине происходит преобразование доменной структуры к резонансной, а обратное преобразование к полосовой при уменьшении амплитуды поля происходит лишь в поле 2.2 Э. Гистерезис в образовании и распаде резонансных структур наблюдается и при сканировании по частоте.

Образованию резонансных структур предшествует модуляция индукционного сигнала. Она наблюдается в значительно более широком диапазоне частот поля, чем резонансные структуры. На рис.2.41(а) приведена диаграмма, показывающая, каким образом период модуляции зависит от частоты магнитного поля для серии резонансных частот. Амплитуда поля поддерживалась постоянной. На рис.2.41(б) показана связь между периодом и амплитудой модуляции для частоты возбуждающего поля 410 кГц, в больших полях образование резонансных структур сопровождается значительными напряжениями в образцах и даже их разрушением. Закрепление пластин приводит к смещению резонансных частот, а погружение в вязкую среду полностью уничтожает эффект преобразования структуры. Все эти факты свидетельствуют о том, что переменное магнитное поле возбуждает не только магнитную систему, но и приводит к установлению упругих колебаний пластин.

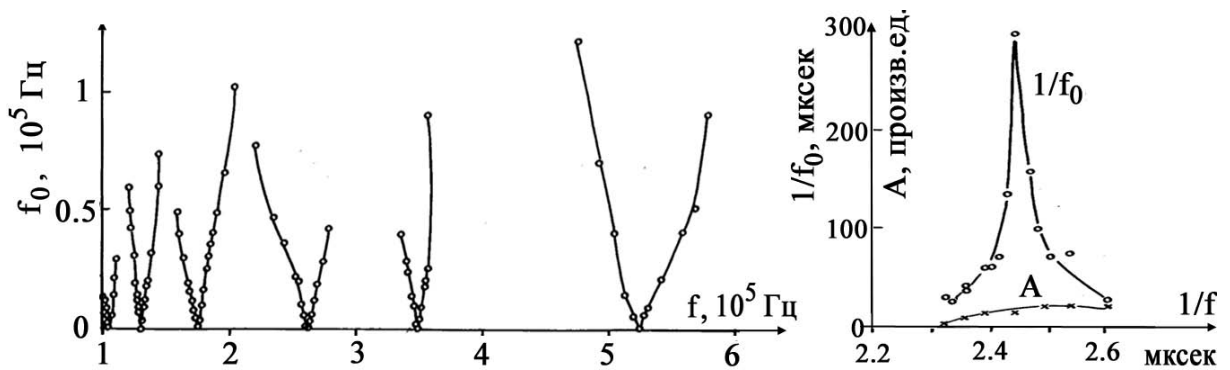


Рис. 2.41: Частоты модуляции индукционного сигнала в зависимости от частоты возбуждающего поля – (а); зависимости периода и частоты модуляции от обратной частоты возбуждающего поля – (б).

Низкочастотные резонансы магнитной восприимчивости и вибрация магнитных кристаллов, находящихся под воздействием переменного магнитного поля, и даже разрушение образцов наблюдались ранее [294, 295] на торроидах из оксидных ферромагнетиков и листовом пермалллое, и связывались с возбуждениями колеблющимися доменными границами упругих колебаний пластин. Преобразования же доменной структуры магнитоупорядоченных кристаллов в условиях магнитомеханических резонансов и их влияние на магнитную восприимчивость ранее не наблюдалось и не рас-

смаатривалось теоретически.

Для объяснения возможного механизма образования резонансных структур можно обратиться к общим положениям теории формирования структур в диссипативных средах [296], рассматривающей возможность скачкообразного возникновения нового упорядочения в системах с большой диссипацией энергии, хотя применительно к магнетикам расчёт в данное время отсутствует. В нашем случае, по-видимому, могут реализоваться условия, необходимые для рождения диссипативной структуры в системе колеблющихся спинов. Они создаются в условиях резонансного повышения уровня диссипации энергии. В свою очередь увеличение диссипативных потерь обусловлено возбуждением упругих стоячих волн. Близкие к измеренным резонансные частоты получаются на основе расчёта спектра собственных изгибных колебаний пластин со свободными концами [297] по формуле:

$$\omega_{mn} = (\pi^2 / a^2) \sqrt{E h^2 / 12 \rho (1 - \mu^2)} \times \sqrt{G_x^4 + \frac{a^4}{b^4} G_y^4 + 2 \frac{a^2}{b^2} [\mu H_x H_y + (1 - \mu) J_x J_y]}, \quad (2.46)$$

где a , b , h – длина, ширина и толщина пластины,

ρ – плотность материала,

E – модуль Юнга, μ – коэффициент Пуассона,

$$G_x = k_m / \pi,$$

$$H_x = (k_m / \pi)^2 (1 - 2 / k_m),$$

$$J_x = (k_m / \pi)^2 (1 + 6 / k_m),$$

$$G_y = k_n / \pi,$$

$$H_y = (k_n / \pi)^2 (1 - 2 / k_n),$$

$$J_y = (k_n / \pi)^2 (1 + 6 / k_n),$$

k_n и k_m определяются из дисперсионных уравнений:

$$\operatorname{tg} \frac{k_{2m}}{2} + \operatorname{th} \frac{k_{2m}}{2} = 0; \quad \operatorname{tg} \frac{k_{2m+1}}{2} - \operatorname{th} \frac{k_{2m+1}}{2} = 0$$

В таблице 2.1 приведены рассчитанные по формуле (2.46) резонансные частоты ω_{mn} и измеренные экспериментально ν_i резонансные частоты для прямоугольной пластинки ИЖГ, имеющей размеры

Таблица 2.1: Резонансные частоты упругих колебаний пластины ИЖГ: расчётные – ω_{mn} и экспериментальные – ν_i .

$\omega_{mn} \setminus \nu_i$	0	1	2	3	4
01	0	0	274129	755414	1480612
12	0	34948	28312	762709	
23	10771	71804	310740	786341	
34	29669	109340	351559	823969	
45	58152	149675	400284	872642	
56	96129	195492	459265	932015	
6	143601	248116	521423	1001266	
7	200567	308449	597703	1079746	
8	67027	377094	675587		
9	342981	454450	762260		
10	428430	540778	861264		
11	523371	636253	964742		
12	627810	736241	1076397		
13	741742	855060			
14	865167	978518			
15	998088	1111400			
16	1140502				

5.5мм × 1.09мм × 50мкм. Часть расчётных значений ω_{mn} совпадает с измеренными ν_i , хотя вычисления дают много больше собственных частот, чем наблюдается экспериментально.

Образование резонансных структур в этой же пластине наблюдалось при частотах переменного поля 98 кГц, 132 кГц, 143 кГц, 196 кГц, 286 кГц, 397 кГц, 570 кГц, 660 кГц, 780 кГц, 927 кГц, 954 кГц, 1042 кГц, 1064 кГц, 1111 кГц, 1164 кГц.

Совпадение частот можно считать удовлетворительным, если принять во внимание, что толщина пластинки измерена с точностью ± 2 мкм в центре пластины, а из-за химической полировки, необходимой для снятия наклёпанного слоя, образцы имеют скруглённую форму - закруглены края.

Возбуждение звука при движении доменных границ рассматривалось рядом авторов [294, 295, 298–302]. Согласно существующим теоретическим представлениям, звук в магнетике возбуждается колебаниями намагниченности в границах, колебаниями намагниченности в доменах и однородной прецессией намагниченности. Особенно эффективно возбуждение звука происходит при совпадении скорости движения доменных границ со скоростью звука. Однако он возбуждается и при малых скоростях движения границ. А совпадение длины волны звука с размерами образцов или с шириной доменов приводит к усилению звука и усилению поглощения мощности переменного магнитного поля [299–302]. На резонансных частотах могут выполняться условия, необходимые для образования диссипативных структур.

2.3.2 Уединённая волна намагниченности

В предыдущем разделе обсуждались качественные преобразования доменной структуры, происходящие под действием переменного магнитного поля, направленного вдоль оси лёгкого намагничивания, на частотах, соответствующих возбуждению упругих резонансов. Другой тип качественного преобразования доменной структуры был обнаружен в пластинках ИЖГ при ориентации магнитного поля перпендикулярно легкой оси и доменным границам [303].

Исследования проводились на пластинках (112) произвольной формы с

доменами 180-градусного соседства, с намагниченностью в плоскости вдоль легкой оси $[11\bar{1}]$. На краях пластин располагались замыкающие домены с намагниченностью вдоль $[111]$, направленной под углом к поверхности.

Когда поле превышало критическое значение H_K , на краю кристалла (или на обоих краях кристалла), расположенном перпендикулярно направлению лёгкой оси, возникала область возмущения, в которой намагниченность выходила из плоскости пластины. Эта область в виде широкой (~ 100 мкм) полосы, расположенной нормально к лёгкой оси, начинала смещаться к центру кристалла с постоянной скоростью V , но в центре кристалла останавливалась. При $h_0 \approx H_K$ скорость полосы была мала ($\sim 10^{-3}$ м/сек), но увеличивалась с ростом амплитуды поля.

Описанная движущаяся область возмущения имела такую же интенсивность и структуру изображения, что и колеблющиеся во внешнем магнитном поле замыкающие домены, яркая окраска которых была обусловлена эффектом Фарадея. Фотографирование полосы с помощью подсветки вспышкой света, рис.2.42(а-г), позволило установить, что она действитель-

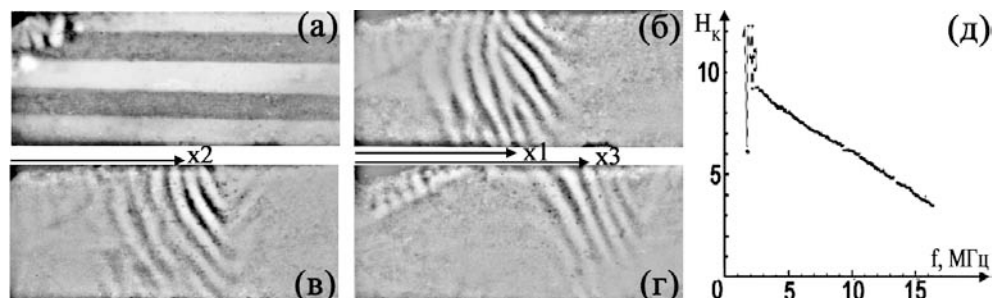


Рис. 2.42: Образование и смещение (x_1, x_2, x_3) локализованного возмущения намагниченности – (б-г) в пластине ИЖГ, содержащей в исходном состоянии домены 180-градусного соседства – (а); и критическое поле $H_K(f)$, выше которого такая волна формируется, – (д).

но состоит из доменов, намагниченных под углом к поверхности. Во внешнем переменном поле эти домены колеблются в объёме полосы, поэтому они не выявляются при непосредственном наблюдении.

При выключении поля локализованное возмущение намагниченности исчезало с некоторым запаздыванием относительно момента выключения поля: исходная полосовая структура восстанавливалась за время порядка 0.5 сек.

Измерение величины критического поля для различных частот показало, что H_K убывает с ростом частоты и при высоких частотах хорошо ложится на прямую, рис.2.42(д). Однако в области более низких частот зарождение локализованной области возбуждения происходит нерегулярно, что определяет экспериментальный разброс точек на графике 2.42(д) при $f = 2 \div 2.5$ МГц. При уменьшении частоты ниже 2 МГц движущаяся полоса возмущения не наблюдается, но имеет место неоднородное по объёму образца увеличение яркости изображения, т.е. в отдельных макроскопических участках происходит выход намагниченности из плоскости пластины. При других ориентациях поля движущиеся полосы возбуждения также не формировались.

Обнаруженное возмущение спиновой системы, имеющее макроскопические размеры, но тем не менее локализованное, в магнито-упорядоченных кристаллах ранее не наблюдалось и не имеет строгого теоретического объяснения. Это явление можно рассматривать, как и представленные раньше динамические перестройки доменной структуры, в рамках общих положений теории диссипативных структур. Макроскопический подход, развитый для описания диссипативных процессов [296], указывает на возможность появления новой структурной организации в нелинейных системах в условиях достаточно большой диссипации энергии, подводимой от внешнего поля. В нашем случае под действием внешнего поля возбуждаются сильно нелинейные колебания намагниченности в доменных границах и доменах, о чём свидетельствует наблюдаемая генерация блоховских линий и доменных границ. При этом увеличивается диссипация энергии в магнитной подсистеме, которая, при определённом её уровне, может создать условия для перехода к новому типу динамической структуры. Таким образом, обнаруженное локализованное возмущение намагниченности возможно является диссипативной структурой поля намагниченности в кристалле.

С другой стороны, „микроскопический“ подход [183], показывающий, что наряду с элементарными магнитными возбуждениями в магнетиках существуют нелинейные моды, представляющие собой уединённые волны, позволяет рассматривать наблюдаемое локализованное возмущение намагниченности как одну из таких нелинейных мод. Широкие по сравнению

с шириной доменной границы уединённые волны могут, правда, существовать лишь вблизи границы локализованных решений [304]. В случае малых скоростей волн это отвечает частотам, близким к частоте ФМР.

Однако было показано, что в линейной спиновой цепочке возможно существование медленных магнитоупругих солитонов большой ширины [192]. Не исключено, что обнаруженное локализованное возмущение может быть волной такого типа, которая, зарождаясь на краю образца, стабилизируется магнитостатическими полями в середине образца. В свою очередь, поля рассеяния на поверхности определяют появление в волне субструктуры, т.е. её разбиение на домены.

2.3.3 Дрейф и генерация доменных границ

В этом разделе будут рассмотрены оригинальные результаты, касающиеся нерезонансных нелинейных преобразований доменной структуры под действием переменного магнитного поля, обнаруженные автором в пластинках ИЖГ с полосовой доменной структурой [60, 61, 207–209, 293, 305–307].

До проведения экспериментов все образцы подвергались предварительному размагничиванию низкочастотным переменным магнитным полем постепенно уменьшающейся амплитуды. Необходимость проведения размагничивания была обусловлена тем, что доменная структура пластин оказалась зависящей от предыстории, а период доменной структуры от способа размагничивания. Например, рис.2.43(а,б), при размагничивании пря-



Рис. 2.43: Влияние способа размагничивания на доменную структуру в пластине ИЖГ: структура после размагничивания полем частотой 50 Гц – (а) и охлаждением от температуры Кюри – (б); статическая и динамическая структура доменных границ – (в).

моугольной пластины ИЖГ размером 4 мм × 1 мм × 50 мкм, вырезанной в плоскости (112) при охлаждении от температуры Кюри формируется

10 ÷ 12 доменных границ, разделяющих домены 180-градусного соседства с намагниченностью в плоскости пластины. А в убывающем переменном магнитном поле формируется 3 границы при частоте поля 50 Гц, 5 границ при частоте поля 50 кГц и т.д. Было установлено, что размагничивание полем с частотой ниже 10 кГц приводит к одному и тому же числу доменных границ в образце, а при более высоких частотах число границ зависит от частоты размагничивающего поля. Именно существование такой зависимости обусловило необходимость выбора определенного способа размагничивания и его постоянное использование при подготовке образцов к проведению исследований. После проведения описанной процедуры размагничивания изучался отклик магнитной доменной структуры на переменное магнитное поле.

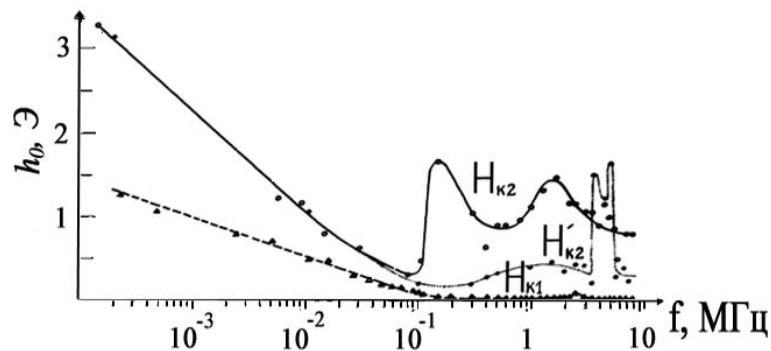


Рис. 2.44: Критические поля для возбуждения движения БЛ — H_{K1} и для изменения периода доменной структуры — H_{K2} (от $N = 22$), H'_{K2} (от $N = 28$) в пластинке ИЖГ. Кривые получены развёрткой поля от нулевого значения.

Под действием достаточно слабого магнитного поля, приложенного вдоль оси легкого намагничивания в плоскости образца, доменные границы колебались около своих положений равновесия, а по мере увеличения амплитуды поля, пороговым по полю образом, возникали нелинейные возбуждения в структуре границ — возбуждались колебания и дрейф блоховских линий, рис.2.43(в), как было описано ранее, стр. 88. Когда амплитуда поля достигала второго критического значения — H_{K2} , рис.2.44, начинались изменения периода доменной структуры, т.е. изменялось число доменных границ N в образце. В низких частотах (до $f \sim 100$ кГц) H_{K1} и H_{K2} ведут себя подобным образом — уменьшаются с увеличением частоты. В

более высоких частотах вид зависимости $H_{K2}(f)$ усложняется. Более того, $H_{K2}(f)$ оказывается зависящей от исходного состояния доменной структуры. На рис.2.44 зависимости $H_{K2}(f)$ и $H'_{K2}(f)$ получены для разного исходного состояния структуры, первая для размагниченного с $N = 22$ границы, вторая для структуры с $N = 28$ границ.

В полях, близких к $H_{K2}(f)$, число доменных границ сначала изменяется незначительно. Но дальнейший рост амплитуды поля приводит к существенным изменениям числа доменных границ. При этом новые границы скачком входят в кристалл за счёт прорастания клиновидных доменов либо с краев кристалла, либо в середине. Остальные границы при этом смещаются за время порядка $1 \text{ мксек} \div 1 \text{ сек}$ таким образом, что расстояние между всеми границами в кристалле выравнивается. При уменьшении числа границ они, как правило, выходят из кристалла с краев.

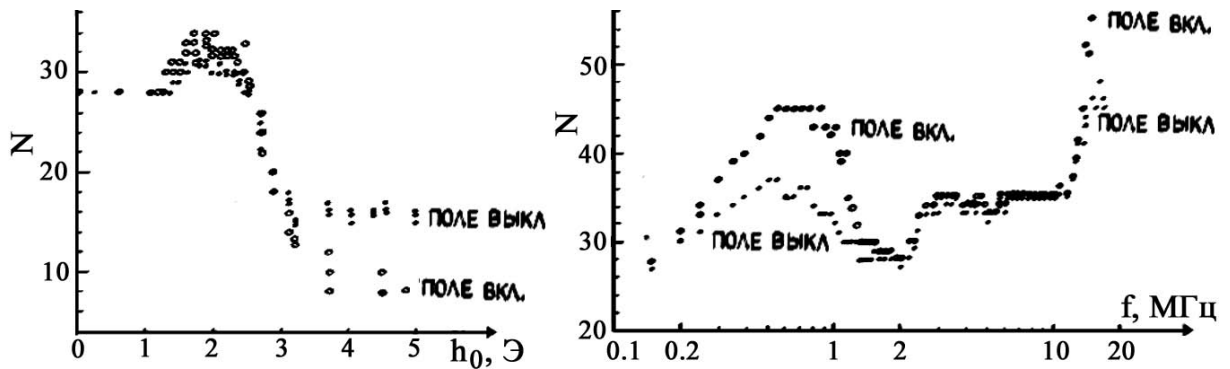


Рис. 2.45: Зависимость числа доменных границ от амплитуды поля при частоте 3 МГц (○ – во время действия поля, ● – после его выключения) и от частоты поля при амплитуде 2.15 Э (○ – во время действия поля, ● – после его выключения). Поле приложено параллельного ОЛН.

При дальнейшем росте амплитуды поля появляется неустойчивость доменной структуры: устанавливается процесс периодической генерации границ и их направленного смещения от источника, на котором происходит генерация. Подробно этот процесс будет рассмотрен ниже. Здесь лишь отметим, что в условиях неустойчивости, как и в случае стабильной структуры, имеют место изменения периода доменной структуры, соответствующие амплитуде и частоте поля, что было визуализировано с использованием дополнительной подсветки структуры импульсным лазером. При выключении внешнего поля происходит незначительная релаксация - слегка изме-

няется число границ по сравнению с динамическим состоянием структуры, рис.2.45. Качественно вид зависимостей $N(f)$ и $N(h_0)$ в поле и после его прерывания подобны. Поэтому в дальнейших исследованиях трудоёмкая процедура определения числа доменных границ в динамической структуре была заменена на определение числа границ, остающихся в образце после выключения поля.

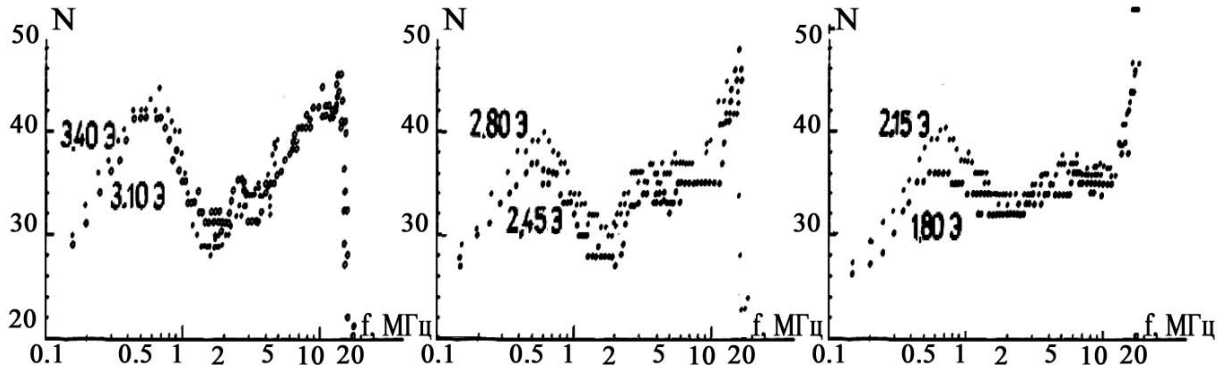


Рис. 2.46: Зависимость числа доменных границ от частоты поля при амплитудах 1.8 Э, 2.15 Э, 2.45 Э, 2.8 Э, 3.1 Э, 3.4 Э. Поле приложено параллельного ОЛН.

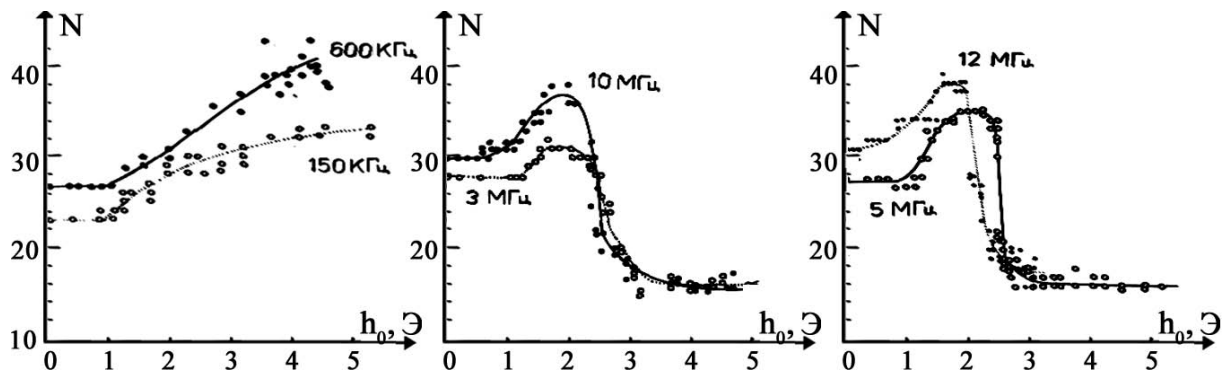


Рис. 2.47: Зависимость числа доменных границ от амплитуды поля при частотах 150 кГц, 600 кГц, 3 МГц, 5 МГц, 10 МГц, 12 МГц. Поле приложено параллельного ОЛН.

На рис.2.46 и 2.47 представлены типичные зависимости числа доменных границ от амплитуды и частоты поля, приложенного вдоль легкой оси. На рис.2.48 и 2.49 представлены такие же зависимости для поля, перпендикулярного плоскости доменных границ. Избранные ориентации поля соответствуют двум крайним ситуациям: в первой переменное поле обуславливает синхронные с полем колебания доменных границ около их динамических

положений равновесия, во второй - колебания границ отсутствуют. И лишь при больших амплитудах поля, нормального к доменным границам, появляются заметные колебания доменных границ, обусловленные движением замыкающих доменов на краях образцов. Изменение периода доменной структуры под действием поля, перпендикулярного доменным границам, наблюдалось впервые в данной работе.

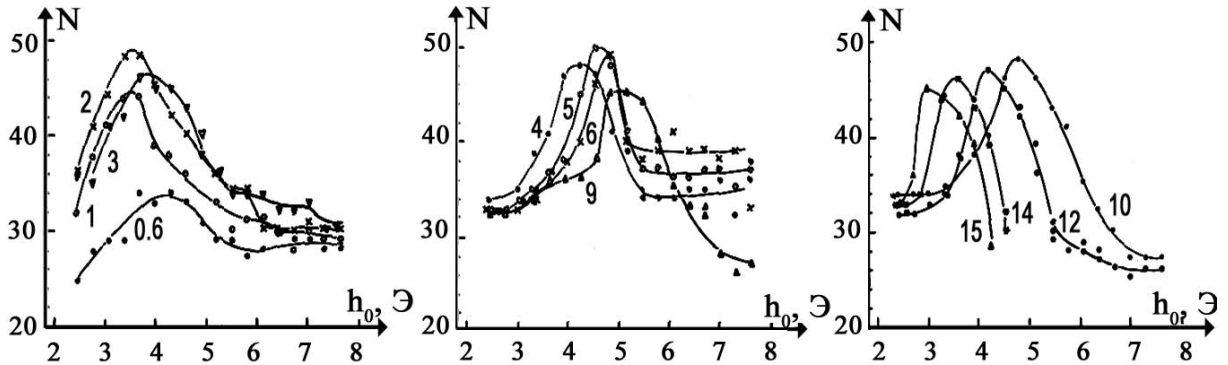


Рис. 2.48: Зависимость числа доменных границ от амплитуды поля при частотах 600 кГц, 1 МГц, 2 МГц, 3 МГц, 4 МГц, 5 МГц, 6 МГц, 9 МГц, 10 МГц, 12 МГц, 14 МГц и 15 МГц. Цифры около кривых обозначают частоту возбуждающего поля, измеренную в МГц. Поле приложено перпендикулярно ОЛН.

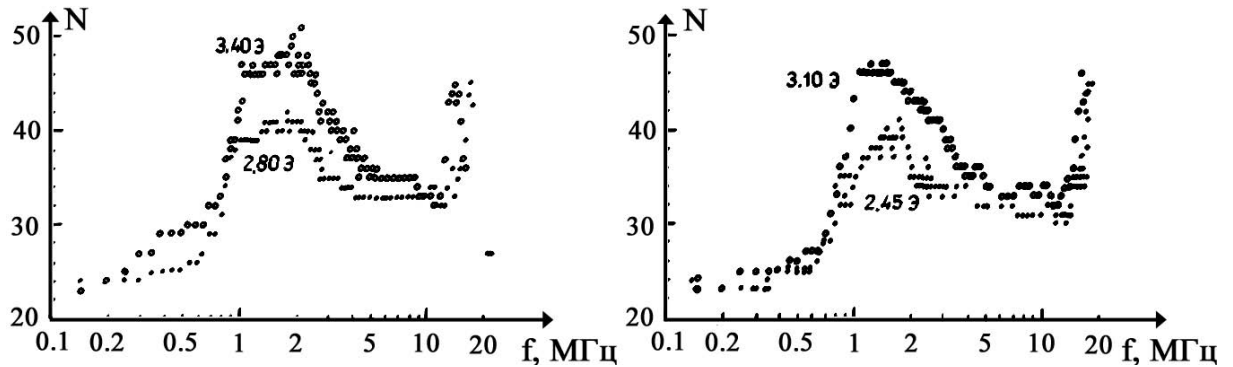


Рис. 2.49: Зависимость числа доменных границ от частоты поля при амплитудах 2.45 Э, 2.8 Э, 3.1 Э, 3.4 Э. Поле приложено перпендикулярно ОЛН.

В поле, нормальном поверхности образцов, не удалось достичь амплитуд, достаточных для перестроения доменной структуры. Были выявлены лишь слабые изменения в структуре доменных границ, связанные с генерацией блоховских линий.

На рис.2.46 – 2.49 обращает на себя внимание немонотонный ход зависимостей $N(f)$ и $N(h_0)$, которые отличаются от аналогичных зависимостей, полученных на металлических ферромагнетиках [157, 159]. Отметим, что максимум $N(f)$ для разных ориентаций поля достигается при несколько разных частотах, а изменение числа границ в поле, нормальном к границам, начинается при более высоких амплитудах возбуждения, чем в случае параллельной ориентации поля. В то же время положение максимумов и сам вид зависимости мало зависят от амплитуды возбуждающего поля, но имеет место сильная ориентационная зависимость, рис.2.50 (а-в). Кроме

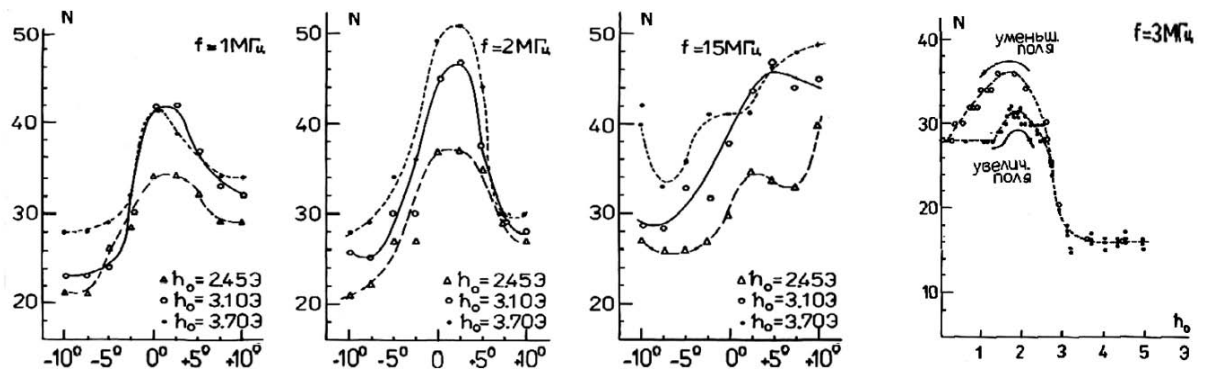


Рис. 2.50: Изменение числа доменных границ при изменении ориентации возбуждающего поля – кривые сняты при амплитудах поля 2.45 Э, 3.1 Э, 3.7 Э на частотах 1 МГц, 2 МГц, 15 МГц; угол отклонения поля от оси лёгкого намагничивания отложен по оси X – (а-в). Гистерезис зависимости $N(h_0)$, возникающий при увеличении амплитуды поля и её последовательном уменьшении; поле параллельно оси лёгкого намагничивания – (г).

того, следует отметить небольшой гистерезис в числе доменных границ, наблюдаемый при увеличении и уменьшении амплитуды переменного поля и при увеличении–понижении частоты поля. В качестве примера на рис. 2.50(г) показан гистерезис, наблюдаемый в параллельном поле частотой 3 МГц. Связан этот гистерезис, видимо, с наличием энергетических барьеров как для зарождения, так и для аннигиляции границ. На рис.2.46, 2.47, 2.48 и 2.49 гистерезис не показан, чтобы не загромождать рисунки.

В литературном обзоре, стр. 72, обсуждался эффект изменения периода доменной структуры в переменном магнитном поле, который наблюдался ранее на металлических магнетиках [156–161]. Тогда эффект наблюдался лишь в поле, параллельном оси лёгкого намагничивания. Изменения числа границ происходили пороговым по амплитуде поля образом в полях выше

$0.5B_s$ (где B_s – индукция насыщения). Явление нашло своё объяснение в рамках диссипативной теории - потери энергии на вихревые токи, возбуждающиеся при движении доменных границ.

В данном случае эксперименты проводились на магнитных диэлектриках. И для использования того же подхода для объяснения полученных результатов необходимо понять источник потерь энергии в магнитном диэлектрике, в том числе в поле, перпендикулярном доменным границам. Естественно предположить, что таковым источником могут быть нелинейные возбуждения в структуре доменных границ, обуславливающие и генерацию и движение блоховских линий. Для проверки этого предположения было изучено влияние статических полей, изменяющих структуру доменных границ и условия генерации линий, на динамические изменения периода доменных границ и изучены амплитудно-частотные зависимости магнитной восприимчивости.

2.3.4 Влияние статических магнитных полей на эффект вариации числа доменных границ

Для прояснения причины наблюдаемых динамических изменений периода доменной структуры были изучены преобразования доменной структуры под действием переменных магнитных полей различной ориентации.

Статическое поле H_x , направленное в плоскости пластин вдоль оси лёгкого намагничивания, приводило, как обычно, к росту доменов с ориентацией по направлению поля без изменения числа границ, пока отдельные домены не схлопывались, образуя клиновидные домены, длина которых последовательно уменьшалась при дальнейшем увеличении поля. В соответствии с предсказаниями теории, среднее число границ при этом уменьшалось с увеличением внешнего поля, рис. 2.51. Из зависимости видно, что коллапс отдельных доменных границ начинается в полях порядка 10 Э, что значительно превосходит критическое поле для динамического изменения числа доменных границ H_{K2} , рис.2.44 на стр.143. В поле выше 20 Э дальнейшее намагничивание осуществляется за счёт уменьшения площади оставшихся клиновидных и замыкающих доменов; процесс завершается в поле порядка 50 Э. При инверсии поля процесс происходит аналогичным

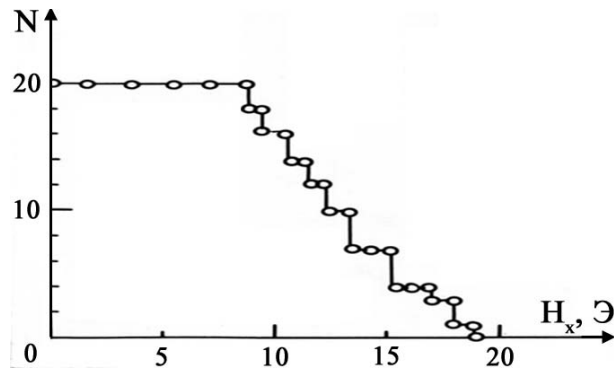


Рис. 2.51: Влияние статического поля H_x на число границ в том же образце, на котором были получены зависимости $N(h_0)$ и $N(f)$, приведённые на предыдущих рисунках, рис.2.45–2.50.

образом.

В постоянном поле H_y , перпендикулярном к доменным стенкам, происходит процесс преобразования доменной структуры от доменов 180-градусного соседства с намагниченностью в плоскости к доменам 71(109)-градусного соседства с намагниченностью вдоль направлений типа $\langle 111 \rangle$ с компонентами вдоль направления поля и вдоль нормали к поверхности пластины. Области, занятые такими доменами, разрастаются от краёв пластины к центру по мере увеличения поля. У поверхности эти домены замыкаются треугольными призматическими доменами с намагниченностью в плоскости пластины. При этом период основных доменов незначительно изменяется в статических полях до 10 Э, в то время как динамические перестройки в поле соответствующей ориентации имеют место при амплитуде поля выше 2 Э, рис.2.49–2.50 на стр.146. При $H_y = 20$ Э доменная структура 180-градусного соседства полностью трансформируется, а полное намагничивание пластины осуществляется в поле выше 50 Э.

Постоянное поле H_z , перпендикулярное к поверхности образца, влияет в первую очередь на структуру доменных границ – поляризует их, делая монополярными, без блоховских линий при $H_z = 30$ Э. Кроме того, под действием этого поля происходит поворот векторов намагниченности в доменах к направлению поля. При $H_z > 70$ Э становится заметным изменение объёма замыкающих доменов на краях пластины, а при $H_z > 120$ Э тип замыкающих доменов изменяется, они становятся открытыми доменами типа ЦМД, как это описано в [58]. Эффект поляризации границ под действием

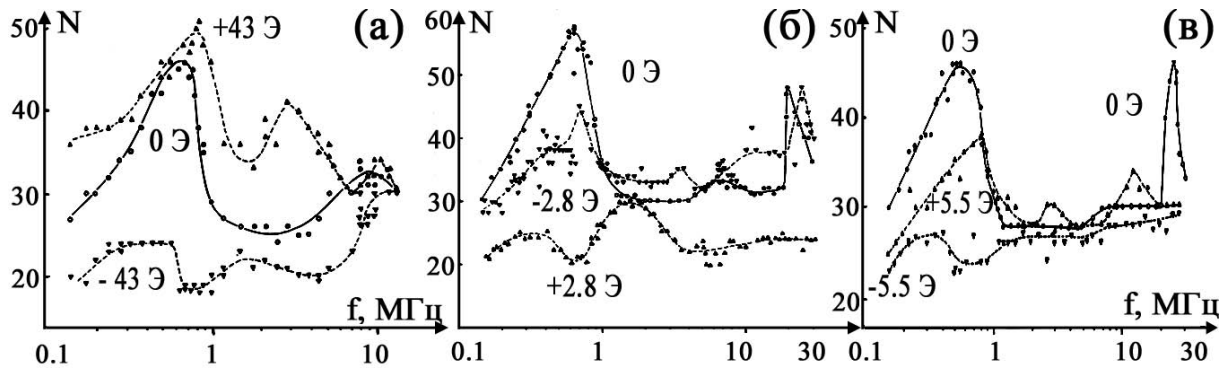


Рис. 2.52: Влияние статических полей на динамические изменения числа границ: (а) – поле $H_z = 0, +43, -43$ Э, $h_0 = 2.5$ Э параллельно ОЛН; (б) – поле $H_y = 0, +2.8, -2.8$ Э, $h_0 = 2.2$ Э параллельно ОЛН; (в) – поле $H_x = 0, +5.5, -5.5$ Э, $h_0 = 2.3$ Э параллельно ОЛН.

поля H_z был использован для проверки связи динамических изменений периода структуры с процессами генерации и движения блоховских линий.

Проведенные эксперименты позволили установить, что постоянное поле H_z , делающее поляризацию всех доменных границ монотонной, действительно уменьшает зависимость $N(f, h_0)$, но только при одной из двух возможных ориентаций поля H_z , рис.2.52(а). Смена полярности поля H_z привела к неожиданному усилению зависимости $N(f, h_0)$. Подобное асимметричное влияние поля H_z имело место до полей ~ 120 Э, при которых уже имели место значительные изменения структуры образца, как это описано выше.

Поле H_y , нормальное к доменным границам, также оказывало различное влияние на $N(f, h_0)$ при разных направлениях поля, рис.2.52(б), хотя и уменьшало вариацию числа границ $N(f, h_0)$. И наконец, поле H_x , направленное в плоскости пластин вдоль оси лёгкого намагничивания, также приводило к асимметричным изменениям $N(f, h_0)$ при двух возможных направлениях поля H_x , рис.2.52(б), но это различие уменьшалось по мере роста поля H_x и при 10 Э практически исчезало.

Представленные результаты, и прежде всего усиление зависимости $N(f, h_0)$ при одном из направлений поля H_z подавляющем блоховские линии в статике и, видимо, в некоторой степени, в динамике, указывают на то, что вариация $N(f, h_0)$ вероятно не связана напрямую с плотностью блоховских линий и их генерацией. Но можно предположить, что и за генерацию

доменных границ, и за генерацию блоховских линий отвечают одни и те же процессы, возбуждения магнитной подсистемы одного типа. При этом асимметрия влияния постоянных полей подмагничивания может быть связана с невзаимностью магнитных возбуждений, пример которых даёт однонаправленность движения блоховских линий в границах под действием переменного магнитного поля [308] и направленность движения доменов, упомянутая в этом разделе. Возможность невзаимных движений в магнетиках даже для линейных собственных мод демонстрируют известные примеры поверхностных магнитостатических волн [309, 310] и спиновых волн в доменных границах [169].

2.3.5 Изменение спектров магнитной восприимчивости при изменении числа доменных границ

Известно, что в поведении доменной структуры появляются особенности, когда частота переменного магнитного поля, действующего на кристалл, совпадает с частотой собственных мод колебаний намагниченности. Например, при ФМР происходит изменение размера доменов и их разворот относительно поляризации СВЧ поля, а на частотах резонансов доменных границ возбуждаются изгибные моды колебаний границ [8, 174–176, 311, 312]. Следовательно, можно было ожидать, что обнаруженные эффекты вариации числа доменных границ могут быть связаны с возбуждением резонансных колебаний намагниченности в пластинках ИЖГ, обсужденных ранее, но упругие эффекты исчезали при закреплении пластин. А эффекты вариации числа границ были не чувствительны к закреплению.

Изменения периода доменной структуры в металлических пластинках были объяснены на основе диссипативной теории [152], которая связала вариацию $N(f)$ с дисперсией магнитной восприимчивости. Если бы на частотах, соответствующих максимуму вариации числа доменных границ имелись бы максимумы поглощения, т.е. максимумы на мнимой составляющей магнитной восприимчивости χ'' , то увеличение числа доменных границ можно было бы связать с увеличением коэффициента затухания β , входящего в диссипативную функцию $W_l = \beta V^2 / 2$, которая рассматривалась в [152] как функция производства энтропии и определяла рост N .

С другой стороны, если бы в области максимума $N(f)$ имелся бы резонанс доменных границ или блоховских линий (а резонансные колебания блоховских линий были обнаружены в 180-градусных доменных границах в пластинках ИЖГ при $f < 0.5$ МГц в [313]), это также должно было бы увеличивать W_l . На частоте резонанса границ был бы максимум $N(f)$. На частоте резонансного генерирования блоховских линий можно ожидать, с одной стороны, увеличение амплитуды колебания границ за счёт гироскопических сил и, с другой стороны, рост β за счёт потерь на движение линий. Но в обоих случаях следует ожидать аномалии на магнитной восприимчивости. Для проверки этих предположений были измерены спектры восприимчивости $\chi(f)$ пластинок ИЖГ и спектры амплитуд колебаний доменных границ $A(f)$.

Исследование спектров колебания доменных границ в $\{112\}$ пластинках ИЖГ показало, что в продольных полях амплитудой свыше 0.02 Э наблюдаются типичные релаксационные спектры с частотой релаксации выше 20 кГц, рис.2.53, [306]. Обращает на себя внимание тот факт, что релак-

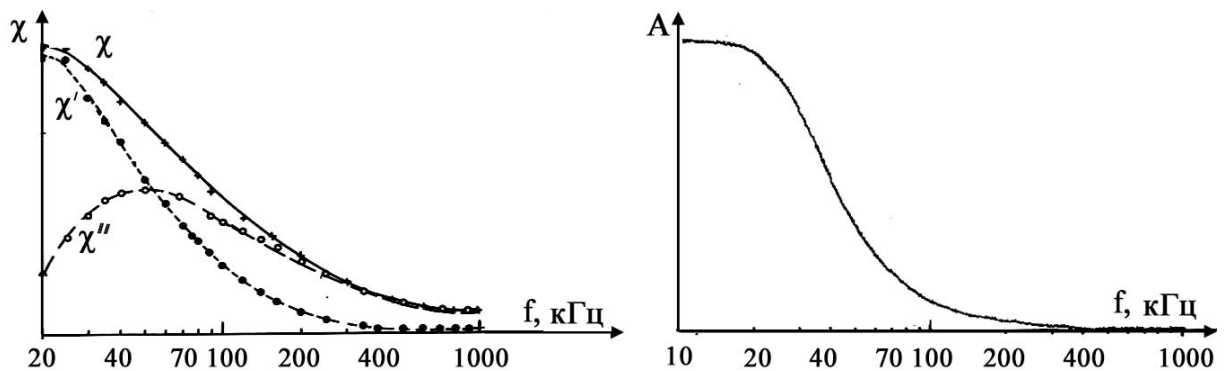


Рис. 2.53: Частотные зависимости магнитной восприимчивости образца ИЖГ и амплитуды колебания единственной доменной границы в том же образце.

сационная частота индукционного сигнала несколько выше, чем частота на амплитудно-частотной зависимости, что свидетельствует о том, что на высоких частотах кроме движения доменных границ существенный вклад в магнитный отклик образца дают процессы вращения намагниченности, которые имеют место в самой доменной границе и в замыкающих комплексах. В данном случае в образце была всего одна доменная граница.

Далее были изучены спектры пластин, содержащих несколько домен-

ных границ, причём число границ в одной и той же пластине могло варьироваться. Типичные спектры многодоменных пластин приведены на рис.2.54–2.55. Спектры сняты при различных амплитудах возбуждающего поля, но меньших, чем H_{K2} , поля, при котором происходят изменения доменной структуры, рис.2.44, стр.143 или [207]. Число границ в образце изменялось от 4 до 8. Видно, что все спектры имеют релаксационный характер. Характерная частота релаксации сдвигается в сторону более высоких частот при увеличении числа границ. Величина магнитной восприимчивости, соответственно, возрастает в области частот от 10 кГц до 10 МГц при увеличении числа границ. В той же области частот возрастают потери. Особенностей на резонансных частотах для колебаний блоховских линий, обнаруженных в [313], также не наблюдается, что может быть связано с тем, что использовались амплитуды поля выше H_{K1} , поля, при котором происходит непрерывная генерация блоховских линий, рис.2.44, стр.143. Особенностей при частотах, на которых имеются максимумы на зависимостях $N(f)$, не наблюдается.

Зависимость величины восприимчивости от числа границ в образце приводит к тому, что при измерении восприимчивости в полях амплитудой выше $H_{K2}(h_0, f)$ на сигналах индукционного сигнала появляются скачки, как это показано, например, на рис.2.56.

Обнаруженное увеличение χ с ростом числа доменных границ при $f > 10$ кГц может свидетельствовать в пользу уменьшения потерь на движение границ в соответствии с диссипативными механизмами. При этом

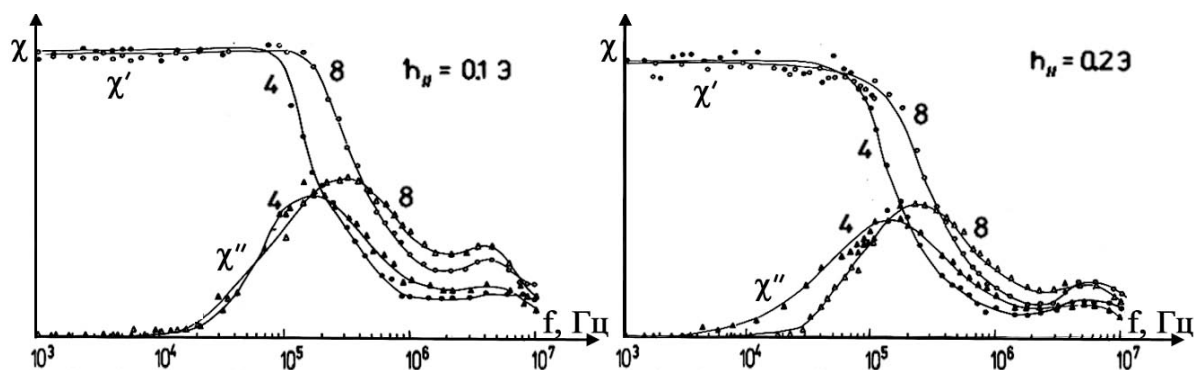


Рис. 2.54: Частотные зависимости магнитной восприимчивости одной и той же пластинке ИЖГ, содержащей 4 или 8 границ, при амплитудах поля 0.1, 0.2 Э.

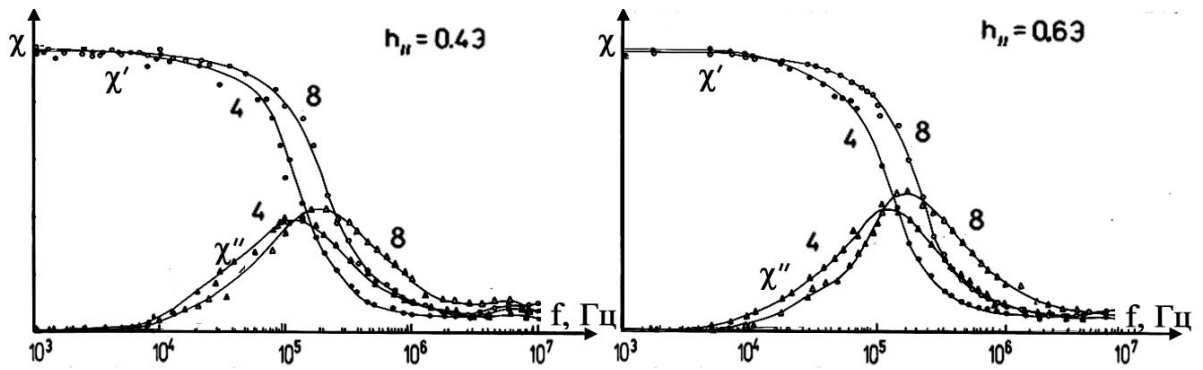


Рис. 2.55: Частотные зависимости магнитной восприимчивости одной и той же пластинке ИЖГ, содержащей 4 или 8 границ, при амплитудах поля 0.4, 0.6 Э.

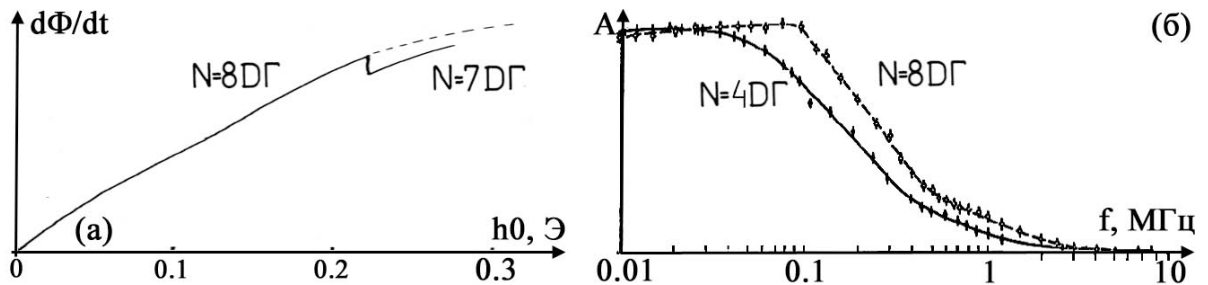


Рис. 2.56: (а) – Скачок индукционного сигнала $d\Phi/dt$ при уменьшении числа границ в пластинке ИЖГ с $N = 8$ до $N = 7$ (частота возбуждающего поля – 6 МГц); (б) - суммарная амплитуда колебаний границ $A(f)$ для $N = 4$ и $N = 8$ границ (амплитуда поля - 0.4 Э).

смещение релаксационной частоты в область более высоких частот указывает на возможность авторегулирования периода доменной структуры при $H > H_{K2}$. В параллельном оси лёгкого намагничивания поле при изменении числа границ наблюдается изменение χ' и χ'' , но в перпендикулярном поле восприимчивость не зависит от числа границ, а период доменной структуры тем не менее изменяется с амплитудой и частотой возбуждающего поля. Т.е. простое приложение диссипативной теории, как это было сделано для объяснения эффектов на металлических плёнках, не оправдано.

Вернёмся ещё раз к сравнению индукционных и магнитооптических спектров, рис.2.53, стр.152. Амплитуда колебания границы быстрее уменьшается с увеличением частоты, чем магнитная восприимчивость. Учитывая, что при высоких частотах χ пропорциональна N , можно предположить, что определенное влияние на вариацию числа границ оказывают

процессы вращения намагниченности в замыкающих комплексах, объём которых изменяется с изменением числа границ. Естественно, что свой вклад вносят и процессы вращения в пределах границ - движение блоховских линий. При этом возбуждение линий может давать дополнительную диссипацию энергии и может изменять энергию границ, увеличивая её при увеличении плотности линий.

2.3.6 Режим непрерывной генерации доменных границ

Итого, под действием переменного магнитного поля в магнитном диэлектрике происходят динамические преобразования доменной структуры, качественные или количественные (изменения периода доменной структуры). Последние имеют место в широком диапазоне частот и амплитуд поля. При этом имеет место иерархия возбуждений: в поле амплитудой выше H_{K1} возбуждается движение блоховских линий, в поле выше H_{K2} происходят динамические изменения периода доменной структуры, рис.2.44, стр.143. Причём, если амплитуда поля не намного отличается от H_{K2} , то после изменения периода структуры и установления равновесного для данных h_0 и f числа границ, последние колеблются около новых положений равновесия достаточно устойчиво.

Но дальнейшее увеличение амплитуды возбуждающего поля, при значениях $h_0 > H_{K3}(f)$, приводит к тому, что начинается процесс непрерывной генерации новых доменных границ и их направленного движения. Критические поля $H_{K3}(f, h_0)$ показаны на рис. 2.57. Сначала, при значениях f и h_0 вблизи $H_{K3}(f, h_0)$, доменные границы зарождаются случайно, и средний темп их зарождения невысок. Прямые наблюдения показывают, что новые границы появляются на одном из краев кристалла. При этом уже существующие границы сдвигаются в сторону противоположного края, где крайние выталкиваются из образца. Таким образом появляется однонаправленное движение (дрейф) доменных границ. Описанный выше процесс особенно чётко выявляется, когда поле прикладывается не непрерывно, а цугами. Следует отметить, что место зарождения границ может определяться и наличием дефектов в пластине. В частности, при наличии полос роста зарождение границ начиналось на одной из структурных неоднородностей.

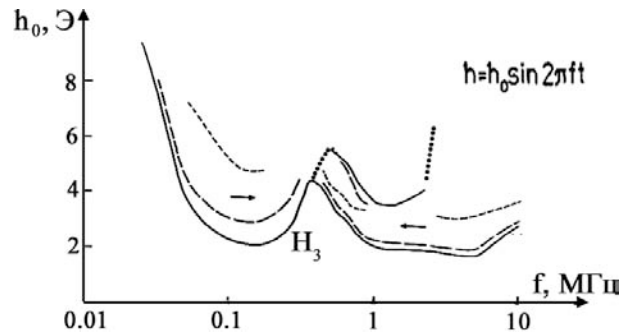


Рис. 2.57: Критическое поле $H_{K3}(f, h_0)$, выше которого начинается процесс непрерывной генерации границ – сплошная линия. Штриховые линии – линии постоянной частоты генерации границ: длинный пунктир – частота генерации 100 Гц, короткий пунктир – частота генерации 200 Гц. Стрелками отмечено направление смещения границ. Точечная линия разделяет области с различным направлением движения границ.

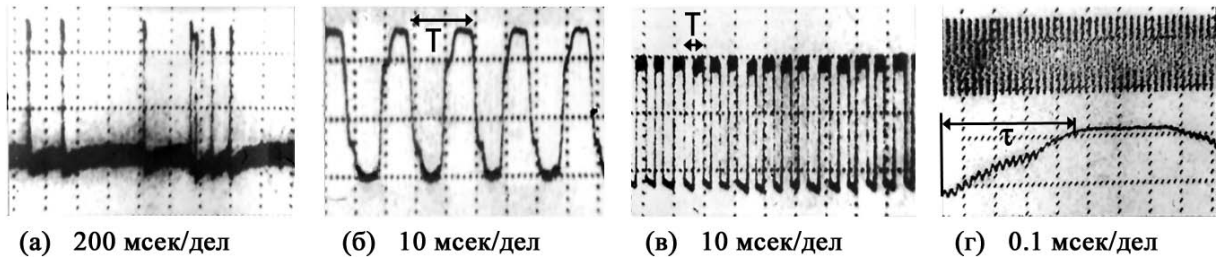


Рис. 2.58: Изменения магнитооптического сигнала, связанные с непрерывной генерацией доменных границ под действием синусоидального возбуждающего поля: (а) – $f = 150$ кГц, $h_0 = 2$ Э, (б) – $f = 150$ кГц, $h_0 = 2.5$ Э (ступеньки на фронтах соответствуют прохождению границ через область, выделенную широкой диафрагмой, затем – через закрытую для света область между двумя диафрагмами, а затем – через область, выделенную узкой диафрагмой; такие же ступеньки есть на всех фронтах МО сигнала, и они позволяют определить направление движения границ (подробнее метод измерения описан на стр. 38), (в) – $f = 150$ кГц, $h_0 = 4.2$ Э, (г) – $f = 50$ кГц, $h_0 = 8.4$ Э (верхняя осциллограмма – изменение поля во времени, нижняя – магнитооптический сигнал; кривые смещены).

На рис. 2.58(а) показано изменение магнитооптического сигнала в условиях, когда процесс непрерывного зарождения границ только начинается. В соответствии с прямыми наблюдениями, доменные границы изредка зарождаются и относительно быстро сдвигаются к новым положениям равновесия: именно быстрые проскоки доменных границ дают всплески на МО сигнале на рис. 2.58(а).

По мере удаления от критического поля $H_{K3}(f, h_0)$, показанного на рис. 2.57, в область непрерывной генерации доменных границ, частота генерации возрастает, и процесс становится регулярным, рис. 2.58(б,в). При

этом изображение доменной структуры полностью размывается, и визуальные наблюдения структуры в реальном времени становятся невозможными. Но из анализа магнитооптического сигнала (МО) остается возможным определение периодичности зарождения границ T и скорости их дрейфа $V \sim 1/\tau$ рис. 2.58(б-г). Оказалось, что периодичность МО при регулярном процессе зарождения границ сохраняется при наблюдении в любом месте кристалла, т.е. все зародившиеся границы проходят по кристаллу и не аннигилируют нигде, кроме края, а скорость дрейфа при малых частотах генерации границ на краях кристалла и в центре слегка различается, но по мере ускорения процесса выравнивается, рис. 2.59.

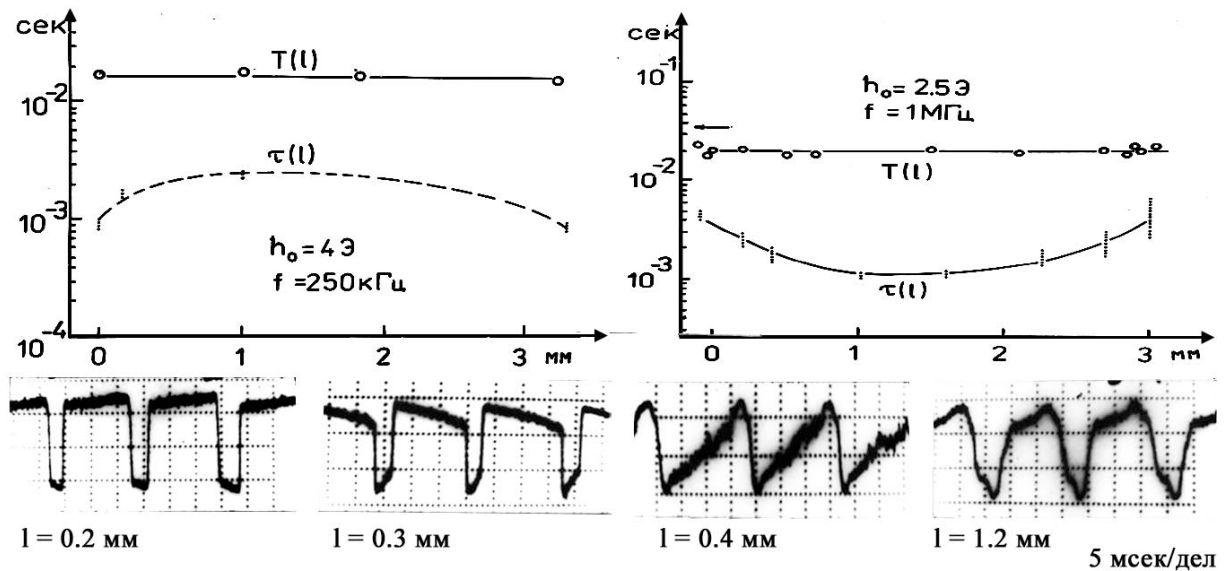


Рис. 2.59: Однородность скорости дрейфа границ по кристаллу: (а) – изменение МО сигнала, соответствующего направленному движению границ, вдоль пластины ИЖГ; T – период сигнала, τ – фронт нарастания импульса; и (б) – осциллограммы МО сигнала в различных точках пластины при $h_0 = 4 \text{ Э}$, $f = 250 \text{ кГц}$.

Однонаправленное движение границ можно было бы отнести на счёт возможной неоднородности магнитных свойств кристалла или к небольшой асимметрии формы, как это было сделано при обнаружении подобного явления в металлических магнетиках. Однако было установлено, что направление дрейфа не является постоянным: при частотах поля ниже 400 кГц границы дрейфуют в одну сторону, а при частотах выше 400 кГц в противоположную (граница смены направления дрейфа обозначена точечной линией на рис. 2.57, а условные направления дрейфа показаны стрелками).

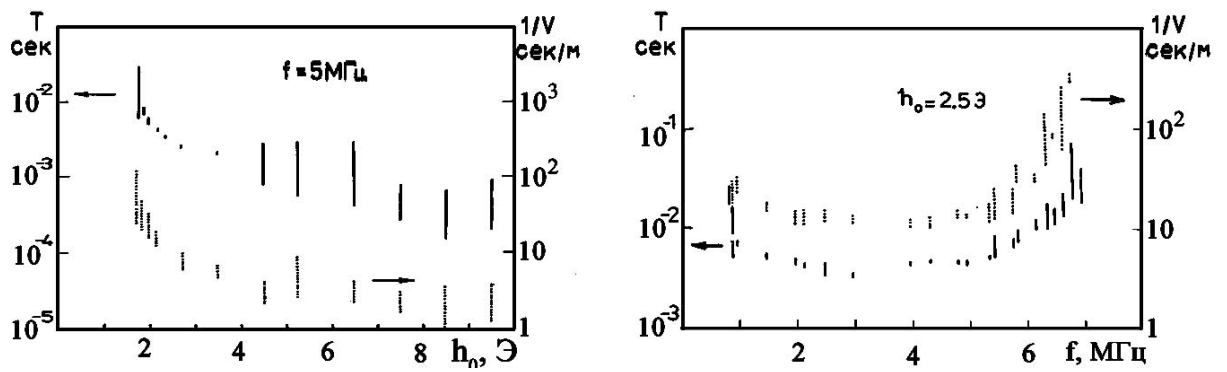


Рис. 2.60: Вариация периода генерации границ и скорости их дрейфа при изменении частоты и амплитуды возбуждающего поля.

Описанные особенности процесса непрерывной генерации и дрейфа границ иллюстрируются зависимостями $T(h_0, f)$, показанными на рис. 2.60 для постоянной частоты при развёртке поля и для постоянной амплитуды поля при развертке частоты, а также линиями постоянной скорости генерации границ, показанными на диаграмме (h_0, f) на рис. 2.57.

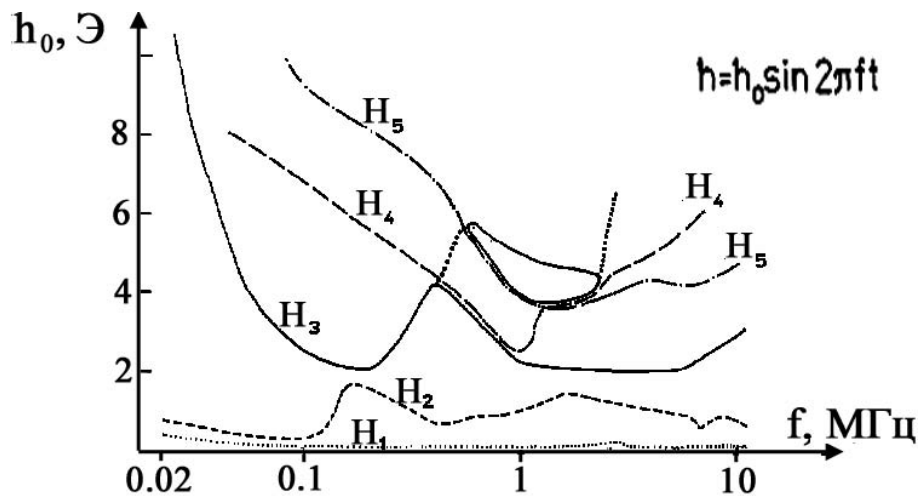


Рис. 2.61: Иерархия критических полей нелинейных возбуждений в пластинке ИЖГ: H_{K1} – появление необратимости в движении блоховских линий, H_{K2} – начало изменений периода доменной структуры, H_{K3} – появление периодической генерации доменных границ, H_{K4} и H_{K5} – появление частой генерации.

Когда амплитуда магнитного поля достигает критического значения $H_{K4}(f, h_0) > H_{K3}(f, h_0)$, рис. 2.61, частота изменения магнитооптического сигнала вблизи одного из краев пластины резко возрастает по сравнению с частотой на другом краю. При поле $H_{K5}(f, h_0) > H_{K3}(f, h_0)$ такая

же ситуация реализуется для второго края, рис. 2.61. Это соответствует увеличению темпа генерации на краях кристалла, тогда как в основном объёме сохраняется направленное движение границ с несколько меньшим темпом, а значит часть доменных границ аннигилирует вблизи места зарождения, рис. 2.62. При этом плотность движущихся границ вырастает, а период доменной структуры уменьшается настолько, что становится сравним с шириной доменных границ, а движущиеся домены, как показывает мгновенная фотография с помощью импульсной подсветки, не успевают прорасти на всю глубину кристалла и имеют форму „лодочек“. Такая трансформация вида доменной структуры приводит к уменьшению амплитуды МО-сигнала, рис. 2.63.

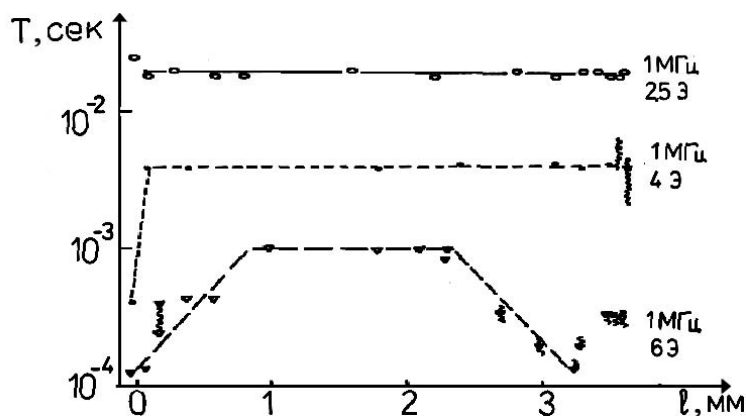


Рис. 2.62: Устойчивость дрейфа границ по кристаллу: вариации периода колебаний МО сигнала вдоль пластины ИЖГ при различных амплитудах возбуждающего поля.

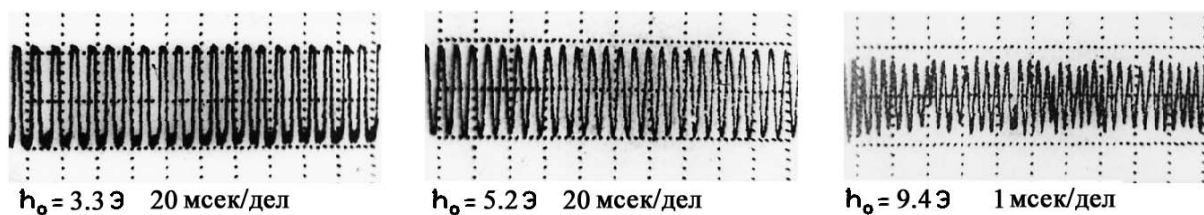


Рис. 2.63: Уменьшение амплитуды МО сигнала при наибольшей скорости дрейфа границ. Частота возбуждающего поля 150 кГц.

Коллапс части границ на „проходе“ по кристаллу отражается на характере движения границ в остальном объёме кристалла, приводя к непериодическим скачкообразным движениям, накладывающимся на направ-

ленный дрейф, рис. 2.64. Появление описанной нерегулярности можно рассматривать как первый шаг к стохастизации доменной структуры. При этом сама „чистая генерация на источнике“ остается вполне регулярным процессом, рис. 2.64 (первый кадр).

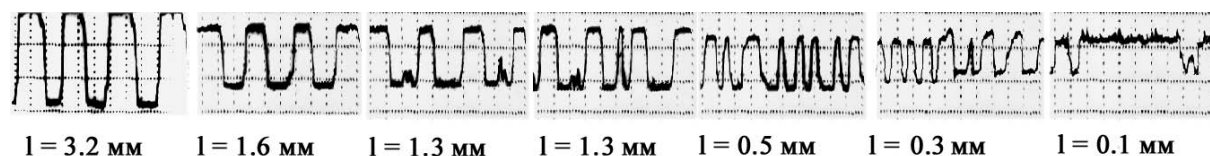


Рис. 2.64: Нарушение регулярного направленного дрейфа границ: поле $h_0 = 8.7$ Э, $f = 250$ кГц (поле выше H_{K4} , H_{K5}). Развертка осциллографа – 1 мсек/дел.

И наконец, при ещё больших амплитудах поля количество источников, на которых происходит генерация новых границ, увеличивается, они появляются во многих точках на краях пластин. Это приводит к тому, что зарождение и аннигиляция границ происходят случайным образом, не коррелированно: число доменов перестает быть однозначной функцией амплитуды и частоты поля, пространственная периодичность доменной структуры нарушается.

Существование генерации доменных границ при полном отсутствии их направленного движения представляется очень важным результатом, указывающим на „первичность“ возбуждения генерации новых доменных границ в обнаруженном явлении направленного движения границ. Это даёт основания предположить, что генерация границ является одной из собственных мод возбуждения намагниченности в пластинках ферромагнетика, а не вызвана неоднородным потенциальным рельефом в пластинах. Ещё один аргумент в пользу первичности генерации: неоднородный рельеф должен приводить к разреженности сползающих границ, а генерация - к уплотнению, что мы и видим на эксперименте.

В металлических пластинах дрейф доменных границ имел место лишь при одной ориентации магнитного поля - вдоль оси лёгкого намагничивания. Однако в ИЖГ непрерывная генерация доменных границ и их направленное движение наблюдается при любой ориентации поля в плоскости пластин. Причём происходит этот процесс примерно в одном и том же диапазоне амплитуд и частот поля при всех ориентациях поля.

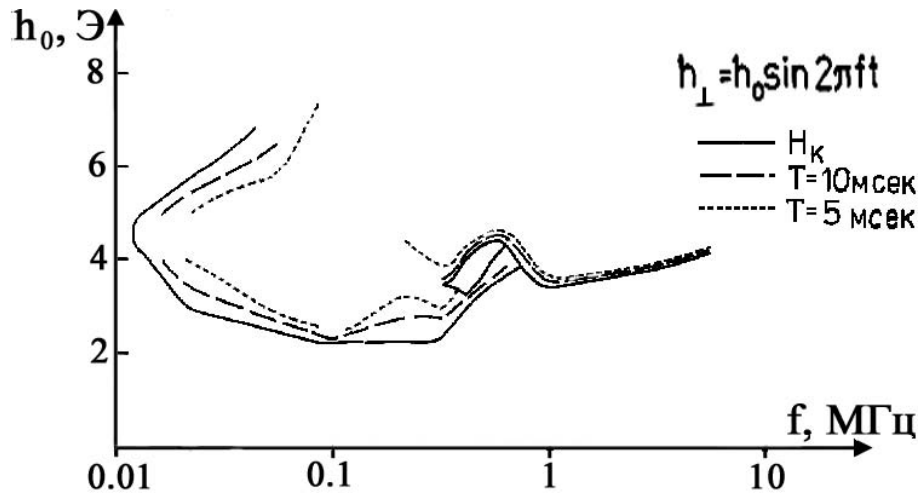


Рис. 2.65: Критическое поле $H_K(f)$, выше которого наблюдается появление периодической генерации доменных границ при возбуждении структуры перпендикулярным полем – сплошная линия; частота генерации 200 Гц и 100 Гц ($T = 5$ мсек и 10 мсек, соответственно) – штриховые линии.

Например, в перпендикулярном легкой оси поле процесс начинается, когда амплитуда поля превышает критическую величину $H_K(f)$, рис. 2.65. В областях частот 11 кГц – 700 кГц и 700 кГц – 10 МГц направление дрейфа границ изменяется. Причём направление дрейфа границ в соответствующих частотных диапазонах, возбуждённое параллельным и перпендикулярным полями, противоположно (направление дрейфа определяется как смещение от определенного края образца или к этому краю).

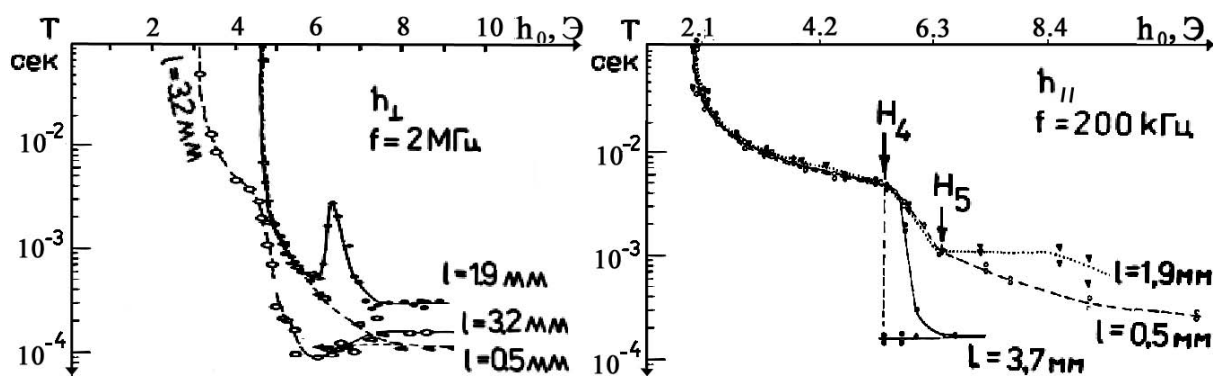


Рис. 2.66: Зависимость темпа генерации границ от амплитуды и ориентации поля – монотонная.

Частота генерации границ определяется параметрами поля. При частотах выше 100 кГц для перпендикулярного поля и при частотах ниже 400 кГц для параллельного поля темп генерации границ последователь-

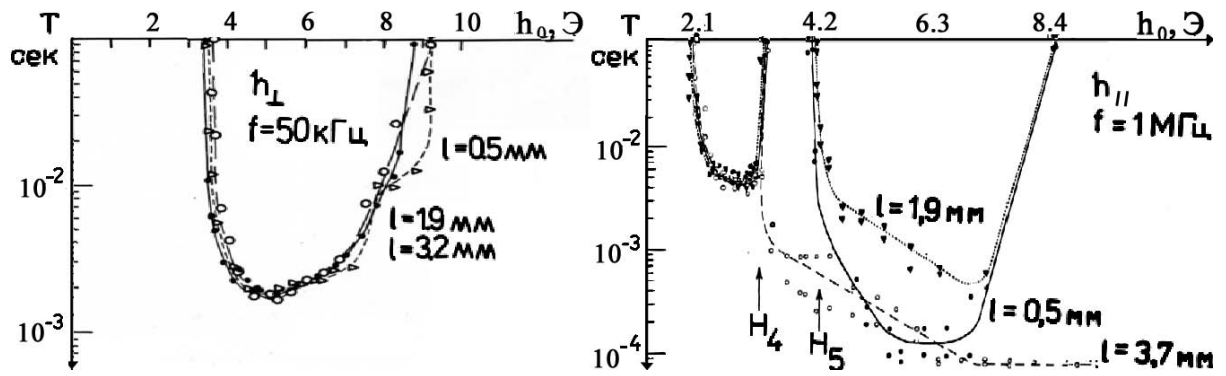


Рис. 2.67: Зависимость темпа генерации границ от амплитуды и ориентации поля – немонотонная.

но возрастает с повышением амплитуды поля, рис. 2.66. При частотах ниже 100 кГц для перпендикулярного поля и при частотах выше 400 кГц для параллельного поля темп генерации границ оказывается немонотонной функцией амплитуды поля, рис. 2.67. Резкое замедление темпа генерации связано с приближением к соответствующим критическим полям. Все зависимости периода генерации от амплитуды поля сняты на трёх расстояниях от края образца (позиции указаны на графиках). Видно, что кривые не всегда совпадают, что объясняется тем, что при определённых условиях не все зародившиеся границы доходят до краёв, что уже обсуждалось выше. И кроме того, в сильных полях начинают работать несколько центров зарождения границ одновременно, что нарушает последовательный дрейф границ.

Таким образом, поведение доменной структуры в высокочастотных магнитных полях, независимо от того, возбуждает ли приложенное магнитное поле движение доменных границ или не возбуждает, качественно подобно.

Были выполнены исследования влияния ориентации магнитного поля на эффекты генерации и направленного движения границ. Было установлено, что поведение магнитной системы качественно подобно при всех направлениях магнитного поля. Однако поворот поля на угол около $+45^\circ$ приводит к расширению одного из „резонансных диапазонов“, а поворот на -45° расширяет другой диапазон. При этом при повороте поля на $+45^\circ$ генерация границ происходит в основном на одном краю пластины, а при повороте

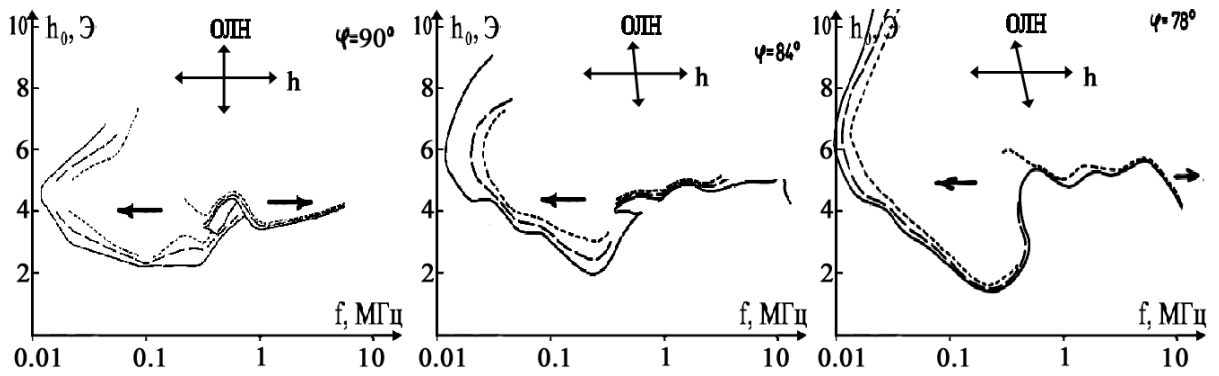


Рис. 2.68: Критические поля при повороте поля под углами $+90^\circ$, $+84^\circ$, $+78^\circ$ к ОЛН – сплошные линии; частота генерации 200 Гц и 100 Гц ($T = 5$ мсек и 10 мсек, соответственно) – штриховые линии. Горизонтальные стрелки показывают направление дрейфа линий. Скрещенные стрелки показывают относительные направления поля и оси лёгкого намагничивания.

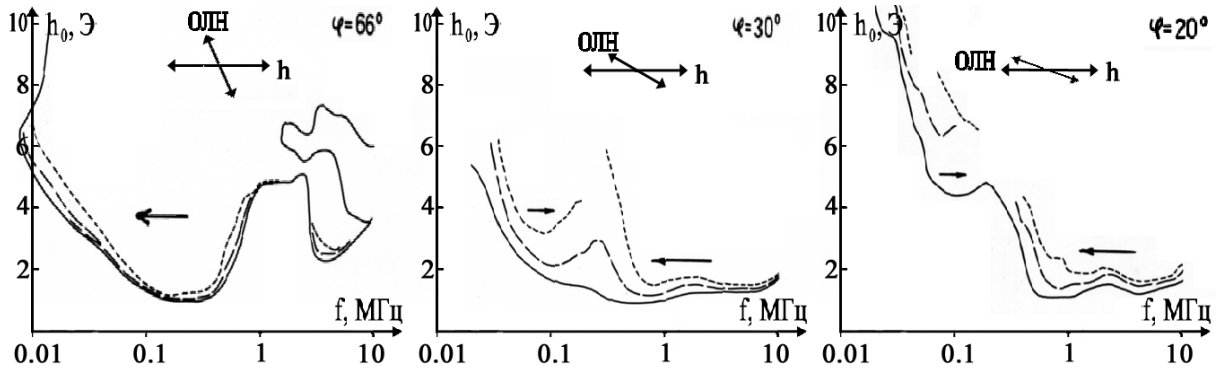


Рис. 2.69: Критические поля при повороте поля под углами $+66^\circ$, $+30^\circ$, $+20^\circ$ к ОЛН и линии постоянной частоты генерации границ 100 Гц и 200 Гц. Обозначения как на рис.2.68.

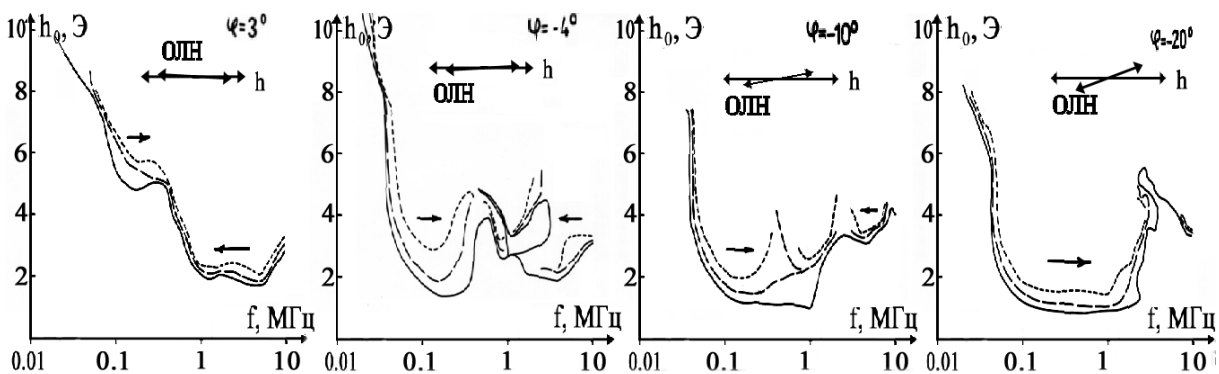


Рис. 2.70: Критические поля при повороте поля под углами $+3^\circ$, -4° , -10° , -20° к ОЛН и линии постоянной частоты генерации границ 100 Гц и 200 Гц. Обозначения как на рис.2.68.

поля на -45° более активным является второй край пластины. Полученные диаграммы приведены на рис.2.68, 2.69, 2.70. Там же приведены линии

постоянной частоты генерации границ.

Итак, в ферромагнетике под действием переменного магнитного поля возникает периодическая генерация доменных границ, при этом частота генерации на порядки ниже частоты внешнего поля. Такое явление в частотном диапазоне, находящемся на несколько порядков ниже частоты ФМР, не наблюдалось и не предсказывалось теоретически.

Как уже говорилось, качественно подобное явление - непрерывное движение доменных границ наблюдалось в треугольной полоске кремнистой стали. Соответственно, при этом происходило и неизбежное зарождение новых доменных границ. Эффект был объяснён через несимметричность возвращающей силы, действующей на колеблющиеся доменные границы [155]. В нашем случае дрейф границ имеет место при любых ориентациях магнитного поля относительно лёгкой оси, в том числе в перпендикулярном поле, когда доменные границы не колеблются. Поэтому необходимо найти, что, кроме неоднородного потенциального рельефа, может являться движущей силой. Чисто гипотетически можно предположить, что движущая сила появляется из-за направленного движения блоховских линий в доменных границах, которые приходят в движение под действием полей самой разной ориентации и которые могут оказывать давление на доменные границы через гиротропные силы¹⁰. Однако направленное движение линий имеет место лишь в слабых магнитных полях, при $h_0 > H_{K1}$, рис. 2.44, 2.61. Зафиксировать направленное движение линий в полях $h_0 > H_{K3}$, рис. 2.61, не удалось: наблюдалось лишь хаотическое движение линий, аналогичное тому, что наблюдалось для доменных границ в сильных полях, когда в кристалле возникало несколько центров генерации границ. Тем не менее нельзя полностью исключить наличие некоего среднего, не зафиксированного экспериментально, направления дрейфа линий. Однако при первичности дрейфа границ должно было бы наблюдаться разрежение доменных границ у центра зарождения, которое могло бы провоцировать рождение новых границ. Выявить такое разрежение экспериментально не удалось. Наоборот, при большой частоте генерации новых границ у центра зарож-

¹⁰Поведение БЛ в полях различных ориентаций обсуждалось в разделе „Движение блоховских линий“ , стр. 81)

дения наблюдалось уплотнение границ, которое нивелировало при выключении поля, в результате чего период доменной структуры выравнивался по всему кристаллу. Кроме того, при больших частотах генерации границ, как было описано, частота МО модуляции сигнала вблизи центров генерации границ была выше, чем частота у краев образца. Все эти факты свидетельствуют о первичности процесса генерации границ и вторичности дрейфа.

Изломы на зависимостях $T(h_0)$, рис. 2.66, при которых заметно возрастает частота генерации границ, а их движение становится неоднородным по кристаллу, отражают переход в новый динамический режим. Просматривается аналогия с изломами на зависимостях обратного времени перемангничивания тонких плёнок от амплитуды поля [121], соответствующих переходу к новой моде перемангничивания и характеризующихся резким увеличением числа зарождающихся доменов, и возникновением генерации границ, когда поле превышает пороговое значение. Но, поскольку вопрос о природе изменения механизма перемангничивания в больших полях пока остаётся открытым, то приходится лишь констатировать факт, что эти эффекты могут быть тождественны.

Другой аналогичный обсуждаемым результатам эффект (генерация новых доменов при возбуждении переменным магнитным полем), наблюдался в одноосной плёнке феррограната под действием сконцентрированного в зазоре микрополосковой линии переменного магнитного поля на частоте ФМР. Под действием такого крайне неоднородного магнитного поля происходило непрерывное зарождение (периодичность процесса не исследовалась) цилиндрических магнитных доменов, расширявшихся один внутри другого и оттеснявших на периферию получающиеся в результате кольцевые домены [8, 174]. Численное моделирование поведения намагниченности в участке магнетика, облучаемого СВЧ полем, показало, что образование новых доменов может происходить из-за локального опрокидывания магнитных моментов при достаточно большой амплитуде поля [314]. Было установлено, что опрокидывание намагниченности не связано ни с переходным процессом, возникающим в ответ на быстрое нарастание амплитуды СВЧ поля h_0 , ни с происходящим при росте амплитуды скачком угла

прецессии намагниченности θ , т.е. появлением многозначности на зависимости $\theta(h_0)$, а является результатом развития динамической неустойчивости, связанной с нелинейностью уравнения Ландау-Лифшица. Развитие неустойчивости происходит через специфический колебательный процесс, характерное время которого существенно превышает период СВЧ поля. Расчёт [314], проведённый для частот в окрестности ФМР, показал, что время опрокидывания намагниченности падает при уменьшении частоты ниже частоты ФМР, а амплитуда поля, необходимая для опрокидывания магнитного момента, зависит от частот поля и достигает минимума на частоте примерно вдвое меньшей частоты ФМР, а затем начинает расти при дальнейшем понижении частоты поля.

К сожалению, численный расчёт [314], выполненный для конкретных параметров магнитной плёнки в относительно узком частотном интервале, не позволяет использовать его для анализа опрокидывания моментов при частотах $f \ll f_{FMR}$ в пластинах ИЖГ. И в работе был рассмотрен лишь один акт опрокидывания намагниченности, тогда как в эксперименте наблюдается периодическая генерация доменов. Тем не менее представляется, что в нашем случае вполне может реализовываться подобная ситуация: при непрерывном воздействии переменным полем после первого акта опрокидывания локального момента, приводящего к зарождению нового домена, и после достаточно большого его расширения, начинается следующий этап – развивается неустойчивость опрокинутого состояния, приводящая к следующему зарождению и т.д. Таким образом установится автоколебательный режим генерации доменов.

В отличие от рассмотренной теоретически концепции поля в микрополосковой линии, в нашем эксперименте внешнее магнитное поле на масштабах образца однородно. Однако вблизи краев образца существуют неоднородные магнитостатические поля, которые, по-видимому, облегчают разворот намагниченности. Поэтому именно на краях при достаточно больших h_0 начинаются процессы опрокидывания, приводящие к появлению зародыша домена обратной магнитной фазы. В некоторых кристаллах генерация начинается на дефектах, также являющихся предпочтительными местами зарождения границ. Последующая релаксация доменной структуры, при

которой образовавшийся клиновидный домен растёт, и все остальные домены в кристалле выравниваются по ширине, приводит к направленному движению границ от дефекта. Чем чаще зарождение, тем быстрее должна подстраиваться структура. Отсюда и возникает прямая корреляция между скоростью генерации новых доменов и скоростью однонаправленного движения.

Периодичность описанного процесса должна задаваться характерным временем опрокидывания намагниченности и продолжительностью релаксации доменной структуры после возникновения новой границы. Выявить, какой процесс является лимитирующим затруднительно, поскольку и один, и другой могут ускоряться с увеличением амплитуды поля.

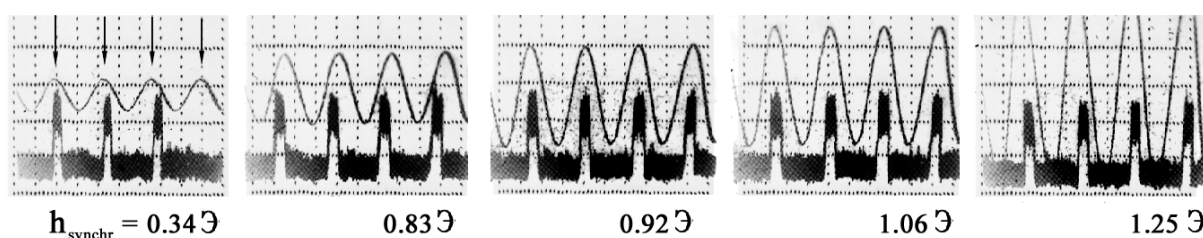


Рис. 2.71: Синхронизация генерации ДГ низкочастотным магнитным полем: возбуждающее поле $f = 190\,000$ Гц, $h_0 = 3.6$ Э; синхронизирующее поле – $f_{synchr} = 83$ Гц, $h_{synchr} = 0.34, 0.83, 0.92, 1.06$ и 1.25 Э. Синусоидальный сигнал – изменение во времени синхросигнала, импульсный сигнал – МО сигнал, соответствующий, как и ранее, прохождению через выделенную диафрагмой область зародившихся доменных границ. Стрелки на первой осциллограмме показывают моменты времени, при которых синхрополе достигает максимумов. Видно, что на первом кадре синхронизации с МО нет, а далее она появляется.

В случае автоколебательной природы генерации доменных границ (см. распространение автоволн от ведущих центров [182], что, как предполагается в [315], может объяснить также и генерацию и движение блоховских линий в переменном магнитном поле) должна быть возможна синхронизация этого процесса периодическим воздействием. Проведенные эксперименты показали, что синхронизация действительно имеет место: она наблюдается при воздействии на пластину, в которой высокочастотным полем возбуждена автогенерация границ, дополнительным переменным магнитным полем с частотой, близкой к частоте генерации границ. Процесс синхронизации проиллюстрирован на рис. 2.71 для следующих условий эксперимента: высокочастотное поле – 190 кГц, 3.6 Э, низкочастотное – 83 Гц.

Из эксперимента следует, что устойчивая синхронизация достигается при амплитуде синхрополя $\sim 0.6 \text{ Э}$, что значительно ниже амплитуды возбуждающего поля. При частоте синхрополя вблизи частоты генерации границ f_0 синхронизация имеет место для частот синхрополя $f \sim (f_0 \pm 0.5f_0)$. Синхронизация имеется также, если частоты синхрополя совпадают с суб- и ультрагармониками f_0 .

Итак, периодическая генерация доменных границ возникает в магнетике (диссипативной системе) при воздействии на него переменным магнитным полем. Характерные частоты генерации много меньше частоты возбуждающего поля. Амплитуда раскачки спинов - постоянна ($\theta = \pi$) и не зависит от параметров поля. Процесс генерации хорошо синхронизируется вспомогательным магнитным полем малой амплитуды и управляется им. Всё это свидетельствует в пользу автоколебательной природы данного явления ([180], стр.222).

2.4 Выводы к главе 2

1. Проведено экспериментальное изучение кинетики перемагничивания и поведения доменной структуры ферромагнетиков в виде тонких пластин и плёнок. Выявлены основные факторы, влияющие на динамический отклик магнетиков на изменение внешнего поля.
2. Установлено, что в тонких монокристаллических плёнках динамика доменных границ в существенной мере определяется нелинейными возбуждениями тонкой структуры доменных границ. Впервые прямой визуализацией показано, что в совершенных монокристаллических плёнках и пластинах при движении доменных границ, пороговым по скорости границ образом, в границах возбуждается необратимое движение блоховских линий, которое, как и предсказывалось теорией, приводит к ограничению подвижности границ. В то же время показано, что имеет место и противоположный эффект: в плёнках с эффектом магнитного последствия движение линий приводит к увеличению подвижности границ, что обусловлено перераспределени-

ем точечных дефектов и „размытием“ движущимися линиями сформировавшегося потенциального рельефа.

3. Обнаружен эффект динамического преобразования периода доменной структуры магнитного диэлектрика в переменном магнитном поле. Установлено, что перестройки доменной структуры возникают в полях выше критических, а зависимости периода доменной структуры от частоты и амплитуды поля носят существенно немонотонный характер. Проведено изучение этого явления в зависимости от направления переменного магнитного поля, формы образцов, наличия постоянных подмагничивающих полей различной ориентации. Показано, что динамические изменения периода доменной структуры однозначно связаны с возникновением нелинейных возбуждений в доменных границах.
4. Изучено влияние динамических изменений доменной структуры на магнитную проницаемость. Установлено, что при низких частотах проницаемость не зависит от числа доменных границ в образцах, а при высоких частотах растёт с увеличением числа доменных границ. Эффект динамического изменения периода доменной структуры качественно объяснён в терминах уменьшения диссипации энергии магнитной структурой при изменении числа границ.
5. Обнаружена новая автоколебательная мода движения намагниченности, возбуждаемая высокочастотным магнитным полем и приводящая к процессу периодической генерации доменных границ и их направленного смещения. Изучены характеристики процесса в зависимости от амплитуды, частоты и ориентации поля. Найдены способы управления автогенерацией с помощью постоянных и переменных подмагничивающих полей. Показано, что возбуждение генерации границ приводит к временной нестабильности магнитных характеристик кристаллов. Выявлены условия и изучена кинетика возникновения стохастического режима движения доменной структуры в переменном магнитном поле.
6. Обнаружены и исследованы качественные преобразования структуры, происходящие в достаточно больших переменных магнитных полях

пороговым по полю образом в пластинах с плоскостной намагниченностью. Установлено, что в поле, параллельном оси лёгкого намагничивания, качественные преобразования доменной структуры происходят в условиях упругих резонансов пластин и сопровождаются резонансным поглощением мощности переменного магнитного поля. В поле, нормальном к лёгкой оси, наблюдается образование локализованной волны намагниченности - медленно движущейся локализованной области с перпендикулярной компонентой намагниченности, стабилизируемой магнитостатическими полями в центре пластины.

7. Обнаруженные эффекты динамических преобразований доменной структуры могут быть использованы для управления магнитной проницаемостью кристаллов, для создания перестраиваемых дифракционных решёток и модуляторов света.
8. Выполнено экспериментальное исследование кинетики перемагничивания поликристаллических тонких и ультратонких двухфазных магнитных плёнок. Показано, что кинетика перемагничивания плёнок в значительной мере определяется обменным взаимодействием.
9. Установлено, что кинетика перемагничивания плёнок $\text{Co}_x\text{Ni}_{100-x}$ зависит от концентрации Co : при $x > 50\%$ перемагничивание происходит типичным для магнитомягких материалов образом – за счёт зарождения и движения доменных границ, при $x < 50\%$ – преобладают процессы неоднородного вращения намагниченности; смена механизма перемагничивания соответствует кроссоверу на зависимостях коэрцитивности и остаточной намагниченности от концентрации Co . Для объяснения наблюдаемого явления в рамках микромагнитного подхода развита качественная теория перемагничивания ферромагнитного поликристалла, учитывающая магнитостатические и обменные взаимодействия между зёрнами. Показано, что по мере увеличения концентрации Co возрастает обменное взаимодействие между зёрнами, что приводит к смене механизма перемагничивания и сопровождается изменением вида зависимости коэрцитивности и остаточной намагниченности от концентрации Co .

10. Установлено, что в тонких обменно-связанных плёнках ферромагнетик-антиферромагнетик асимметрия процессов перемангничивания не сводится только к изменению квазистатических характеристик процесса перемангничивания магнитомягкого слоя: обменному смещению и расширению петель гистерезиса, но приводит также к изменению динамических характеристик процесса перемангничивания. Обнаружено увеличение времён зарождения доменных границ, замедлению скорости их движения по сравнению с изолированной ферромагнитной плёнкой того же состава. Найдены новые виды асимметрии процессов: различие на порядки во временах зарождения границ, скорости их движения и активационных объёмах при движении границ по и против направления оси обменно-наведённой однонаправленной анизотропии. Эффект объяснен с учётом сложной гибридной структуры доменной границы, включающей границу в ферромагнитном слое и границу на интерфейсе ферромагнетик-антиферромагнетик, которые в реальных плёнках вынуждены преодолевать модуляцию потенциального рельефа, обусловленную вариацией направления обменно-наведённой анизотропии на шероховатостях атомного масштаба интерфейса ферромагнетик-антиферромагнетик.

11. Обнаружена бистабильность магнитной доменной структуры ультратонких плёнок манганита лантана, выращенных на подложках LAO; показано, что в зависимости от магнитной предыстории в них реализуется либо субмикронная доменная структура с перпендикулярной плоскости намагниченностью, либо широкие домены с намагниченностью в плоскости вдоль направлений типа $\langle 110 \rangle$, но перемангничивание полем любой ориентации приводит к формированию доменной структуры с плоскостной анизотропией. Показано, что движение границ в плёнках с плоскостной анизотропией носит термоактивационный характер. Определены скорость движения границ, активационные объёмы, магнитная вязкость и их изменение с температурой. Обнаружен кроссовер на зависимости коэрцитивности от температуры в окрестности температуры 200 К. Показано, что кроссовер соответ-

стствует преобразованию типа доменных границ, посредством смещения которых происходит перемагничивание.

Глава 3. Проникновение магнитного потока в сверхпроводники второго рода и релаксация потока

Вихри и их динамика определяют макроскопические характеристики сверхпроводников 2-рода. Движение вихрей ответственно за диссипацию энергии при протекании тока, пиннинг, вход и выход вихрей определяют гистерезисные магнитные свойства сверхпроводников, релаксацию токов и намагниченности. Обычно вихри рассматриваются как индивидуальные объекты, обладающие вязкостью, коэрцитивностью (пиннинг), изгибностью, разрывностью. И только в достаточно сильных магнитных полях, когда расстояние между вихрями становится сравнимым с глубиной проникновения, принимаются во внимание коллективные взаимодействия вихрей. В области высоких температур, когда пиннинг слаб, также возможно проявление коллективных взаимодействий вихрей, более того, возможно формирование связок вихрей, динамика которых может существенно отличаться от динамики отдельных вихрей [316]. Такого типа эффекты, образование кластеров вихрей и их скачкообразное перемещение, наблюдались даже при квазистатически медленном намагничивании [317, 318]. В динамике картина усложняется [10]. Теоретически было предсказано [319–321] и частично было подтверждено экспериментально, что быстрое изменение внешних условий сопровождается (или может сопровождаться) развитием электромагнитных, термомагнитных и др. неустойчивостей, приводящих к образованию вихревых токовых и магнитных конфигураций и, соответственно, к усилению диссипации энергии и возникновению резистивных состояний. Например, экспериментально наблюдались дендритные неустойчивости в совершенных монокристаллах и пленках Nb, NbSe, MgB₂, YBCO [78, 318], твистерные вихревые структуры в монокристаллах YBCO [13], турбулентность на фронте перемагничивания в монокристаллах YBCO [12, 322–325], образование капель вихрей/антивихрей вблизи

фронта перемагничивания [326–328].

Вопрос о развитии неустойчивостей и формировании промежуточных вихревых конфигураций тесно переплетается с вопросом о релаксации токов и намагниченности в сверхпроводниках, который широко изучается в настоящее время [329–334]. Например, в одной из последних работ Е. Брандта предсказывается, что в процессе релаксации намагниченности в скрещенных магнитных полях возможно образование и "заползание" внутрь сверхпроводника областей со знакопередающей намагниченностью даже без дополнительной тряски, что может оказаться ключом к объяснению зарождения вихревых скруток - "твистеров". Представляется, что формирование упомянутых вихревых комплексов в состоянии объяснить широкий спектр явлений токовых и магнитных неустойчивостей, а также особенности релаксации тока и намагниченности в ВТСП, и в этом смысле их исследование, изучение природы и условий их формирования, а также динамики является интересной и полезной задачей.

3.1 Литературный обзор и Постановка задачи

3.1.1 Нормальное проникновение магнитного потока в пластины сверхпроводника второго рода

Вихри, т.е. кванты магнитного потока величиной $\Phi_0 = \pi \hbar c/e = 2 \times 10^{-7}$ Гс · см², проникают в сверхпроводники второго рода в виде тонких "нитей" нормальной фазы [335] под действием внешнего магнитного поля, если его величина превышает первое критическое поле H_{c1} и не превышает второе критическое поле H_{c2} , рис. 3.1. Ствол вихря (нормальная, несверхпроводящая область) имеет размер порядка ξ ; по его периферии в области радиуса порядка λ циркулирует незатухающий сверхпроводящий ток [336], рис. 3.2.

Входящие в сверхпроводник вихри смещаются к центру образца и, отталкиваясь друг от друга, заполняют объем сверхпроводника, образуя правильную треугольную или прямоугольную решетку, если сверхпроводник однороден и изотропен. В анизотропном сверхпроводнике симметрия вихревой решетки понижается в соответствии с анизотропией λ в плоскости,

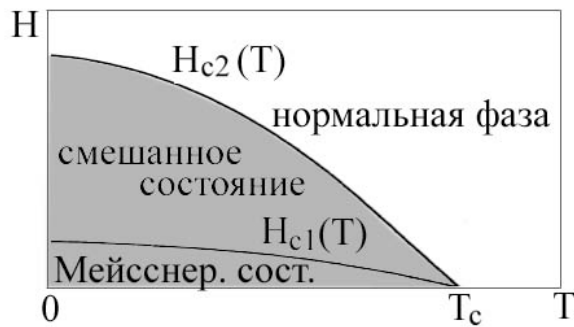


Рис. 3.1: Фазовая диаграмма, показывающая области существования нормальной и сверхпроводящей фаз в координатах поле - температура в сверхпроводнике второго рода: ниже линии $H_1(T)$ - сверхпроводник в Мейсснеровском состоянии - полное выталкивание внешнего поля из сверхпроводника [337], между линиями $H_{c1}(T)$ и $H_{c2}(T)$ - смешанное состояние, поле проникает в сверхпроводник в виде вихрей, выше $H_{c2}(T)$ сверхпроводник переходит в нормальное состояние.

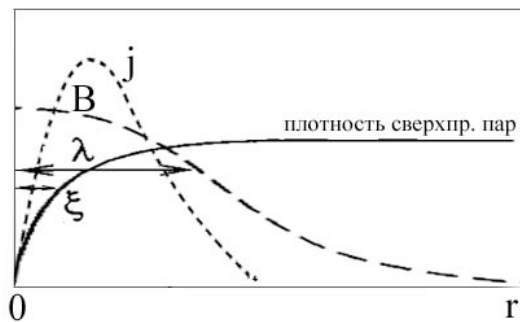


Рис. 3.2: Изменение плотности сверхпроводящих пар, магнитного поля и тока в окрестности вихря.

перпендикулярной вихревым нитям. Например, в базовой (001)-плоскости монокристаллов $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_8$ наблюдается треугольная вихревая решетка, сжатая по оси [010] в 1.3 раза [338].

Следует отметить, что даже при отсутствии пиннинга намагничивание сверхпроводника второго рода носит необратимый характер из-за наличия поверхностного барьера на вход и выход вихрей [339, 340]. В полубесконечном сверхпроводнике второго рода в магнитном поле, приложенном вдоль единственной его поверхности, на магнитный поток вблизи этой поверхности, т.е. на вихрь, действует две силы, которые могут быть представлены, как взаимодействие вихря с его зеркальным отображением, рис. 3.3(а), и с неоднородным внешним полем, частично проникшим в образец, рис. 3.3(б).

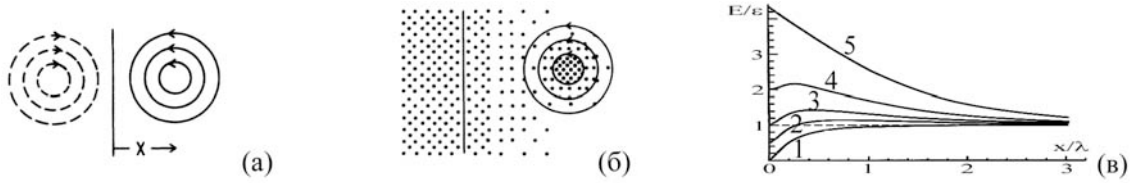


Рис. 3.3: Взаимодействие вихря с поверхностью: (а) – притяжение мнимым изображением вихря, (б) – отталкивание полем, спадающим вглубь сверхпроводника, изменение плотности которого представлено на рисунке варьирующей плотностью точек, (в) – зависимость энергии вихря E от расстояния x , измеренного в единицах λ (кривая 1 – $H = 0$, $\lambda = 10\xi$, кривая 2 – $H = 0.5H_{c1}$, кривая 3 – $H = H_{c1}$, кривая 4 – $H = 2H_{c1}$, кривая 5 – $H = H_S$). Из работы [339].

Благодаря действию первой силы энергия вихря возрастает при его удалении от поверхности, рис. 3.3(в) (кривая 1). Для $x > \xi$ и $\lambda \gg \xi$, $E(x) = \varepsilon - (\Phi_0/4\pi\lambda)^2 K_0(2x/\lambda)$, где ε – энергия вихря вдали от поверхности, приведенная к единичной длине, $\varepsilon = (\Phi_0/4\pi\lambda)^2 \lg(\lambda/\xi)$, как это показано в [342], K_0 – функция Бесселя второго рода. Для $x \gg \xi$ функция $E(x)$ уменьшается как $e^{-2x/\lambda}$. Для $x \approx \xi$ функция $E(x)$ плавно стремится к нулю, [339].

Внешнее поле проникает в сверхпроводник как $He^{-x/\lambda}$. Если направление поля совпадает с направлением поля в вихре, то энергия взаимодействия вихря с полем $E(x) \sim \Phi_0 H e^{-x/\lambda}/4\pi$. Расчетное изменение суммарной энергии вихря с расстоянием для $\lambda = 10\xi$ показано на рис. 3.3(в). Видно, что барьер на вход и выход прямого вихря из образца с идеальной плоской поверхностью существует для относительно слабых магнитных полей, меньше поля H_s ;¹ при этом слабый барьер на выход исчезает лишь при уменьшении поля до нуля, [339].

Образцы эллипсоидальной формы намагничиваются однородно, изотропно, обратимо; их квазистатическая намагниченность определяется намагничивающим фактором N , варьирующимся в пределах $0 \leq N \leq 1$, $M = M(H_a, N)$, [340]. В частности, если эллипсоид намагничивается во внешнем поле H_a , направленном вдоль одной из осей эллипсоида, то внутреннее поле $H_i = H_a - NM(H_i, 0)$, намагниченность $M(H_i, 0) = \frac{B}{\mu_0} - H_i$ и,

¹Без поверхностных эффектов вихри должны были бы проникать в сверхпроводник во внешнем поле выше $H_{c1} = 4\pi\varepsilon/\Phi_0 \leq H_s$

следовательно,

$$M(H_a, N) = \frac{1}{1 - N} \left(\frac{B}{\mu_0} - H_a \right).$$

В частности, в Мейсснеровском состоянии, т.е. когда приложенное магнитное поле экранируется текущим по поверхности сверхпроводника Мейсснеровским током, максимальная плотность которого равна

$$j_0 = \frac{1}{3\sqrt{2}} \frac{\Phi_0}{\pi\mu_0\xi\lambda^2},$$

реализующемся при $|H_a| \leq (1 - N)H_{c1}$, начальная кривая намагничивания описывается выражением:

$$M(H_a, N) = -H_a/(1 - N).$$

А вблизи верхнего критического состояния, где $M(H_a, N) \approx M(H_a, 0)$, кривая намагничивания приблизительно имеет вид [341]:

$$M(H_a, 0) = (H_a/|H_a|)(|H_a|^3 - H_{c1}^3)^{1/3} - H_a. \quad (3.1)$$

Для неэллипсоидального образца распределение индукции в нем неоднородно, и понятие размагничивающего фактора, как постоянного коэффициента, не зависящего от координат, не работает. Но если магнитный момент параллелен индукции, то для описания хода начальной кривой намагничивания можно использовать эффективный размагничивающий фактор N [340] и выражение для намагниченности образца оказывается подобным предыдущему случаю:

$$M(H_a, N) = -H_a/(1 - N).$$

Для полоски или диска сечением $2a \times 2b$ размагничивающий фактор определяется как:

$$N = 1 - 1/(1 + \frac{qa}{b}),$$

$$q_{strip} = \frac{\pi}{4} + 0.64 \tanh[0.64 \frac{b}{a} \ln(1.7 + 1.2 \frac{a}{b})],$$

$$q_{disk} = \frac{4}{3\pi} + \frac{2}{3\pi} \tanh[1.27 \frac{b}{a} \ln(1 + \frac{a}{b})].$$

Для полоски квадратного сечения в поперечном поле $N = 0.538$, для длинного цилиндра $N = 0.5$, для короткого цилиндра $N = 0.365$, для сферы $N = 1/3$.

В образцах конечных размеров произвольной, неэллипсоидальной, формы, появляется барьер на вход вихрей – геометрический барьер, зависящий от формы образца, определяющий необратимость намагничивания сверхпроводника и гистерезисные эффекты [340, 343–349].

Расчет намагничивания образцов конечных размеров производится на основе уравнений Максвелла с учетом связи тока с электрическим полем $\mathbf{E}(\mathbf{J}, \mathbf{B})$ и равновесной намагниченности образца $M(H_a, 0)$ при отсутствии пиннинга, описываемой, например, зависимостью типа (3.1). При этом предполагается, что динамика вихрей описывается вязким движением $\mathbf{E} = \rho_{ff}(B)\mathbf{J}$, где $\rho_{ff}(B) \propto B$, а $M(H_a, 0)$ определяет давление на вихри, пропорциональное $\mathbf{J}_H \times \mathbf{B}$, где $\mathbf{J}_H = \nabla \times \mathbf{H}$ и $\mathbf{H} = \mathbf{B}(\mathbf{H}) - M(\mathbf{H}, 0)$. При этом считается, что эффективное поле внутри сверхпроводника создается либо поверхностными магнитными зарядами [350, 351] либо экранирующими токами [352].

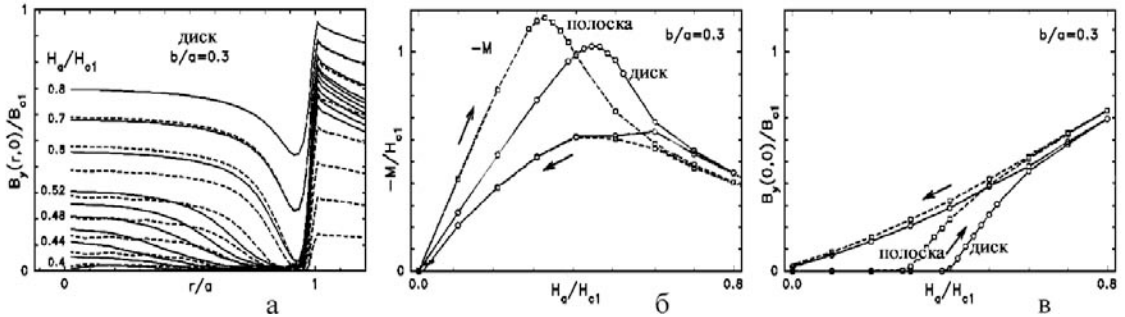


Рис. 3.4: Профили изменения индукции в полоске и диске в магнитных полях $H_a/H_{c1} = 0.4, 0.42, \dots, 0.5, 0.52, 0.6, 0.7, 0.8, 0.7, 0.6, \dots, 0.1, 0 -$ (а), изменение суммарной намагниченности образца (б) и индукции в его центре (в) по мере изменения внешнего поля. Диск и полоска с отношением диаметра (ширины) к высоте = 0.3. Из работы [340].

Численное решение дает различие профилей распределения индукции и намагниченности сверхпроводника в одних и тех же магнитных полях при входе и выходе потока, определяет величину барьера на вход вихрей, в частности, для полоски и диска барьер на вход вихрей определяется как:

$$H_{en}^{strip}/H_{c1} = \tanh \sqrt{0.36b/a}, \quad H_{en}^{disk}/H_{c1} = \tanh \sqrt{0.67b/a},$$

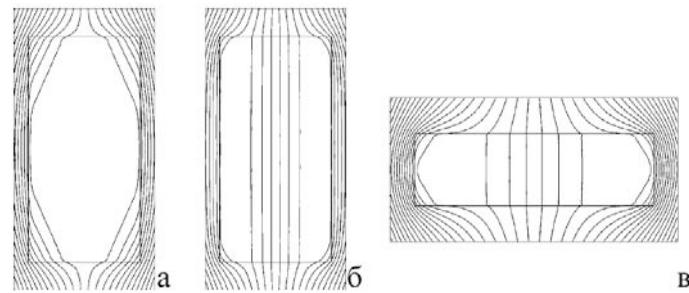


Рис. 3.5: Распределение линий индукции $B(x, y)$ в полоске с отношением толщины к высоте $b/a = 2$ и $b/a = 0,3$ в перпендикулярном магнитном поле H_a . (а) – возрастающее поле, распределение при $H_a/H_{c1} = 0.66$, что незначительно ниже порога, равного 0.665 ; (б) – уменьшающееся поле, распределение при $H_a/H_{c1} = 0.5$; (в) – возрастающее поле, распределение при $H_a/H_{c1} = 0.34$, что незначительно выше порога, равного 0.32 . Из работы [340].

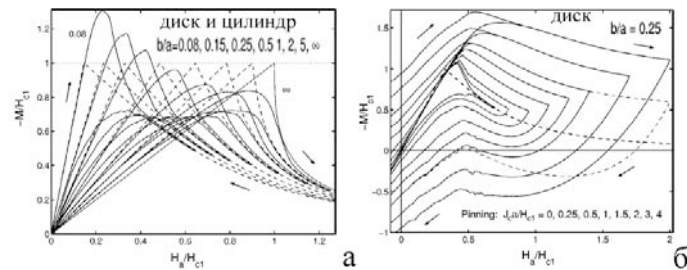


Рис. 3.6: (а) – необратимое намагничивание диска и цилиндра в аксиальном магнитном поле при отношении радиуса к толщине $b/a = 0.08, 0.15, 0.25, 0.5, 1, 2, 5$, - сплошные линии. Пунктир - намагничивание соответствующих эллипсоидальных образцов, т.е. обратимое намагничивание при отсутствии барьера на вход вихрей; (б) – кривые намагничивания толстого диска $b/a = 0.25$ при наличии пиннинга ($J_c = 0, 0.25, 0.5, 1, 1.5, 2, 3, 4$ в единицах H_{c1}/a). Внутренние линии соответствуют $J_c = 0$, внешние - $J_c = 4$. Пунктиром показано намагничивание при отсутствии барьера. $M(-H_a) = -M(H_a)$. Из работы [340].

барьер на выход вихрей отсутствует. Кроме того, счет показывает концентрацию индукции вблизи края образца вне и уменьшение индукции вблизи края образца внутри, а также дает увеличение суммарной намагниченности образца при наличии барьера на вход вихрей по сравнению с его намагничиванием без учета барьера, что проиллюстрировано на рис. 3.4, 3.5 и 3.6(а). При отсутствии пиннинга уменьшение приложенного поля до нуля приводит к выходу вихрей из сверхпроводника; остаточная намагниченность оказывается равной нулю. Появление слабого пиннинга задерживает выход вихрей, что приводит к расширению петель гистерезиса, рис. 3.6(б), и появлению остаточной намагниченности. По мере увеличения пиннинга

картина проникновения и выхода вихрей из сверхпроводника принципиально изменяется.

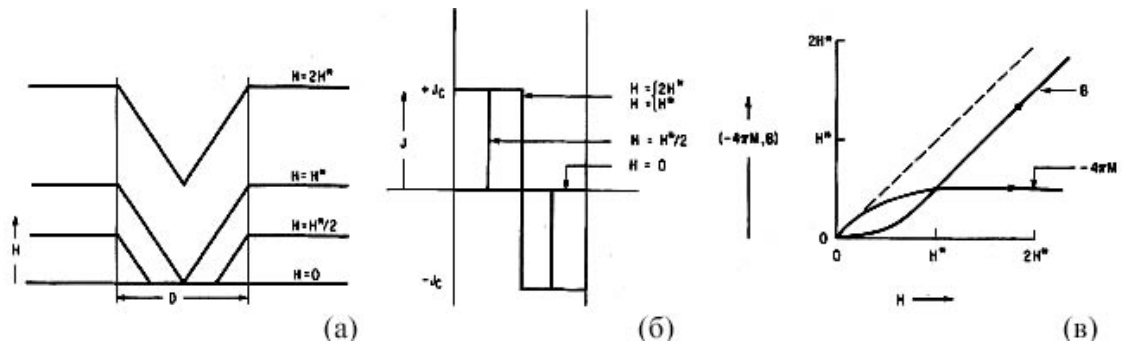


Рис. 3.7: Локальное магнитное поле, плотность тока и кривые намагничивания полоски толщиной D в поле $H = 0, H^*/2, H^*$ и $2H^*$, приложенном параллельно поверхности полоски. Плотность тока J предполагается независимой от поля. Из работы [354].

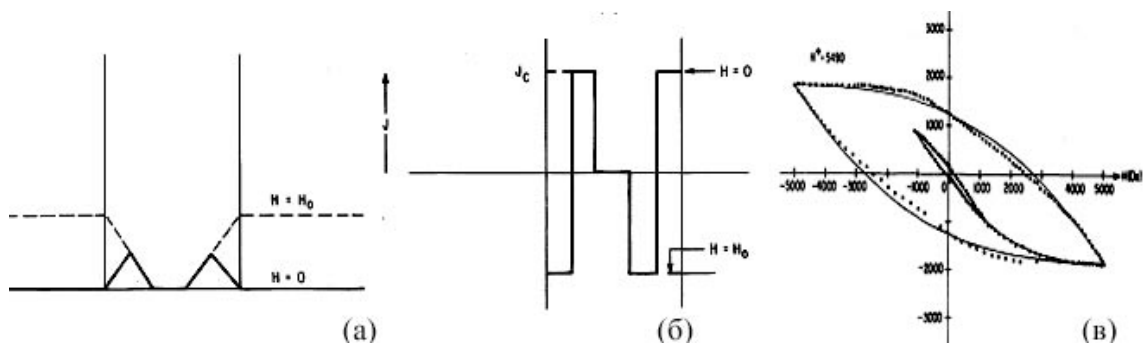


Рис. 3.8: Распределение поля и тока в полоске после выключения поля – (а,б) и кривая намагничивания и петля гистерезиса с учетом нелинейной зависимости тока от поля – (в). Расчет для критического тока $J_c = 2.7 \times 10^4$ А/см² - сплошная линия, эксперимент для свинца при температуре 4.2 К - точки. Из работы [354].

В первом приближении поведение жесткого сверхпроводника 2 рода в магнитном поле описывается в рамках модели Бина [354], согласно которой магнитное поле проникает в сверхпроводник в виде вихрей на глубину, пропорциональную полю, и линейно спадает до нуля внутри сверхпроводника, рис. 3.7(а). В области проникновения поля в сверхпроводнике возбуждается ток J_c (критический ток), величина которого не зависит от поля и постоянна в объеме материала, рис. 3.7(б); ток течет в направлении вдоль поверхности образца перпендикулярно полю. Критический ток определяется свойствами материала [355], и он задает градиентное распределение вихрей [342, 356–358].

В рамках модели Бина можно рассчитать кривую намагничивания сверхпроводника, рис. 3.7(в), объяснить гистерезисные эффекты, рис. 3.8(а,б), рассчитать петли гистерезиса, которые оказываются вполне реалистичными, рис. 3.8(в). Хотя для описания многих экспериментов при подгонке приходится учитывать зависимость критического тока от поля, [354].

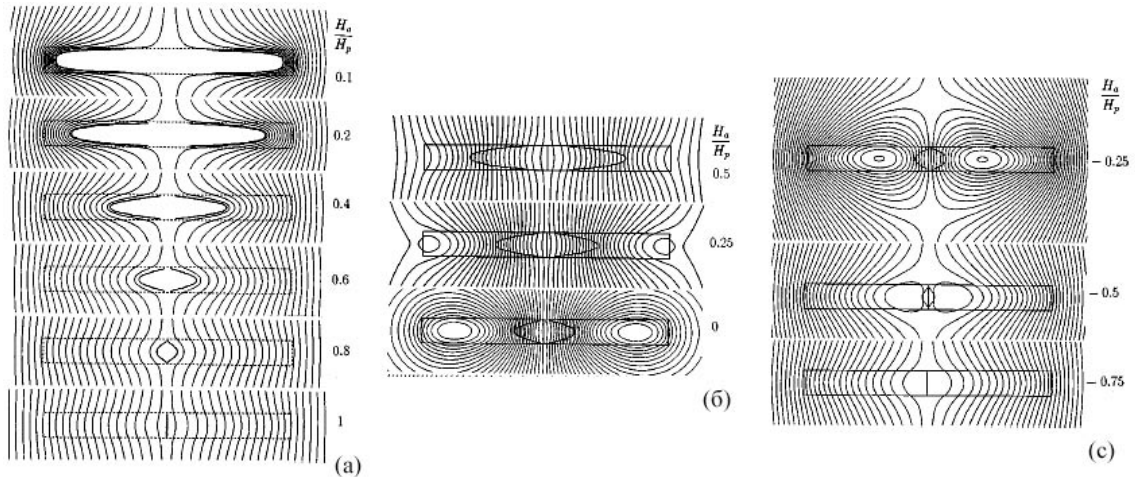


Рис. 3.9: Распределение индукции при проникновении аксиального магнитного поля в цилиндр при $b/a = 0.1$ и $H_a/H_p = 0.1, 0.2, 0.4, 0.6, 0.8$, and 1 ($H_p = J_c b \ln[a/b + (1 + a^2/b^2)^{1/2}]$ - поле, при котором поток полностью заполняет образец) - (а), и при изменении распределения индукции при уменьшении и инверсии внешнего поля $H_a/H_p = 0.5, 0.25, 0$ - (б) и $H_a/H_p = -0.25, -0.5, -0.75$ - (в). Прямоугольный контур сечения образца показан сплошной линией. Из работы [353].

Модель Бина хорошо работает до тех пор, пока эксперименты проводятся на длинных образцах и поле приложено вдоль длинной оси. В противном случае, как показано в работе [353], линии индукции поля искажаются магнитостатическими полями рассеяния, становятся не параллельны поверхности, что, соответственно, приводит к изменению вихревой конфигурации при входе и выходе вихрей в процессе перемагничивания, к входу в пластины вихрей обратной полярности еще до уменьшения внешнего поля до нуля, к образованию замкнутых вихревых конфигураций вблизи фронта перемагничивания, ограничивающих области, в которых сконцентрирован Мейсснеровский ток ("Мейснеровская дыра"), рис. 3.9, к нелинейности магнитной восприимчивости сверхпроводника и ее зависимости от формы образца, рис. 3.10. Учет этих факторов и зависимости тока от поля позволяет адекватно описывать экспериментальные данные, полученные с помощью

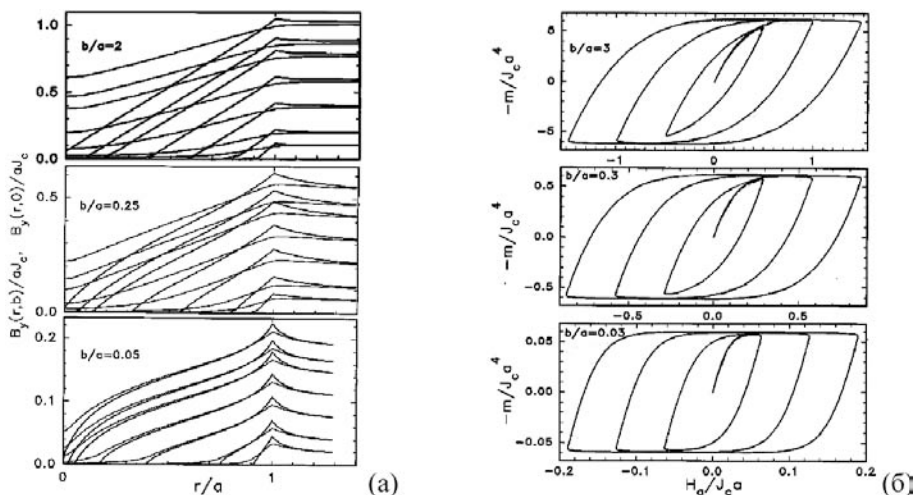


Рис. 3.10: Изменение радиального распределения индукции при проникновении аксиального магнитного поля в цилиндр с геометрическими размерами $b/a = 2, 0.25, 0.05$ (на верхней поверхности цилиндра $B_y(r, b)$ и по центральной плоскости $B_y(r, 0)$) – (а); изменение петель гистерезиса при изменении геометрического фактора $b/a = 3, 0.3, 0.03$ – (б). Из работы [353].

измерений кривых намагничивания и петель гистерезиса, извлекать значения критического тока из магнитных измерений, [353].

Наиболее прямой путь проверки справедливости изложенных выше теоретических представлений - прямая визуализация распределения магнитного потока в сверхпроводнике.

Экспериментальные наблюдения подтвердили, что магнитный поток входит в сверхпроводник второго рода в виде квантов потока [359–362]. Экспериментально наблюдался геометрический барьер на вход вихрей в пластины сверхпроводника [363], проникновение потока вглубь сверхпроводника со слабым пиннингом, и было подтверждено, что вихри действительно локализуются в центре образца и отталкиваются от краев экранирующим током [364]. Экспериментально наблюдалось формирование "Мейснеровской дыры" на фронте перемагничивания [322, 328], хотя её происхождение оказалось не столь однозначным. Фактически изучение явления продолжается до сих пор [326, 327, 353], о чём речь пойдет ниже.

3.1.2 Релаксация магнитного потока

С точки зрения термодинамики, критическое состояние сверхпроводника второго рода - это метастабильное состояние, устойчивость которого

обеспечивается наличием центров закрепления вихрей, т.е. пиннингом. Соответственно, релаксация этого состояния определяется главным образом отрывом вихрей от центров пиннинга, что происходит главным образом за счет термоактивированного движения. В высокотемпературных сверхпроводниках (ВТСП) крип магнитного потока выражен значительно сильнее, чем в классических низкотемпературных сверхпроводниках, поскольку энергия пиннинга в этих материалах невелика по сравнению с классическими, а необходимые рабочие температуры в несколько раз выше [365, 366]. В то же время эффективность применения ВТСП в качестве элементов левитационных систем, подвесок, подшипников, двигателей или генераторов обуславливается в основном способностью материала стабильно удерживать заданную конфигурацию магнитного потока в условиях относительно высокой температуры, желательно при ~ 77 К, и при наличии внешнего электромагнитного шума.

Термоактивированное движение вихрей (скачки или переключения между центрами пиннинга) отвечает за транспортные и магнитные свойства сверхпроводников второго рода. В частности, оно определяет быструю магнитную релаксацию и сильно нелинейную вольтамперную характеристику материалов. Для улучшения характеристик материала и усиления критического тока, что необходимо для технических применений, центры пиннинга в ВТСП создаются искусственно, например, облучением или введением в материал несверхпроводящих включений [367, 368]. Как правило, в композитном материале центры пиннинга имеют размеры, варьирующиеся в широких пределах от десятков нанометров до десятка микрон.

Теоретически и экспериментально крип магнитного потока в сверхпроводниках второго рода изучен для обеих ситуаций, когда намагниченность не равна нулю [316, 366, 369–371] и когда исходная намагниченность равна нулю [372]. С точки зрения эксперимента это означает, что внешнее магнитное поле либо удерживается постоянным, а намагниченность релаксирует во времени, либо исследуется проникновение магнитного поля в исходно ненамагниченный сверхпроводник. При этом внешнее магнитное поле включается импульсно или плавно, а проникновение потока вглубь образца происходит, естественно, с переменной во времени скоростью.

Характер релаксации магнитного потока существенно зависит от плотности центров пиннинга и их распределения, и от плотности вихрей, т.е. от величины магнитного поля. Так, если в сверхпроводнике имеются в основном мелкодисперсные центры пиннинга, т.е. их размеры малы по сравнению с длиной когерентности $\xi(T) = \xi(0)\sqrt{1/(1 - T/T_c)}$, то вихри закреплены не на отдельных центрах пиннинга, а на неоднородностях в распределении этих центров. Тепловые флуктуации вызывают колебания вихрей и "размазывают" неоднородности потенциала, и кроме того, изменяют динамику системы [317, 357]. В приближении малой плотности вихрей, т.е. когда расстояние между вихрями больше глубины проникновения магнитного поля $\lambda(T) = \lambda(0)\sqrt{1/(1 - T/T_c)}$, тепловые флуктуации приводят к конечной скорости крипа, определяемой как $S = d \ln j / d \ln t$:

$$S \sim T/[U_c + T \ln(1 + t/t_0)].$$

Важными следствиями такой зависимости скорости крипа являются уменьшение S со временем и переход к слабой зависимости от температуры, насыщению, в области высоких температур:

$$S_{satur} \sim 1/\mu T \ln(t/t_0).$$

Представление о малой плотности вихрей реально соответствует области слабых магнитных полей, в которой экранирующий ток не зависит от величины поля. В этой области полей $\mu \sim 1/7$. Для понимания характерных масштабов в типичном ВТСП материале – $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$, приведем его характерные константы: $\lambda_L \sim 1400 \text{ \AA}$, $\xi_{BCS} \sim 12\text{--}18 \text{ \AA}$, $d \sim 12 \text{ \AA}$. Таким образом, под слабым магнитным полем понимается поле $H \leq 100 \text{ \AA}$, когда среднее расстояние между вихрями значительно превышает 0.1 мкм.

В больших магнитных полях вихри сближаются и начинают взаимодействовать друг с другом. В зависимости от масштаба этого взаимодействия в сравнении с масштабом неоднородного распределения точечных центров, различают режимы ближнего взаимодействия вихрей (Small Bundles) и дальнего взаимодействия (Large bundles). Эти режимы дают разный показатель степени в формуле, описывающей крип магнитного потока: $\mu \sim 5/2 - 7/2$ для ближнего взаимодействия, $\mu \sim 7/9 - 16/9$ для дальнего взаимодействия [316]. Таким образом, релаксация тока и, соответственно, намаг-

ниченности зависит от величины магнитного поля и от размеров центров пиннинга. Естественно ожидать, что при наличии переменного магнитного поля релаксация должна усиливаться.

Рассмотрим влияние переменного магнитного поля на намагниченность сверхпроводника в рамках простейшей модели – модели Бина. Глубина проникновения поля в такой ситуации определяется величиной критического тока, экранирующего внешнее магнитное поле. Тогда начальная кривая намагниченности описывается зависимостями:

$$M = -H + H^2/2J_c a; M = -J_c a/2$$

при $H < H_p$ и при $H > H_p$, соответственно. Обратный ход кривой гистерезиса описывается выражениями:

$$M = -J_c a/2(H - H_m) + (H - H_m)^2/2J_c a; M = -J_c a/2$$

при $H_m - 2H_p < H < H_p$ и при $-H_m < H < H_m - 2H_p$, где H_p - поле полного проникновения, H_m - максимальная величина постоянного поля, до которой производилось намагничивание, J_c - критический ток, a - полуширина образца [367]. Элементарный расчет, выполненный в предположении, что переменное поле проникает в образец на некую глубину, определяемую критическим током и не зависящую от того, были ли уже в этой области вихри, т.е. без учета взаимодействия вихрей, показывает, что влияние переменного магнитного поля сводится к изменению намагниченности под действием переменного поля в соответствии с частичными петлями гистерезиса, рис. 3.11. Частота переменного поля при таком простейшем рассмотрении не важна.

Увеличение или уменьшение намагниченности при таком рассмотрении зависит от того, совпадало ли направление переменного поля в момент его включения с внешним полем, или оно было направлено в противоположную сторону, а также от величины намагничивающего поля H . Если $(H + h_{ac}) < H_p$, то наложение переменного поля уменьшает намагниченность, в случае, когда переменное поле в момент включения было направлено против постоянного поля, или почти не изменяет намагниченность, если направления полей в момент включения переменного поля

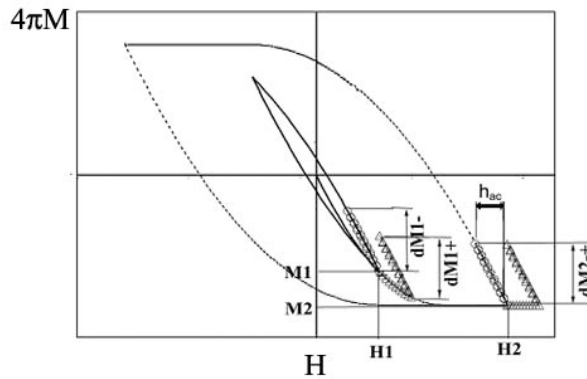


Рис. 3.11: Схема, иллюстрирующая влияние переменного магнитного поля на намагниченность бесконечной пластинки, помещенной в продольное магнитное поле (расчет в рамках модели Бина).

совпадали. Это проиллюстрировано на рис. 3.11, где $(dM1-)$ показывает размах колебаний намагниченности при несовпадении направлений полей в первый момент времени, $(dM1+)$ при совпадении направлений. Если $(H + h_{ac}) > H_p$, где H_p - поле полного проникновения, то наложение переменного поля всегда уменьшает намагниченность (усредненную за время много больше периода переменного поля). На рис. 3.11 соответствующий размах осцилляций намагниченности обозначен как $(dM2 - +)$. Среднее значение намагниченности за период переменного магнитного поля (или за время, много большее периода осцилляций) соответствует средней точке на $(dM1-)$, $(dM1+)$, $(dM2 - +)$. В случае, если переменное поле имеет составляющую, перпендикулярную направлению постоянного поля, намагниченность всегда уменьшается. Но в любом случае рассмотрение влияния переменного магнитного поля на намагниченность дает уменьшение намагниченности не больше, чем на величину, соответствующую начальной намагниченности в поле h_{ac} : $dM = -h_{ac} + h_{ac}^2/2J_c a$, и устанавливается это значение за первый цикл переменного магнитного поля. Ровно на такую же величину, dM , должна сужаться петля гистерезиса под действием переменного магнитного поля.

Такая ситуация действительно наблюдается в эксперименте [373–375], когда к образцу прикладываются переменные поля с амплитудой h_0 , сравнимой по величине с H_p . Чем больше амплитуда переменного поля h_0 , тем

сильнее сужается петля гистерезиса, и в поле $h_0 \sim H_p$ практически коллапсирует. Из формы петель видно, что использовались кристаллы, в которых зависимость критического тока от постоянного поля проявлялась уже при $H > 600$ Э. Естественно предположить, что петля сужалась не прямо пропорционально амплитуде переменного поля, а в соответствии с зависимостью $J(H)$.

В рамках модели Бина релаксация, в смысле длительного по сравнению с периодом переменного магнитного поля изменения значения намагниченности во времени, не появляется. И это вполне согласуется с экспериментальными результатами работ [373–375]: при первом, втором и т.д. развертках намагничивающего поля петля гистерезиса практически остается одной ширины, т.е. усиления релаксации критического тока под действием переменного поля в исследованных небольших кусочках композита практически не происходит.

Однако такая устойчивость характеристик материала имеет место не всегда. Во многих композитах наблюдается длительная релаксация намагниченности, усиливающаяся под действием даже слабого переменного магнитного поля. Особенно сильно она выражена в объемных образцах [376]. На рис. 3.12 показано, насколько значителен может быть эффект. Аналогичный результат был получен при измерениях силы левитации, где

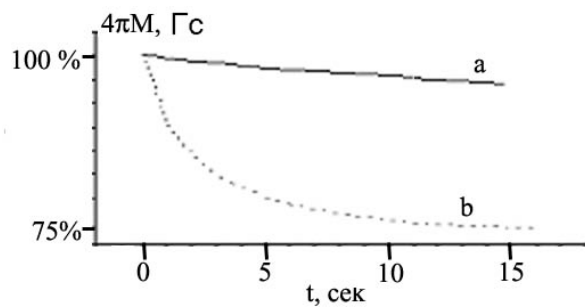


Рис. 3.12: (а) – самоиндуцированная релаксация магнитного потока, захваченного в текстурированном композите YBCO после приложения постоянного магнитного поля 2000 Э и (б) – усиление релаксации переменным магнитным полем частотой 100 Гц и амплитудой 50 Э $\ll H_p$, ориентированном параллельно постоянному полю. Из работы [376].

постоянный магнит раскачивался над поверхностью сверхпроводника [377], а также при измерениях релаксации захваченного магнитного потока на объемных композитах [378]. В последней цитированной работе было пока-

зано, что релаксация захваченного магнитного потока под действием переменного магнитного поля зависит не только от амплитуды переменного поля, но и от его ориентации и от частоты. Экспериментальные данные были объяснены в рамках представлений о перегреве образцов под действием переменного поля, возникающем при тряске вихрей.

В работе [379] исходя из уравнений электродинамики [380] с учетом вольтамперных характеристик для обобщенной модели крипа [369], модели коллективного крипа [316] и модели Кима-Андерсона [317] было найдено решение для крипа тока в сверхпроводнике:

$$\langle j(t) \rangle = j_0 [1 - (T/U_0) \ln(1 + G(h_0)\omega t)],$$

где $G(h_0) = [C \int \exp(C \sin \eta) d\eta] / (\omega t)$, $C = (U_0/T)h_0 / (j_c W)$. Таким образом, показано, что релаксация тока под действием переменного магнитного поля подчиняется тому же закону, что и термоактивированная релаксация, с тем же S , но с другим временем релаксации, зависящим и от амплитуды переменного поля, и от частоты поля. Авторы проверили справедливость полученной зависимости экспериментально на кольцах, вырезанных из текстурированного композита YBCO. Релаксация оказалась пропорциональной логарифму частоты слабого переменного поля, пропорциональной амплитуде поля, но в первые сотни секунд она происходила быстрее, чем без переменного поля, а выходила затем на ту же логарифмическую зависимость, что и без переменного поля, т.е. теоретические и экспериментальные результаты оказались в качественном соответствии.

В работе [381] также из уравнений электродинамики, но с учетом нелинейной диффузии вихрей под действием электрического поля, индуцированного переменным магнитным полем, получено уменьшение намагниченности до нуля при приложении любого переменного поля. При этом время и характер распада зависят от амплитуды и частоты поля, а процесс релаксации намагниченности начинается с поверхности сверхпроводника и распространяется вглубь.

Еще один подход к рассмотрению подавления намагниченности перпендикулярным полем развит в работах [382–385]. Рассматривалось критическое состояние жесткого сверхпроводника, помещенного во внешние скрещенные поля. Предполагалось, что движение вихрей в кристалле может

быть описано двумя скоростями: одна из скоростей, V , описывает движение вихревой решетки как целого, а вторая, $U/2$, связана с относительным движением решеток. Взаимодействие вихрей вводится как некий параметр p , который входит в уравнения, когда вихри под действием намагничивающего или перемагничивающего поля двигаются с одной скоростью, что возможно в изотропных сверхпроводниках или когда оба поля приложены в ab -плоскости. В противном случае взаимодействие вихрей не входит в уравнения, и роль перпендикулярного поля сводится к тривиальному случаю, оно поворачивает вихри в той области, куда проникло, и не влияет на распределение вихрей в остальном кристалле. В конечные уравнения не входят частота переменного поля и время, поэтому релаксация не зависит от частоты переменного поля.

В работе [386] учтено, что переменное магнитное поле наводит в сверхпроводнике постоянное электрическое поле E , которое возникает, когда амплитуда поля превышает некоторое пороговое значение B^* , определяемое формой кристалла и величиной постоянного тока или поля, приложенного к образцу. Важно, что электрическое поле появляется не только в области высоких температур, когда существенен крип магнитного потока или тока, но и в области низких температур. Для бесконечной пластинки $B^* \simeq B_p = \mu_0 j_c w$, где j_c - критический ток, w - толщина образца, что соответствует проникновению поля на полуширину образца. В сверхпроводнике в виде конечной пластинки B^* уменьшается в $k = [(a/b) / \ln(4a/b)]$ раз, где a - ширина и b - длина пластинки. Уменьшение порогового поля B^* происходит из-за того, что на ребрах образца наблюдается концентрация магнитного поля. В работе принимается во внимание вольт-амперная характеристика образцов в виде $E = (j/j_c)^n$, описывающая крип тока. Численным счетом получена почти линейная зависимость наведенного постоянного электрического поля от амплитуды переменного магнитного поля, для $B > B^*$. Поле E вызывает дрейф вихрей и, как следствие, релаксацию намагниченности. Чем выше частота или амплитуда переменного поля, тем сильнее индуцированное электрическое поле E и тем сильнее крип.

В работе [387] также было учтено, что приложение переменного магнитного поля наводит в образце электрическое поле [370], которое в свою

очередь изменяет величину критического тока и, в соответствии с вольт-амперной характеристикой, усиливает крип тока. В рамках таких представлений, с ростом амплитуды поля и с ростом частоты крип должен увеличиваться, что соответствует экспериментальным данным. Следует обратить внимание, что расчет и эксперимент делались для переменных полей с большой амплитудой, сравнимой с полем полного проникновения в образец.

Кроме рассмотренных выше теоретических и экспериментальных исследований процесса релаксации, были предсказаны и обнаружены накачка намагниченности, полное или частичное подавление намагниченности, в том числе за счет возникновения внутри сверхпроводника сложных "магнитных" структур под действием переменного магнитного поля. В [388] предсказывается накачка намагниченности при воздействии на сверхпроводник полем $H = H_0 + H_1 \sin(\omega t)$ при $H_{c2} > H_0$ и $H_1 > H_{c1}$. В предложенной модели важными факторами являются затухание вглубь образца переменной составляющей поля, которая перемещает вихри вглубь образца, и наличие двух гармоник переменного поля: четной и нечетной. Накачка, для случая нулевой и первой гармоник, составляет $\Delta M = \text{sign}(H_0)(H_0^2 + H_1^2/2)$, при $H_0 \geq H_1$, и $\Delta M = \text{sign}(H_0)(2(H_0 H_1/\pi))^{1/2}$, при $H_0 \ll H_1$. Диамагнитное или парамагнитное поведение сверхпроводника определяется начальной фазой переменного магнитного поля.

Учет первого критического поля H_{c1} [389], поверхностного барьера [390, 391], учет вязкости при движении вихрей [392] тоже дают конечную релаксацию намагниченности при небольших переменных полях и полную при H_0 порядка поля полного проникновения H_p . Из-за существования фиксированной величины критического тока приложение перпендикулярного поля приводит к появлению диамагнитной области там, куда проникло переменное поле [371, 393–395], и соответствующему уменьшению продольной намагниченности (ее релаксации во времени).

Добавление полевой зависимости критического тока приводит к дополнительному усилению влияния скрещенного поля, а трехмерность образцов (или пластинчатость, как в текстурированном материале) приводит к анизотропному искривлению вихрей и дополнительному изменению на-

магнитности [396–398]. При этом влияние поперечного поля оказывается неоднозначным: если продольное медленно изменяющееся поле направлено по "легкой" оси c , а переменное в перпендикулярной ab -плоскости, то в зависимости от величины переменного поля могут наблюдаться как незначительное расширение петли гистерезиса (в слабых полях), так и ее сужение (в более сильных переменных полях). Учет необходимости пересечения входящих под действием поперечного поля вихрей с уже находящимися в образце продольными вихрями приводит к дополнительному сужению петли гистерезиса или уменьшению остаточной намагниченности [321, 382, 383, 389, 399–402].

Кроме того, поперечное магнитное поле может вызывать закрутку продольных вихрей и их непрерывное движение, что также значительно сужает петлю гистерезиса, измеряемую в продольном поле, [403–407], и приводит к дополнительному рассеянию энергии. И наконец, приложение переменного магнитного поля перпендикулярно постоянному приводит к возникновению постоянного электрического поля в сверхпроводнике, которое может вызвать дрейф Абрикосовских или Джозефсоновских вихрей и тем самым подавить критический ток, [334, 408–410].

3.1.3 Динамические вихревые структуры

Термомагнитные неустойчивости

Скачки магнитного потока или термомагнитные неустойчивости исторически были первым макроскопическим динамическим процессом, обнаруженным в сверхпроводниках второго рода. Природа данной неустойчивости обусловлена положительной обратной связью между электромагнитными и тепловыми процессами в сверхпроводнике. Плотность сверхпроводящего тока, экранирующего внешнее магнитное поле, падает с увеличением температуры. Если по какой-то причине в сверхпроводнике возник локальный разогрев, то он приводит к падению локальной плотности тока. Из-за падения экранирующего тока магнитный поток продвигается вглубь сверхпроводника. Движение магнитного потока индуцирует электрическое поле и, следовательно, появление дополнительного Джоулева тепла, то есть дальнейший разогрев и т.д. Такой процесс при определенных условиях при-

нимает лавинообразный характер, приводя к переходу части образца (или даже всего образца) в нормальное состояние.

Общепринятая теория терромагнитной неустойчивости предсказывает, что скачки магнитного потока развиваются более-менее однородно, захватывая значительную долю объема образца, фронт распространяющегося магнитного потока остается гладким, а его форма зависит от формы поверхности образца и формы области, затронутой "затравочным" (внешним) возмущением, перерастающим в скачок потока. Другими словами, пространственный масштаб наиболее "опасной" неустойчивости ограничен лишь размерами образца, а мелкомасштабные возмущения стабилизируются за счет теплопроводности и внешнего охлаждения.

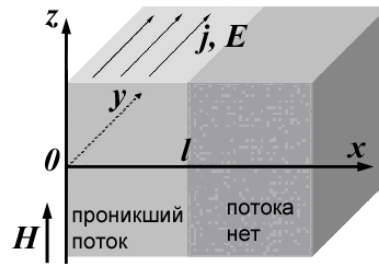


Рис. 3.13: Геометрия задачи.

Следуя [10, 11], рассмотрим, как описывается терромагнитная неустойчивость. Пусть пластина сверхпроводника второго рода находится во внешнем магнитном поле \mathbf{H} , направленном вдоль оси координат z . Внешнее поле экранировано током, текущим вдоль оси y , и магнитная индукция $\mathbf{V}(x)$ спадает вглубь образца, рис. 3.13. Плотность экранирующего тока определяется вольт-амперной характеристикой (ВАХ) сверхпроводника:

$$\mathbf{j} = \text{sign}(\mathbf{E}) j_s(T, E). \quad (3.2)$$

Зависимостью плотности сверхпроводящего тока j_s от магнитного поля пренебрегается, поскольку известно [10, 11], что ее учет не важен для описания физики терромагнитной неустойчивости. Распределение магнитного поля в образце описывается уравнением Максвелла с граничным условием

$$\text{rot } \mathbf{V} = \mu_0 \mathbf{j}, \quad \mathbf{V}|_{x=0} = \mu_0 \mathbf{H}, \quad (3.3)$$

которое справедливо, если поле H много больше первого критического поля H_{c1} . Температура образца определяется уравнением теплопроводности

$$C (\partial T / \partial t) = \kappa \Delta T + \mathbf{j} \mathbf{E}, \quad (3.4)$$

где C и κ – теплоемкость и теплопроводность, а электрическое поле находится из уравнения Максвелла:

$$\text{rot } \mathbf{E} = -(\partial B / \partial t). \quad (3.5)$$

Последние два уравнения следует дополнить соответствующими граничными условиями. Исключим магнитную индукцию из рассматриваемой системы уравнений, записав вместо (3.3) и (3.5):

$$\text{rot rot } \mathbf{E} = -\mu_0 (\partial \mathbf{j} / \partial t). \quad (3.6)$$

Будем полагать, что в рассматриваемой геометрии все величины зависят только от координаты x , а исходное состояние системы стационарно, то есть, температура $T = T_0(x)$ и поле $E = E_0(x)$ не зависят от времени. Пусть в системе возникло слабое возмущение:

$$T = T_0(x) + \delta T(x, t), \quad E = E_0(x) + \delta E(x, t). \quad (3.7)$$

Предположим для простоты, что исходное электрическое поле E_0 мало и будем им пренебрегать. Тогда, подставляя (3.7) в уравнения (3.4) и (3.6), в линейном по возмущениям приближении получим:

$$\begin{aligned} C \frac{\partial \delta T}{\partial t} &= \kappa \frac{\partial^2 \delta T}{\partial x^2} + j_s \delta E, \\ \frac{\partial^2 \delta E}{\partial x^2} &= \mu_0 \left(\frac{\partial j_s}{\partial E} \frac{\partial \delta E}{\partial t} + \frac{\partial j_s}{\partial T} \frac{\partial \delta T}{\partial t} \right). \end{aligned} \quad (3.8)$$

Следуя стандартной процедуре исследования уравнений на устойчивость, будем искать их решения в виде:

$$\begin{aligned} \delta T(x, t) &= \delta T \exp(i k x + \lambda t), \\ \delta E(x, t) &= \delta E \exp(i k x + \lambda t). \end{aligned} \quad (3.9)$$

Подставим эти выражения в первое из уравнений (3.8) и получим связь между возмущениями температуры и электрического поля $\delta E = (\lambda C +$

$k^2 \kappa) \delta T / j_s$. Пользуясь этим соотношением и формулами (3.9), с помощью второго из уравнений (3.8) получим квадратное уравнение для инкремента нарастания неустойчивости λ :

$$\begin{aligned} \mu_0 (\partial j_s / \partial E) \lambda^2 + [\mu_0 (j_s / C) (\partial j_s / \partial T) + \\ + \mu_0 (\partial j_s / \partial E) k^2 \kappa / C + k^2] \lambda + k^4 \kappa / C = 0. \end{aligned} \quad (3.10)$$

Скачок потока развивается, если существуют нарастающие во времени возмущения, то есть, уравнение (3.10) имеет решения с $\text{Re}(\lambda) > 0$. Поскольку дифференциальная проводимость сверхпроводника в малом электрическом поле всегда положительна, $\sigma(E) = \partial j_s / \partial E > 0$, то знак действительной части корня уравнения (3.10) определяется знаком множителя при линейной степени λ . Тогда $\text{Re}(\lambda) > 0$, если

$$\mu_0 (j_s / C k^2) |\partial j_s / \partial T| > \mu_0 \sigma(E) \kappa / C + 1, \quad (3.11)$$

где мы учли, что плотность тока в сверхпроводнике падает с температурой, $\partial j_s / \partial T < 0$.

Согласно критерию (3.11), наиболее опасны для устойчивости крупномасштабные возмущения с наибольшим из возможных размеров $l \sim 1 / k$. В рассматриваемой геометрии таким размером является толщина области, по которой течет экранирующий ток: $l = H / j_s$. Тогда условие (3.11) можно переписать в виде:

$$\mu_0 (H^2 / C j_s) |\partial j_s / \partial T| > \mu_0 \sigma(E) \kappa / C + 1. \quad (3.12)$$

Обычно $j_s / |\partial j_s / \partial T| \sim T_c$. В правой части критерия устойчивости (3.12) стоит отношение характерной магнитной энергии $\mu_0 H^2$ к характерной тепловой энергии CT_c . В левой части критерия устойчивости стоят два слагаемых, отвечающих за два механизма стабилизации. В первый из них входят теплопроводность и дифференциальная проводимость. Очевидно, что чем выше теплопроводность, тем эффективнее отводится тепло из разогретой области, и тем стабильнее сверхпроводящее состояние. Также легко понять роль дифференциальной проводимости. Плотность сверхпроводящего тока падает с разогревом, магнитный поток движется и вызывает появление электрического поля. Рост электрического поля приводит к росту плотности тока ($\partial j_s / \partial E > 0$), что, в свою очередь, частично компенсирует

падение тока, вызванное разогревом. Это так называемый динамический режим стабилизации. Если первое слагаемое мало по сравнению с единицей, то в игру вступает второй механизм стабилизации, адиабатический. Если отношение характерной магнитной энергии $\sim \mu_0 H^2$ к характерной тепловой энергии $\sim C T_c$ мало, то скачки потока не возникают.

С помощью уравнения (3.10) легко найти, что вблизи границы неустойчивости мнимая часть инкремента λ отлична от нуля. Это означает возможность возникновения сильных флуктуаций температуры и электрического поля перед скачком потока, а также немонотонный характер развития возмущений при возникновении неустойчивости. Изложенная выше теория и ее более сложные варианты позволяют описать экспериментально наблюдаемые эффекты при развитии скачков магнитного потока в различных типах сверхпроводников [10, 11].

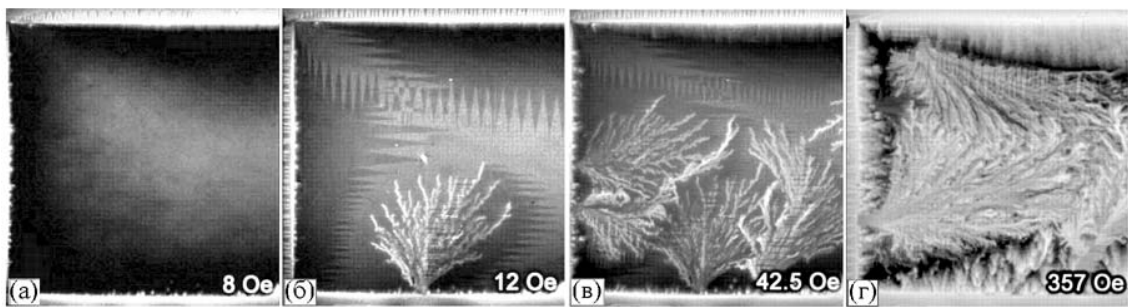


Рис. 3.14: МО изображения развития дендритной неустойчивости в пленке NbN при $T = 4$ К (магнитное поле приложено поперек плоскости пленки). Более светлые области соответствуют большей величине магнитного поля. Показана только левая часть образца, ее длина 2.4 мм. В правом углу каждого изображения указано приложенное магнитное поле. Из работы [411].

Нарисованная выше картина развития терромагнитной неустойчивости адекватно описывает многие экспериментальные факты, однако, далеко не все. Многочисленные магнитооптические эксперименты показывают, что терромагнитная неустойчивость может приводить к возникновению ветвящейся (дендритной) структуры распределения магнитного потока [412–419]. Особенно часто такое явление наблюдается в тонких пленках, помещенных в поперечное магнитное поле. Дендритная неустойчивость развивается следующим образом (см. рис. 3.14). При увеличении внешнего поля магнитный поток входит в образец. В малых полях фронт входящего магнитного потока ровный. Потом вдруг на фронте появляются

ся пальцеобразные прорывы вихрей в объем образца (рис. 3.14(а)), похоже, что вблизи края проникшего потока начинает расти "трава". Потом в большем внешнем поле возникают отдельные дендриты "деревья" (рис. 3.14(б)). С увеличением внешнего поля "деревьев" становится все больше (рис. 3.14(в)). Постепенно весь образец заполняется "лесом" дендритов, распределение магнитного поля имеет вид типичного фрактала (рис. 3.14(г)). Дендрит развивается очень быстро. При наблюдении магнитооптическим методом создается впечатление, что дендрит образуется мгновенно. Дендритная неустойчивость наблюдается при температурах ниже $10 \div 15$ К в пленках низкотемпературных сверхпроводников (Nb, Nb₃Sn, NbN), в пленках диборида магния, в пленках и монокристаллах ВТСП YBa₂Cu₃O₇, а также и в ряде других материалов.

Описанное поведение, казалось бы, противоречит "классическим" представлениям о развитии термомагнитной неустойчивости. Действительно, поскольку теплопроводность демпфирует развитие такой неустойчивости, то, казалось бы, малый поперечный размер дендрита должен способствовать быстрому отводу тепла из его канала. Следовательно, тепловая флуктуация с большим пространственным масштабом должна развиваться раньше, чем узкий дендрит. Однако, детальный анализ эксперимента однозначно указывает на термическую природу появления дендритной структуры (см. работу [420] и цитированную в ней литературу). На это указывают прямые измерения температуры в канале дендрита с помощью тепловизора, и то обстоятельство, что рассматриваемая структура возникает только в области низких температур, где мала теплоемкость материала, а также детальное сопоставление экспериментов с результатами теории, рассматривающими дендрит, как результат локальной термомагнитной неустойчивости [421, 422].

Пространственная структура типа дендритов возникает при развитии скачка потока, если фоновое электрическое поле в сверхпроводнике, создаваемое внешним регулярным источником или случайным воздействием, превышает некую критическую величину E_c , которая зависит от геометрии образца. При этом из-за геометрического фактора для пленок величина E_c меньше, чем для массивных образцов. Соответственно, в пленках развитие

дендритной неустойчивости более вероятно.

Макротурбулентность

Макротурбулентность является одним из наиболее интересных эффектов, которые были обнаружены при изучении динамики магнитного потока в ВТСП с помощью магнитооптических наблюдений [12, 327]. Она наблюдается в $YBa_2Cu_3O_x$ и других ВТСП-системах типа 1-2-3 в знакопеременном магнитном поле, когда в образце находятся вихри с магнитным потоком, направленном в противоположные стороны ("вихри" и "антивихри"). При развитии неустойчивости возникает турбулентное движение магнитного потока вблизи фронта раздела вихрей и антивихрей, рис.3.15.

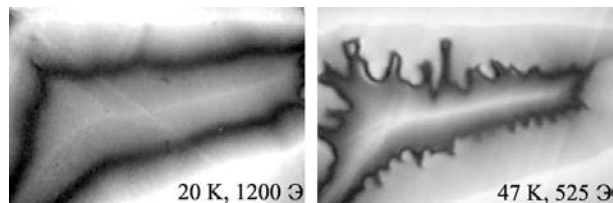


Рис. 3.15: Картина проникновения магнитного потока в монокристаллическую пластинку $YBa_2Cu_3O_7$ после ее охлаждения в магнитном поле. Темная линия на изображениях отвечает линии нулевой индукции, разделяющей поток-антипоток. При низкой температуре фронт поток-антипоток гладкий и его форма не меняется во времени (для примера дано изображение, соответствующее приложенному полю $H = 1200$ Э при $T = 20$ К). При высокой температуре на фронте перемагничивания развивается макротурбулентная неустойчивость: вихри и антивихри скапливаются вблизи фронта (распределение индукции поперек фронта становится немонотонной функцией координаты, изначально относительно ровный фронт потока изгибается, на изгибах формируются макроскопические капли вихрей и антивихрей, которые скачкообразно "прорываются" через фронт и аннигилируют (показано изображение при $H = 525$ Э, $T = 47$ К). Кадры из видеофильма, 1993 г.

Пусть в сверхпроводнике, помещенном во внешнее магнитное поле, захвачен магнитный поток. Затем внешнее поле меняет знак. Граница с нулевой магнитной индукцией разделяет области, содержащие вихри и антивихри (см. рис. 3.15). В дальнейшем для определенности будем называть "вихрями" ту часть вихрей Абрикосова, которые были изначально захвачены в сверхпроводнике, а "антивихрями" вновь вошедшие в образец, когда внешнее поле поменяло знак. В определенном диапазоне температур и магнитных полей такое распределение магнитного потока ста-

новится неустойчивым. Этот процесс развивается, сопровождаясь образованием "пальцев", по которым антивихри проникают в область вихрей. В результате фронт перемагничивания, где происходит аннигиляция вихрей и антивихрей, принимает весьма причудливую форму, а его протяженность растет. Характерное время развития неустойчивости варьируется от десятых секунд до десятков минут, образующиеся пространственные структуры содержат большое число вихрей. К сожалению, фотографии не дают полного представления о макротурбулентности. В динамике она удивительно напоминает турбулентность в обычной жидкости.

Попытки объяснить макротурбулентность в рамках представления о тепловой неустойчивости (по аналогии с дендритами) оказались не состоятельными. Временные и пространственные масштабы процесса отличаются на порядки от характерных тепловых масштабов и времен. Также противоречит тепловому механизму тот факт, что макротурбулентность развивается при относительно высоких температурах (не ниже 15–20 К и наиболее ярко проявляется при $T = 40\text{--}60$ К). Учет вклада в диссипацию аннигиляции вихрей и антивихрей [423] ничего не добавляет, поскольку данная величина крайне мала [324].

В работе [322] было предположено, что процесс аннигиляции вихрей может сопровождаться образованием пространственной области свободной от вихрей (так называемой Месснеровской дыры). Наличие такой области может вызвать неустойчивость распределения вихрей из-за возбуждения токов высокой плотности, которые должны течь вокруг такой Месснеровской дыры. Однако, авторы данной работы не предприняли попытки дать описание развития макротурбулентности в рамках своей гипотезы. К тому же, их модель неявно предполагает, что эффект должен быть в любых тонких пластинах, однако в [424] показано, что турбулентности нет в пластинах YBCO124 ни при каких условиях перемагничивания (импульсном включении и выключении поля, квазистатическим перемагничиванием, нагревом), нет в монокристаллических пластинах YBCO со скрещенными двойниками, нет в текстурированном YBCO. В раздвойникованной области монокристаллических пластин YBCO турбулентность наблюдается только при импульсном перемагничивании. Так называемая мейсснеровская дыра так-

же не образуется в раздвойникованной области при квазистатическом процессе, но может в неё заползти в процессе релаксации из близлежащих задвойникованных областей.

Для построения адекватной модели макротурбулентности следует обязательно учитывать два факта. Во-первых, эта неустойчивость возникает только при условии, что в образце существуют вихри разных знаков. Во вторых, она наблюдается только в ВТСП типа 1-2-3, у которых имеется заметная анизотропия в кристаллической плоскости **ab**, при движении вихрей поперек которой и возникает турбулентность. Эта анизотропия особенно сильна в кристаллах с двойниками, поскольку они являются центрами пиннинга для вихрей, движущихся поперек двойников, и каналами для движения вихрей вдоль двойников [425, 426]. Хотя даже в раздвойникованных монокристаллах типа 1-2-3 анизотропия критического тока в плоскости **ab** составляет 1.5–2.

Анизотропия приводит к тому, что вихри движутся под углом к силе Лоренца [328, 427]. В результате, вихри и антивихри движутся под углом и к фронту перемагничивания. Тогда тангенциальная скорость потока вихрей на этой границе претерпевает разрыв. Согласно классической теории Гельмгольца [428], стационарный гидродинамический поток в таких условиях становится неустойчивым и возникает турбулентность. Температурный диапазон, в котором наблюдается макротурбулентность, шире в образцах с более высокой плотностью двойников [326] и макротурбулентность отсутствует в тех областях объема кристалла, где вихри движутся по нормали к фронту перемагничивания [429]. Однако, как было показано позже, даже небольшая анизотропия может приводить к возникновению макротурбулентности. Макротурбулентность обычно наблюдается в монокристаллических пластинках, которые помещаются в магнитное поле перпендикулярное плоскости **ab**. Проникновение магнитного потока в сверхпроводник при такой геометрии эксперимента имеет свою специфику [370]. Однако, макротурбулентность наблюдается и в кристаллах с небольшим размагничивающим фактором [322, 328].

По-видимому, наиболее адекватной является следующая модель формирования и развития макротурбулентности. Рассматривается образец с про-

стейшей геометрией, полубесконечная пластина толщиной $2d$ в магнитном поле H параллельном поверхности образца и направленном вдоль оси z , ось x перпендикулярна пластине, а начало координат находится в центре образца (см. рис. 3.16). Магнитное поле сначала увеличивается до некой

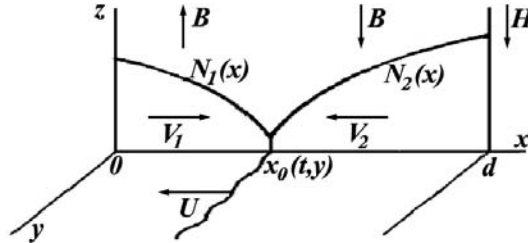


Рис. 3.16: Распределение магнитного потока в половине пластины ($0 < x < d$). Вихри с плотностью $N_1(x)$ находятся в центре пластины и антивихри с плотностью $N_2(x)$ на периферии.

величины, которая много больше H_{c1} , потом уменьшается, меняет знак и достигает некой отрицательной величины, которая по модулю также много больше H_{c1} . При этом в объеме появляются две группы вихрей разных знаков, вихри ближе к центру образца и антивихри на периферии.

Вихри и антивихри запиннигованы на дефектах. Они приходят в движение благодаря силе Лоренца и термоактивационному крипу магнитного потока. Существует еще одна причина, вызывающая движение вихрей. Вихри и антивихри аннигилируют на линии нулевой индукции, что приводит к уменьшению числа вихрей в образце и к росту числа антивихрей, которые продолжают поступать в объем с границы пластины. В результате фронт перемагничивания сдвигается со временем к центру. Движение вихрей описывается в рамках гидродинамического подхода, предполагая, что все пространственные масштабы задачи много больше постоянной вихревой решетки d_f . В основе расчёта заложены следующие постулаты.

Плотности вихрей $N_1(x, y)$ и антивихрей $N_2(x, y)$ связаны с магнитной индукцией $B(x, y)$ соотношениями: $N_\alpha(x, y) = s_\alpha B(x, y)/\Phi_0$, $\alpha = 1, 2$, где $s_1 = 1$, $s_2 = -1$. Плотности $N_\alpha(x, y)$ должны удовлетворять уравнению непрерывности

$$\frac{\partial N_\alpha}{\partial t} + \text{div}(N_\alpha \vec{V}_\alpha) = 0 \quad (3.13)$$

где $\vec{V}_\alpha(x, y)$ – гидродинамические скорости вихрей и антивихрей. Электри-

ческое поле определяется законом Фарадея:

$$\vec{E} = -\frac{1}{c} \vec{V} \times \vec{B}. \quad (3.14)$$

и используется модельная ВАХ степенного вида:

$$J_X = \frac{1}{\varepsilon} J_s \left(\frac{E_X}{E_0} \right)^{1/m}, \quad J_Y = J_s \left(\frac{E_Y}{E_0} \right)^{1/m}, \quad (3.15)$$

где X и Y - оси анизотропии в плоскости движения вихрей, показатель степени $m > 1$ одинаков для обоих направлений, $\varepsilon < 1$ - параметр анизотропии ВАХ.

В результате произведённых расчётов было показано, что при $m \gg 1$ для возникновения неустойчивости достаточно относительно небольшой анизотропии ε и была сделана оценка, при каких соотношениях m и ε может возникнуть турбулентность.

Твистеры

Процесс намагничивания сверхпроводника второго рода в скрещенных (качающихся) полях весьма своеобразен из-за возникновения в нем вихрей с разной ориентацией магнитного потока. В скрещенных полях в ВТСП $YBa_2Cu_3O_x$ наблюдаются своеобразные динамические структуры, которые получили название твистеров [13, 431]. Позже данный эффект был довольно подробно исследован экспериментально [432–434].

Твистеры наблюдали в монокристаллических образцах YBCO, имеющих форму тонких пластин. При температуре выше T_c образец помещается в постоянное магнитное поле H_{pl} , лежащее в плоскости пластины (кристаллическая плоскость **ab**). Затем образец охлаждается до заданной температуры $T < T_c$ и прикладывается поперечное магнитное поле $H_z < H_{pl}$. Поперечный магнитный поток входит в пластину анизотропно: на большее расстояние вдоль плоскостного поля и на меньшее расстояние поперек плоскостного поля, см. рис.3.17 (а,г).

Если теперь изменять поперечное поле в пределах $\pm H_z$, то вблизи краев пластины (параллельных плоскостному полю) идет постепенное, цикл за циклом, накопление поперечного магнитного потока. По достижении некоторой критической ширины полоса с захваченным потоком отрывается от

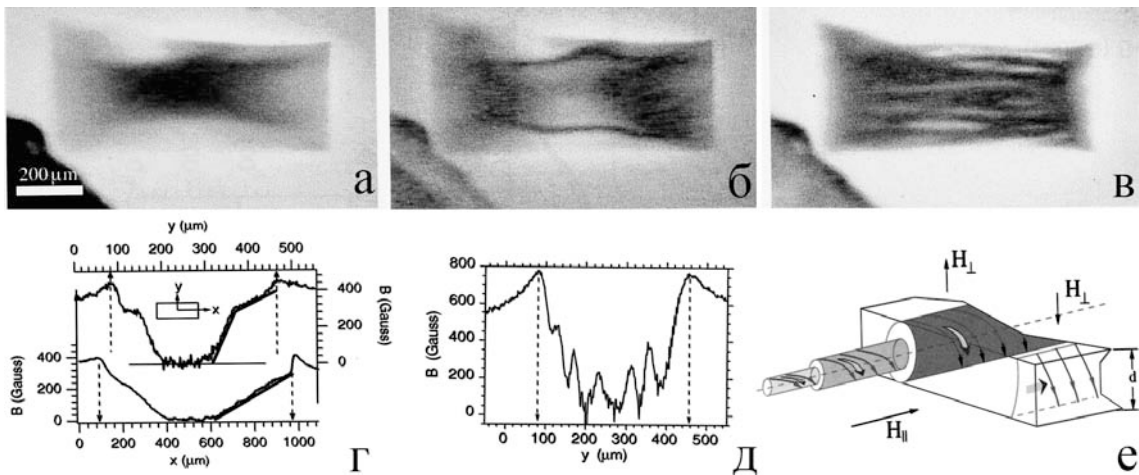


Рис. 3.17: МО изображение распределения магнитной индукции в монокристалле YBCO толщиной 24 мкм при $T = 67$ К в скрещенных магнитных полях: (а) – поле в плоскости $H_{pl} = 1550$ Э приложено вдоль длинной стороны кристалла, перпендикулярное плоскости поле $H_z = 355$ Э, (б) – после увеличения H_z до 433 Э и последующего уменьшения до 305 Э, (в) – картина после длительного циклирования H_z в присутствии H_{pl} – вихревые волны (набор твистеров), (г) – распределение магнитной индукции вдоль H_{pl} – нижний график и поперек H_{pl} – верхний график, (д) – распределение потока в вихревой волне и (е) – гипотетическая схема, поясняющая направление потока в одном твистере. Из работы Инденбома М.В. [13]

края пластины, и начинается накачка полосы с поперечным потоком другого знака и т.д. Со временем полос становится много, рис.3.17(в, д). Они продвигаются к центру пластины, где аннигилируют, но часть полос сохраняется и остается устойчивой даже после выключения H_z , [431].

Природа твистеров до конца не понята. Предположительно твистер образуют спиралеобразные вихри Абрикосова (отсюда и название "твистер"), рис.3.17(е), возникающие из-за пересечения вихрей, лежащих в плоскости ab и вихрей, направленных поперек пластины вдоль оси c , [13].

3.1.4 Постановка задачи

Итак, в сверхпроводниках, как и в ферромагнетиках, в процессе быстрого перемагничивания возникают состояния, отличные от тех, что наблюдаются в статике – образуются макро- и мезоскопические структуры. В сверхпроводниках, как и в ферромагнетиках, важную роль в динамике магнитных структур играет диссипация. Диссипация определяет характерное время релаксации намагниченности (скорость движения вихрей в сверхпроводниках, доменных границ в магнетиках), ею определяется разогрев

образца в нестационарных процессах. Оба эти фактора могут существенно влиять на характерное время развития неустойчивости, образование пространственных структур и неоднородных состояний.

Изучению различных неустойчивостей смешанного состояния посвящено большое число экспериментальных и теоретических работ. В результате физическая природа многих из них выяснена. Так, достаточно хорошо изучены термомагнитные неустойчивости и родственная им по природе дендритная неустойчивость. Понято, что рассеянные магнитные поля и термоактивационный крип магнитного потока играют существенную роль при образовании пространственных магнитных структур в смешанном состоянии (нагнетание вихрей на фронте перемагничивания). Однако ряд динамических эффектов еще не нашел должного физического объяснения. К ним, прежде всего, относятся пространственные магнитные структуры, формирующиеся в скрещенных магнитных полях.

Просматриваемые аналогии между откликом ферромагнетиков и сверхпроводников на воздействие переменным магнитным полем позволяют предположить, что динамические эффекты в сверхпроводниках могут не исчерпываться описанными в литературном обзоре. Изучение подобных процессов не только интересно с точки зрения физики сверхпроводимости, но имеет и прикладное значение. Например, именно термомагнитная неустойчивость ограничивает токнесущую способность технических сверхпроводников, а образующиеся вихревые макроструктуры и их релаксация приводят к скачкообразному изменению характеристик материала.

Данный раздел диссертационной работы посвящен решению следующих задач:

1. Изучению квазиравновесных конфигурации магнитного потока в пластинах ВТСП с различной анизотропией свойств.
2. Изучению факторов, влияющих на скорость релаксации магнитного потока - механизмов пиннинга, конфигурации потока, геометрического фактора.
3. Изучению динамических конфигураций магнитного потока и их влияния на релаксацию потока.

3.2 Экспериментальное изучение квазиравновесных конфигураций магнитного потока в пластинах ВТСП и их релаксация

Текстурированные плавлением керамики $YBa_2Cu_3O_x$ на момент начала работы считались наиболее перспективными материалами для многих "сильноточных" приложений: магнитных подвесок, подшипников, роторов сверхпроводящих машин и т.д., поскольку уже тогда они обладали наибольшим критическим током, достигавшим $J_c \sim 10^5$ А/см² при температуре жидкого азота, умеренным падением J_c во внешнем поле, и в них удавалось вырастить достаточно крупные структурные домены, свободные от слабых связей, что важно для приложений [367]. Однако механизм, обеспечивающий столь большой пиннинг и J_c , все еще был не определен. Обсуждались роль включений 211 фазы [435], роль интерфейса между 211 и 123 фазами [436], роль двойниковых границ [437], дислокаций [438] и дефектов упаковки вокруг 211-частиц [439]. Но общепризнанно было, что упорядочение кристаллитов², из которых состоят крупные структурные домены в текстурированном материале, приводит к улучшению свойств материала, а границы между структурными доменами выступают в роли слабых связей, ослабляющих критический ток в ВТСП [367, 440].

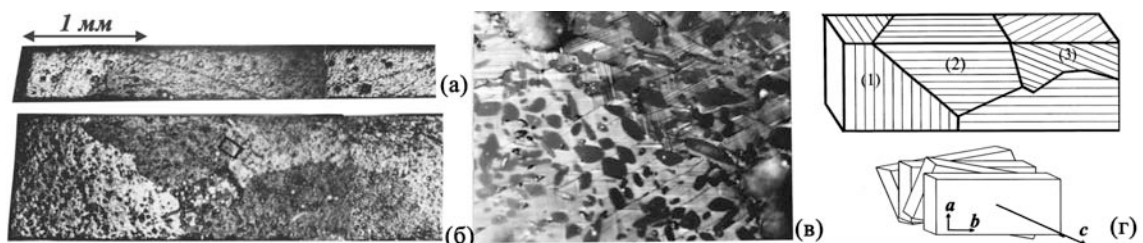


Рис. 3.18: Поляризационно-оптическое изображение структурных доменов в прямоугольном бруске текстурированного плавлением YBCO: (а) – вид сверху, (б) – вид сбоку. Увеличенное изображение помеченной на изображении (б) черным прямоугольником области образца показано на рис. (в). Темные пятна на увеличенном изображении - включения фазы 211, параллельные полосы - следов двойников и границ кристаллитов в структурных доменах, схематическая ориентация последних пояснена на схеме (г). Из работы Успенской Л.С. и др. [90].

²Под кристаллитами имеются ввиду плоские пластинки толщиной 10-100 мкм, плоскость которых совпадает с плоскостью (a, b) ; в пределах одного зерна направление оси c в кристаллитах совпадает, а оси a и b разориентированы на небольшие углы, рис.3.18

Наиболее последовательные исследования свойств границ зерен были выполнены на тонких пленках, где границы создавались искусственным образом в процессе напыления пленок на би-кристаллические подложки. В работах [441–443] было показано, что при разориентации кристаллитов на угол свыше 10 градусов наступает критическое уменьшение проводимости. Что касается границ зерен в объемных материалах, то их свойства практически не были изучены. Было лишь известно, что при больших углах разориентации на границах скапливается огромное количество дефектов и они выступают в роли слабых связей [444–446].

В данной работе выполнены исследования особенностей поведения магнитного потока в текстурированных плавлением керамиках YBCO на границах кристаллитов и границах зерен, изучены свойства искусственных соединений кусков керамики, а также изучено происхождение усиления пиннинга в допированных текстурированных плавлением керамиках YBCO [90, 95, 376, 424, 447–449].

3.2.1 Анизотропия критического тока в текстурированных плавлением керамиках YBCO

Сначала рассмотрим результаты, касающиеся сверхпроводящих свойств естественных границ кристаллитов и границ зерен в текстурированных плавлением керамиках YBCO [90].

Эксперименты выполнялись на брусках, вырезанных из объемных образцов ($\sim 0.4 \times 1 \times 10$ мм), содержащих несколько структурных доменов, рис.3.18. Для определения ориентации доменов образцы шлифовались и полировались, а затем по ориентации дефектов - границ кристаллитов и двойниковых границ,³ на поверхностях образца производился расчет кристаллографических направлений на плоскостях среза. Для примера, на рис.3.18(а,б) дано поляризационно-оптическое изображение двух смежных поверхностей одного из брусков, а на рис.3.18(в) - увеличенное изображение одного небольшого участка боковой поверхности, расположенного на гра-

³Контраст между доменами, как и контраст между двойниками, возникает за счет эффекта дву-преломления света [367]. Контраст зависит от ориентации плоскости поляризации падающего света относительно кристаллографических осей в зернах и от угла между поляризатором и анализатором. При наблюдении в белом свете появляются также цветовые различия в изображениях разориентированных зерен.

нице двух макрозерен. Зерна с различной ориентацией оси c имеют разную яркость изображения (и цветовой оттенок при наблюдении в белом свете), что позволяет выделить границы зерен. Между отдельными кристаллитами в каждом из зерен, рис.3.18(в), видны несплошные микротрещины; направления этих микротрещин схематически показаны на рис.3.18(г). В первом зерне кристаллиты перпендикулярны четырем длинным ребрам бруска, а ось c , соответственно, направлена вдоль этих ребер, во втором зерне плоскости кристаллитов параллельны ребрам бруска, а ось c перпендикулярна им, в третьем зерне кристаллиты расположены под некоторым углом, порядка 20 градусов к ребрам бруска. Разориентация зерен 1-2-3 превышает 20 градусов. Картина типичная для текстурированной плавлением керамики.

На рис.3.19 показано поведение такой керамики при приложении к ней магнитного поля. Видно, что по границам зерен, разориентация которых

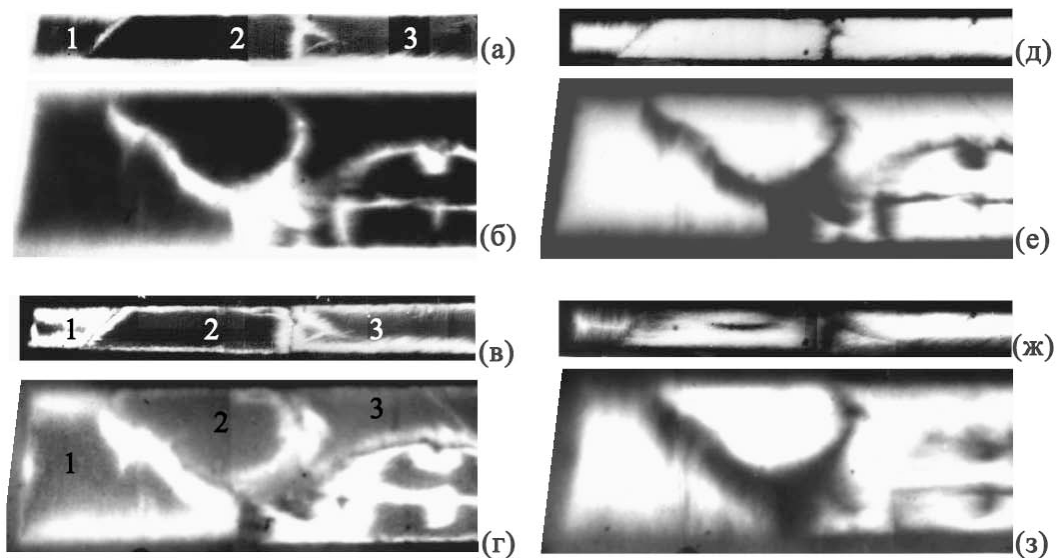


Рис. 3.19: Картины проникновения и захвата магнитного потока во внешнем поле, приложенном перпендикулярно узкой и широкой граням бруска, соответствующие участки поверхности которого показаны на рис.3.18: (а-б) – проникновение потока под действием внешнего поля 935 Э; (в-г) – захват потока после приложения поля 1170 Э; (д-е) – захват потока после охлаждения образца в полях 1170 Э до 16 К; (ж-з) – захват потока после охлаждения образца в полях 1170 Э до 70 К. Из работы Успенской Л.С. и др. [90].

превышает 20 градусов, магнитный поток глубоко проникает в керамику при приложении поля и выходит из нее при выключении поля. При разориентации зерен меньше 10 градусов особенностей в проникновении или

захвата потока на границах даже в поле 1500 Э не наблюдается. Аналогичный результат обсуждался в работе [446]. В данном случае было выполнено наблюдение качества границ зерен и было установлено, что на отдельных участках границ имеются микротрещины и наблюдаются интенсивные скопления включений различных фаз, но есть и макроскопические участки границ без видимых дефектов. Тем не менее, свойства этих участков границ отличаются от свойств объема зерен. Таким образом делается вывод о том, что особенности свойств границ зерен связаны именно с разориентацией зерен, что согласуется с результатами работы [442].

По мере увеличения внешнего поля связь между зернами нарушается, ток образует замкнутые петли, и по границам зерен поток начинает входить вглубь образца так же эффективно, как с краев. Границы зерен выступают в роли дополнительной поверхности образца.

Из фотографий рис.3.19 также видно, что вдоль (a,b) -плоскостей наблюдается более легкое проникновение потока, чем поперек них (сравни проникновение потока в зерна 1 и 2 на рис.3.19(а,б), где кристаллиты расположены параллельно и перпендикулярно ребрам параллелепипеда.) Такой эффект наблюдался ранее при $T = 10$ и 77 К в [450] и при 5 К в [451]. Анизотропия токов была найдена равной 3 при 77 К и 25 при 5 К, что меньше ожидаемого для монокристаллических образцов YBCO. В данной работе анизотропия токов впервые изучена в широком диапазоне температур, результаты будут обсуждаться позже.

При большем увеличении становится видно, что картина проникшего потока и картина захваченного потока неоднородны, на гладком ярком фоне выявляются более яркие пятна, связанные с завихрением тока вокруг крупных преципитатов 211 фазы. Еще один источник нерегулярности картины - границы между некоторыми кристаллитами, фронт потока на которых дает некоторую "волосатость" вдоль пластин кристаллитов. Такая особенность фронта потока была замечена, но не понята в [451]. В данном случае впервые однозначно показано, что "волосатость" фронта однозначно связана с границами кристаллитов, на которых нарушается нормальное протекание тока из-за наличия микротрещин, ведущих к ослаблению связи

между кристаллитами.⁴ Траектория тока становится зигзагообразной, но тем не менее формирующуюся картину распределения магнитного потока можно использовать для определения величины среднего тока, текущего вдоль края образца.

После выключения приложенного поля захваченный магнитный поток в зернах 1, 2 и 3 имеет различную ширину, рис.3.19(в,г), что отражает анизотропию критического тока, имеющего различные значения в различно ориентированных зернах. Ту же информацию несут и картины захваченного магнитного потока, получающиеся после охлаждения образцов в магнитном поле и последующего его выключения, рис.3.19(д-з). Неодинаковость областей, из которых выталкивается магнитный поток в разных зернах, видна даже на глаз. Однако более точно анизотропию токов отражает градиент магнитного потока у краев образца, пропорциональный критическому току.

Профили распределения индукции, соответствующие магнитному потоку, проникающему в образец и захваченному после охлаждения в поле, приведены на рис.3.20(а-г). Профили на рис.3.20(а) соответствуют проник-

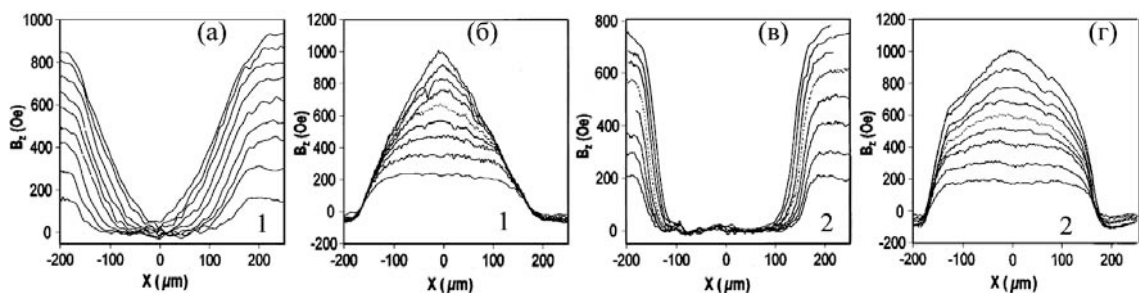


Рис. 3.20: Профили проникновения магнитного поля величиной 200, 300, ... 1000 Э, приложенного перпендикулярно узкой грани образца, в зерно 1 – (а) и зерно 2 – (в), а также захват магнитного потока в эти же зерна (1 – (б), 2 – (г)) после охлаждения образца в поле 200, 300, ... 1000 Э и его последующем выключении. Из работы Успенской Л.С. и др. [90].

новению магнитного поля величиной 200, 300, ... 1000 Э, приложенного перпендикулярно узкой грани образца, в зерно 1; профили на рис.3.20(б) соответствуют распределению магнитного потока в зерне 1 после охлаждения

⁴Это важное отличие в протекании тока в монокристаллических пластинках YBCO и в тонких пластинках текстурированной керамики YBCO приводит к тому, что даже в тонких пластинках текстурированной керамики YBCO не наблюдается формирование "Мейсснеровской дыры" на фронте перемагничивания: профиль потока остается в среднем гладким, особенности вблизи нулевой линии индукции не появляются.

образца в соответствующих полях до температуры 15 К и их выключения. На рис.3.20(в-г) даны аналогичные профили, снятые в зерне 2. Хотя общие черты – увеличение проникновения поля по мере его усиления – одинаковы для обоих зерен, видно, что поток значительно быстрее проникает в зерно 1 (вдоль кристаллитов), чем в зерно 2. И, как уже говорилось, это показывает, что ток, протекающий по зерну 1 значительно слабее, чем ток в зерне 2. Рисунок 3.21(а) иллюстрирует уменьшение захваченного потока при повышении температуры из-за уменьшения критического тока в зерне 2. Для извлечения величины тока из профилей распределения магнитного потока было выполнено численное моделирование на основе интегральной связи между током и магнитным полем, подробно описанное на стр.55 и в статье [90]. На рис.3.21(б,в) показано соответствие подгоночных

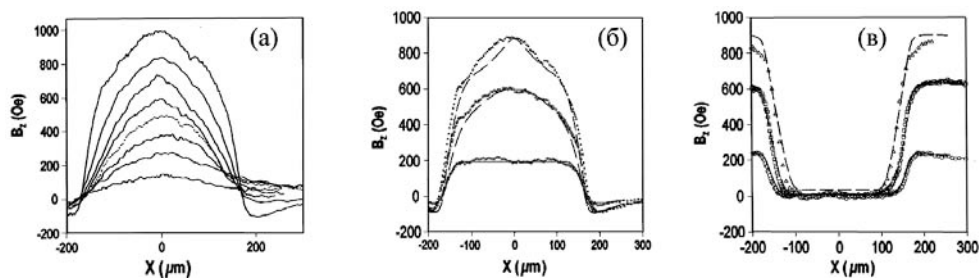


Рис. 3.21: Изменение профилей распределения потока, захваченного после охлаждения в поле 1000 Э до 10 К и последующего выключения поля при повышении температуры: кривые сняты при $T = 11, 40, 63, 69, 76, 79, 82, 85, 87, 88.5$ К – (а). Измеренные и подгоночные профили для распределения потока во втором зерне для случая охлаждения в поле 200, 600 и 1000 Э – (б) и для проникновения тех же полей после охлаждения без поля – (в). Из работы Успенской Л.С. и др. [90].

профилей с экспериментальными кривыми. Видно, что количественное расхождение наблюдается главным образом вне образца, где магнитное поле больше на подгоночных кривых, и в максимуме захваченного потока. Такое расхождение можно объяснить несколькими причинами: неправильно учтена форма углов, неправильно учтена высота индикатора над образцом или неправильно учтен ток в углах образца, возможное отличие которого от объемного обсуждалось в [452] из-за подавления тока усиленным вблизи образца полем, что может быть также важным фактором и в максимуме захваченного потока.

Полученные в результате подгонки значения критического тока пред-

ставлены на рис.3.22(а,б). Качественно все зависимости $J_c(T)$ имеют один

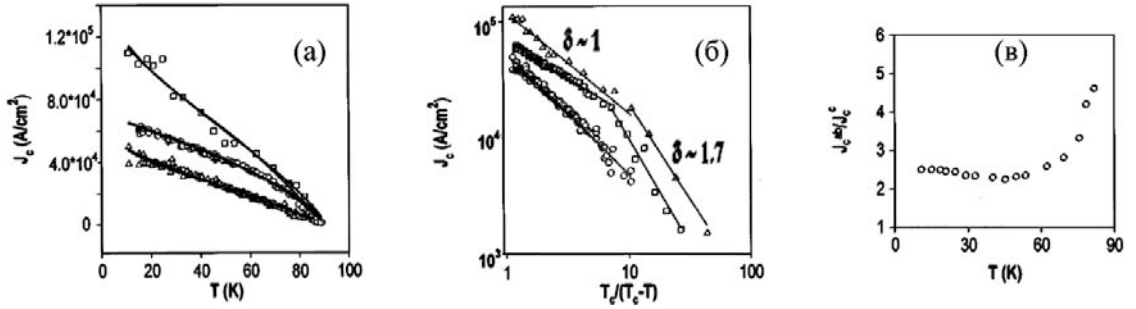


Рис. 3.22: (а) – Температурная зависимость J_c , полученная из профилей индукции $B_n(x)$ для зерен 1,2,3; (б) – зависимость $J_c(T/T_c)$, представленная в двойном логарифмическом масштабе; (в) – изменение анизотропии критического тока J_c^{ab}/J_c^c , полученное из отношения токов, протекающих в зернах 1 и 2. Из работы Успенской Л.С. и др. [90].

вид: J_c уменьшается с ростом T , их наклон возрастает при приближении к T_c . Аналогично выглядят зависимости $J_c(T)$ для монокристаллических образцов YBCO [453]. Однако в монокристаллах ток падает быстрее в промежуточном интервале температур. В первом зерне, где кристаллиты перпендикулярны длинным сторонам образца и параллельны направлению приложенного поля, J_c имеет наименьшую величину и быстрее уменьшается с повышением T_c . Во втором зерне, где ток течет вдоль основных ab -плоскостей кристаллитов, ток имеет наибольшую величину.

Было установлено, что температурные зависимости $J_c(T)$ описываются различными зависимостями в различных температурных диапазонах. В температурном диапазоне $T < 80$ К они неплохо описывались моделью коллективного крипа [454]:

$$J_c(T) = J_{c0}/[1 + (\mu T/U_0) \ln(t/t_{eff})]^{1/\mu}, \quad (3.16)$$

где J_{c0} - критический ток при отсутствии крипа, U_0 - энергия пиннинга при нулевом токе, t и t_{eff} - характерное время эксперимента и эффективное время на преодоление барьера, соответственно. Множитель $\ln(t/t_{eff})$ обычно принимается как константа порядка 30 [453, 455, 456]. И $J_{c0} \sim [1 - (T/T_c)^2]^{3/2}$, и $U_0 \sim [1 - (T/T_c)^2]^{3/2}$ в предположении, что $J_{c0} \sim H_c/\lambda$, $U_0 \sim H_c^2 \xi \Delta d$, $H_c \sim [1 - (T/T_c)^2]$, $\lambda \sim \xi \sim [1 - (T/T_c)^2]^{-1/2}$, Δ и d - константы [453]. Показатель степени μ изменяется от 1/7 до 3/2 и до 7/9

при уменьшении тока [454], т.е. с ростом температуры, что можно приближенно описать в виде функции $\mu(T) = -4.16(T/T_c - 1.18)(T/T_c + 0.028)$.

Формула, аналогичная (3.16), описывает и другую модель пиннинга - теорию вихревого стекла [457], но приводит к независимой от температуры константе $\mu \simeq 1$.

Оба вида зависимости, $\mu = const$ и $\mu = \mu(T)$, были проверены при подгонке экспериментальных данных. И то, и другое неплохо легло на экспериментальные данные в достаточно широком диапазоне температур, рис.3.22(а,б). Значения J_{c0} и U_0 , полученные из подгонки, оказались слабо зависящими от выбора модели. При использовании $\ln(t/t_{eff}) = 28, n = 0.5$, было получено: в первом домене - $J_{c0} = 6.0 \times 10^4$ А/см², $U_0 = 1250$ К при $\mu = \mu(T)$ и $J_{c0} = 5.7 \times 10^4$ А/см², $U_0 = 1700$ К при $\mu = 1$; во втором домене - $J_{c0} = 1.4 \times 10^5$ А/см², $U_0 = 1500$ К при $\mu = \mu(T)$ и $J_{c0} = 1.35 \times 10^5$ А/см², $U_0 = 1600$ К при $\mu = 1.5$; в третьем домене ток оказался промежуточным, но энергия пиннинга значительно больше: $J_{c0} = 7.2 \times 10^4$ А/см², $U_0 = 3500$ К при $\mu = \mu(T)$ и $J_{c0} = 7.2 \times 10^4$ А/см², $U_0 = 3000$ К при $\mu = 2$.

Полученные значения J_{c0} и U_0 отличаются от таковых для монокристаллических образцов по порядку величины [453]: J_{c0} на порядок меньше, а U_0 - на порядок больше. Эти значения очень сильно отличаются и от параметров, полученных для текстурированного YBCO с очень мелкими включениями 211-фазы, от 2 до 0.5 мкм, [456]. Однако они вполне укладываются в широкий диапазон полученных ранее значений U_0 : от 1160–6960 К, [458].

Полученные данные описываются одной формулой (3.16) в широком диапазоне температур, но величина U_0 оказывается очень большой. Это заставляет предположить, что коллективный пиннинг на точечных дефектах - не единственный вид пиннинга в исследованной текстурированной керамике. Обычно используемая для керамик экспоненциальная зависимость $J_c \sim \exp[-T/T_0]$ подошла только для температур ниже 60 К. Зависимость $J_c(T) \sim (1 - T/T_c)^\delta$ с $\delta \sim 1$ работает в широком диапазоне температур, рис.3.22(б), хотя на графике в двойном логарифмическом масштабе заметно отклонение от линейности, особенно для зависимостей тока от температуры для 2 и 3 зерен. Но на этом графике важнее внезапный перелом на

зависимостях в окрестностях температуры 80 К, где $\delta \sim 1$ сменяется на $\delta \sim 1.7$ для второго зерна и $\delta \sim 0.7$ сменяется на $\delta \sim 1.8$ для третьего зерна, что указывает на смену доминирующего механизма пиннинга. Возможно, при этих температурах происходит переход от вязкого к пластичному движению вихрей, либо вблизи T_c происходит разрушение связи, контактов между кристаллитами. Теория [459] предсказывает вблизи T_c для тока через слабые связи, для SNS контактов, $J_c(T) \sim (1 - T/T_c)^2$, что близко к экспериментальной зависимости $J_c(T) \sim (1 - T/T_c)^{1.8}$, работающей при $T > 80$ К.

Сценарий появления дополнительных слабых связей в области высоких температур подтверждается резким изменением анизотропии критического тока в окрестности $T = 80$ К, рис.3.22(в): до 60 К анизотропия порядка 2.5 и слабо зависит от температуры, а при 80 К она удваивается. Конечно, найденная анизотропия невелика по сравнению с $5 \div 30$, измеренной на монокристаллических пластинах [460–463] и на некоторых керамиках, но следует принять во внимание огромное количество включений, микротрещин, плохое качество границ зерен, препятствующих протеканию тока, заставляющих его изменять траекторию, изгибаться.

Еще одна выявленная специфика текстурированного материала - возрастание анизотропии при повышении температуры, в противоположность наблюдаемому её уменьшению в монокристаллах. Эту особенность нетрудно понять, принимая во внимание усиление роли слабых связей между кристаллитами по мере повышения температуры, что видно и из магнитооптических картин проникновения и захвата магнитного потока. Например, на рис.3.19(е) фронт потока, захваченного при температуре 16 К в зерне 1, гораздо более гладкий, чем на рис.3.19(з), где поток захвачен при 70 К (имеется ввиду вертикальная "волосатость", показывающая неоднородность протекания тока по зерну вдоль края образца, т.е. его прерывистость из-за нарастающих слабых связей между кристаллитами).

Итого, в результате проведенных исследований было установлено, что в области температур ниже 70 К основным механизмом, определяющим захват магнитного потока в текстурированной керамике, является пиннинг на точечных дефектах и включениях, а в области температур $70 \div 90$ К

существенным становится влияние слабых связей между кристаллитами. Наиболее интересный диапазон температур для приложений - в окрестности температуры жидкого азота. Поэтому естественно возникает вопрос о возможности усиления критического тока в этой области температур.

3.2.2 Корреляции локального критического тока с реальной структурой текстурированного плавлением YBCO

Данная часть диссертационной работы посвящена изучению корреляции локального J_c с реальной структурой текстурированного YBCO.

Эксперименты проводились с использованием магнитооптической визуализации магнитного потока в модификации, изложенной в [85] и на стр.53, когда магнитное поле прикладывается к исследуемому сверхпроводнику последовательно в различных направлениях в плоскости наблюдения, и по глубине его проникновения в локальные области очерчиваются локальные области с повышенным и пониженным током. Этот метод был дополнен комбинацией макро- и микроструктурных методов, включая электронную микроскопию и рентгеновский микроанализ: микроструктура образцов характеризовалась с помощью наблюдений в поляризационно-оптическом микроскопе и с помощью сканирующего электронного микроскопа JSM-840, химический состав определялся с помощью микроанализатора JXA-5 с приставкой LINK AN 10/855. Более подробное описание методов можно найти в [85].

На основании стандартных магнитооптических наблюдений (определение величины захваченного магнитного потока и расчет критического тока по модели Бина) был определен средний критический ток, который оказался в односвязных областях "кристалла" равным 3.4×10^4 А/см² при 77 К, а затем с помощью наблюдения проникновения плоскостного поля были выделены области с максимальным, средним и минимальным значениями токов, соотношение между которыми оказалось равно $J_{best}^c : J_{aver}^c : J_{worse}^c \sim 1 : 0.8 : 0.5$, а наибольший локальный ток в зерне $J_{best}^c = 10^5$ А/см². Важно отметить, что все эти области принадлежали одному зерну, кристаллографическая ориентация в них различалась не более, чем на 1 градус, и тем не менее локальный критический ток в пределах

зерна варьировался в два раза.

Как и ожидалось, ток оказался слабее в областях с малой концентрацией включений, и сильнее в областях с большей концентрацией включений, если их плотность качественно определять на основании оптических наблюдений, рис.3.23. Однако было очевидно, что оптическое разрешение

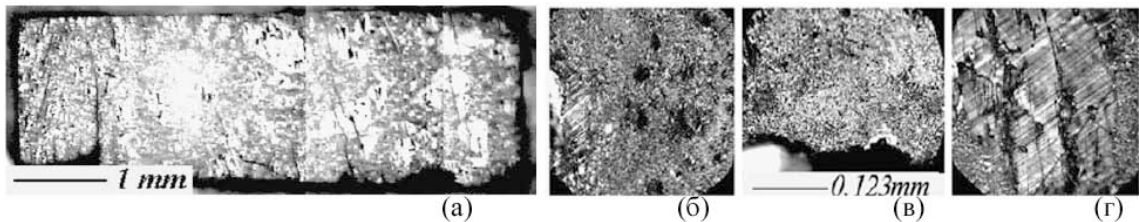


Рис. 3.23: (а) – поляризационно-оптическое изображение поверхности текстурированной керамики YBCO, (б-г) – изображения выделенных участков поверхности с большим увеличением; двойники видны как набора параллельных линий, включения видны как небольшие темные пятна. Из работы Успенской Л.С. и др. [85].

недостаточно для визуализации мельчайших включений. Поэтому отдельные типичные области образца были исследованы в сканирующем электронном микроскопе, рис.3.24.

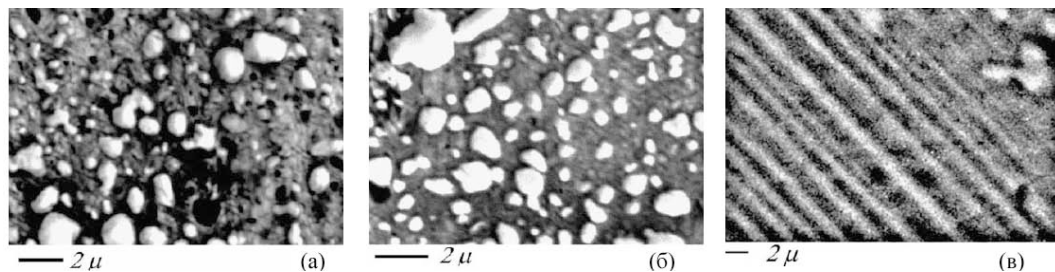


Рис. 3.24: Изображения выделенных участков поверхности текстурированной керамики YBCO, полученные в сканирующем электронном микроскопе; двойники видны как наборы параллельных линий, белые округлые пятна - 211-фаза, темные пятна - поры и другие фазы. Из работы Успенской Л.С. и др. [85].

Рис.3.24(а) иллюстрирует дефектную структуру области с наибольшим критическим током: светлые округлые пятна на изображении соответствуют частицам 211-фазы, включенным в 123-матрицу, темные пятна - поры и другие фазы, которые не удалось идентифицировать, поскольку они были слишком мелкими для имеющейся в нашем распоряжении техники. Минимальные размеры разрешенных включений и пор таковы: 211-фаза до 0.25

мкм, поры до 0.1 мкм, "другие фазы" до 0.25 мкм. Объем несверхпроводящей фазы составил $20 \div 25$ %.

Изображение поверхности области с типичными хорошими сверхпроводящими свойствами дано на рис.3.24(б). Размер включений 211-фазы варьируется в пределах $0.25 \div 4$ мкм, размер пор ~ 0.15 мкм, но их мало. Между включениями и порами просматриваются изогнутые линейные дефекты, которые можно отнести к неидентифицированным другим фазам или к дефектам упаковки. Объем, занимаемый 211-фазой, достигает 30 %, но в среднем включения крупнее.

Наименьший критический ток протекал по областям, где была высока плотность двойников, но выпадений второй фазы, как и пор, было очень мало, рис.3.24(в). Преобладающим типом дефектов в этой области были двойниковые границы, видные на фотографии как диагональные полосы с характерным расстоянием между ними порядка 1 мкм. Был выявлен и другой тип дефектов, видимый на изображении как микронная модуляция яркости двойниковых границ. Эта модуляция наблюдалась не только для области третьего типа, но и во всех остальных. Скорее всего она связана с концентрационной неоднородностью распределения кислорода, как это обсуждается в [464].

Таким образом, в работе была найдена прямая корреляция между типом микроструктуры и силой пиннинга: в областях с наибольшей плотностью дефектов типа включений и пор плотность тока была выше. Но оценка тока по формуле [367], стр. 220, с учетом плотности и размеров дефектов, дала значения критического тока на порядки меньше наблюдаемого на эксперименте. Поэтому было выполнено исследование состава различных областей образцов с помощью рентгеновского микроанализа. Результаты приведены в таблице на рис.3.25.

	Се	Y	Ва	Сu	О
Лучшая	1 ± 0.05	21 ± 1	38 ± 1	23.4 ± 0.1	16.3 ± 0.1
Типичная	0.65 ± 0.05	19 ± 5	43 ± 5	25 ± 3	16.1 ± 0.2
Неплохая	0.5 ± 0.1	18 ± 5	39 ± 5	25 ± 3	16 ± 0.5

Рис. 3.25: Весовая концентрация Се, Y, Ва, Сu, О в различных областях текстурированного YBCO. Из работы Успенской Л.С. и др. [85].

Четкая корреляция видна между концентраций включений 211-фазы и пор и между концентрацией церия, хотя напрямую включений церия или церий-содержащих фаз выделить при наблюдении в электронном микроскопе не удалось, что можно связать с очень малыми их размерами. Надо заметить, что CeO_2 добавлялся в шихту при изготовлении образцов для уменьшения размера включений 211-фазы. Нами были исследованы и другие образцы, где максимальный ток достигал 10^5 А/см^2 . Это были образцы с добавлением примерно того же количества ZrO_2 . На них удалось провести наблюдения в просвечивающем электронном микроскопе, и было обнаружено, что именно в областях, где размеры 211-включений были минимальны, порядка 0.3 мкм, наблюдались включения фазы BaZrO_3 размерами порядка 0.1 мкм с расстоянием между частицами до 0.2 мкм. Т.е. добавление в шихту всего 2% ZrO_2 , как, видимо, и добавление CeO_2 , увеличивало критический ток не через уменьшение размеров 211-фазы, а через собственные мелкодисперсные включения.

Итого, в результате проведенного исследования было показано, что добавляя в шихту всего 1-2% CeO_2 или ZrO_2 с размерами частиц порядка 25 нм, удается увеличить критический ток до 10^5 А/см^2 при 77 К, но происходит это не только за счет уменьшения размеров включений 211-фазы, а скорее за счет образования мелкодисперсных включений BaZrO_3 и мелкодисперсных пор с расстояниями между ними порядка сотни нанометров, формирующихся, скорее всего, при образовании включений типа BaZrO_3 . Добавки CeO_2 , ZrO_2 нерастворимы в основной фазе YBCO, не подавляют T_c , не являются зародышами 123-фазы, т.е. не увеличивают количество зерен, и легко могут быть получены в виде нанопорошков, что делает их использование высокотехнологичным.

3.2.3 "Склейка" текстурированных материалов и релаксация потока

Для применения объемной текстурированной керамики ВТСП в качестве элементов в электромашинах (роторах, генераторах), в насосах для перекачки жидкого азота, бесконтактных подшипниках, накопителях энергии типа "маховое колесо", токоограничителях и других устройствах необхо-

димо иметь пластины размерами значительно более 40 см, а именно такие и не крупнее удастся вырастить моноблочными даже при использовании кристаллизации на затравках, [96, 465]. Увеличение размеров сверхпроводящих пластин достигают следующим образом:

— получение плавленых текстурированных материалов при одновременном использовании нескольких затравочных кристаллов (так называемый многозатравочный рост), [466, 467];

— получение соединения в результате диффузии соединяемого материала из одного блока в другой при одноосном сжатии соединяемых поверхностей, [468–470];

— получение соединений с помощью диффузии вспомогательного материала, прокладываемого между соединяемыми блоками и имеющего чуть-чуть более низкую температуру плавления, чем соединяемый материал, т.е. с помощью так называемой пайки (см. работу [471] и ссылки в ней).

При этом сложной задачей оказывается оценка величины плотности критического тока, проходящего через получаемые сверхпроводящие соединения, поскольку исследование транспортными методами требует токов такой силы, которые невозможно или чрезвычайно трудно создать в лабораторных условиях, не говоря уже о проблеме контактов, т.е. подведения тока к образцам. Исследование тонких образцов, вырезанных из больших блоков, не дает полного представления о качестве сформировавшегося шва в целом и к тому же может привести к разрушению материала.

В ранних работах [448, 449, 472] плотность критического тока через образец определяли на основании измерений локальной левитирующей силы (действующей на магнит с магнитным моментом $1.9 \text{ kGc} \cdot \text{cm}^2$ и диаметром 1.5 мм на расстоянии 0.5 мм над образцом) измеренной над образцом, и измеренной над тем же, но разрезанным образцом, [474], получая информацию не столько о свойствах объемного материала, сколько о качестве материала вблизи поверхности в слое глубиной не более 1 мм, либо через построение карты распределения захваченного потока сканированием поверхности датчиком Холла или с помощью магнитооптики и последующей оценки среднего тока, протекающего по образцу, что оказывается не очень надежным способом разделения объемных токов и токов, текущих

по слабым связям [90, 472, 474]. В данной работе был предложен и реализован простой метод измерения потока с помощью миниатюрного датчика Холла в двух точках над образцом, описанный в разделе "Экспериментальные методы" , стр. 58, позволивший не только легко разделить токи, но и исследовать их релаксацию со временем, и показать определяющую роль релаксации тока, текущего через слабые связи, в суммарной релаксации захваченного потока [95].

Эксперименты проводились на кольцах без слабых связей, вырезанных из однозеренных частей текстурированной керамики, на кольцах с естественными слабыми связями, сформировавшимися вследствие естественной разориентации зерен в процессе выращивания текстурированной керамики на затравке и на кольцах со слабыми связями, появившимися вследствие разрезания образцов и последующего их соединения [95, 471, 473].

Было установлено, что даже в кольцах без видимых слабых связей захват магнитного потока и его последующая релаксация зависят от магнитной предистории, рис.3.26, 3.27 [433]: после импульсного намагничивания

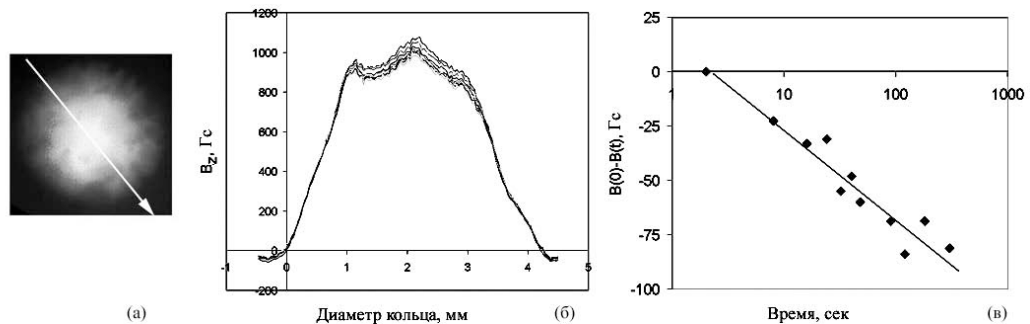


Рис. 3.26: (а) – магнитооптическая картина распределения магнитного потока в кольце после импульсного намагничивания полем 3000 Э, (б) – соответствующее распределение индукции и его изменение в процессе релаксации в течении 1000 секунд после намагничивания, направление скана показано стрелкой, (в) - изменение захваченного потока во времени. Из работы Успенской Л.С. и др. [433].

релаксация захвата была значительно медленнее, чем после охлаждения в таком же поле, несмотря на то, что величина захваченного в кольце потока была одной и той же. А при намагничивании полем, лишь слегка превосходящим поле полного проникновения, характер релаксации оказывается очень сложным, рис.3.28, поскольку в процессе релаксации происходит перераспределение тока, сказывается неоднородность релаксации в различ-

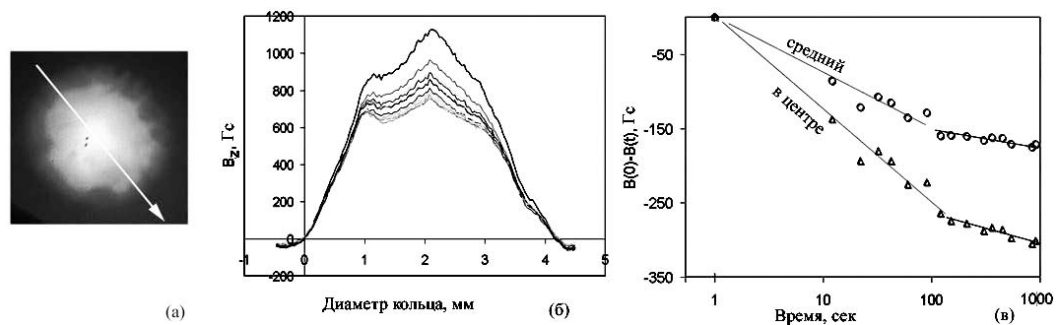


Рис. 3.27: (а) – магнитооптическая картина распределения магнитного потока в том же кольце после охлаждения в поле 3000 Э и его выключения, (б) – соответствующее распределение индукции и его изменение в процессе релаксации в течении 1000 секунд после намагничивания, направление скана показано стрелкой, (в) - изменение захваченного потока во времени. Из работы Успенской Л.С. и др. [433].

ных участках кольца и вытекание потока через более слабые участки, где релаксация идет быстрее.

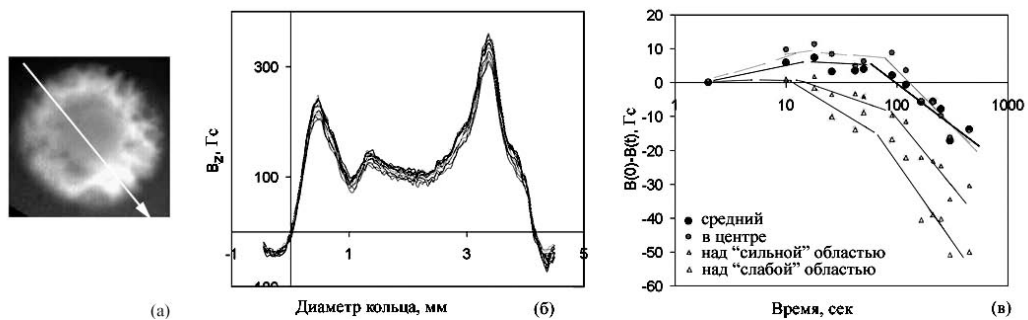


Рис. 3.28: (а) – магнитооптическая картина распределения магнитного потока в том же кольце после импульсного намагничивания полем 1200 Э, (б) – соответствующее распределение индукции и его изменение в процессе релаксации в течении 1000 секунд после намагничивания, направление скана показано стрелкой, (в) - изменение захваченного потока во времени в различных точках образца и среднее. Из работы Успенской Л.С. и др. [433].

Качественно влияние неоднородности свойств материала на характер релаксации захваченного потока еще лучше видно на рис.3.29, где показано различие в захвате потока при намагничивании полями разной величины в кольце с одной ярко выделенной слабой связью, помеченной на рисунке стрелкой. Если намагничивание производилось полем, еще не разрушающим сверхпроводимость по слабой связи, то в центре кольца захватывается поток, примерно равный полю, рис.3.29(а,б,д). Если же поле превышает некоторое значение, то внутри кольца захватывается поток тем меньший,

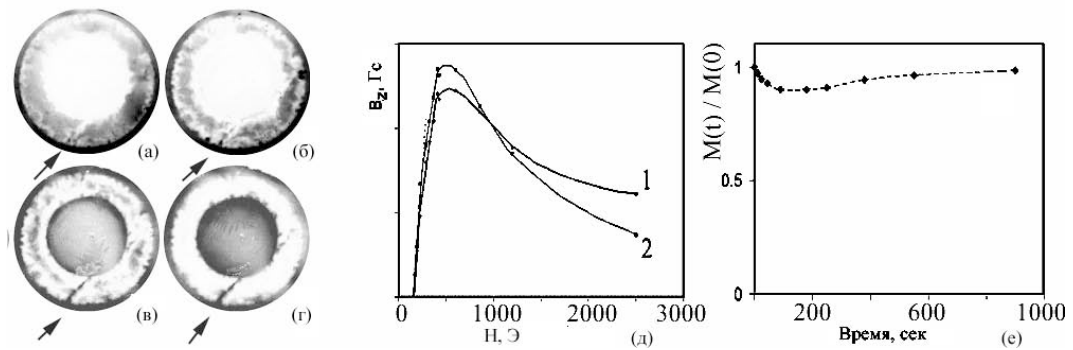


Рис. 3.29: (а-г) – магнитооптическая картина распределения магнитного потока в кольце со слабой связью после намагничивания охлаждением в поле 234, 470, 700, 1000 Э, соответственно, (д) – нелинейная зависимость захваченного потока от амплитуды поля, кривая 1 - усредненное значение индукции по всей площади кольца, кривая 2 - индукция в центре кольца, направление скана показано стрелкой, (е) - немонотонная релаксация потока во времени после намагничивания полем 600 Э. Из работы Успенской Л.С. и др. [433].

чем выше было приложено поле, рис.3.29(в,г,д), и даже суммарный захваченный поток, учитывающий намагниченность самого кольца, уменьшается. Соответственно, релаксация захваченного потока от времени оказывается сложной функцией времени. На рис.3.30 показано, как изменяется профиль распределения индукции в другом кольце со слабой связью. Видно,

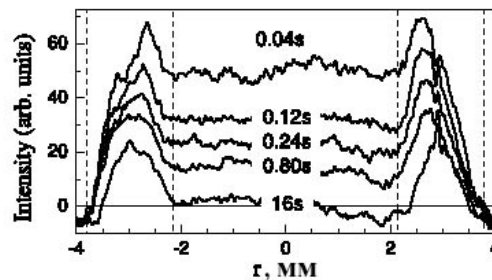


Рис. 3.30: Изменение распределения индукции над кольцом со временем, внешние и внутренние границы кольца показаны пунктиром. Из работы Успенской Л.С. и др. [95].

что за время порядка 20 секунд поток полностью вышел из центра кольца, а наклон профилей с внешней стороны кольца (соответствующий протекающему по кольцу критическому току в зерне) за это время изменился не более, чем на 30%. Т.е. в процессе релаксации ток, текущий через слабую связь практически разрушился за время порядка 20 секунд, и за это время произошло полное перераспределение захваченного потока: в центре коль-

ца захват оказался равен нулю, в зернах захваченный поток упал, но упал не из-за изменения силы тока, а за счет того, что после прорыва потока через разрушенную слабую связь по внутренней части кольца ток потек в обратном направлении, внутризеренный ток в основной части кольца за это время уменьшился незначительно.

Таким образом, изложенные выше результаты магнитооптических исследований дали качественное представление о различии времен релаксации тока в зернах и тока по слабым связям. Количественная информация была получена в [95] с помощью измерений датчиками Холла.

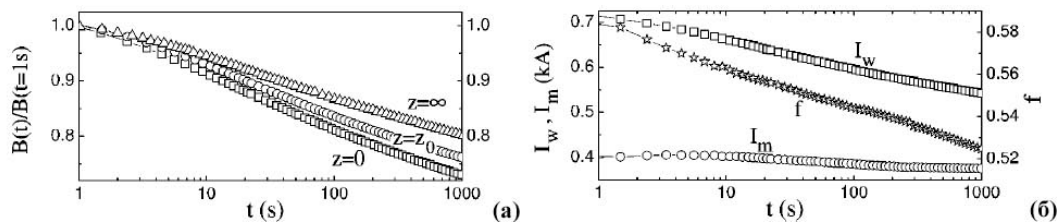


Рис. 3.31: (а) – диссипация захваченного потока в кольце со слабой связью, измеренная на высоте $z = 0, z_0, \infty$, (б) – восстановленные из экспериментальных данных межгранульный I_w и внутригранульный I_m токи, а также их отношение f . Из работы Успенской Л.С. и др. [95].

На рис.3.31(а) показано изменение захваченного потока во времени в кольце со слабой связью; измерения выполнены в точках на поверхности кольца в центре, $z = 0$, над поверхностью кольца на высоте, где вклад от внутригранульных токов зануляется, $z = z_0$ ⁵ и на бесконечности $z = \infty$, т.е. на высоте, много большей размеров кольца. На рис.3.31(б) показано изменение во времени восстановленных из этих экспериментальных данных токов, межгранульного I_w и внутригранульного I_m , а также их отношения f . Видно, насколько быстрее по сравнению с током в зерне релаксирует межгранульный ток, т.е. ток через слабую связь.

Таким образом, впервые напрямую показано, что роль слабых связей в материале не сводится только к уменьшению захвата потока или ограничению протекающего через них тока, наличие слабых связей является также и фактором, определяющим диссипацию в системе.

⁵Определение положения точки $z = z_0$ описано в разделе Экспериментальные методы, стр. 58 и в [95]

3.2.4 Влияние конечности размеров образцов на релаксацию магнитного потока

Релаксация магнитного потока, обусловленная термоактивированным движением вихрей, вообще говоря, определяется свойствами материала: плотностью центров пиннинга, их размерами и распределением, а также зависит от плотности вихрей, вошедших в образец под действием внешнего поля. Однако, как будет показано ниже, она также зависит от конфигурации магнитного потока в сверхпроводнике: частичного или полного проникновения поля, однополярного или знакопеременного магнитного потока. Даже при одной и той же величине захваченного потока в зависимости от его конфигурации может изменяться и скорость релаксации, и появляться временная задержка начала релаксации, [432, 433, 447].

Релаксация магнитного потока, проникающего под действием приложенного поля, и потока, захваченного после приложения поля или после охлаждения в поле изучалась в пластинах YBCO, вырезанных вдоль *ab*-плоскости из монокристаллических участков, свободных от видимых слабых связей, текстурированных плавлением керамик с температурой сверхпроводящего перехода $T_c = 93$ К и монокристаллических оптимально допированных пластинок с основной *ab*-плоскостью. Линейные размеры образцов варьировались от 0.2 до 2 мм, толщина от 0.01 до 2 мм. Магнитное поле прикладывалось перпендикулярно *ab*-плоскости.

На рис.3.32 показано временное изменение величины захваченного потока в пластине YBCO после приложения поля, дважды превышающего поле полного проникновения. Пластина тонкая, геометрический фактор $k = h/w = 0.02$ (h – толщина пластины, w – ширина пластины). Видно, что распад намагниченности и тока пропорционален логарифму времени.

На следующем рисунке, рис.3.33, представлена релаксация потока, частично проникшего в ту же пластину. Обращает на себя внимание тот факт, что наклон захваченного потока на внешнем и внутреннем фронтах изменяется с различной скоростью: на внешнем фронте идет быстрая релаксация, примерно равная релаксации полностью захваченного потока, а на внутреннем фронте релаксация на порядки медленнее.

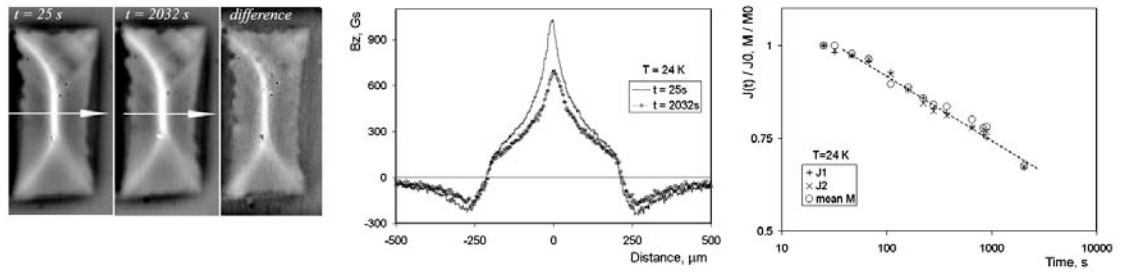


Рис. 3.32: Диссипация захваченного потока в тонкой пластине YBCO (полное проникновение, отношение толщины к ширине $k = 0.02$): (а) – распределение потока через 25 сек после выключения поля, через 2032 сек и разностная картина, (б) – профили распределения потока, снятые вдоль направлений, указанных на (а) стрелками, (в) – релаксация намагниченности и критического тока. Из работы Успенской Л.С. и др. [433].

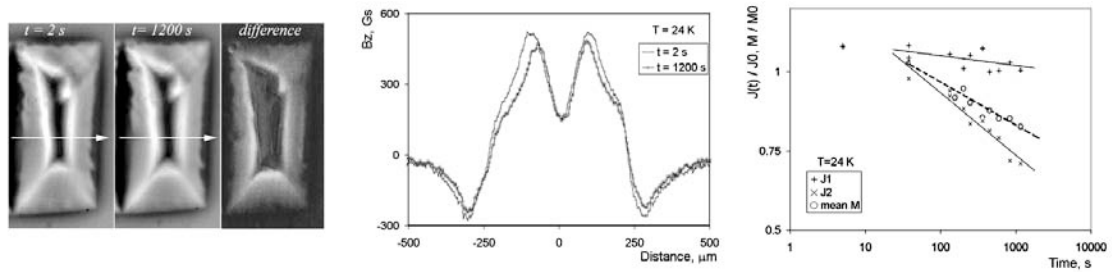


Рис. 3.33: То же самое при неполном проникновении потока. Из работы Успенской Л.С. и др. [433].

И, наконец, на рис.3.34 представлена релаксация потока, частично проникшего в толстую пластину, $k = 1$. Сразу же обращает на себя внимание, что в толстой пластине релаксация на внутреннем и внешнем фронтах потока примерно одинакова.

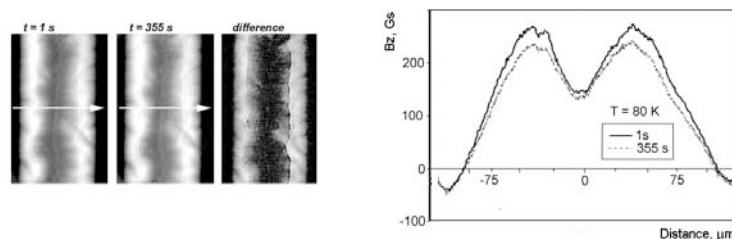


Рис. 3.34: Релаксация при неполном проникновении потока в толстую пластину, $k = 1$: (а) – захваченный поток через 1 сек после выключения поля и через 355 секунд и разностная картина, (б) – соответствующие профили индукции. Из работы Успенской Л.С. и др. [433].

Следует подчеркнуть, что отмеченная особенность, сильная зависимость

скорости релаксации от конфигурации магнитного поля в пластинках с малым k , имеет место и в текстурированных керамиках, и в монокристаллических пластинах. Эффект наблюдается в широком диапазоне температур, т.е. не зависит от механизма пиннинга, который, как было показано выше, при низких температурах связан с коллективным пиннингом вихрей на мелкомасштабных неоднородностях кислорода, включений и т.д., а в области высоких температур определяется пиннингом на линейных и плоскостных дефектах. При исследовании релаксации в одном и том же материале, в одном и том же образце, утоняемом от эксперимента к эксперименту, эффект усиливается по мере утонения образца.

При этом, кроме изменения однородности релаксации, имеет место и второй эффект – зависимость времени перехода к логарифмической релаксации от конфигурации магнитного потока [447], рис.3.35. Попробуем понять происхождение описанных эффектов.

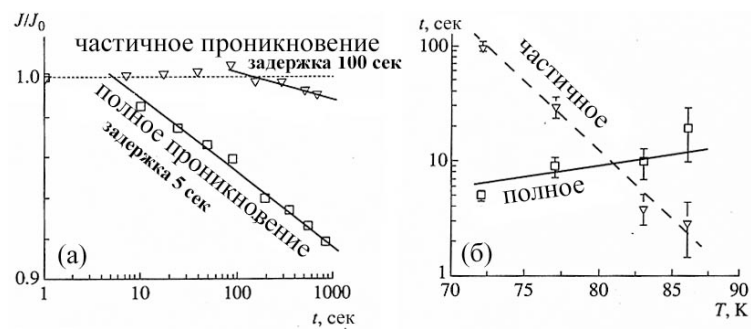


Рис. 3.35: Диссипация монополярного и дипольного потока, захваченного в пластине YBCO, $k = 1$, $T = 72$ К и (б) изменение времени перехода к логарифмической релаксации с температурой. Из работы Успенской Л.С. и др. [447].

Рассмотрим бесконечно длинный параллелепипед, поперек которого приложено магнитное поле. Временную связь между магнитным полем, током и электрическим полем можно найти исходя из уравнения Максвелла

$$\operatorname{rot} \mathbf{E} = -\partial \mathbf{B} / \partial t, \quad (3.17)$$

уравнения Био-Савара

$$\mathbf{B} = \frac{\mu_0}{4\pi} \int_V \frac{[\mathbf{j}, \mathbf{r}]}{|\mathbf{r}^3|} d^3 \mathbf{r} \quad (3.18)$$

и материального уравнения

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}(\mathbf{j}, \mathbf{B}), \quad (3.19)$$

которые можно решить для магнитной индукции, инвертируя уравнение (3.18) и подставляя $\mathbf{j}(\mathbf{B})$ и $\mathbf{E} = \mathbf{E}(\mathbf{j}(\mathbf{B}), \mathbf{B})$ в уравнение (3.17).

Материальное уравнение обычно используется в одном из двух приближений, [475]:

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_c \frac{\mathbf{j}}{|\mathbf{j}|} \left(\frac{j}{j_c} \right)^n ; \quad (3.20)$$

$$\mathbf{E} = B v_c \frac{\mathbf{j}}{|\mathbf{j}|} \left(\frac{j}{j_c} \right)^n , \quad (3.21)$$

где j_c – критический ток, \mathbf{E}_c , v_c , n – параметры. Система уравнений (3.17), (3.18), (3.20) легко может быть решена в двух приближениях $k \gg 1$ или $k \ll 1$.

Сначала рассмотрим полубесконечную пластину, y и z бесконечны, соответствующую случаю $k \gg 1$. Тогда уравнение Био-Савара [331, 370, 371, 475] сводится к

$$\mu_0 j = -\partial B / \partial x, \quad (3.22)$$

где j направлен вдоль оси y .

Численное решение для этого случая представлено на рис.3.36. Первый

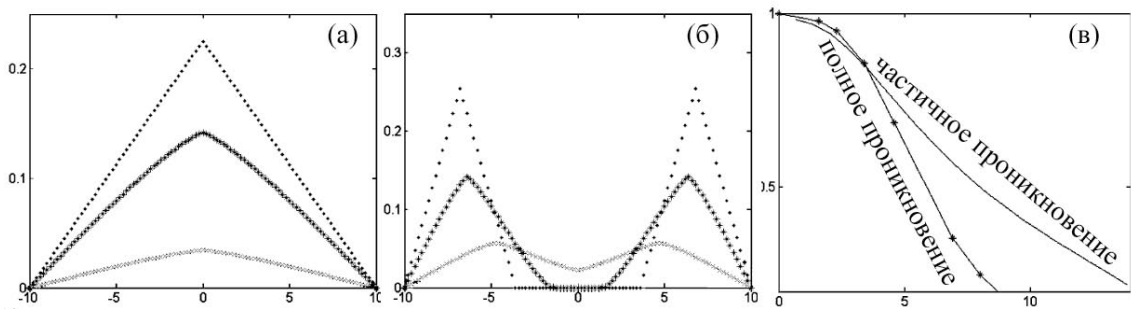


Рис. 3.36: Изменение распределения магнитной индукции в полубесконечной пластине при полном (а) и частичном (б) проникновении потока, и (в) – соответствующая релаксация среднего захваченного потока (сплошная кривая - при частичном проникновении, с точками - при полном проникновении). Из работы Успенской Л.С. и др. [432].

график, рис.3.36(а), соответствующий полному критическому состоянию, показывает, что по мере релаксации профиль распределения потока сохраняет свою форму, практически остается треугольным, т.е. величина тока уменьшается, но его распределение остается постоянным. Второй график, рис.3.36(б), показывает, что по мере ослабления тока его распределение

изменяется, ток распространяется на все большую часть кристалла, поток заползает вглубь. При этом скорость уменьшения тока на внешнем фронте потока совпадает со скоростью, имеющей место при полном проникновении потока, а на внутреннем фронте потока ток релаксирует даже немного быстрее, чем на внешнем, причем и та и другая релаксации на больших временах подчиняются логарифмическому закону, рис.3.36(в).

Качественно результаты численного счета согласуются с экспериментальным наблюдением релаксации на толстых пластинах YBCO, где частично проникший поток релаксировал медленнее, чем полностью проникший в образец.

Теперь рассмотрим случай, соответствующий $k \ll 1$: бесконечно тонкая вдоль z пластина, бесконечно протяженная вдоль y направления. В этом случае инвертированный закон Био-Савара выглядит как, [475]:

$$j(x) = \frac{2}{\pi d \mu_0} \int_{-w}^w \frac{B(x') - H_{ext}}{x - x'} \sqrt{\frac{w^2 - x'^2}{w^2 - x^2}} dx', \quad (3.23)$$

где $2w$ – ширина пластины вдоль x , H_{ext} – внешнее поле. Численный счет для этого случая дает различную релаксацию захваченного потока и критического тока для полного и частичного проникновения поля в образец, рис.3.37, и результат принципиально отличается от случая толстой пластины.

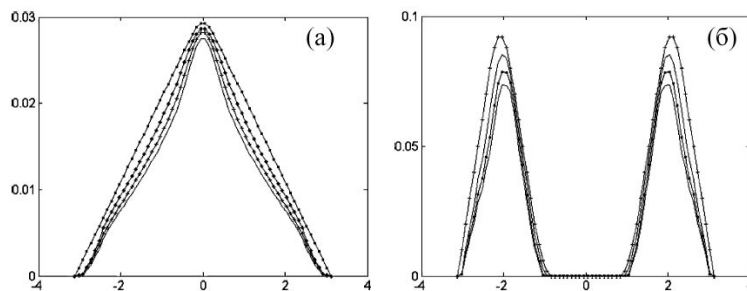


Рис. 3.37: Изменение распределения магнитной индукции в бесконечной тонкой пластине при полном (а) и частичном (б) проникновении потока. Из работы Успенской Л.С. и др. [432].

В тонкой пластине, в отличие от толстой, область протекания тока при частичном проникновении поля в образец не расплзается, ее ширина остается фиксированной. В тонкой пластине конфигурация магнитного потока,

а значит и распределение токов изменяется со временем в процессе релаксации даже при полном критическом состоянии, полном проникновении поля в образец. В тонкой пластине при частичном проникновении захваченного потока вглубь пластины ток на внешнем фронте потока релаксирует быстрее, чем на внутреннем, что соответствует экспериментальным наблюдениям.

Таким образом, независимо от физической природы пиннинга скорость релаксации тока на внешнем и внутреннем фронтах потока оказывается разной. В тонких пластинках быстрее релаксирует ток на внешнем фронте потока, в толстых - на внутреннем. Скорость релаксации тока, протекающего по одному и тому же кристаллу, в областях с одной и той же плотностью вихрей, оказывается разной и зависящей от конфигурации магнитного потока, что является следствием нелокальной связи тока и поля, (3.23). Это объясняет, почему в определенных экспериментальных ситуациях после наложения небольшого низкочастотного магнитного поля релаксация может замедляться, [376, 476].

3.2.5 Специфика перемагничивания и релаксации потока в тонких монокристаллических пластинках BSCCO

Поведение магнитного потока в высокотемпературных сверхпроводниках с сильной анизотропией и в изотропных или слабо анизотропных сверхпроводниках может заметно отличаться [14, 316]. Весьма наглядно эти различия демонстрируются в магнитооптических наблюдениях проникновения магнитного потока в сверхпроводник при скрещенных полях [477]: сильное влияние продольного (приложенного в плоскости ab) магнитного поля \mathbf{H}_{ab} на вход и распределение поперечного (ориентированного вдоль оси c) магнитного потока в ВТСП типа YBCO и отсутствие такового влияния в слоистых системах с сильной анизотропией (например, Bi2212). Такое различие в проникновении магнитного потока связано с тем, что в сверхпроводники со слабой анизотропией магнитный поток входит в виде обычных трехмерных вихревых нитей Абрикосова, а в слоистые ВТСП – в виде двумерных вихрей со слабой связью между вихрями, находящимися в разных CuO плоскостях [477].

Вопрос о существовании перехода между двумя описанными выше типами магнитных структур и его природе обсуждается в литературе более десяти лет [14]. Для его наблюдения естественно использовать монокристаллы с анизотропией более высокой, чем в системах типа 1-2-3, но ниже, чем у Bi2212 . Как известно [478], допирование Bi2212 свинцом снижает анизотропию сверхпроводящих свойств, и монокристаллы Bi2212:Pb являются подходящими кандидатами для подобного исследования.

В данном разделе описаны результаты, касающиеся изучения проникновения перпендикулярного магнитного поля в монокристаллические пластинки $(\text{Bi}_{0.7}\text{Pb}_{0.3})_{2.2}\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$, при наличии или отсутствии продольного магнитного поля. Показано, что при температурах $T \leq T_m = 54 \pm 2$ К поперечное поле проникает в пластинку преимущественно в направлении приложенного продольного поля \mathbf{H}_{ab} . При температуре $T = T_m$ происходит резкое изменение характера проникновения магнитного потока: направление его движения перестает зависеть от \mathbf{H}_{ab} . Показано также, что в области температур $T < T_m$ анизотропия проникновения поперечного потока растет с ростом температуры и поля H_{ab} . Изучено влияние плоскостного поля на релаксацию магнитного потока. Результаты данного исследования опубликованы в [479–483].

Монокристаллы $(\text{Bi}_{0.7}\text{Pb}_{0.3})_{2.2}\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ были выращены из раствора в расплаве на затравке, выращенной из этого же расплава. Детали технологии приготовления образцов описаны в работе [484]. Микроструктура монокристалла исследовалась методом рентгеновского углового сканирования $\theta - 2\theta$ и наблюдалась в поляризационно-оптическом микроскопе, рис.3.38. Выявлены характерные для Bi1212:Pb дефекты, [484, 485]: двойниковая структура (расположенная в ab -плоскости почти перпендикулярно длинной стороне монокристалла) и ламинарная (параллельная плоскости ac и одной из сторон монокристалла).

До проведения измерений образец был химически отполирован в этилендиаминтетрауксусной кислоте. В результате получен плоский монокристалл, по форме близкий к треугольнику с размерами 3.4 мм по длинной стороне, ориентированной по диагонали между ab и ac плоскостями, и

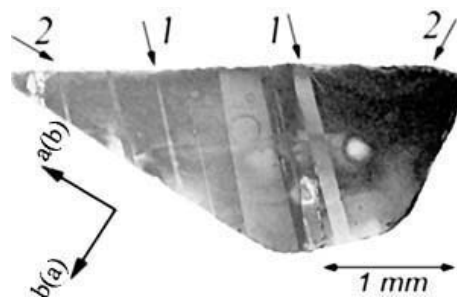


Рис. 3.38: Поляризационно-оптическое изображение поверхности образца BSCCO:Pb. Стрелками отмечены направления кристаллографических (a,b) осей, направления двойниковых границ (1) и направление ламинарной структуры. Двойники выявлены как темные и светлые области, ламинарная структура невидима в поляризованном свете, но выявлена рентгеном. Из работы Успенской Л.С. и др. [480].

2.4 мм по стороне, совпадающей с ac плоскостью. Толщина образца была около 50 мкм. Критическая температура перехода в сверхпроводящее состояние $T_c \approx 91$ К и ширина сверхпроводящего перехода $\Delta T_c \approx 1$ К были определены индуктивным методом.

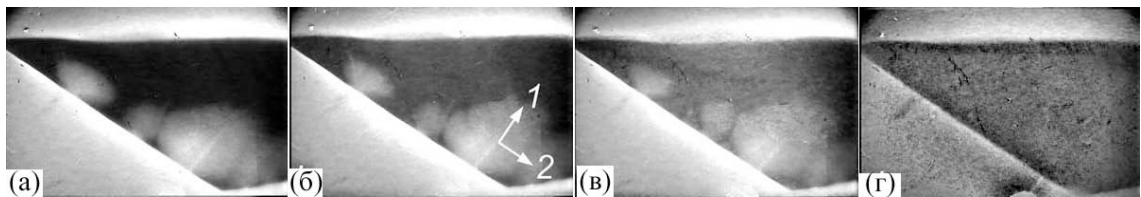


Рис. 3.39: Проникновение перпендикулярного плоскости пластинки BSCCO:Pb поля при (а) – $T = 24$ К, $H_z = 149$ Э, (б) – $T = 37$ К, $H_z = 75$ Э, (в) – $T = 51$ К, $H_z = 46$ Э и (г) – $T = 54.5$ К, $H_z = 34$ Э. Белые стрелки показывают направления вдоль и поперек ламинарной структуры, по которым снимались профили распределения индукции. Из работы Успенской Л.С. и др. [480].

Сначала были проведены измерения в нулевом поле в плоскости образца. На рис.3.39 показана картина проникновения поперечного магнитного потока при $H_{ab} = 0$, $H_c = 200$ Э и $T = 24, 37, 51, 54.5$ К. Картина была аналогична во всем изученном диапазоне температур от 12 до 54 К. Магнитный поток начинал проникать в образец в местах выхода двойников на край монокристалла. Этот эффект повторялся при всех T и воспроизводился при повторных измерениях. Распределение магнитного потока при $T < 54$ К устанавливалось за времена от 1 сек до 3 минут, а затем практически не менялось, рис.3.39(а-в).

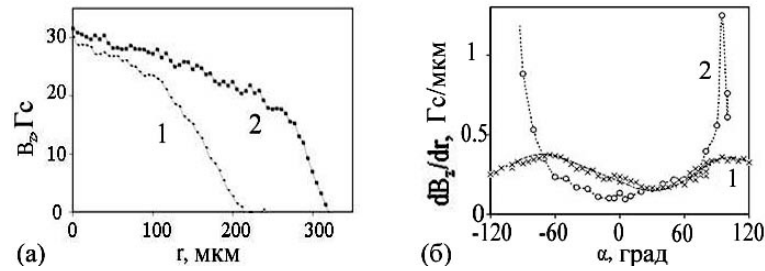


Рис. 3.40: (а) – распределение индукции в проникшем потоке, измеренное по двум направлениям, показанным на рис.3.39. Начало координат совпадает с максимумом потока. $T = 30 < T_m$ К, $H_z = 38$ Э; (б) – угловая зависимость анизотропии k_J при $T = 30 < T_m$ К, $H_z = 38$ Э при $H_{ab} = 0$ Э (кривая 1) и при $H_{ab} = 1800$ Э (кривая 2). Из работы Успенской Л.С. и др. [480].

При $T < T_m$ были сняты профили магнитной индукции $B_z(r)$ около слабой точки в различных направлениях к грани кристалла, рис.3.40(а). Каждый профиль состоит из двух характерных областей. Вблизи середины объема, занятого магнитным потоком, распределение поля слабо меняется в пространстве. На периферии же пятна существует область (порядка $50 \div 10$ мкм), в которой происходит резкое и почти линейное уменьшение $B_z(r)$. Профили магнитного потока зависят от угла, и пятно вошедшего потока имеет максимальный размер примерно вдоль ламинарной структуры. При этом отношение $k_J = |(\partial B_z / \partial r)_{max} / (\partial B_z / \partial r)_{min}|$ (максимальной величины производной к минимальной, взятых в области "линейности" производной) не превышает 2 во всем диапазоне полей $0 < H_z < 300$ Э и диапазоне температур $T < 54$ К, хотя скорость релаксации потока в этом диапазоне температур изменяется очень значительно. При $T = 12$ К проникший при заданном значении поля поток ("пузырь" потока около одной из слабых точек на краю кристалла) остается практически стабильным на протяжении десятков минут, "пузырь" расплзается всего на несколько процентов за 10 минут при $T = 30$ К, и на 20 процентов за секунды при $T = 51$ К.

При температурах выше 54 ± 2 К картина проникновения поля резко изменялась, рис.3.39(г). Поток начинал проникать через какое-либо одно слабое место и за доли секунды заполнял весь образец, как это обычно и наблюдается в монокристаллах Bi2212, недопированных свинцом, во всем интервале температур $T_m < T < T_c$, [477]. Кинетику проникновения потока

в этом диапазоне температур удалось пронаблюдать только благодаря скоростной съемке видеофильма. Прорвавшийся через слабую точку поток устремлялся к геометрическому центру образца, постепенно распространяясь к его краям и оставаясь при этом оттесненным от краев кристалла экранирующим Мейсснеровским током, что также типично для недопированных кристаллов Bi2212.

Далее были проведены серии подобных экспериментов после охлаждения образца в ненулевом поле H_{ab} (FC режим). Поле H_{ab} изменяло анизотропию проникновения потока, если температура была ниже T_m , рис.3.40(б).

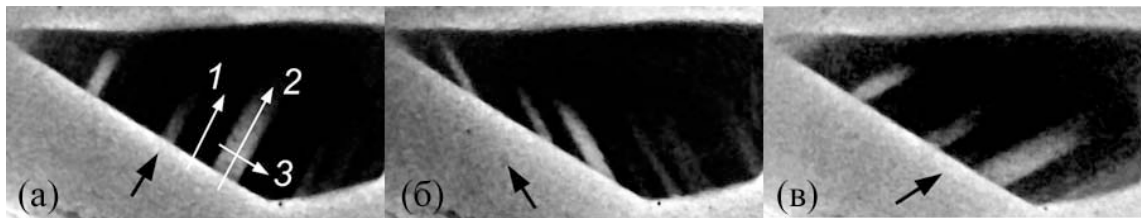


Рис. 3.41: Проникновение перпендикулярного плоскости пластинки BSCCO:Pb поля при $T = 16$ К, $H_z = 200$ Э, $H_{ab} = 1800$ Э. Черные стрелки показывают направление поля \mathbf{H}_{ab} . Белые стрелки показывают направления, по которым снимались профили распределения индукции. Из работы Успенской Л.С. и др. [480].

На рис.3.41 показана картина проникновения магнитного потока при $T = 16$ К, $H_z = 200$ Э и $H_{ab} = 1800$ Э. Четко видно, что магнитный поток, проникающий, как и раньше, через отдельные дефектные точки на краю кристалла, распространяется преимущественно вдоль направления поля \mathbf{H}_{ab} , которое показано черной стрелкой. Подобная картина проникновения магнитного поля наблюдалась в интервале температур от 12 до 54 К. Анизотропия проникновения магнитного потока (видимая геометрическая, определяемая как отношение длины пятна потока к его ширине), и анизотропия экранирующих проникший поток токов, пропорциональная k_J , были тем выше, чем больше величина H_{ab} . Отметим, что наблюдаемая при $T < 54$ К картина проникновения поля вполне аналогична той, что наблюдается для монокристаллов YBCO [477].

На рис.3.42 приведены три профиля магнитного поля. Профиль 1 снят в направлении поля \mathbf{H}_{ab} между слабыми точками (ось x), где проникнове-

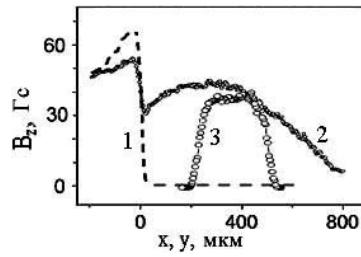


Рис. 3.42: Распределение индукции в потоке проникшем в пластину BSCCO в "скрещенных" полях, измеренное по трем направлениям, показанным на рис.3.41. $T = 30$ К, $H_z = 60$ Э, $H_{ab} = 650$ Э. Из работы Успенской Л.С. и др. [480].

ние магнитного потока экранировано Мейсснеровским током. Профиль 2 снят в том же направлении, но в полосе проникновения магнитного потока вблизи слабой точки. Здесь также виден небольшой провал, обусловленный Мейсснеровским током. В объеме образца профиль проникшего магнитного потока имеет переменный наклон подобный тому, что наблюдался при $H_{ab} = 0$. Производная $\partial B_z / \partial x$ на спадающем участке профиля уменьша-

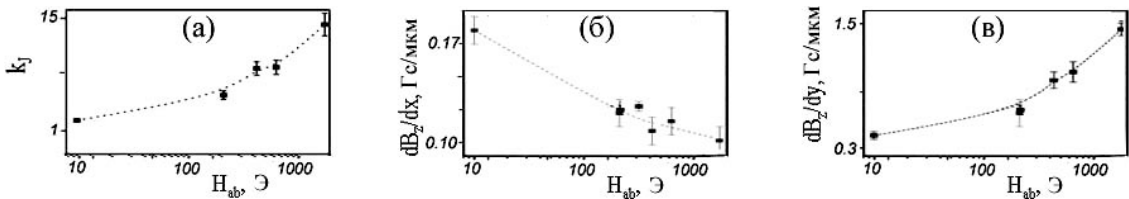


Рис. 3.43: Влияние плоскостного поля на проникновение перпендикулярного: изменение k_J , $|\partial B_z / \partial x|$ и $|\partial B_z / \partial y|$ с усилением плоскостного поля. Из работы Успенской Л.С. и др. [480].

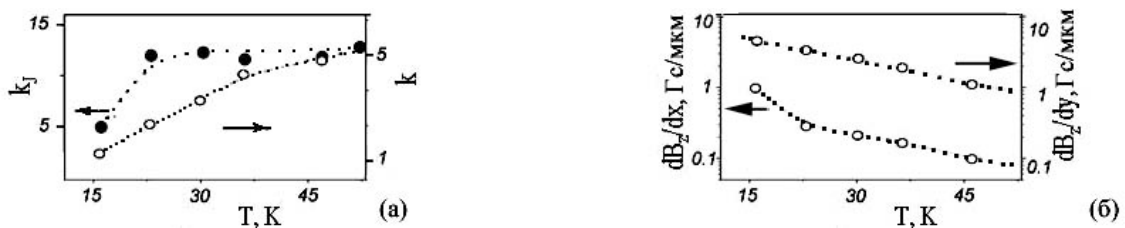


Рис. 3.44: Влияние температуры на наведенную плоскостным полем анизотропию: изменение k_J , k , $|\partial B_z / \partial x|$ и $|\partial B_z / \partial y|$ с температурой. Из работы Успенской Л.С. и др. [480].

ется с увеличением H_{ab} и T , рис.3.43 и рис.3.44. Профиль 3 снят в той же полосе проникновения магнитного потока, но поперек приложенного поля (ось y) вблизи максимума B_z . Этот профиль также состоит из пологой

части посредине и двух периферийных участков с резким (почти линейным) наклоном. Периферийный наклон $\partial B_z/\partial y$ значительно (на порядок и более) круче, чем $\partial B_z/\partial x$. Он увеличивается с ростом H_{ab} и падает с температурой, рис.3.43 и рис.3.44.

Изменение симметрии $|\partial B_z/\partial r|$ под действием плоскостного поля показано на рис.3.39, кривая 2. Величина $|\partial B_z/\partial r|$ имеет широкий минимум по направлению поля \mathbf{H}_{ab} и резко увеличивается вблизи направления, точно перпендикулярного направлению \mathbf{H}_{ab} . Видно, что H_{ab} наводит анизотропию гораздо более значительную, чем собственная анизотропия потока, связанная с кристаллическими дефектами. Глубина проникновения потока

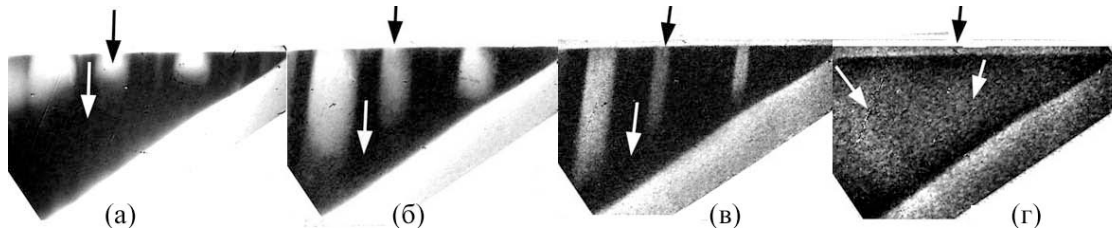


Рис. 3.45: Влияние температуры на глубину проникновения потока в наклонном поле при $H_{ab} = 1800$ Э: (а) – $T = 17$ К, $H_z = 302$ Э, (б) – $T = 29$ К, $H_z = 154$ Э, (в) – $T = 43$ К, $H_z = 54$ Э, (г) – $T = 56$ К, $H_z = 40$ Э. Из работы Успенской Л.С. и др. [480].

и наведенная анизотропия монотонно возрастают с ростом температуры до тех пор пока $T < 54$ К, рис.3.45(а-в), но при $T = T_m$, как и в случае нулевого плоскостного поля, картина проникновения потока принципиально изменяется, рис.3.45(г).

При $T = T_m$ направление распространения входящего потока становится не связанным с направлением плоскостного поля. И точно так же, как и при нулевом плоскостном поле, поток входит через одну (две) слабые точки и кратчайшим путем устремляется к геометрическому центру образца, положение которой никак не связано со свойствами кристалла и определяется только формой образца. Поток заполняет кристалл за время короче 0.04 сек, смещаясь в направлениях, указанных стрелкой на рис.3.45(г), как это происходит в недопированных кристаллах BSCCO. Конечное распределение вихрей в образце при $T > T_m$ также оказывается аналогичным распределению вихрей в недопированных кристаллах BSCCO: поток заполняет весь кристалл, и распределение индукции в нем имеет типичную форму

купола, отделенного от краев Мейсснеровским током. Надо подчеркнуть, что скачкообразное изменение свойств допированного BSCCO происходит при одной и той же температуре T_m независимо от величины плоскостного и перпендикулярного полей во всем изученном диапазоне $H_{ab} = 0 \div 1800$ Э, $H_z = 0 \div 300$ Э.

Среди множества исследованных кристаллов допированного свинцом BSCCO было несколько кристаллов без двойников. В такие кристаллы поток при $T < T_m$ входил обычным подушкообразным фронтом при отсутствии плоскостного поля, входил глубже вдоль поля, приложенного в плоскости, и эта наведенная плоскостным полем анизотропия исчезала при $T > T_m$. И наконец, картина проникновения перпендикулярного потока и её особенности не зависели от того, было ли плоскостное поле заморожено или оно прикладывалось к образцу перед наложением перпендикулярного поля.

Итого, было установлено, что в присутствии \mathbf{H}_{ab} при $T < T_m$ проникающий в пластину BSCCO:Pb магнитный поток экранируется тремя типами токов. Наибольший ток J_{sm} течет вдоль края образца, рис.3.42, кривая 1. Этот ток ассоциируется с Мейсснеровским током. J_{sm} не зависит от \mathbf{H}_{ab} и на порядок сильнее, чем два других тока, J_{sx} и J_{sy} , текущих в объеме образца вдоль и поперек вектора \mathbf{H}_{ab} ,

$$J_{sx} \ll J_{sy} \ll J_{sm}.$$

Величины всех токов уменьшаются с ростом температуры, но соотношение остается справедливым. При этом $J_{sx} \propto |\partial B_z / \partial y|$ – монотонно растет с H_{ab} , рис.3.43. J_{sx} течет вдоль \mathbf{H}_{ab} – это соответствует бессиловой конфигурации. В [486] показано, что в бессиловой конфигурации плотность критического тока должна возрасти с полем, что и наблюдается в эксперименте. Ток, текущий поперек \mathbf{H}_{ab} , $J_{sy} \propto |\partial B_z / \partial x|$ монотонно уменьшается с усилением H_{ab} , что обычно наблюдается для токов, управляемых пиннингом. Наведенная полем анизотропия возрастает с ростом H_{ab} , рис.3.44. Такое же возрастание анизотропии наблюдалось в [487]. Таким образом, представленные результаты свидетельствуют, что при $T < T_m$ магнитные свойства монокристаллов BSCCO:Pb во многом аналогичны свойствам монокристаллов

YBCO. Это дает основания предположить, что в вихревой системе монокристаллов BSCCO:Pb при $T < T_m$ имеются сильные 3D корреляции.

Исчезновение связи между продольной и поперечной намагниченностями, имеющее место при $T = T_m$, может быть объяснено через исчезновение корреляции между вихрями-панкейками, лежащими в CuO -плоскостях при $T = T_m$, [479, 480, 482, 483, 487, 488], через исчезновение пиннинга и тогда линия $T = T_m(B)$, может рассматриваться как линия необратимости (irreversibility line). Действительно, экспериментально наблюдается, что скорость крипа растет по мере приближения к температуре $T = T_m$. Однако в данном случае T_m практически не зависит от магнитного поля, по крайней мере в области исследованных полей, что противоречит наблюдениям [489–491], выполненным в основном на недопированном BSCCO, где наблюдалась очень сильная зависимость $T_m(B)$. Более того, в нашем случае корреляция между плоскостным полем и преимущественным направлением распространения перпендикулярного потока исчезает скачкообразно при $T = T_m$, чего обычно не бывает при термоактивированном депиннинге. Но в то же время исчезновение 3D корреляций в вихревой системе может сопровождаться исчезновением объемного пиннинга и исчезновением корреляции между плоскостной и перпендикулярной индукцией. Поэтому 3D-2D переход при $T = T_m(B)$ выглядит вполне реалистично.

Переход типа 3D-2D может происходить через такое плавление вихревой структуры, когда сильно коррелированные столбцы-стеки панкейков переходят в газ или жидкость 2D вихрей [14, 316, 371]. Указанием на то, что наблюдаемые изменения в свойствах вихревой решетки связаны с фазовым переходом первого рода, служит вид изменения анизотропии проникающего в наклонном поле потока с температурой. Сначала анизотропия возрастает с температурой, а при $T = T_m(B)$ резко падает.

Температуру T_m можно оценить, рассматривая характерные энергию упругости вихревой решетки и температурные флуктуации $k_B T$, где k_B – константа Больцмана, [14].

$$a_L C_{66} a_0^2 d_c = k_B T_m, \quad (3.24)$$

где $a_L \ll 1$ – константа Линдемана, C_{66} – модуль сдвига вихревой решетки, a_0 – параметр решетки, d_c – эффективная корреляционная длина

между панкейками вдоль оси \mathbf{c} -axis, [492, 493]. Величина d_c порядка расстояния между соседними плоскостями CuO в сильно анизотропной системе [14]. Температура плавления T_m , определенная из уравнения (3.24), не зависит от величины перпендикулярного поля B_z , т.к. $a_0 \propto 1/\sqrt{B_z}$ и $C_{66} \propto B_z$ [14, 316, 371]. Последний факт находится в соответствии с экспериментальными результатами. В приближении плавления решетки через дислокационный механизм константу Линдемана можно оценить, как $a_L = 1/4\pi$ [492]. Подставляя $C_{66} = B_z\Phi_0/(4\pi\lambda_{ab})^2$ и $a_0^2 = 2\Phi_0/\sqrt{3}B_z$ в уравнение 3.24 получаем уравнение, из которого можно определить температуру перехода T_m [14, 493]

$$\Phi_0^2 d_c / 32\sqrt{3}\pi^2 \lambda_{ab}^2(T_m) = k_B T_m, \quad (3.25)$$

где Φ_0 – квант магнитного потока в вихре и $\lambda_{ab}(T)$ – Лондоновская глубина проникновения в ab -плоскости. Следовательно, $T_m \approx 50$ К если $d_c = 1 - 2$ нм и $\lambda_{ab}(0) = 200 - 300$ нм, значения, разумные для Bi2212:Pb [478, 484]. Конечно, полученная оценка не является строгим доказательством перехода 3D-2D, но говорит в его пользу.

Переход столбцов панкейков в некоррелированные 2D вихри должен приводить к резкому возрастанию крипа из-за уменьшения активационных объемов и соответствующего уменьшения эффективного пиннинга вихрей. Это действительно наблюдается в эксперименте. Типичная эволюция во

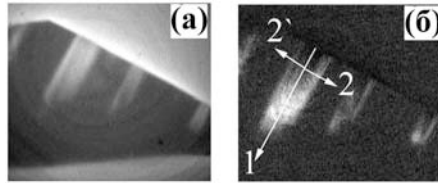


Рис. 3.46: (а) – проникновение поля $H_z = 77$ Э после вмораживания поля $H_{ab} = 650$ Ое; (б) – релаксация потока за 90 секунд: вдоль направления 1, совпадающего с \mathbf{H}_{ab} , поток продвигается значительно глубже, чем поперек, налево (2) и направо (2'). $T = 36$ К.

времени магнитного потока, проникшего в скрещенных магнитных полях (при $H_{ab} = 650$ Ое, $H_z = 77$ Ое, $T = 36$ К), показана на рис. 3.46(а,б). Рисунок 3.46(б) получен вычитанием двух кадров, снятых в момент времени $t_1 = 0.2$ сек и $t_2 = 90$ сек после приложения поля H_z . Светлые области на

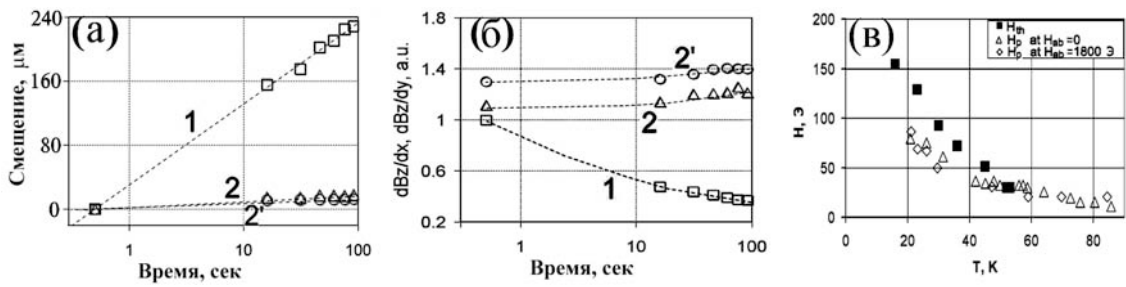


Рис. 3.47: (а) – продвижение потока в направлениях (1), (2), (2') и (б) – изменение наклона фронтов в процессе релаксации при $T = 30$ К, $H_z = 116$ Э, и $H_{ab} = 650$ Э; (в) – пороговые поля H_p – на вход H_z в образец при $H_{ab} = 0$ Э и $H_{ab} = 18000$ Э, а также пороговое поле для преодоления вихрями барьера поперек H_{ab} для начала поперечной релаксации – H_{th} .

рис. 3.46(б) соответствуют объему пластины, куда поток проник за время релаксации $\Delta t = t_2 - t_1$. Видно, что поток в основном продвинулся вдоль направления поля \mathbf{H}_{ab} , и немного в поперечном направлении.

Временное изменение глубины проникновения потока проиллюстрировано кривыми 1, 2, 2' на рис. 3.47(а,б). Первая точка на кривых соответствует моменту времени $t_1 \sim 0.1$ сек после включения поля H_z . Кривая 1 показывает изменение глубины проникновения потока в направлении плоскостного поля \mathbf{H}_{ab} , а кривые 2 и 2' показывают смещение фронта потока в поперечном к \mathbf{H}_{ab} направлении, условно вправо и влево от полосы потока, как показано стрелками на рис. 3.46(б). Анизотропия крипа вдоль и поперек поля \mathbf{H}_{ab} , $k_l = l_{\parallel}/l_{\perp}$, растет с увеличением H_{ab} . При фиксированном значении поля коэффициент k_l растет с температурой до тех пор, пока $T < T_m$, так же как и анизотропия проникновения поля k [479–481]. Наведенная полем анизотропия дрейфа также исчезает при $T > T_m$.

Надо отметить, что перпендикулярный магнитный поток входит в образец, если поле H_z превышает некоторое пороговое значение H_p , причем в исследованном диапазоне полей H_p практически не зависит от H_{ab} , рис. 3.47(в). Крип проникшего вдоль \mathbf{H}_{ab} потока происходит не зависимо от величины плоскостного поля, однако в перпендикулярном направлении он начинается только в том случае, если поле H_z превышает другое пороговое значение H_{th} , рис. 3.47(в). При низких температурах $H_{th} > H_p$, при $T = T_m$ они становятся равны. На зависимости $H_p(T)$ при $T = T_m$ имеет место излом.

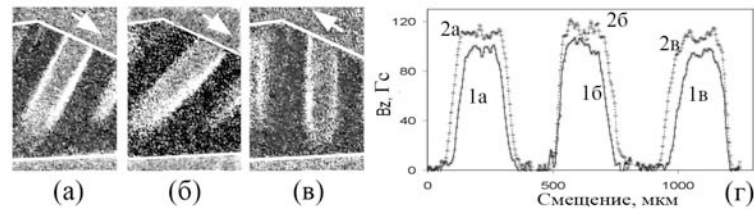


Рис. 3.48: Влияние угла наклона поля \mathbf{H}_{ab} на симметрию релаксации. (а-в) – разностные изображения потока, полученные вычитанием изображений, снятых в моменты времени $t_1 \sim 1$ сек и $t_2 \sim 30$ сек, и (г) – соответствующее изменение профилей распределения потока, снятых поперек полосы проникновения. $T = 30$ К, $H_z = 116$ Э, и $H_{ab} = 1800$ Э. Края на изображениях (а-в) обведены белым. Стрелки показывают направления преимущественного поперечного дрейфа. Профили, соответствующие изображению (i), помечены как 1i и 2i, где $i=a,b,v$.

Симметрия релаксации в направлении поперек поля \mathbf{H}_{ab} зависит от направления этого поля относительно края образца: продвижение потока вглубь кристалла идет медленнее в том направлении, которое ближе к краю образца, рис. 3.48(а-в). Чем меньше угол между \mathbf{H}_{ab} и направлением края, тем более ярко выражено различие в скоростях релаксации потока в поперечном направлении. Следует заметить, что в первый момент после приложения поля распределение потока симметрично относительно точки входа потока в кристалл, но со временем поток дрейфует в противоположные стороны с разными скоростями, что хорошо видно по изменениям поперечных профилей распределения потока со временем, рис. 3.48(г).

Описанные выше результаты подтверждают существование сильных 3D корреляций в структуре вихревых линий в Bi2212:Pb при $T < T_m$. Проникновение и крип потока вдоль приложенного плоскостного поля значительно выше, чем поперек него, т.е. активационный барьер для линий потока, движущихся вдоль \mathbf{H}_{ab} значительно ниже, чем для движения в перпендикулярном направлении. Скорость релаксации экранирующих токов, текущих вдоль плоскостного поля, меньше, чем токов, текущих поперек этого поля. В экспериментах образцы охлаждались в плоскостном поле, т.е. поле, приложенном в ab -плоскости. Значит, в них была сформирована система линий потока, расположенных вдоль ab -плоскостей. И эти линии должны располагаться преимущественно между CuO -плоскостями [316]. Приложенное поперечное поле \mathbf{H}_z вводит линии потока, поперечные к уже существу-

ющим в плоскости образца. Проникающий поток должен пересекать плоскостные вихри, когда движется в направлении, перпендикулярно \mathbf{H}_{ab} . В сильно слоистых анизотропных сверхпроводниках поперечный поток имеет вид 2D плоских вихрей (панкейков) [14, 316, 371]. В результате в такой слоистый сверхпроводник, как Bi2212 , поперечный поток входит практически независимо от плотности и направления плоскостных вихрей [477]. В менее анизотропные сверхпроводники, например в YBCO , поперечный поток проникает преимущественно вдоль плоскостных вихрей (вмороженного плоскостного поля). Имеется сильное взаимодействие между скрещенными вихрями. Сильная связь между CuO -плоскостями обеспечивает дополнительные барьеры на пересечение плоскостных и перпендикулярных вихрей [477]. Таким образом, вихри-панкейки, расположенные в различных плоскостях в Bi2212:Pb и несущие перпендикулярный поток, ведут себя как сильно коррелированные объекты при $T < T_m$.

Релаксация магнитного потока в направлении, перпендикулярном к \mathbf{H}_{ab} , к ведет себя необычным образом. Градиент магнитного поля возрастает со временем, рис. 3.47(б), т.е. возрастает соответствующая компонента экранирующего тока. Этот эффект можно объяснить следующим образом: вход поперечного магнитного поля через слабую точку неизбежно должен сопровождаться некоторым перераспределением плоскостной магнитной индукции. Плоскостное поле препятствует входу поперечного потока. Вследствие термоактивированного дрейфа вихревых линий часть плоскостных вихрей выталкивается из области проникновения перпендикулярного потока на периферию. В результате в этой области перпендикулярного потока происходит уменьшение плотности плоскостных вихрей, а вблизи нее – увеличение плотности этих вихрей. Соответственно, ток j_{\parallel} , текущий вдоль \mathbf{H}_{ab} , растет по величине с ростом локальной магнитной индукции плоскостного поля [479, 480], что приводит к росту $\partial B_z / \partial x \propto j_{\parallel}$ (см. рис. 3.47(б), кривые 2 и 2').

Асимметрию в релаксации поперек плоскостного поля, рис. 3.48, можно приписать к особенностям дефектной структуры кристаллов Bi2212:Pb . Как уже говорилось, эти кристаллы характеризуются двумя типами плоскостных дефектов. Первый – двойники. Эти дефекты видны в поляри-

зованном свете, их выход к краям кристалла служит слабыми точками на вход потока. Второй тип дефектов – ламинарная структура, [484, 485]. Эти дефекты образуются модуляцией концентрации свинца. Ламинарная структура вносит свой вклад в усиление пиннинга и дает небольшую асимметрию экранирующего тока, текущего в плоскости: ток, текущий вдоль ламинарных полос, в 1.5–2 раза сильнее, чем ток, текущий поперек них, рис. 3.42(б). Разумеется, эта анизотропия гораздо слабее анизотропии, наводимой плоскостным полем.

Появление анизотропии релаксации можно понять так. Взаимодействие поперечных вихрей с токами, протекающими по сверхпроводнику, приводит к появлению силы, проталкивающей вихри в объем сверхпроводника. Направления вдоль поля в плоскости и вдоль ламинарной структуры являются предпочтительными для движения вихрей. Вообще говоря, смещение вихрей направо или налево относительно поля \mathbf{H}_{ab} эквивалентно, если поле направлено перпендикулярно краю образца, т.е. параллельно одной из систем плоскостей ламинарной структуры. Если поле направлено под углом α к ламинарной структуре, то левое и правое направления становятся неэквивалентными, т.к. появляются различные компоненты движущей силы, направленные вдоль "легкого" направления, параллельного ламинарной структуре. Это может дать наблюдаемую асимметрию. Для иллюстрации этого рассуждения выполним несложный оценочный расчет асимметрии скорости крипа в рамках простой модели термоактивированного дрейфа потока.

Введем систему координат x, y, z с осью z , направленной перпендикулярно плоскости образца, осью y , направленной вдоль плоскостного поля, и перпендикулярной им осью x . Магнитное поле имеет две компоненты B_z и B_y , а компоненты тока в ab -плоскости выражаются как:

$$j_x = \frac{c}{4\pi} \left(\frac{\partial B_z}{\partial y} + \frac{\partial B_y}{\partial z} \right), \quad j_y = -\frac{c}{4\pi} \frac{\partial B_z}{\partial x}. \quad (3.26)$$

Компоненты силы Лоренца, действующей на поперечные вихри можно записать:

$$f_{\parallel} = \frac{\Phi_0 n_z}{4\pi} \left[\frac{\partial B_z}{\partial x} \sin \alpha - \left(\frac{\partial B_z}{\partial y} + \frac{\partial B_y}{\partial z} \right) \cos \alpha \right], \quad (3.27)$$

$$f_{\perp} = -\frac{\Phi_0 n_z}{4\pi} \left[\frac{\partial B_z}{\partial x} \cos \alpha + \left(\frac{\partial B_z}{\partial y} + \frac{\partial B_y}{\partial z} \right) \sin \alpha \right], \quad (3.28)$$

где Φ_0 - квант магнитного потока, $n_z = 1$ если поле B_z направлено в положительном направлении и $n_z = -1$ если B_z направлено в отрицательном направлении, величина f_{\parallel} соответствует компоненте силы вдоль ламинарной структуры, а f_{\perp} - перпендикулярная компонента силы.

Следуя стандартному приближению [316], выразим линейную скорость вихря через вероятность термоактивированного смещения вихря на расстояние l за время τ против силы Лоренца. Оттуда получим компоненты скорости вдоль и поперек ламинарной структуры:

$$v_i = 2v_0 \exp\left(-\frac{V_i}{kT}\right) \sinh\left(\frac{f_i l L_z}{kT}\right), \quad (3.29)$$

где $v_0 = l/\tau$, $i = \parallel$ или \perp , L_z - длина вихревой нити вдоль направления оси z и V_i - эффективный барьер для движения вихрей вдоль и поперек ламинарных слоев. Компонента термоактивированной скорости поперек плоскостного поля v_x определяется очевидной формулой $v_x = v_{\parallel} \sin \alpha - v_{\perp} \cos \alpha$. Теперь можно начать анализ происхождения асимметрии дрейфа, но сначала линеаризуем уравнение (3.29) относительно f_i , предполагая $f_i l L_z / kT \ll 1$, и найдем

$$v_x = \gamma n_z \left[\frac{\partial B_z}{\partial x} (\sin^2 \alpha + \beta \cos^2 \alpha) - \frac{1 - \beta}{2} \left(\frac{\partial B_z}{\partial y} + \frac{\partial B_y}{\partial z} \right) \sin 2\alpha \right], \quad (3.30)$$

где

$$\begin{aligned} \gamma &= \frac{v_0 \phi_0 l L_z}{2\pi kT} \exp\left(-\frac{V_{\parallel}}{kT}\right), \\ \beta &= \exp\left(\frac{V_{\parallel} - V_{\perp}}{kT}\right) \leq 1. \end{aligned} \quad (3.31)$$

Знак производной $\partial B_z / \partial x$ отличается для вихревых нитей, находящихся справа и слева от полосы проникшего потока. Для изотропного сверхпроводника ($\beta = 1$) или для поля, направленного перпендикулярно к краю образца (то есть $\alpha = \pi/2$), эти линии движутся в противоположных направлениях с одной скоростью $|v_x|$. Если имеется анизотропия в плоскости или плоскостное поле отклоняется от нормали к образцу, то поперечные

компоненты скорости становятся различными, и из уравнения (3.30) найдем

$$\Delta v_x = |v_x^{right}| - |v_x^{left}| = \gamma(1 - \beta)n_z \left(\frac{\partial B_z}{\partial y} + \frac{\partial B_y}{\partial z} \right) \sin 2\alpha. \quad (3.32)$$

Эта асимметрия исчезает при $\alpha = \pi/2$, как и наблюдается в эксперименте. Рассмотренная модель чрезвычайно упрощена и не может быть использована для количественных оценок, но основные черты явления она описывает, поскольку они следуют из общей симметрии задачи, и эти результаты согласуются с экспериментальными.

Из уравнений следует, что асимметрия скорости Δv_x изменяет свою величину, если изменить направление одного из полей H_z или H_{ab} , потому что произведение $n_z \partial B_z / \partial y$ в уравнении (3.32) остается неизменным, а $n_z \partial B_y / \partial z$ изменяет знак. Переворот обоих полей H_z и H_{ab} одновременно не влияет на асимметрию Δv_x . Однако из экспериментов следует, что при смене знака одного из полей происходит не просто изменение величины асимметрии, но происходит смена направления дрейфа. Это значит, что $|\partial B_z / \partial y| \ll |\partial B_y / \partial z|$. Вывод не противоречит очевидности, т.к. пиннинг вихрей, лежащих в ab -плоскостях обычно гораздо сильнее, чем вихрей, направленных вдоль оси c [316, 371]. Согласно уравнению (3.32) асимметрия скорости крипа Δv_x должна сменить знак, если угол между направлением плоскостного поля и краем образца изменить с α на $-\alpha$. Это тоже находится в согласии с экспериментом.

Обсужденный выше механизм смены знака направления дрейфа Δv_x не является единственно возможным. Сила Магнуса [316, 371] также может приводить к асимметричному крипу. При этом переворот полей будет приводить к изменению асимметрии, но поворот плоскостного поля с α на $-\alpha$ не должен влиять на асимметрию. Кроме того, в сверхпроводниках второго рода сила Магнуса должна быть слаба. Но в эксперименте было замечено, что наиболее симметричный крип соответствует не $\alpha = 0$, а $\alpha \sim 4^\circ$. Возможно, в этом проявляется влияние силы Магнуса.

Таким образом, обнаруженная анизотропия крипа потока и распада экранирующего тока при наличии замороженного плоскостного поля под-

твердила наличие сильной межплоскостной корреляции в монокристаллах Bi2212:Pb при $T < 54$ К, исчезающей при более высокой температуре.

В заключение этого раздела суммируем результат. Магнитооптические исследования поведения монокристаллов Bi2212:Pb в скрещенных магнитных полях позволили установить, что при температуре $T = T_m = 54 \pm 2$ К имеет место качественное изменение в поведении магнитного потока. При $T < T_m$ поперечный магнитный поток ведет себя по отношению к продольному полю как в YBCO , распространяясь и дрейфуя преимущественно вдоль направления плоскостного поля. При $T > T_m$ поперечный поток проникает независимо от плоскостного поля, как это наблюдается в системе Bi2212 . Анизотропия проникновения перпендикулярного потока возрастает пропорционально величине плоскостного поля и температуре до тех пор, пока $T < T_m$. При этом температура перехода T_m не зависит от внешнего магнитного поля. Данный эффект интерпретируется в рамках представлений о фазовом переходе в системе вихрей, связанном с резким снижением корреляций в положении вихрей в различных CuO плоскостях, то есть, с переходом от трехмерного поведения вихревой структуры к двумерному. Появление сильных трехмерных корреляций в структуре вихревых линий из-за допирования Bi2212 свинцом является, по-видимому, основной причиной усиления критического тока в монокристаллах Bi2212:Pb .

3.3 Неравновесные вихревые конфигурации в переменных магнитных полях

Магнитный поток проникает в сверхпроводник 2-го рода более-менее гладким фронтом и однородно, если рассматривать картину проникновения на больших временах в макромасштабе. Но локальная динамика магнитного потока сугубо нелинейна и сильно связана с дефектной структурой материала. При определенных условиях равномерное проникновение потока нарушается неустойчивостями, сопровождающимися формированием зависящих от времени неоднородных структур потока [78, 494, 495]. В частности, магнитооптическая визуализация дала возможность обнаружить и исследовать такие удивительные явления, как макротурбулентность [12, 328] и нестационарные капли потока [424] при перемагничивании монокристаллов YBCO, дендритное проникновение потока в пленки сверхпроводника [413, 496] и твистеры [13, 434] при тряске магнитного поля. Механизм самоорганизации вихревой материи в этих структурах различен, например, тепловая неустойчивость в дендритах [421, 422] или гидродинамическая неустойчивость при макротурбулентности [325, 326]. Материалы и условия, при которых они развиваются, тоже различны. Поэтому можно сделать вывод о том, что самоорганизация – неизбежное свойство вихревой материи. Изучение этого класса явлений – важная задача электродинамики сверхпроводников. Возникающие структуры приводят к возникновению в сверхпроводниках сопротивления и даже к переходу в нормальное состояние. Поэтому их изучение важно и для приложений.

Данный раздел диссертации посвящен изучению неравновесных вихревых конфигураций, возникающих в сверхпроводниках 2-го рода в переменных магнитных полях. В частности, будут рассмотрены такие явления, как формирование макроскопических капель магнитного потока в монокристаллах Bi2212 и формирование твистеров в монокристаллических пластинах YBCO123.

3.3.1 Самоорганизующаяся структура вихревых капель в монокристаллах $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$

Эксперименты проводились на хорошего качества монокристаллах $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$, имеющих форму тонких пластин толщиной 30 мкм вдоль направления ростовой оси c и размер 3–4 мм в базовой ab плоскости. Анизотропия критического тока, текущего в ab плоскости и поперек нее, J_{ab}/J_c , была свыше 100. В низкотемпературной области, $12 \text{ K} < T < 30 \text{ K}$, поток проникал в образцы со всех сторон равномерно, что наблюдалось с помощью магнитооптики. Распределение потока было типичным для кристаллов хорошего качества с почти постоянным критическим током: магнитная индукция монотонно спадала от краев образца к центру. Около краев образца имелся скачок индукции [497], который свидетельствовал о величине первого критического поля H_{c1} . Свойства исследованных образцов были типичны для висмутовых сверхпроводников [498, 499]. При более высоких температурах пиннинг в кристаллах резко падал, и проникающий поток сразу входил в центр кристалла, заполняя весь образец за доли секунды.

Висмутовые кристаллы обычно имеют несколько планарных дефектов, параллельных оси c . Эти дефекты не видны в оптике, но проявляются на картине проникновения потока как слабые связи, при $T < 30 \text{ K}$ магнитный поток по ним проникает глубже, чем от краев кристаллов [498, 499].

Эксперименты проводились с помощью магнитооптической визуализации магнитного потока в температурном диапазоне $12 \div 90 \text{ K}$, в поперечном магнитном поле амплитудой H_a до 1000 Э и частотой ω до 10 кГц. Картины проникновения потока записывались или цифровой камерой EDC2000S с фиксированной чувствительностью и переменной экспозицией, или записывались на видеокамеру SonySSCDC50P. Первая камера давала возможность делать снимки с выдержкой от 1 мсек и выше с заданной задержкой относительно фазы поля, вторая давала возможность записывать процесс с частотой 50 кадров в секунду.

Сначала было изучено проникновение постоянного магнитного поля в образцы. Типичные картины проникновения потока показаны на рис. 3.49(а-г). Схема расположения линейных дефектов в образце представ-

лена на 3.49(д). Изображения на рис. 3.49(а-г) сняты в увеличивающемся постоянном магнитном поле от 0 до 457 Э, приложенном перпендикулярно плоскости образца. В этом диапазоне полей проникновение потока с краев только начинается, но вдоль дефектов поток уже проникает глубоко. Такая картина типична для Bi2212 монокристаллов при низких температурах. Кружками на рис. 3.49(а) отмечены особые точки, являющиеся пе-

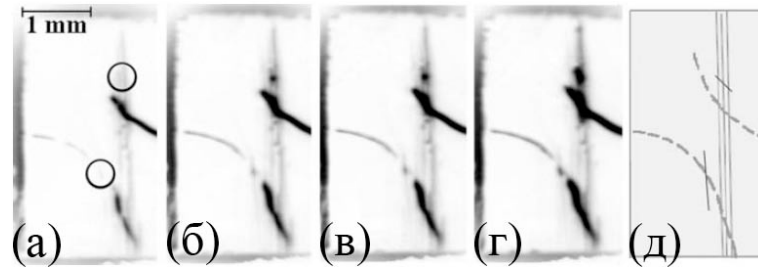


Рис. 3.49: Проникновение постоянного магнитного поля в пластинку монокристаллического Bi2212 при $T = 13$ К: изображения (а-в) сняты через 5 сек после приложения поля $H_{dc} = 237, 368,$ и 457 Э, соответственно; изображение (г) снято через 20 сек после включения поля $H_{dc} = 457$ Э; и (д) - схема, показывающая расположение планарных дефектов. Темные области на (а-г) соответствуют областям, куда поток проник. Кружками на (а) обведены области, в которых при накачке переменного магнитного поля формируются капли магнитного потока. Магнитный поток входит в кристалл в основном по дефектам, а с краев проникает совсем мало.

ресечением дефектов, в которых при накачке переменного магнитного поля образуются макроскопические капли потока, о которых речь пойдет ниже.

Надо заметить, что дефекты, видимые на магнитооптических изображениях как тонкие линии, являются сквозными и выглядят одинаково на обеих поверхностях образца, и на верхней, и на нижней. В отмеченных на рис. 3.49(а) точках магнитный поток не выходит полностью, а захватывается при медленном перемагничивании. Для обсуждаемого эффекта природа линейных дефектов, по-видимому, не очень важна, так как зарождение капель наблюдалось по крайней мере на двух типах дефектов, имеющихся в кристаллах: на пересечении планарных дефектов и на пересечении планарного дефекта с микротрещиной.

Релаксация магнитного потока, проникшего в образец в различных точках кристалла, показана на рис. 3.50. Профили сняты через $5 \div 300$ сек после включения поля. Из этих профилей видно, что плотность экранирующего потока тока гораздо выше вдоль краев образца, чем вблизи дефек-

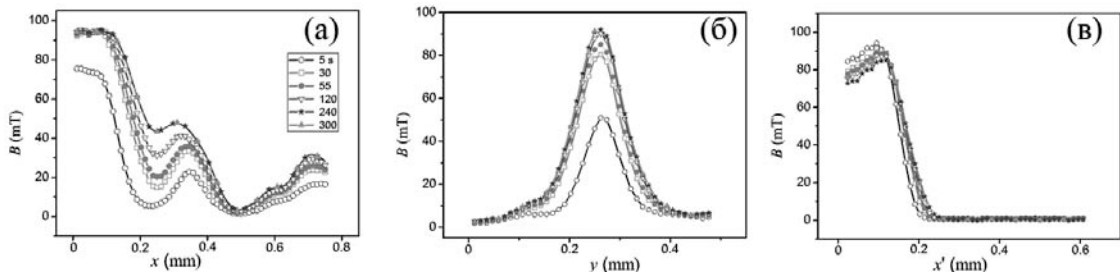


Рис. 3.50: Профили распределения магнитной индукции $B(x)$, снятые в образце, к которому приложено постоянное магнитное поле 460 Э при температуре $T = 13$ К в моменты времени от 5 до 300 сек: (а) – профиль индукции вдоль планарного дефекта, (б) – поперек дефекта в "слабой" точке $x = 0.345$ мм, соответствующей локальному максимуму индукции на профилях на рис.(а) и типичный профиль проникновения потока от края образца – (в).

та (наклон соответствующих кривых круче). А релаксация вдоль дефекта идет значительно быстрее. При этом поток аккумулируется на слабой точке – локальный максимум на рис. 3.50(а) становится более ярко выраженным.

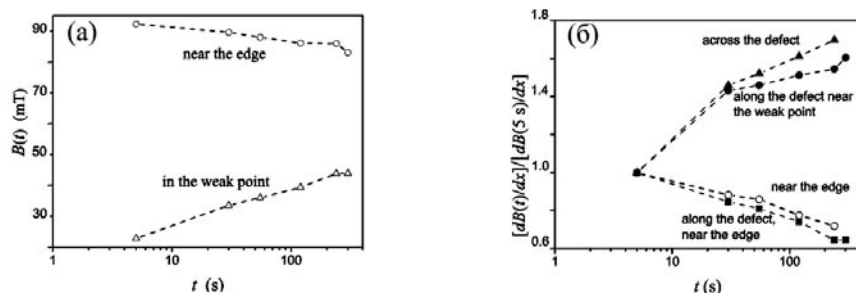


Рис. 3.51: (а) – Эволюция индукции и градиентов индукции в пластине BSCCO после приложения постоянного поля 460 Э при $T = 13$ К: кружки – около края образца, треугольники – в точке дефекта, и (б) – релаксация градиента индукции (или плотности тока), нормализованная к значению в момент времени 5 сек: треугольники – поперек дефекта в слабой точке, кружки – вдоль дефекта на слабой точке, окружности – вблизи края образца, квадраты – вдоль дефекта вдали от слабой точки.

Характерные черты процесса релаксации видны на графиках, приведенных на рис. 3.51. Магнитная индукция медленно уменьшается со временем вблизи края образца (кружки на рис. 3.51(а)), проникновение потока вглубь идет через термоактивированный процесс (TAFF). Поток аккумулируется в слабой точке (треугольники на рис. 3.51(а)). Градиент магнитной индукции (эквивалентный плотности экранирующего тока) в различных точках образца релаксирует самым различным образом. Вблизи края образца и вдоль линейного дефекта градиент постепенно спадает,

рис. 3.51(б)–нижние кривые. В то же время градиент возрастает вблизи слабой точки, рис. 3.51(б)–верхние кривые. Рост экранирующих токов вблизи слабой точки связан с аккумуляцией потока. Вблизи слабой точки наблюдается двух – пятикратный рост магнитной индукции и плотности экранирующих токов.

Теперь рассмотрим поведение магнитного потока, накачиваемого переменным магнитным полем амплитудой до 1 кЭ. В этом диапазоне полей поток проникает от краев кристалла на небольшую глубину, а вдоль дефектов на значительную глубину. Поток по-прежнему аккумулируется вблизи слабых точек, если проникающий поток их достигает. И это происходит при любой частоте поля. Если частота переменного поля мала, $\omega < \omega_{min} \sim 10$ Гц, то в процессе перемагничивания накапливающийся около слабой точки поток изменяет знак при каждом полуцикле перемагничивания, так же, как вблизи краев образца и на линейном дефекте.

Распределение потока, проникающего под действием низкочастотного магнитного поля похоже на распределение потока при намагничивании постоянным полем. Но если частота поля повышается, $\omega > \omega_{min}$, то в поведении магнитного потока появляются специфические черты [500, 501]. В этом случае направление потока, накапливающегося на точечном дефекте, перестает отслеживать направление поля и остается неизменным за много полуциклов перемагничивания. Более того, поток аккумулируется вблизи этой точки. Индукция B растет со временем, несмотря на постоянное переключение полярности внешнего поля – макроскопическая капля потока одного направления накачивается переменным магнитным полем.

Когда размер капли достигает критического значения, возникает неустойчивость. Капля теряет часть захваченного потока и смещается вглубь образца вдоль линейного дефекта, а на ее месте начинает накапливаться капля потока другого знака, продвигающаяся, по мере роста, первую каплю дальше вдоль дефекта. Когда размер второй капли достигает критического значения, то и она теряет устойчивость и смещается в том же направлении, что и первая капля. Затем появляется третья капля и т.д. В конечном итоге формируется цепочка макроскопических знакопеременных капель потока, как бы нанизанная на линейный дефект. Этот процесс показан на

рис. 3.52. Эффект воспроизводится во всех слабых точках образца. В динамике процесс можно посмотреть на фрагментах цветного видеofilmа, размещенного на сайте, Ref. [502].

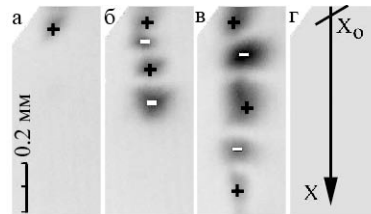


Рис. 3.52: Формирование макроскопических капель потока около слабой точки. $H_a = 250$ Э, $\omega = 15$ Гц, $T = 18$ К; ближайший край образца расположен наверху рисунков. (а) – начало накопления потока, (б,в) – развитие процесса после длительного приложения поля, (г) – схематическое изображение образца, слабой связи и особой точки, являющейся пересечением линейных дефектов, расположенной в точке $x = x_0$, стрелка указывает направление входа потока по слабой связи и направление смещения капель потока. Капли, отмеченные знаками +/-, несут поток противоположных полярностей.

Магнитный поток входит в слабую точку, если полярность поля совпадает с полярностью капли, на ней находящейся, и меньшее количество вихрей выходит из капли за время, пока полярность поля противоположна. В результате капли "дышат" с частотой осцилляции поля: яркость изображения соответствующих капель возрастает или уменьшается, и размер капель изменяется во времени с частотой осцилляции поля, рис. 3.53. Таким образом, образовавшиеся капли потока можно рассматривать как "бризеры".

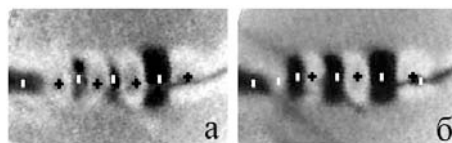


Рис. 3.53: "Дыхание" капель: слева – $H_a(t) = H_a$, справа – $H_a(t) = -H_a$.

Эволюция капель потока с температурой показана на рис. 3.54. Из представленных изображений видно, что "равновесный" размер капель растет с повышением температуры, их контуры становятся все более размытыми по мере приближения к критической температуре $T = 30$ К, при которой исчезает пиннинг. При $T \geq 30$ К формирование капель не наблюдалось.

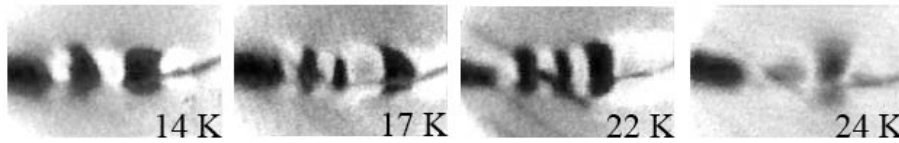


Рис. 3.54: Изменение размера капель с температурой.

Приложенное переменное магнитное поле накачивает поток у слабых точек только в том случае, если фронт проникающего потока подходит к точке достаточно близко, т.е. для каждой точки существует свое пороговое значение амплитуды поля H_{min} , при превышении которого начинается "накачка". Зарождение капель прекращается, если H_a превышает некоторое значение H_{max} , при котором амплитуда "дыхания" капель оказывается сравнимой с радиусом капель. Если $H_a > H_{max}$, то вихри противоположной полярности (антивихри) начинают проникать в бризер на большую глубину, и он исчезает из-за аннигиляции вихрей-антивихрей. Амплитуды H_{max} и H_{min} зависят от температуры и частоты поля: они уменьшаются с повышением температуры и возрастают с увеличением частоты. Соответствующие зависимости приведены на рис. 3.55. Как видно из рисунка, $H_{min} = H_{max}$ при $T = 29$ К, формирование капель прекращается. При более низких температурах амплитуды H_{min} и H_{max} расходятся, но тем не менее при $T \leq 12$ К эффект исчезает.

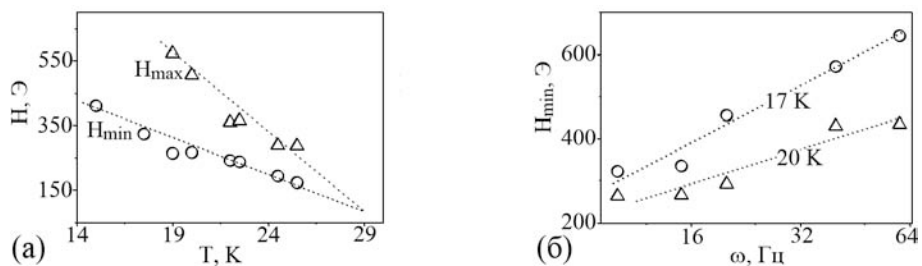


Рис. 3.55: (а) – Зависимость H_{max} (треугольники) и H_{min} (окружности) от температуры на слабой точке, $x = 0.345$ мм. Частота поля $\omega = 15$ Гц. Линии проведены на глаз. (б) – зависимость H_{min} от ω при $T = 17$ К (окружности) и 20 К (треугольники). Линии вычислены, используя параметры подгонки $x_s(10 \text{ Гц})/x_{min} = 0.1$ и $n = 2.7$, см. текст.

Как упоминалось выше, накачка потока имеет место только в определенном диапазоне температурно-частотном диапазоне, рис. 3.56: $12 \leq T \leq$

30 К, $10 \leq \omega \leq 300$ Гц. При более низких температурах движение пото-

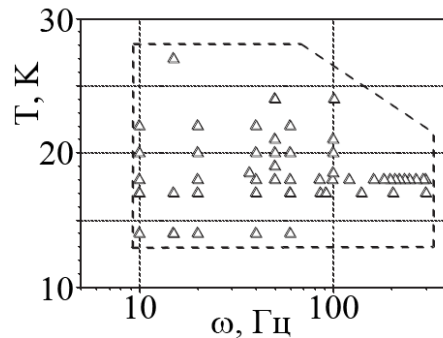


Рис. 3.56: Область существования накачки макроскопических капель магнитного потока.

ка подавляется пиннингом, релаксация становится очень мала. Напротив, при $T \geq 30$ К пиннинг становится пренебрежимо мал, проникающий поток сразу движется к центру образца и аккумулируется там [498, 499]. В диапазоне низких частот поведение потока становится подобным случаю проникновения постоянного поля, а при высоких частотах поток слишком часто изменяет знак, и накачка капель становится неэффективной.

Были выполнены аналогичные эксперименты в наклонных магнитных полях. Если угол наклона не превышал 20° , то накачка происходила таким же образом, как в перпендикулярном поле, и не зависела от направления наклона поля. При большем наклоне поля накачка прекращалась.

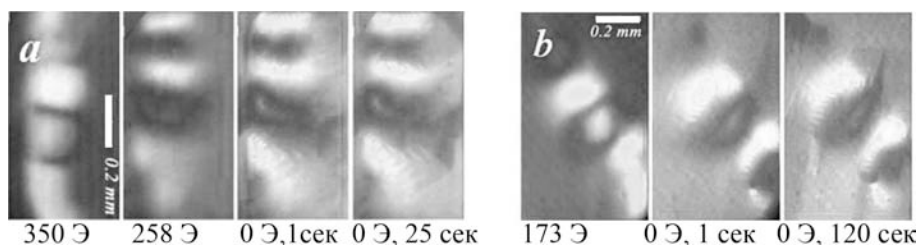


Рис. 3.57: Два набора фотографий, показывающих процесс релаксации сформированной цепочки макровихрей при плавном выключении накачки при $T = 17$ К: слева — амплитуда переменного поля ($\omega = 86$ Гц) линейно во времени уменьшается от $H_a = 350$ Э до 258 Э и до нуля (последняя пара фото сделаны через 1 сек и 25 сек после выключения поля), справа — $H_a = 350$ Э, $\omega = 86$ Гц и $H_a = 0$ Э через 1 и 125 секунд после выключения поля.

Рассмотрим релаксацию цепочки сформированных капель, происходящую после плавного выключения поля; амплитуда поля уменьшалась

линейно во времени за 20-40 сек. Типичная эволюция цепочек капель показана на рис. 3.57. Два набора изображений соответствуют цепочкам, сформировавшимся на слабых точках различных линейных дефектов.

Структура на рис. 3.57(а) создана накачкой полем $H_a = 350$ Э, частотой $\omega = 86$ Гц. Затем амплитуда поля была плавно уменьшена до 0, за 30 секунд. На первом этапе уменьшения поля магнитная индукция в каплях продолжала слегка увеличиваться, однако это увеличение замедлялось и при поле $H_a \sim 300$ Э прекратилось. При дальнейшем уменьшении поля капли слегка расплывались, а далее оставались практически неизменными, за время релаксации порядка 25 секунд различие в распределении индукции не превышало одного процента. Релаксация цепочки вихрей, созданной накачкой полем более высокой частоты и более слабым полем ($H_a = 173$ Э, $\omega = 204$ Гц), рис. 3.57(б), слегка отличалась. Накачка потока в капли прекращалась при незначительном уменьшении поля ($\Delta H_a \sim 0.5$ Э). После выключения поля капли потока слегка расплывались, а затем происходила очень медленная релаксация, при которой за 120 секунд уменьшение потока в каплях было едва заметно. Ожидание до 15 минут не приводило к заметной релаксации. В обоих случаях капли принимали квазиравновесные размеры и форму за время выключения поля, образуя как бы пары, несущие поток-антипоток.

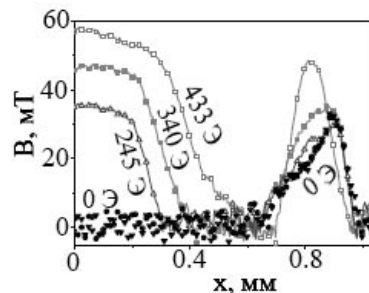


Рис. 3.58: Релаксация потока вдоль дефекта при наличии одной капли ($T = 17$ К, $\omega = 60$ Гц, амплитуда поля уменьшается от 433 Э до 0 за 30 секунд. Профили соответствуют полям амплитудой 433, 340, 245, 0 Э при выключении поля и 0 Э через 120 сек (практически совпадают).

Релаксация магнитного потока по длине линейного дефекта, включая слабую точку, показана на рис. 3.58. Профили распределения индукции сняты, начиная от края образца ($x=0$) вдоль линейного дефекта, на котором собираются цепочки вихрей, и захватывают слабую точку, на кото-

рой сформировалась всего одна капля потока. При уменьшении магнитного поля индукция в капле слегка уменьшилась, и распределение потока в ней стало несимметричным. Когда магнитное поле было выключено, капля приняла устойчивую форму, и релаксация потока в ней практически остановилась. При этом поток вблизи края образца и во всех областях образца, кроме точек, где произошло формирование макроскопических капель потока, уменьшился практически до нуля (произошло размагничивание медленно уменьшающимся по амплитуде переменным полем). Цепочки капель релаксируют еще медленнее; фактически их можно уничтожить лишь нагревом выше $T = 30$ К.

Попробуем понять механизм формирования капель. Для этого рассмотрим, каким образом ведет себя индукция B_v вдоль планарного дефекта (координата x) во времени t при проникновении вихрей в образец под действием внешнего магнитного поля. Будем считать, что $B_v(x)$ равно нулю вне дефекта. Экранирующий ток течет вдоль дефекта на глубину проникновения поля и поперек дефекта на фронте потока. Будем отсчитывать x от края образца. Пусть особая точка (слабая точка) представляет из себя локальную область шириной Δx , находящуюся в области $x_0 < x < x_0 + \Delta x$, рис. 3.59. Фронт магнитного потока при заданной амплитуде внешнего по-

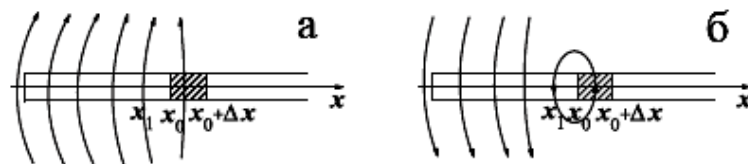


Рис. 3.59: Распределение полей рассеяния вблизи особой точки $x_0 < x < x_0 + \Delta x$ при проникновении потока по слабой связи. Поток вошел на глубину $x = x_1$. (а) – полярность входящего потока совпадает с полярностью потока, задержавшегося на слабой точке, (б) – полярности различны.

ля H_a достигает точки $x_1(H_a)$, и x_1 находится вблизи, но чуть-чуть не достигает x_0 .

На первом цикле изменения поля вихри входят в район ослабленной сверхпроводимости благодаря термоактивированному дрейфу (ТАФФ) [316] и там захватываются. Скорость входа вихрей за счет ТАФФ пропорцио-

нальна $\exp(-\Delta U/k_B T)$, где ΔU – потенциальный барьер, который вихри должны преодолеть для перескока из точки x_1 к x_0 , k_B – константа Больцмана. Потенциальная энергия потока, накопившегося в слабой точке $-U$. В таком случае барьер для выхода из слабой точки равен $\Delta U + U$. Вихри будут аккумулироваться в слабой точке, если $U \gg k_B T$. Когда внешнее поле изменяет знак, в кристалл входят "антивихри" (вихри, несущие поток обратного знака). Граница антивихрей локализована вблизи той же точки x_1 . Также, как и вихри, антивихри будут дрейфовать из x_1 к x_0 под действием ТАФФ, где начнется процесс аннигиляции вихрей и антивихрей, препятствующий росту капли. Накапливание вихрей в слабой точке возможно, только если потенциальный барьер на вход вихрей ΔU_f меньше, чем барьер ΔU_a на вход антивихрей.

Барьер ΔU состоит из трех слагаемых. Первый член - от пиннинга вихрей (U_p), второй член - от тока, текущего по границе между входящими вихрями и уже захваченными там (U_v), и третий – энергия магнитных полей рассеяния (U_m), возникающая из-за ненулевого размагничивающего фактора образца.

U_p не зависит от взаимной полярности потоков, значит, этот вклад не может влиять на сам факт роста или аннигиляции капли. Но U_p резко возрастает с увеличением расстояния между фронтом потока и слабой точкой, $x_0 - x_1$, и в этом смысле эта энергия ограничивает расстояние, с которого может происходить подкачка вихрей. Значит, вклад U_p в энергию системы важен для эффекта, он должен влиять на значение минимальной амплитуды поля, при которой накачка становится возможной.

В энергию U_v , возникающую из-за взаимодействия вихревых линий с экранирующими токами, входит, в частности, энергия взаимодействия между вихрями. Это отталкивающее взаимодействие для конфигурации вихрь-вихрь и притягивающее для конфигурации вихрь-антивихрь. Взаимодействие между индивидуальными вихрями стимулирует вход "антипотока" в каплю и препятствует ее разрастанию. Но взаимодействие между вихрями существенно на расстояниях порядка Лондоновской глубины проникновения в ab -плоскости – λ_{ab} . В Bi2212, $\lambda_{ab} \sim 200$ нм. В эксперименте характерное расстояние $x_0 - x_1$ порядка 0.05–0.2 мм, как видно из

рис. 3.50(а) и 3.58, что значительно больше λ_{ab} . Значение U_v легко оценить численно в приближении Лондона, используя подход Клемма [336]. Разница в U_v для конфигураций "поток-поток" и "поток-антипоток" становится пренебрежимо малой по сравнению с $k_B T$, если $(x_0 - x_1) > \lambda_{ab}$ в $2 \div 2.5$ раза, что заведомо соответствует экспериментальным условиям. Поэтому членом U_v можно в дальнейшем пренебречь.

Величина U_m зависит от взаимной полярности входящего потока и потока в капле, см. рис. 3.59. Сверхпроводник – диамагнитный материал и намагниченность образца понижается, когда в него входит поток. Следовательно, U_m дает отрицательный вклад в энергию и понижает барьер. Входящий в каплю поток понижает энергию системы, а антипоток повышает её. Другими словами, для конфигурации поток-антипоток, рис. 3.59(б), картина линий индукции аналогична картине вблизи доменной стенки в ферромагнетике. Благодаря термоактивированным перескокам антивихрей в каплю на расстоянии порядка $x_0 - x_1$ изменяются поля рассеяния в пространстве над образцом, в направлении z . При конфигурации поток-поток, рис. 3.59(а), магнитное поле изменяется на расстоянии порядка толщины образца и выигрыш в энергии при диффузии вихрей благодаря ТАФФ оказывается ббльшим. Таким образом, барьер при конфигурации поток-поток ниже, чем при конфигурации поток-антипоток. Это делает накачку потока при циклическом перемагничивании энергетически выгодной.

Теоретический расчет, обосновывающий данный вывод, дан в работах [500, 501], где рассмотрена следующая упрощенная модель. Пусть распределения магнитного поля для конфигураций, показанных на рисунках 3.59(а) и (б), совпадают везде, кроме области вблизи слабой точки. Обозначим одинаковые вклады в магнитное поле, как $\mathbf{H}_0(x)$. Магнитный поток, захваченный в слабой точке, создает поле $\pm \mathbf{H}_{in}(x)$, где знак плюс соответствует случаю (а) (конфигурация поток-поток), а знак минус – случаю (в) (конфигурация поток-антипоток). Энергия Гиббса для двух этих случаев может быть записана в виде:

$$\mathcal{F} = \int_V dV \left\{ \frac{[(\mathbf{H}_0(x) \pm \mathbf{H}_{in}(x))]^2}{8\pi} - \frac{[(\mathbf{H}_0(x) \pm \mathbf{H}_{in}(x))\mathbf{H}_a]}{4\pi} \right\}, \quad (3.33)$$

где верхние знаки соответствуют случаю поток-поток, а нижние – случаю поток-антипоток, \mathbf{H}_a - внешнее поле, $\mathbf{H}_a = \mathbf{H}_0(x)$, если $x \rightarrow \infty$, а инте-

грирование ведется по всему пространству. Пусть небольшое число вихрей (малый магнитный поток $\delta\Phi$) перемещается из точки x близкой к x_1 в слабую точку. При этом поле меняется на величину $\delta\mathbf{H}_{ff}$ или $\delta\mathbf{H}_{af}$ в случаях поток-поток или поток-антипоток, соответственно. Новые распределения магнитных полей имеют вид: $\mathbf{H}_0 + \mathbf{H}_{in} + \delta\mathbf{H}_{ff}$ или $\mathbf{H}_0 - \mathbf{H}_{in} + \delta\mathbf{H}_{af}$. Тогда значения U_m для двух рассматриваемых случаев равны:

$$\begin{aligned} U_{ff}^m &= \mathcal{F}_{ff}(\mathbf{H}_0, \mathbf{H}_{in}, \delta\mathbf{H}_{ff}) - \mathcal{F}_{ff}(\mathbf{H}_0, \mathbf{H}_{in}, 0), \\ U_{af}^m &= \mathcal{F}_{af}(\mathbf{H}_0, \mathbf{H}_{in}, \delta\mathbf{H}_{af}) - \mathcal{F}_{af}(\mathbf{H}_0, \mathbf{H}_{in}, 0). \end{aligned} \quad (3.34)$$

Вычтем второе уравнение из первого и отбросим квадратично малые (по $\delta\Phi$) слагаемые. Тогда с помощью (3.33) получим:

$$U_{ff}^m - U_{af}^m = \int_V \frac{dV}{4\pi} [\mathbf{H}_{in} (\delta\mathbf{H}_{ff} + \delta\mathbf{H}_{af}) - (\mathbf{H}_a - \mathbf{H}_0)(\delta\mathbf{H}_{ff} - \delta\mathbf{H}_{af})]. \quad (3.35)$$

Как легко понять из сравнения рис. 3.59(а) и (б), справедливо неравенство:

$$\left| \int_V \frac{dV}{4\pi} \delta\mathbf{H}_{ff} \right| \gg \left| \int_V \frac{dV}{4\pi} \delta\mathbf{H}_{af} \right|. \quad (3.36)$$

Интеграл

$$\left| \int_V \frac{dV}{4\pi} (\mathbf{H}_a - \mathbf{H}_0) \right|. \quad (3.37)$$

порядка полного диамагнитного момента образца, который много больше, чем малый вклад, создаваемый слагаемым H_{in} . Следовательно, $U_{ff}^m - U_{af}^m < 0$. Значит потенциальный барьер для активированного движения вихрей в случае поток-поток ниже, что означает выгодность накачки капель. В работе [500] соотношение энергий U_{ff}^m и U_{af}^m рассчитано для одного из частного случаев.

Рассмотрим модель, описывающую релаксацию токов и структуры. Будем считать, что образец имеет форму сильно сплюсненного эллипсоида с размагничивающим фактором β . Магнитное поле на краях образца задается уравнением:

$$H(0) = H_a(t)/(1 - \beta). \quad (3.38)$$

Эффективную толщину дефекта обозначим d . Пренебрежем зависимостью индукции на дефекте от y и положим $B_v(x, y) = dB_v(x)\delta(y)$, где $\delta(y)$ –

дельта-функция, а y – положение дефекта. Аппроксимируем ступеньчатой функцией изменение магнитной индукции в слабой точке $B_{in}(x)$, т.е. положим $B_{in}(x) = B_{in}$ внутри слабой области, $x_0 < x < X_0 + \Delta x$ и $B_{in}(x) = 0$ вне этой области. Тогда при $x < x_1$ можно написать:

$$B_v(x, y) = \left[\frac{H_a}{1 - \beta} - H_s - \frac{4\pi}{c} \int_0^x j(E) dx \right] d\delta(y), \quad (3.39)$$

где $x = 0$ соответствует краю образца, H_s – скачок индукции около края образца, j – плотность тока, E – электрическое поле. Возможной зависимостью тока от поля пренебрегаем и используем вольт-амперную характеристику в виде $j(E) = j_0(E/E_0)^{1/n}$ с $n > 1$, которую обычно используют для сверхпроводников второго рода.

Время термоактивированной релаксации равно $\tau_r \sim \omega_0^{-1} \exp(\Delta U/k_B T)$, где ω_0 – характерная частота попыток. Если $\omega\tau_r \gg 1$, электрическое поле E определяется главным образом частотой переменного магнитного поля. Используя модель Бина с плотностью тока $j \approx j_c$, и плотностью критического тока $j_c = j(E(0)) = \text{const}$, где $E(0)$ – электрическое поле на краю образца ⁶ из уравнения (3.39) получим $x_1 = c [H_a/(1 - \beta) - H_s] / 4\pi j_c$.

Ток изменяет свое направление при смене знака внешнего поля. Изменения направления тока, очевидно, являются причиной "дыхания" капель. Накачка потока в капли может происходить, если $U_{ma} - U_{mf} \gg k_B T$. При высоких температурах эффект исчезает и из-за возрастания $k_B T$, и из-за понижения барьера. Поток $\delta\Phi$, входящий в каплю за период поля, пропорционален этому времени и обратно пропорционален τ : $\delta\Phi \propto 1/\omega\tau_r$. Поэтому $\delta\Phi$ экспоненциально уменьшается с температурой, и эффект также исчезает с ростом температуры. Таким образом, накачка имеет место в определенном температурном диапазоне $T_{\min} < T < T_{\max}$, что соответствует эксперименту, рис. 3.55, 3.56. Аналогичное рассмотрение можно выполнить для выяснения роли частоты накачки. Во-первых, частота должна удовлетворять условию $\omega\tau_r \gg 1$, потому что иначе ТАФФ размажет накачку. Во-вторых, если $\omega\tau_r$ слишком мало, то $\delta\Phi$ слишком мала и $U_{ma} - U_{mf}$ становится меньше $k_B T$. То есть, ограничения по частоте накачки и сверху, и снизу тоже существуют, что также соответствует эксперименту, рис. 3.56.

⁶Результат подтверждается прямым численным расчетом при $n \gtrsim 2.5 - 3$

Вклад энергии пиннинга U_p в энергию активации возрастает с удалением фронта потока от слабой точки, $x_0 - x_1$. Поэтому накачка начинается, если x_1 находится достаточно близко к x_0 . Другими словами, при $U_p \gg k_B T$ пиннинг препятствует дрейфу вихрей в каплю. Пусть x_{min} есть наименьшее расстояние, на которое должен проникать поток для появления эффекта. Тогда минимальная амплитуда поля, необходимая для нагнетания потока в каплю может быть определена как:

$$H_{min} = (1 - \beta)H_s (1 + x_{min}/x_s), \quad (3.40)$$

где $x_s = cH_s/4\pi j_c \propto \omega^{-1/n}$. Кривые $H_{min}(\omega)$, вычисленные с помощью уравнений (3.39) и (3.40) с использованием подгоночных параметров $x_s(10 \text{ Гц})/x_{min} = 0.1$ и $n = 2.7$, представлены на рис. 3.55(б).

Притяжение вихрь-антивихрь становится сильнее, если фронт потока приближается к слабой точке. Если $x_0 - x_1 \lesssim \lambda$, то накачка потока также невозможна, поскольку аннигиляция вихрей становится слишком интенсивной. Обозначим соответствующую амплитуду переменного поля как H_{max} . Так как $x_0 \gg \lambda$, то мы можем написать $H_{max} = (1 - \beta)H_s (1 + x_0/x_s)$. Значит H_{max} зависит от частоты через ту же величину $x_s \propto \omega^{-1/n}$. Температурная зависимость предельных полей появляется из-за температурной зависимости критического тока. Экспериментальные кривые на рис. 3.55(а) хорошо подгоняются, если положить $j_c \propto (1 - T/T_{dp})$, где $T_{dp} \approx 30 \text{ К}$, $(1 - \beta)H_s \approx 150 \text{ Э}$, $x_0/x_{min} \approx 2$.

По мере возрастания потока в капле, с ростом H_{in} , выигрыш в энергии, связанный с образованием капли, уменьшается из-за отталкивания однополярных вихрей в капле, которое пропорционально H_{in}^2 . При определенном поле $H_{in} = H_{thr}$, потенциальный минимум исчезает. Другими словами, экранирующий ток больше не может сдерживать вихри в капле, закрепленной на слабой точке. Можно ожидать, что H_{thr} по порядку величины совпадает с пороговым полем на краю образца, при котором вихри начинают проникать в образец. Это согласуется с экспериментом. Когда внутренний поток в капле превышает некоторое значение, $H_{in} > H_{thr}$, то капля теряет устойчивость. Она теряет часть потока и смещается по слабой связи вглубь образца. На следующем этапе развития процесса новая капля, с потоком противоположной полярности, начинает расти на слабом месте и т.д. Си-

стема со знакопеременным потоком имеет меньшую энергию, чем система с однополярными каплями или случайно изменяющимися полярность. В результате образуется цепочка макроскопических капель знакопеременного потока, стабилизированная магнитостатическим взаимодействием.

Итого, обнаружен и качественно объяснен новый эффект – динамическая самоорганизация магнитного потока, входящего в монокристаллы BSCCO под действием переменного магнитного поля, в макроскопические капли потока. Эффект имеет место в определенном диапазоне амплитуд, частот возбуждающего поля, в определенном температурном диапазоне. Накачка капель происходит из-за наличия магнитостатических взаимодействий (из-за размагничивающего фактора). Аккумуляция потока в макроскопические капли на слабой точке оказывается выгодной, поскольку такой процесс уменьшает энергию полей рассеяния вблизи поверхности кристалла. Надо отметить, что образующаяся структура – цепочки капель, очень устойчива. Цепочка капель остается устойчивой сотни секунд после выключения переменного поля, в то время как в остальной части кристалла, как на планарных дефектах, так и в совершенной части кристалла, поток выходит из кристалла за доли секунды. Наблюдаемый эффект к классу динамической самоорганизации вихревой материи, примеры которой были рассмотрены в начале раздела. Обнаруженное явление может оказаться очень важным для практического применения Bi2212 , т.к. оно обуславливает дополнительный механизм потерь в переменном магнитном поле и нерегулярные скачки магнитной проницаемости.

3.3.2 "Твистерные" структуры в тонких монокристаллических пластинах

Как уже говорилось во введении к этой главе, процесс перемагничивания пластин сверхпроводника второго рода весьма своеобразен из-за возникновения в нем вихрей с разной ориентацией магнитного потока. Удивительные эффекты наблюдаются при перемагничивании тонких пластин с небольшой анизотропией свойств: турбулентность при перемагничивании, твистерные структуры при качании магнитного поля. Структуры эти счи-

тались динамическими, то есть формирующиеся только в переменном поле, но в то же время устойчивые, очень медленно релаксирующие, как и макроскопические капли магнитного потока, рассмотренные выше. Данный раздел диссертации посвящен изучению свойств и природы этих явлений.

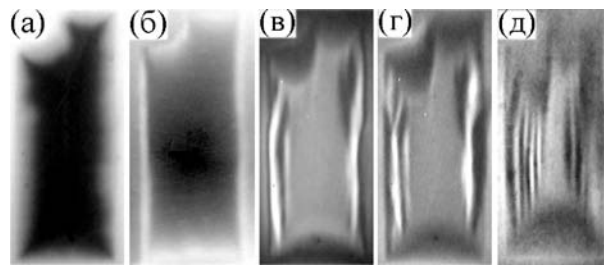


Рис. 3.60: МО изображение распределения магнитной индукции в монокристалле YBCO при $T = 36$ К. (а) – Постоянное поперечное поле $H_z = 1280$ Э. (б) – Несимметричная картина проникновения наклонного поля, постоянное поле в плоскости образца $H_{dc} = 1250$ Э, поперечное $H_z = 250$ Э. Вдоль линий поля в плоскости H_{dc} , приложенного по вертикали на рисунке, поток проникает значительно глубже, чем поперек. (в,г) – Изменение картины проникновения потока после нескольких циклов изменения поперечного поля, -250 Э $< H_z < 250$ Э. (д) – После циклирования H_z с частотой 100 Гц в течении 10 с. Темные и светлые полосы вдоль длинных сторон образца - распределение знакопеременного поперечного магнитного потока, захваченного в пластине.

Условия наблюдения твистеров таковы [13, 431]: при температуре выше T_c образец помещают в постоянное магнитное поле H_{dc} , лежащее в плоскости пластины (кристаллическая плоскость **ab**). Затем образец охлаждают до заданной температуры $T < T_c$ и прикладывают поперечное магнитное поле $H_z < H_{dc}$. Без плоскостного поля перпендикулярный поток входит в пластину изотропно со всех сторон, рис. 3.60 (а). В присутствии плоскостного поля появляется анизотропия: магнитный поток входит на большее расстояние вдоль плоскостного поля и на меньшее расстояние поперек плоскостного поля, см. рис. 3.60 (б). Если теперь изменять поперечное поле в пределах $\pm H_z$, то возникает картина, напоминающая образование капель потока, описанное в предыдущем разделе. Вблизи краев пластины (параллельных плоскостному полю) идет постепенное, цикл за циклом, накопление поперечного магнитного потока. По достижении некоторой критической ширины полоса с захваченным потоком отрывается от края пластины, и начинается накачка полосы с поперечным потоком другого знака и т.д.

(см. рис. 3.60 (в,г)). Со временем полос становится много. Они продвигаются к центру пластины, где аннигилируют, рис. 3.60 (д). Авторы [13] утверждали, что в пластине сверхпроводника при качании внешнего поля формируются типичные для бессиловой конфигурации структуры - токовые шнуры, окруженные геликоидально-накрученными вихрями, что и определяет их устойчивость.

После первого сообщения о наблюдении таких структур дополнительных исследований выполнено не было. Но предложенная трактовка вызвала сомнения. Во-первых, в пластинке шириной 200 мкм помещалось до десятка твистеров при толщине пластинки порядка 30 мкм, рис. 3.17, стр. 202. Если твистер - скрутка вихрей, то его ширина в ab плоскости должна быть не меньше толщины пластинки, а принимая во внимание типичную для YBCO анизотропию токов в ab и ac плоскостях, равную 7, надо ожидать, что твистеры должны быть даже в несколько раз шире, что противоречит эксперименту, где расстояние между твистерами было около 20 мкм. Если же предположить, что сами скрутки гораздо уже, чем толщина пластины, то надо полагать, что они находятся в глубине, и тогда они не могут давать наблюдаемые на поверхности градиенты поля, соответствующие, по оценкам авторов, току 2×10^9 А/см². Во-вторых, предполагаемый гигантский ток, текущий вдоль длинных краев пластины по токовым шнурам, должен где-то замыкаться, он не может течь в никуда, а из картины распределения потока следует, что при наличии десятка "шнуров" область замыкания, видимая вдоль короткой стороны, становится даже уже, чем при первом качании поля, когда ток от одного лишь "шнура" замыкается током, текущим вдоль короткой стороны пластины, рис. 3.17 (а) и (в), стр. 202. Для прояснения природы обнаруженного эффекта были выполнены описанные ниже экспериментальные исследования.

Во-первых, было установлено, что твистеры формируются в кристаллах типа YBCO123, но их нет в более анизотропных кристаллах, например, YBCO124, BSCCO2212:Рb, BSCCO, нет и в текстурированных плавлением керамиках, утонённых до толщины $20 \div 60$ мкм.

Был выяснен интервал температур, когда явление наблюдается: $T = 30 \div 70$ К для YBCO с $T_c \sim 90 \div 93$ К - область температур, при которой

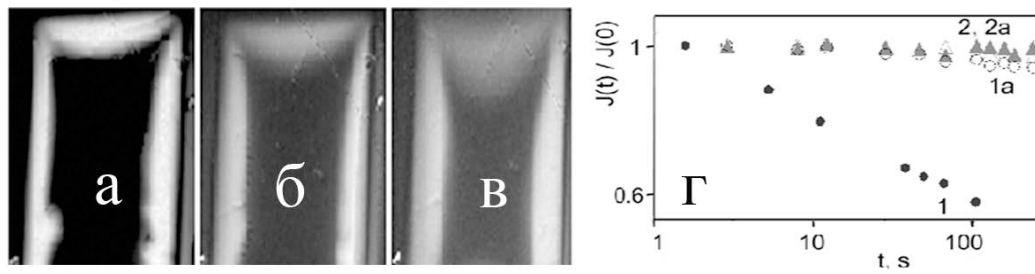


Рис. 3.61: (а – в) – анизотропия проникновения H_z при $T = 36$ К, наведенная плоскостным полем $H_{dc} = 0, 300, 670$ Э. Показано распределение магнитного потока, захваченного после однократного приложения $H_z = 650$ Э в присутствии H_{dc} и последующего выключения H_z . (г) – релаксация экранирующих токов, текущих вдоль внутренней и внешней сторон потока: кривые 1, 1' – ток вдоль короткой стороны кристалла, текущий перпендикулярно к H_{dc} , кривые 2, 2' – ток, вдоль длинной стороны кристалла, текущий параллельно H_{dc} . Поток на внутреннем фронте релаксирует чуть-чуть медленнее, чем на внешнем фронте.

крип потока становится существенным (турбулентность магнитного потока на фронте перемагничивания развивается в той же области температур). Было установлено, что так же, как и в монокристаллах BSCCO, рис. 3.43 (стр.232) и рис. 3.47 (стр.237), анизотропия проникновения поля H_z растет с ростом H_{dc} , и крип потока вдоль H_{dc} на порядок сильнее, чем поперек потока, рис. 3.61. За 100 секунд измерения поток поперек плоскостного поля практически не продвинулся, градиент на соответствующем фронте перемагничивания не изменился, но поток продвинулся вглубь кристалла в направлении плоскостного поля, и градиент на этом фронте потока уменьшился почти в два раза.

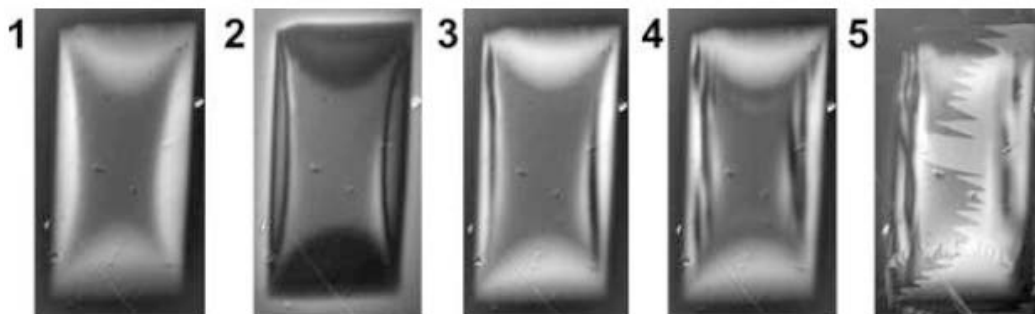


Рис. 3.62: Трансформация захваченного магнитного потока после охлаждения образца в плоскостном поле 997 Э и приложения $H_z = +276$ Э (1), -276 Э (2), $+276$ Э (3) и многократного циклирования $H_z = 276$ Э (4), и релаксация картины захвата после выключения H_z (5).

Однако уже при первом переключении поля H_z (смене его направления

на обратное) поток с прежним направлением поля не был полностью скомпенсирован вновь проникшим потоком другого направления, а продвинулся вглубь в направлении поперек поля, рис. 3.62(1,2). Второе переключение полярности поля H_z привело к тому, что вдоль длинной стороны кристалла сформировалось уже три полосы знакопеременного потока, рис. 3.62(3). При дальнейшем циклировании поля продвижение потока вглубь замедляется, но тем не менее за несколько переключений формируется еще полоса и т.д., рис. 3.62(4). После выключения поля H_z сформировавшаяся структура слегка выравнивается и замораживается, рис. 3.62(5).

Надо отметить, что описанный эксперимент не повторяет в точности условия работы [13]. В данном случае поле H_z прикладывается импульсно; длительность импульсов велика, ~ 1 сек. Естественно, что за это время релаксация происходит более сильная, чем при H_z , изменяющемся с частотой десятки или даже сотни Герц. Поэтому образование так называемых твистеров происходит быстрее, чем при высокочастотной накачке, фактически за несколько циклов перемагничивания.

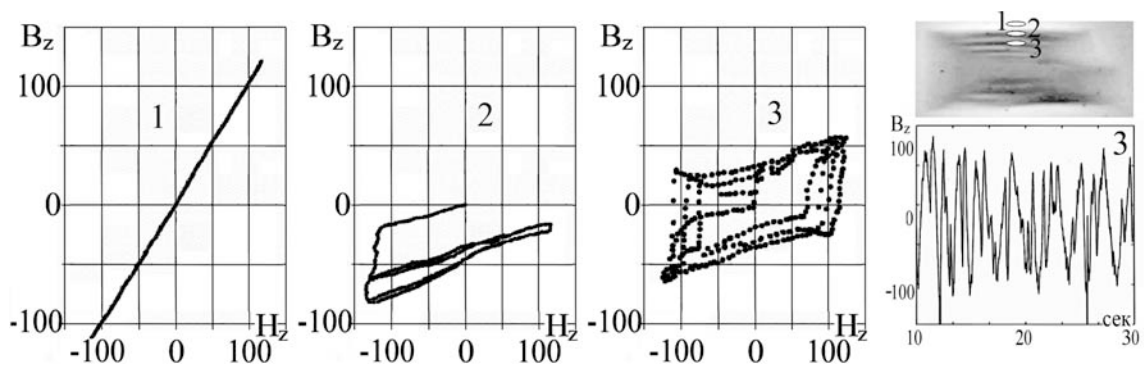


Рис. 3.63: Изменение индукции B_z в точках 1 (в 30 мкм от края образца, вне), 2 (в 30 мкм от края образца, внутри) и 3 (в 50 мкм от края образца, внутри) при многократной развертке H_z и временное изменение B_z за 30 сек., измеренное в точке 3. Частота поля H_z - 12 Гц, амплитуда - 120 Э, температура - 50 К. Положение точек 1, 2, 3 показано на изображении образца.

Образование твистеров при накачке переменным полем показано на рис. 3.60, а изменения локальной индукции $B_z(H_z)$, происходящие при зарождении твистеров, даны на рис. 3.63. Измерение индукции производилось в локальной области диаметром ~ 5 мкм. Кривые измерены в трех точках: вне образца вблизи края (1), в 30 (2) и 50 мкм (3) от края в образце (точки отмечены на изображении образца, показанном на том же рисунке).

Видно, что вне образца индукция изменяется синхронно с полем (график 1), и ее величина чуть-чуть превышает значение поля в силу существование барьера на вход потока. В образце изменение индукции в несколько раз слабее, и, кроме того, изредка наблюдаются скачкообразные изменения индукции, соответствующие смещению твистера из-за появления нового (графики 2, 3). Подчеркнем еще раз, локальная индукция изменяется при изменении поля H_z в любой точке образца, в том числе в области, занятой твистерами. Но в области твистеров эти изменения незначительны по величине до тех пор, пока не зарождается новый твистер, смещающий уже существующие. Нерегулярность зарождения твистеров видна из временной зависимости $B_z(H_z(t))$. Частота изменения поля H_z - 12 Гц. Изменения индукции B_z , происходящие с этой частотой, видны на зависимостях $B_z(H_z)$ (кривые 2 и 3), но не видны на временной развертке сигнала, $B_z(t)$, где они сглажены усреднением сигнала по времени. Зато на $B_z(t)$, записанной в течении 30 сек, видны нерегулярные скачки, которые отражают попытки формирования новых твистеров (скачки сигнала без смены знака индукции) и фиксируют зарождение новых твистеров (смена знака сигнала). Таким образом, формирование очередного твистера происходит не синхронно с изменением поля, а за много циклов перемагничивания; процесс – нерегулярный, непериодический.

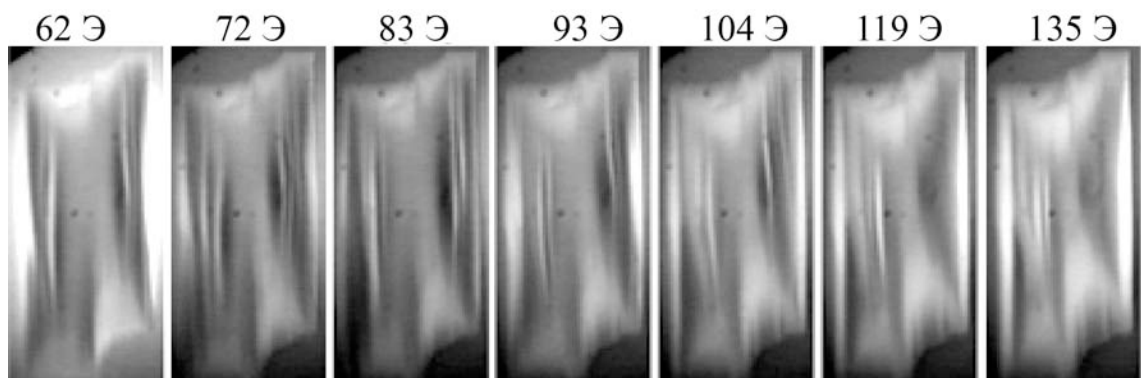


Рис. 3.64: Изменение твистерной структуры при изменении амплитуды качания поля. $T = 70$ К, $H_{dc} = 1246$ Э, $H_z = 60 \div 135$ Э.

Изменение частоты накачивающего поля не влияет на диапазон температур, амплитуд и частот поля, при которых наблюдается образование твистеров. Амплитуда возбуждающего поля H_z важна. Твистеры формиру-



Рис. 3.65: Зависимость ширины твистера от амплитуды качания поля. Данные для двух пластин с различным отношением k толщины к ширине, $k = 0.07$ и 0.035 . $T = 70$ К, $H_{dc} = 1246$ Э, $H_z = 20 \div 160$ Э.

ются, когда амплитуда поперечного поля превышает некое пороговое значение: поток должен проникнуть в пластину в направлении поперек плоскостного поля. По мере увеличения амплитуды поля процесс продвижения твистеров вглубь кристалла сначала становится квазипериодическим, а затем при еще больших амплитудах стохастизируется. На рис. 3.64, показано, как изменяется регулярность твистерной структуры при изменении амплитуды качания поля при $T = 70$ К, $H_{dc} = 1246$ Э, $H_z = 60 \div 135$ Э. На рис. 3.65(а) приведено изменение ширины формирующихся твистеров dx при изменении амплитуды переменного поля H_z . Измерения выполнены на одном и том же образце, исходном и утоненном в два раза, в результате чего поля, при которых формируются твистеры сместились в сторону меньших значений, но зависимость $dx(H_z)$ носит монотонный характер. Четко видна тенденция к уменьшению ширины твистеров при усилении качания. И четко видно, что в более тонкой пластине твистеры шире, чем в более толстой.

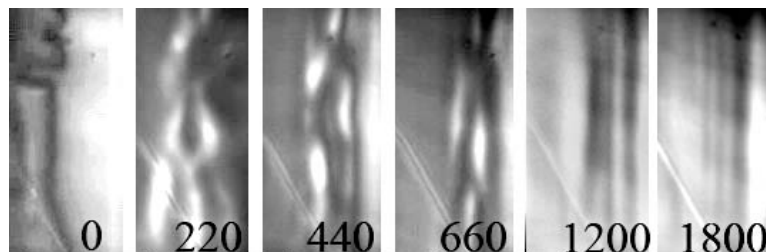


Рис. 3.66: Влияние плоскостного поля на картину проникновения перпендикулярного переменного поля – фрагменты изображения одного и того же участка образца, край – справа. H_{dc} указано на рисунках. $T = 40$ К.

Величина плоскостного поля тоже важна для формирования твистеров. Если поле недостаточно, то вместо твистеров – длинных пар полос, несущих (+) и (-) компоненты перпендикулярного поля, в кристалл проникают бесформенные обрывки знакопеременного потока, рис. 3.66. По мере усиления плоскостного поля области с +/- компонентой поля вытягиваются и переходят в "твистеры", рис. 3.66. В случае, если величина плоскостного

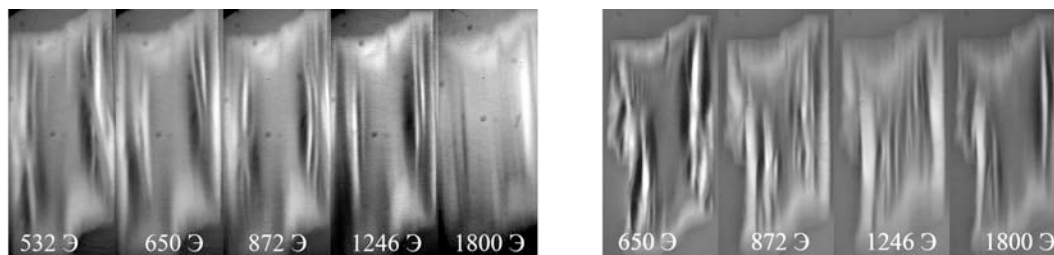


Рис. 3.67: Зависимость ширины твистера от величины плоскостного поля. Данные для двух пластин с $k = 0.07$ и 0.035 . $T = 70$ К, $H_z = 83$ Э, $H_{dc} = 530 \div 1246$ Э.

поля достаточна для формирования твистеров, их толщина оказывается зависящей и от величины этого поля и от толщины пластины сверхпроводника, рис. 3.65(б), 3.67. В среднем твистеры оказываются тоньше, если формируются в более сильном плоскостном поле.

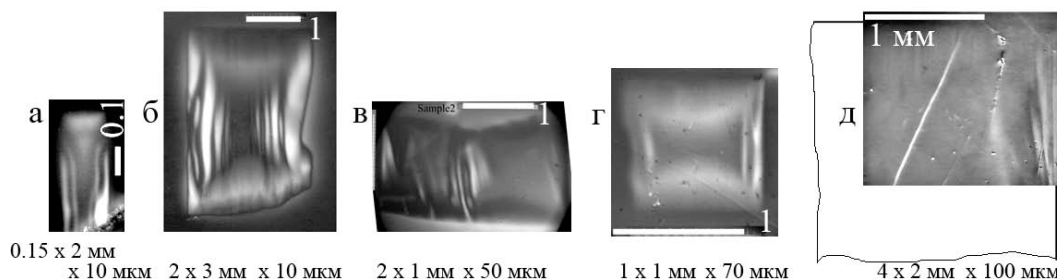


Рис. 3.68: Твистеры в пластинах различных размеров. Размеры образцов даны внизу в последовательности: по горизонтали X, по вертикали Y и толщина. Белая полоса на рис.а – 0.1 мм, на остальных – 1 мм. На рис.(а,д) показана только часть образцов. Плоскостное поле приложено по вертикали.

Образование "твистерных" структур наблюдалось во всех исследованных образцах с однородным пиннингом. При этом оказалось, что в более тонких образцах при прочих равных размерах образцов твистеры толще, в квадратных образцах твистеры шире, чем в узких и длинных при равной толщине образцов, а в самых толстых и больших пластинах удалось

наблюдать только твистеры, тонкие по центральному сечению образца, но значительно расширяющиеся к его концам, причем твистеры были локализованные лишь у краев пластин (продвигаясь к центру они расплывались и быстро теряли перпендикулярный поток), рис. 3.68. То есть, ширина твистеров зависит не только и не столько от толщины образцов, сколько от размагничивающего фактора, определяемого соотношениями всех трех размеров.

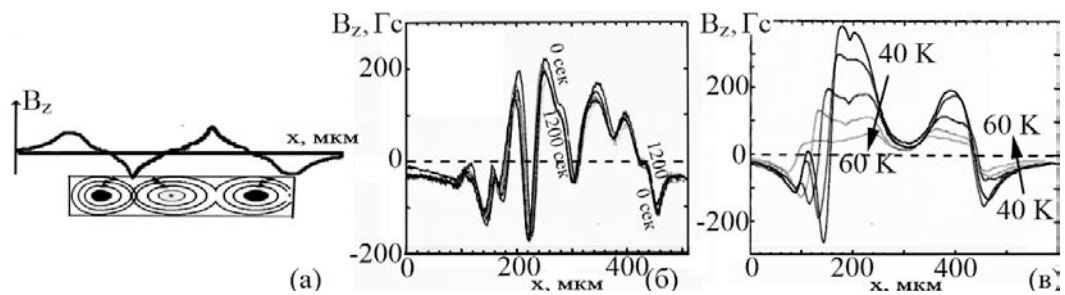


Рис. 3.69: Релаксация твистеров со временем и при изменении температуры. (а) – схема структуры из 3х твистеров и распределения индукции на поверхности образца. (б) – релаксация структуры, полученной при $T = 43$ К, $H_{dc} = 1800$ Э, $H_z = 422$ Э, $\omega = 5$ Гц, после выключения H_z , профили сняты в моменты времени $t = 0, 87, 166, 300, 600, 1200$ сек. (в) – релаксация структуры, полученной при $T = 40$ К, $H_{dc} = 1800$ Э, $H_z = 412$ Э, $\omega = 5$ Гц, после выключения H_z , при нагреве образца, профили сняты при $T = 40, 45, 50, 55, 60$ К.

Прежде, чем перейти к описанию релаксации твистерной структуры, рассмотрим схему, поясняющую, какой контраст следует ожидать в связи с формированием нескольких реальных твистеров. На рис. 3.69(а) схематически показан образец (его поперечное сечение), в который помещено три скрутки вихрей. Поскольку они не схлопываются, то вихревые линии на соседних твистерях накручены в противоположных направлениях. Над схемой образца построено ожидаемое распределение индукции (перпендикулярной к поверхности образца компоненты индукции B_z , визуализируемой с помощью магнитооптики). Над центром каждого твистера $B_z = 0$, на каждой границе между парой твистеров $|B_z|$ имеет максимум, а направление индукции на соседних границах чередуется. Левая сторона каждого пика на профиле индукции относится к плотности вихрей, накрученных на один токовый шнур, правая сторона пика относится к соседнему твистеру. Наклон каждого плеча максимума (минимума) определяется в основном свойствами одного твистера. Например, распределение индукции, показан-

ное на рис. 3.69(б), соответствует двенадцати твистерам. Граница между двумя твистерами оказывается линией, где $|B_z| = \max$, причём значение индукции над этой точкой должно быть в два раза больше, чем на краю кристалла, если твистеры одинаковы. Но по краю кристалла и по его поверхности при выключении H_z может течь Мейсснеровский ток, который усилит или ослабит поле около образца в зависимости от совпадения или несовпадения его направления с B_z от твистера. В то же время при плавном выключении H_z поверхностный ток должен занулиться, тогда индукция у края образца должна быть слабее, чем на границе твистеров. При изучении релаксации переменное поле плавно уменьшалось до нуля именно таким образом, за сотни периодов поля.

Релаксация сформировавшейся "твистерной" структуры происходит по типу релаксации потока, проникшего в тонкую пластинку не на всю ширину, рис. 3.33, 3.34 и рис. 3.61. Как при частичном проникновении в пластину наклонного магнитного поля, в направлении вдоль структуры идет быстрая релаксация, рис. 3.61. В направлении поперек структуры – релаксация на порядок медленнее (как и при частичном проникновении наклонного поля). В процессе релаксации амплитуда переменной компоненты индукции постепенно уменьшается, рис. 3.69(б). При этом положительные и отрицательные градиенты индукции (соответствующие разным твистерам участки кривой $B_z(x)$) изменяются различным образом, причем на пиках, находящихся ближе к краю, как правило, релаксация идет быстрее. Ни разу не наблюдалось "раскрутки" твистеров, исчезновения одного из них не на краю кристалла. Даже при нагреве кристалла, рис. 3.69(в), когда уменьшение перпендикулярной компоненты потока было очень значительным, релаксация заключалась в "угасании контраста", т.е. уменьшении захваченного потока.

Попробуем понять природу твистеров. Предположение о спиралеобразных вихрях Абрикосова [13] (отсюда и название "твистер"), возникающих из-за пересечения вихрей, лежащих в плоскости \mathbf{ab} и вихрей, направленных поперек пластины вдоль оси \mathbf{c} , не оправдывается по нескольким признакам. Установлено, что при уменьшении толщины образца размер твистеров уве-

личивается. Это принципиально не сходится с моделью образования в пластине скруток вихрей, в которой предполагается, что их размер ограничен толщиной образца. Уменьшение размера твистера с усилением плоскостного поля и с усилением амплитуды перпендикулярного переменного поля также противоречит гипотезе, потому что, согласно модели, размер твистера должен определяться соотношением пиннинга (экранирующего тока) и Мейсснеровского тока. Кроме того, в слабых плоскостных полях твистеры образуются легче, при меньших амплитудах качающего поля они крупнее, в сильных плоскостных полях твистеры формируются при бóльшей амплитуде качающего поля и мельче, что также не соответствует гипотезе о формировании скруток вихрей в пластине. Твистеры образуются не только в синусоидальном переменном поле, но и в импульсном поле переменной полярности. При этом изменение скважности импульсов влияет на размер твистеров: при увеличении длительности импульсов твистеры крупнее. И наконец, интервал температур, в которых образование твистерных структур возможно, совпадает с интервалом, в котором наблюдается значительная релаксация потока, и в котором в перпендикулярном магнитном поле наблюдается турбулентность на фронте перемагничивания. Казалось бы, что повышенная температура должна препятствовать образованию скруток вихрей, а не облегчать этот процесс.

Другой потенциальный механизм образования твистеров следует из расчетов Н. Брандта [330], касающихся поведения потока, проникающего в пластину сверхпроводника второго рода в качающемся магнитном поле. К сожалению, была рассмотрена геометрия, "перпендикулярная" к геометрии эксперимента с твистерами: тонкая пластинка в постоянном поле, перпендикулярном плоскости, и переменном, лежащем в плоскости образца. Для такой геометрии под действием тряски переменным полем в образце со сторон, параллельных направлению трясущего поля, могут входить области знакопеременного потока, формирование которых обусловлено подавлением тока из-за возрастания электрического поля, обусловленного, в свою очередь, быстрым изменением переменного поля. Но этот эффект зависит от частоты переменного поля и должен быть сильнее выражен при повышении частоты. Это не согласуется с экспериментальными данными,

когда увеличение длительности импульсов переменного поля приводит к облегчению генерации вихрей.

Поэтому было сделано следующее предположение. При приложении поля перпендикулярно плоскости образца в него входят не перпендикулярные, а наклонные вихри. Когда различие в углах наклона вихрей для различных полярностей перпендикулярного поля существенно, то поток одного направления не уничтожает поток другого направления, что требует значительных затрат энергии на переключение вихрей, а вызывает проталкивание некоторой части скрещенных вихрей вглубь образца. При таком механизме больший угол качания вихрей (за счет уменьшения плоскостного поля при том же переменном, или за счет усиления переменного поля при постоянном плоскостном) должен облегчать формирование структур. В области средних температур, в условиях заметного крипа, в тонкой пластине поток релаксирует в большей степени на внешнем фронте, в на внутреннем фронте остается практически неизменным, рис. 3.37, 3.61, что способствует дрейфу захваченного потока вглубь пластины.

Механизм самоподстройки данной динамической структуры (то есть образование чередующихся по своей поляризации полос и их динамика) должен включать в себя эффекты, связанные с рассеянными магнитными полями, как это было в случае пузырей или капель (см. предыдущий раздел). Качественно эффекты аналогичны. Имеется прямая аналогия с эффектом генерации новых доменных границ в тонкой пластинке ИЖГ, происходящей под действием переменного магнитного поля, стр.156, рис. 2.58. Одноосная анизотропия, лежащая в плоскости пластинки, задает выделенное направление магнитного момента в доменах. Плоскостное поле задает направление вихрей в сверхпроводящей пластинке. Достаточно слабое перпендикулярное переменное поле возбуждает отклонение намагниченности от легкой оси. За много периодов переменного поля (за много попыток) происходит локальный разворот вектора намагниченности, приводящий к образованию нового домена и смещению уже существующих доменов. И перпендикулярное поле возбуждает отклонение вихрей из плоскости, приводящее, за много циклов возбуждения, к образованию полос с чередующимся направлением вихрей.

Что касается устойчивости образовавшейся структуры чередующихся вихревых полос, то она тоже в значительной степени может быть обеспечена через магнитоэлектростатические поля рассеяния, которые для тонких пластин сверхпроводника могут давать существенный вклад в баланс энергий.

3.4 Выводы к главе 3

1. Проведено экспериментальное исследование кинетики перемагничивания сверхпроводников второго рода – монокристаллов и текстурированных материалов, и выявлены основные факторы, влияющие на их отклик при изменении внешнего магнитного поля.
2. В текстурированной плавлением керамике в широком диапазоне температур изучена кинетика перемагничивания и захвата потока.
3. Установлено, что в объемном текстурированном материале, как и в тонких пленках, границы между кристаллитами с углом разориентации больше 10° обладают пониженными проводящими свойствами, т.е. ведут себя как слабые связи.
4. Определены температурные зависимости критических токов, текущих в базовой плоскости и поперек базовой плоскости. Установлено, что в области низких температур характер изменения тока описывается моделью коллективного пиннинга на точечных дефектах, а при высоких температурах - пиннингом на протяженных дефектах.
5. На основании экспериментальных данных определены анизотропия токов и зависимость анизотропии от температуры. Обнаружено, что анизотропия критических токов в текстурированном материале резко возрастает при повышении температуры выше 80 К в отличие от анизотропии тока в монокристаллах, понижающейся с повышением температуры. Показано, что такое отличие связано со свойствами границ между кристаллитами, образующими текстурированные домены, на которых при температуре около 80 К происходит разморажива-

ние слабых связей, что приводит к резкому уменьшению тока поперек кристаллитов.

6. Изучена релаксация внутризеренных и межзеренных критических токов. Обнаружено, что релаксация тока по слабым связям идет в несколько раз быстрее, чем внутризеренного тока. Таким образом, впервые напрямую показано, что роль слабых связей в материале не сводится только к уменьшению захвата потока или ограничению протекающего тока, наличие слабых связей определяет диссипацию в системе.
7. Изучено влияние геометрического фактора на характер релаксации магнитного потока в пластинах сверхпроводника. Установлено, что при частичном проникновении потока в толстых пластинах релаксация происходит за счет крипа тока на внутреннем и на внешнем фронтах переметания, что приводит к уменьшению захвата с одновременной диффузией потока вглубь образца, а в тонких пластинах релаксация идет главным образом за счет уменьшения экранирующего тока на внешнем фронте потока, без его продвижения вглубь образца. Таким образом показано, что даже в одном и том же материале, релаксация потока может быть различной: возможно минимизировать диссипацию, варьируя форму.
8. Изучено проникновение наклонного поля и его релаксация в пластинах текстурированной керамики YBCO, монокристаллов YBCO и анизотропных монокристаллов BSCCO, допированных свинцом. Обнаружено, что во всех типах пластин наличие плоскостного поля приводит к появлению анизотропии проникновения потока (увеличению глубины проникновения потока вдоль плоскостной компоненты поля и одновременному уменьшению глубины проникновения потока в направлении поперек плоскостного поля) и к изменению релаксации экранирующего тока (усилению крипа тока, текущего поперек плоскостного поля, и практически к остановке релаксации тока, текущего вдоль плоскостного поля).
9. Подробно исследовано формирование вихревых динамических струк-

тур в качающихся магнитных полях - твистеров. Изучено влияние величины плоскостного поля на возможность и устойчивость формирования структур, влияние амплитуды и частоты переменного поля. Показана трансформация вида структур при изменении геометрических размеров образцов и форм-фактора. Исследована релаксация структур. На основании полученных данных выполнен анализ существующих моделей и сделан вывод о природе динамической самоорганизации.

10. Изучено поведение монокристаллов BSCCO, допированных свинцом в скрещенных магнитных полях. При $T = T_m = 54$ К обнаружено резкое изменения отклика кристаллов на приложение поля: при $T < T_m$ проникающий поток следует вдоль направления поля, как это происходит в кристаллах YBCO, при $T \geq T_m$ эта корреляция скачкообразно исчезает. На основании выполненных теоретических оценок сделан вывод о наблюдении 3D-2D фазового перехода в системе вихрей: наличии сильных 3-х мерных корреляции между панкейками, составляющими вихри в сильно анизотропном кристалле BSCCO при $T < T_m$, и скачкообразном исчезновении этих корреляций при $T \geq T_m$, приводящем к появлению разупорядоченных в направлении оси c панкейков и резкому уменьшению пиннинга.
11. Обнаружен новый тип самоорганизации вихревой материи – формирование макроскопических капель магнитного потока под действием переменного магнитного поля в монокристаллах BSCCO. Изучены необходимые и достаточные условия для формирования капель, определен диапазон амплитуд и частот переменного поля, а также температурный диапазон, в котором эффект существует. Подробно исследована эволюция структуры при различных температурах, её релаксация. Показана определяющая роль магнитостатических полей рассеяния в формировании и стабильности структуры.

Заключение

Представленная диссертационная работа посвящена экспериментальному исследованию процессов перемагничивания в магнитоупорядоченных средах – ферромагнетиках и сверхпроводниках второго рода.

Работа выполнена в основном методом магнито-оптической визуализации распределения магнитного потока, позволившим в реальном времени проводить наблюдения происходящих процессов, определять усредненный и локальный отклик системы, исследовать локальные свойства материала и выявлять их связь с реальной структурой кристаллов. Для выполнения ряда экспериментов были существенно модифицированы существовавшие ранее методы исследования, а также предложены и реализованы новые.

В результате проведенных экспериментальных исследований был обнаружен ряд новых, не наблюдавшихся ранее и не предсказанных теоретически, эффектов динамической самоорганизации. Эти эффекты всесторонне изучены, определены необходимые и достаточные условия для их проявления, найдены стимулирующие факторы, показано влияние возникновения структур на макроскопические характеристики материала.

1. Проведено экспериментальное изучение кинетики перемагничивания и поведения доменной структуры ферромагнетиков в тонких монокристаллических пластинах и плёнках. Выявлены основные факторы, влияющие на динамический отклик магнетиков на изменение внешнего поля.

(а) Впервые прямыми наблюдениями показано, что динамика доменных границ в существенной мере определяется нелинейными возбуждениями тонкой структуры доменных границ - движением блоховских линий. Эти возбуждения возникают пороговым по амплитуде переменного магнитного поля образом, в широком диапазоне частот, при любом направлении поля: совпадающем с направлением намагниченности в доменах, совпадающем с направлением намагниченности в границах или перпендикулярном им.

Установлено, что в совершенных монокристаллических плёнках эти возбуждения приводят к ограничению подвижности границ, как и предсказывалось теорией, но в кристаллах с эффектом магнитного последствия возбуждение движения блоховских линий приводит к увеличению подвижности границ.

- (b) Обнаружены эффекты динамического преобразования доменной структуры магнитного диэлектрика в переменном магнитном поле, заключающиеся в изменении периода доменной структуры и в качественном изменении типа структуры. Определены области амплитуд-частот возбуждающих полей, при которых трансформация структуры имеет место. Показано, что динамические изменения периода доменной структуры происходят под действием полей различных ориентаций, амплитуда которых превышает пороговые поля, эффект подавляется постоянными магнитными полями и однозначно связан с возникновением нелинейных возбуждений в доменных границах. Качественные преобразования структуры, возникающие в достаточно больших переменных магнитных полях, обусловлены возбуждением упругих резонансов.
- (c) Обнаружена новая, автоколебательная, мода движения намагниченности, возбуждаемая высокочастотным магнитным полем и приводящая к процессу периодической генерации доменных границ и их направленного смещения. Изучены характеристики процесса в зависимости от амплитуды, частоты и ориентации поля. Найдены способы управления автогенерацией с помощью постоянных и переменных подмагничивающих полей. Выявлены условия и изучена кинетика возникновения стохастического режима движения границ.
- (d) Изучено влияние динамических изменений состояния доменной структуры на магнитную проницаемость. Показано, что и преобразование структуры, и возбуждение генерации границ приводит к временной нестабильности магнитных характеристик кристаллов.

2. Выполнено экспериментальное исследование кинетики перемагничивания поликристаллических тонких и ультратонких двухфазных магнитных плёнок. Показано, что и кинетика перемагничивания таких плёнок, и динамические характеристики процесса в значительной мере определяются межзерненным обменным взаимодействием или вариацией обменного взаимодействия вблизи поверхности пленки.

(а) Экспериментально показано и теоретически подтверждено, что обменное взаимодействие между зёрнами определяет механизм перемагничивания поликристаллических плёнок: при слабом обмене перемагничивание происходит за счёт неоднородного вращения намагниченности, при достаточно сильном, как и в монокристаллических плёнках, за счёт зарождения и движения доменных границ с последующим доворотом магнитных моментов к направлению поля. В поликристаллических плёнках $\text{Co}_x\text{Ni}_{100-x}$ это приводит к зависимости процесса перемагничивания от концентрации Co , по мере возрастания концентрации которой растёт обменное взаимодействие, и к кроссоверу на зависимостях коэрцитивности и остаточной намагниченности от концентрации Co .

(б) Экспериментально изучено влияние близости антиферромагнитного слоя на кинетику перемагничивания поликристаллического нанослоя пермаллоя. Обнаружено, что наряду с изменением квазистатических характеристик процесса перемагничивания магнитомягкого слоя (обменного смещения и расширения петель гистерезиса), происходят гигантские изменения динамических характеристик перемагничивания (увеличение времён зарождения доменных границ, замедление скорости движения границ), появляются новые типы асимметрии процессов (при перемагничивании по и против эффективной оси лёгкого намагничивания различаются на порядки времена зарождения границ и скорости движения границ, в несколько раз – активационные объёмы при движении границ). Эффекты качественно объяснены изменением однородности потенциального рельефа для движения доменных границ из-за вариации направления обменно-наведенной анизотропии на

шероховатостях интерфейса ферромагнетик-антиферромагнетик.

- (с) Обнаружена бистабильность магнитной доменной структуры ультратонких плёнок манганита лантана, выращенных на подложках ЛАО, обусловленная напряжениями несоответствия между параметрами решетки пленка-подложка. Показано, что движение границ в таких плёнках носит термоактивационный характер. Определены скорость движения границ, активационные объёмы, магнитная вязкость и их изменение с температурой. Обнаружен кроссовер на зависимости коэрцитивности от температуры в окрестности температуры 200 К, связанный с преобразованием структуры доменных границ, посредством смещения которых происходит перемагничивание.

3. Проведено экспериментальное исследование кинетики перемагничивания сверхпроводников второго рода – монокристаллов и текстурированных материалов – в медленно изменяющихся магнитных полях, и выявлены основные факторы, влияющие на их отклик при изменении внешнего магнитного поля.

- (а) В текстурированной плавлением керамике в широком диапазоне температур изучена кинетика перемагничивания и захвата потока. Установлено, что в объемном текстурированном материале, как и в тонких пленках, границы между кристаллитами с углом разориентации больше 10° обладают пониженными проводящими свойствами, т.е. ведут себя как слабые связи. Определены температурные зависимости критических токов, текущих в базовой плоскости и поперек базовой плоскости. Установлено, что в области низких температур характер изменения тока описывается модель коллективного пиннинга на точечных дефектах, а при высоких температурах - пиннингом на протяженных дефектах.

- (b) На основании экспериментальных данных определена анизотропия критического тока. Обнаружено, что анизотропия критического тока в текстурированном материале резко возрастает при повышении температуры выше 80 К в отличие от анизотропии то-

ка в монокристаллах, понижающейся с повышением температуры. Показано, что такое отличие связано со свойствами границ между кристаллитами, образующими текстурированные домены, на которых при температуре около 80 К происходит размораживание слабых связей, что приводит к резкому уменьшению тока поперек кристаллитов. Изучена релаксация внутризеренных и межзеренных критических токов. Обнаружено, что релаксация тока по слабым связям идет в несколько раз быстрее, чем внутризеренного тока. Таким образом, впервые напрямую показано, что роль слабых связей в материале не сводится только к уменьшению захвата потока или ограничению протекающего тока, наличие слабых связей определяет диссипацию в системе.

- (с) Изучено влияние геометрического фактора на характер релаксации магнитного потока в пластинах сверхпроводника. Установлено, что при частичном проникновении потока в толстых пластинах релаксация происходит за счет крипа тока на внутреннем и на внешнем фронтах перемагничивания, что приводит к уменьшению захвата с одновременной диффузией потока вглубь образца, а в тонких пластинах релаксация идет главным образом за счет уменьшения экранирующего тока на внешнем фронте потока, без его продвижения вглубь образца. Таким образом установлено, что даже в одном и том же материале, релаксация потока может быть различной: возможно минимизировать диссипацию, варьируя форму.
- (d) Изучено проникновение наклонного поля и его релаксация в пластинах текстурированной керамики YBCO, монокристаллов YBCO и анизотропных монокристаллов BSCCO, допированных свинцом. Обнаружено, что во всех типах пластин наличие плоскостного поля приводит не только к появлению анизотропии проникновения потока, но к изменению релаксации экранирующего тока: усилению крипа тока, текущего поперек плоскостного поля, и к остановке релаксации продольного тока.
- (e) Обнаружено существование сильных 3-х мерных корреляций меж-

ду панкейками, составляющими вихри в сильно анизотропном кристалле BSCCO, допированном свинцом, при $T < T_m = 54$ К, и скачкообразное исчезновение этих корреляций при $T \geq T_m$. На основании выполненных теоретических оценок сделан вывод о том, что T_m является точкой 3D-2D фазового перехода в вихревой системе.

4. Исследована кинетика перемагничивания тонких монокристаллических пластин сверхпроводников 2-го рода в переменных магнитных полях.
 - (a) Подробно исследовано формирование вихревых динамических структур в качающихся магнитных полях, в тонких монокристаллических пластинах YBCO. Изучены факторы, определяющие вид формирующихся структур: влияние величины плоскостного поля амплитуды и частоты переменного поля, соотношения геометрических размеров на возможность формирования таких структур и их устойчивость. На основании полученных данных сделан вывод о природе динамической самоорганизации.
 - (b) Обнаружен новый тип самоорганизации вихревой материи – формирование макроскопических капель магнитного потока под действием переменного магнитного поля в монокристаллах BSCCO. Изучены необходимые и достаточные условия для формирования капель, определен диапазон амплитуд и частот переменного поля и температурный диапазон, в котором эффект существует, исследована эволюция структуры при различных температурах, её релаксация. Показана определяющая роль магнитостатических полей рассеяния в формировании и стабильности структуры.
 - (c) Показано, что формирование вихревых динамических структур приводит к изменению характера релаксации в системе, делает релаксацию пространственно неоднородной, неравномерной по времени.
5. Основной результат работы - обнаружение и исследование неравновесных динамических структур в диссипативных магнитно-

упорядоченных магнитоактивных системах (вихревая система в сверхпроводниках второго рода, магнитная доменная структура в ферромагнетиках) под действием переменного магнитного поля.

- (a) Как показано в диссертационной работе, самоорганизация неравновесных метастабильных магнитных структур, изменяющих свойства диссипативной системы и проявляющихся, например, в дополнительном рассеянии энергии возбуждающего поля, в скачках магнитной проницаемости, в изменении скорости релаксации к основному состоянию, возможна в определенном диапазоне амплитуд и частот магнитного поля, в определенном диапазоне температур.
- (b) В работе обращается внимание на тот факт, что между динамическими процессами при перемагничивании ферромагнетиков и сверхпроводников существуют аналогии. Так, определенная аналогия существует между такими эффектами в ферромагнетиках, как нерезонансная генерация блоховских линий в плёнках и тонких пластинках с одной стороны и генерация вихревых капель на дефектах в ВТСП с другой, обнаруженных автором. Еще одним примером подобной аналогии служат явления в скрещенных магнитных полях, твистеры в пластинках ВТСП и генерация доменных границ в пластинках феррограната с плоскостной анизотропией, также обнаруженные автором. Перечисленные аналогии могут быть полезны для более глубокого понимания описанных выше непростых и важных эффектов, влияющих на макроскопические характеристики магнитоактивных сред.

Литература

- ..
1. Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. К теории дисперсии магнитной проницаемости. - В кн. Ландау Л.Д., Сб. трудов, М., Наука, 1969, т.1., с. 128-143.
 2. С.В. Вонсовский, Я.С. Шур. Ферромагнетизм. - М., Л., Гостехиздат. 1948г. 816 с.
 3. У.Ф. Браун. Микромагнетизм. - М., Наука. 1979. 160 с.
 4. В.К.Власко-Власов, А.Ф. Хапиков. Динамическая переориентация и изменения периода доменов в одноосных магнитных пленках под действием переменного магнитного поля. *ЖТФ* **59**, 91-99 (1989).
 5. И.Е. Дикштейн, Ф.В. Лисовский, Е.Г. Мансветова, В.В. Тарасенко. Типы неустойчивостей в упорядоченных доменных структурах. *ЖЭТФ* **100**, 205-223 (1991).
 6. Bao-Shan Han, Dan Li, De-Juan Zheng, Yan Zhou. Fractal study of magnetic domain patterns. *Phys. Rev. B* **66**, 014433-1 – 014433-5, (2002).
 7. K.L. Babcock, R.M. Westervelt. Topological "melting" of cellular domain lattices in magnetic garnet films. *Phys. Rev. Lett.* **63**, 175, (1989).
 8. H. Dötsch. Stability and dynamics of microwave generated ring domains. *AIP Conf. Proc.*, **29**, 78-84, (1976).
 9. Г.С. Кандаурова. Новые явления в низкочастотной динамике коллектива магнитных доменов. *УФН* **172**, 1165-1187, (2001).
 10. Р.Г. Минц, А.Л. Рахманов. Магнитные неустойчивости в жестких сверхпроводниках. *УФН* **121**, 499-524, (1977).

11. R.G. Mints, A.L. Rakhmanov. Critical state stability in type-II superconductors and superconducting-normal-metal composites. *Rev. Mod. Phys.* **53**, 551-592 (1981).
12. V.K. Vlasko-Vlasov, V.I. Nikitenko, A.A. Polyanskii, G.W. Crabtree, U. Welp, B.V. Weal. Macroturbulence in high-T_c superconductors. *Physica C*, **222**, 361 (1994).
13. M.V. Indenbom, C. J. van der Beek, V. Berseth, W. Benoit, G. D'Anna, A. Erb, E. Walker, R. Flükiger. Magneto-optical observation of twisted vortices in type-II superconductors. *Nature* **385**, 702-705 (1997).
14. D. Feinberg. Vortex lines in layered superconductors. I. From 3D to 2D behaviour. *J. Phys III (France)*, **4**, 169-208 (1994).
15. G.P. Mikitik, E.H. Brandt. Asymmetry of magnetic-field profiles in superconducting strips. *Phys. Rev. B* **72**, 064506 (2005).
16. F. Bitter. Experiments on the nature of ferromagnetism. *Phys. Rev.* **41**, 507– 515 (1932).
17. W.C. Elmore. Ferromagnetic colloid for studying magnetic structures. *Phys. Rev.* **54**, 309–310 (1938).
18. U. Essmann, H. Trauble. The direct observation of individual flux lines in type II superconductors. *Phys. Lett. A* **24**, 526-527 (1967).
19. N.V. Sarma. Direct evidence for the laminar and flux line models of mixed state in type II superconductors. *Phys. Lett. A* **25**, 315-316 (1967).
20. Л.Я. Винников, А.О. Голубок. Высокоразрешающая методика прямого наблюдения магнитной структуры на поверхности сверхпроводников II рода. *Препринт ИФТТ АН СССР: Т23310*, (1984).
21. M.E. Hale, H.W. Fuller, H. Rubinstein. Magnetic domain observation by electron microscopy. *J. Appl. Phys.* **30**, 789–790 (1959).
22. P.J. Grundy, R.S. Tebble. Lorentz electron microscopy. *Adv. Phys.* **17**, 153– 243 (1968).

23. J.N. Chapman. The investigation of magnetic domain structures in thin foils by electron microscopy. *J. Phys. D: Appl. Phys.* **17**, 623–647 (1984).
24. J.P. Jakubovics. The effect of magnetic domain structure on Bragg reflection in transmission electron microscopy. *Phil. Mag.* **10**, 277–290 (1965).
25. J.N. Chapman, G.R. Morrison. Quantitative determination of magnetization distributions in domains and domain walls by scanning transmission electron microscopy. *J. Magn. Magn. Mat.* **35**, 254–260 (1983).
26. Г.В. Спивак, И.Н. Прилежаева, В.К. Азовцев. Магнитный контраст в электронном зеркале и наблюдение доменов ферромагнетика. *Доклады Акад. Наук СССР, физич.* **105**, 965–967 (1955).
27. G.A. Jones. Magnetic contrast in the scanning electron microscope: An appraisal of techniques and their applications. *J. Magn. Magn. Mat.* **8**, 263–285 (1978).
28. J. Yin, S. Nomizu, J.-I. Matusda. Reconstruction of three-dimensional magnetic stray fields for magnetic heads using reflection electron beam tomography. *J. Phys. D: Appl. Phys.* **30**, 1094–1102 (1997).
29. K. Koike, K. Hayakawa. Observation of magnetic domains with spin-polarized secondary electrons. *Appl. Phys. Lett.* **45**, 585–586 (1984).
30. E. Bauer. Low energy electron microscopy. *Rep. Progr. Phys.* **57**, 895 (1994).
31. Г.В. Спивак, Т.Н. Домбровская, Н.Н. Седов. Наблюдение ферромагнитных доменов с помощью фотоэлектронов. *Доклады Акад. Наук СССР, физич.* **113**, 78–81 (1957).
32. M. Mankos, J.M. Cowley, M.R. Scheinfein. Quantitative Micromagnetics at High Spatial Resolution Using Far-out-of-Focus STEM Electron Holography. *Phys. Status Solidi A* **154**, 469–504 (1996)).

33. A.R. Lang. The projection topograph, a new method in X-ray diffraction topography. *Acta Crystallogr.* **12**, 249–250 (1959).
34. M. Polcarovra, J. Kaczer. X-ray diffraction contrast on ferromagnetic domain walls in Fe-Si single crystals. *Phys. Status Solidi* **21**, 635–642 (1967).
35. С.Г. Овчинников. использование синхротронного излучения для исследования магнитных материалов. *УФН*, **169**, 869-887 (1999).
36. A. Rogalev, F. Wilhelm, N. Jaouen, J. Goulon, J.-P. Kappler. X-ray Magnetic Circular Dichroism: Historical Perspective and Recent Highlights. *Lect. Notes Phys.* **697**, 71–93 (2006); Springer-Verlag Berlin-Heidelberg 2006.
37. M. Schlenker, J. Linares-Galvez, J. Baruchel. A spin-related contrast effect. Visibility of 180° ferromagnetic domain walls in unpolarized neutron diffraction topography. *Phil. Mag. B* **37**, 1–11 (1978).
38. M. Schlenker, J. Baruchel. Neutron techniques for the observation of ferroand antiferromagnetic domains. *J. Appl. Phys.* **49**, 1996–2001 (1978).
39. Y. Martin, H.K. Wickramasinghe. Magnetic imaging by “force microscopy” with 1000°A resolution. *Appl. Phys. Lett.* **50**, 1455–1457 (1987).
40. J.J. Sraenz, N. Garcia, P. Gruetter, E. Meyer, et al.. Observation of magnetic forces by the atomic force microscope. *J. Appl. Phys.* **62**, 4293–4295 (1987).
41. P. Gruetter, T. Jung, H. Heinzelmann, A. Wadas, E. Meyer, H.-R. Hidber, H.-J. Guentherodt. 10-nm resolution by magnetic force microscopy on FeNdB. *J. Appl. Phys.* **67**, 1437–1441 (1990).
42. U. Hartmann, T. Goeddenhenrich, C. Heiden. Magnetic force microscopy: Current status and future trends. *J. Magn. Magn. Mat.* **101**, 263–270 (1991).
43. В.Л.Миронов. “Основы сканирующей зондовой микроскопии”. Москва, “Техносфера”. - 2004. - 143 С.

44. J. Kerr. On rotation of the plane of polarization by reflection from the pole of a magnet. *Phil. Mag.* (5), 3, 321–343 (1877).
45. A. Cotton, H. Mouton. Sur les propriétés magnéto-optiques des colloïdes et des liqueurs hétérogènes (On magneto-optic properties of colloids and inhomogeneous liquids). *Ann. Chim. Phys.* (8), 11, 145–203 (1907).
46. H.J. Williams, F.G. Foster, E.A. Wood. Observation of magnetic domains by the Kerr effect. *Phys. Rev.* **82**, 119–120 (1951).
47. P.R. Alers. Structure of the intermediate state in superconducting lead. *Phys. Rev.* **105**, 104–108 (1957).
48. J.F. Dillon, Jr. Observation of domains in the ferrimagnetic garnets by transmitted light. *J. Appl. Phys.* **29**, 1286–1291 (1958).
49. H. Boersch, M. Lambeck. Mikroskopische Beobachtung gerader und gekrümmter Magnetisierungsstrukturen mit dem Faraday-Effekt (Microscopical imaging of straight and curved magnetization structures by the Faraday effect). *Z. Phys.* **159**, 248–252 (1960).
50. D. Treves. Limitations of the magneto-optic Kerr technique in the study of microscopic magnetic domain structures. *J. Appl. Phys.* **32**, 358–364 (1961).
51. A. Green, M. Prutton. Magneto-optic detection of ferromagnetic domains using vertical illumination. *J. Sci. Instrum.* **39**, 244–245 (1962).
52. R.L. Conger, G.H. Moore. Direct observation of high-speed magnetization reversal in films. *J. Appl. Phys.* **34**, 1213–1214 (1963).
53. W. DeSorbo, W.A. Healy. The intermediate state of some superconductors. *Cryogenics* **4**, 257–326 (1964)
54. H. Kirchner. High-resolution magneto-optical observation of magnetic structures in superconductors. *Phys. Lett. A* **26**, 651–652 (1968).

55. Г.С. Кринчик, О.М. Бенидзе. Магнитооптические исследования магнитных структур с микронным разрешением. *ЖЭТФ* **67**, 2180-2194 (1974).
56. A.P. Malozemoff. Nanosecond camera for garnet bubble domain dynamics. *IBM Techn. Discl. Bull.* **15**, 2756–2757 (1973).
57. М.В. Чёткин, С.Н. Гадецкий, А.П. Кузьменко, А.И. Ашуткина. Исследование сверхзвуковой динамики доменных границ в ортоферритах. *ЖЭТФ* **86**, 1411–1418 (1990).
58. В.К. Власко-Власов, Л.М. Дедух, В.И. Никитенко. Доменная структура монокристаллов иттриевого феррограната. *ЖЭТФ* **71**, 2291-2304 (1976).
59. *⁷ Л.М. Дедух, В.И. Никитенко, А.А. Полянский, Л.С. Успенская. Прямое исследование влияния динамического изменения структуры блоховской стенки на ее подвижность. *Письма ЖЭТФ* **26**, 452-455 (1977).
60. * V.K. Vlasko-Vlasov, L.M. Dedukh, V.I. Nikitenko, L.S. Uspenskaia. Dynamic Resonant Domain Structure in YIG Single Crystals. *Phys. Stat. Sol.(a)* **67**, K107-K110 (1981).
61. * V.K. Vlasko-Vlasov, L.M. Dedukh, V.I. Nikitenko, L.S. Uspenskaia. Generation of domain walls in ferrimagnetic. *Acta Phys. Pol. A* **68**, 53-56 (1985).
62. В.В. Котальников, А.В. Ковалев, В.Н. Павлов. Дифракция света на границах доменов в тонких магнитных пленках феррит-гранатов. *ЖТФ* **55**, 394-396 (1985).
63. A. Thiaville, L. Arnaud, F. Boileau, G. Sauron, J. Miltat. First direct optical evidence of lines in bubble garnets. *IEEE Trans. Magn.* **24**, 1722–1724 (1988).
64. J. Theile, J. Engemann. Determination of twist and charge of Bloch lines by direct optical observation. *IEEE Trans. Magn.* **24**, 1781–1783 (1988).

⁷Здесь и далее в списке литературы символом * обозначены работы автора. Список публикаций, вошедший в данную диссертационную работу, приведен во ВВЕДЕНИИ.

65. * В.К. Власко-Власов, Л.С. Успенская. Дифракционное изображение тонкой структуры доменных границ в одноосной магнитной пленке. *Кристаллография* **35**, 1261-1266 (1990).
66. А.К. Звездин, В.А. Котов. Распространение света вдоль доменной границы. *ФТТ* **18** 967-970 (1976).
67. Г.С. Горелик. Колебания и волны. М., 1959.
68. * В.К. Власко-Власов, Л.С. Успенская. Изучение движения вертикальных блоховских линий методом магнитооптической дифракции. *ЖЭТФ* **101**, 944-956 (1992).
69. * V.K. Vlasko-Vlasov, L.S. Uspenskaia. Magneto-Optic Diffraction Study of the Bloch Line Behaviour in Bubble Films. *Fiz.Nizk. Temp.* **18**, S365-S368 (1992).
70. * Власко-Власов В.К., Успенская Л.С., Хапиков А.Ф.. Влияние тонкой структуры доменных границ на их стабилизацию, определяемую эффектами магнитного последдействия. *ФТТ* **6**, 2253-2262 (1994).
71. * A.Khapikov, L.Uspenskaia, V.Vlasko-Vlasov. Diffusion-damped Bloch lines motion and their influence on the domain wall relaxation. *Journ. Magn. Magn. Mat.* **140-144**, 1865 (1995).
72. W. DeSorbo. Study of the Intermediate State in Superconductors using Cerium Phosphate Glass. *Phys. Rev. Lett* **4**, 406 (1960).
73. H. Kirchner. Ein hochauflösendes magnetooptisches Verfahren zur Untersuchung der Kinematik magnetischer Strukturen in Supraleitern (A high resolution magneto-optical method for the investigation of the kinematics of magnetic structures in superconductors). *Phys. Stat. Sol. A* **4**, 531-553 (1971).
74. А.Я. Червоненкис, Н.Ф. Кубраков. Магнитооптическая визуализация и топографирование магнитных полей. *Письма в ЖТФ* **8**, 696-699 (1982).

75. А.А. Полянский, В.К. Власко-Власов, М.В. Инденбом, В.И. Никитенко. Визуализация проникновения и зазвата магнитного потока в высокотемпературных сверхпроводниках. *Письма ЖТФ* т.15 1-4 (1989).
76. В.К. Власко-Власов, Л.А. Доросинский, М.В. Инденбом, В.И. Никитенко, Ю.А. Осипьян, А.А. Полянский. Прямое экспериментальное изучение процессов намагничивания ВТСП материалов. *ФНТ* **17**, 1410-1414 (1991).
77. L.A. Dorosinskii, M.V. Indenbom, V.I. Nikitenko, Yu.A. Ossip'yan, A.A. Polyanskii, V.K. Vlasko-Vlasov. Studies of HTSC crystal magnetization features using indicator magneto-optic films with in-plane anisotropy. *Physica C: Superconductivity* **203**, 149-156 (1992).
78. E. Altshuler, T. H. Johansen. Colloquium: Experiments in vortex avalanches. *Rev. Mod. Phys.* **76**, 471-487 (2004).
79. L.H. Bennett, R.D. McMichael, L.J. Swartzendruber, S. Hua, D.S. Lashmore, A.J. Shapiro, V.S. Gornakov, L.M. Dedukh, V.I. Nikitenko. Magneto-optical indicator film observation of domain structure in magnetic multilayers. *Appl.Phys.Lett.* **66** 888-890 (1995).
80. * M.V. Indenbom, L.S Uspenskaya, C.J. van der Beek, M. Konczykowski. Visualization of magnetic structures in superconductors and magnetic materials using magneto-optical garnet films. *Trans. Magn. Soc. Japan*, **2**, 244-247 (2002).
81. Ch. Jooss, J. Albrecht, H. Kuhn, S. Leonhardt, H. Kronmüller. Magneto-optical studies of current distributions in high-Tc superconductors. *Rep. Prog. Phys.* **65** , 651-788 (2002).
82. F.B. Hagedorn. Instability of an Isolated Straight Magnetic Domain Wall. *J. Appl. Phys.* **41**, 1161-1162 (1970).
83. * N.A.Tulina, L.S.Uspenskaya, V.V.Sirotkin, Y. M. Mukovskii, D.A Shulyatev. Intrinsic inhomogeneities and effects of resistive switching in doped manganites. *Physica C* **444**, 19-22, (2006).

84. * A. Khapikov, L. Uspenskaya, I. Bdikin, Ya. Mukovskii, S. Karabashev, D. Shulyaev, A. Arsenov. Magnetic Domains and Twin Structure of the $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ single crystal. *Appl. Phys. Lett.* **77**, 2376-2378 (2000).
85. * L.S. Uspenskaya, I.G. Naumenko, G.A. Emelchenko, Yu.B. Boguslavskii, S.A. Zver'kov, E.B. Yakimov, D. Litzkendorf, W. Gawalek, A.D. Caplin. Effect of mesoscopic inhomogeneities on the critical current of bulk melt-textured YBaCuO. *Physica C* **390** 127-133 (2003); arXiv:cond-mat/**0303296** (2003).
86. D.J. Frankel. Critical-state model for the determination of critical currents in disk-shaped superconductors. *J. Appl. Phys.* **50** 5402-5407 (1979).
87. Th. Schuster, M.V. Indenbom, M.R. Koblishka, H. Kuhn, H. Kronmüller. Observation of current-discontinuity lines in type-II superconductors. *Phys. Rev. B* **49** 3443-3452 (1994).
88. T.H. Johansen, M. Baziljevich, H. Bratsberg, Y. Galperin, P.E. Lindelof, Y. Shen, P.Vase. Direct observation of the current distribution in thin superconducting strips using magneto-optic imaging. *Phys. Rev. B* **54** 16264-16269 (1996).
89. A.A. Polyanskii, A.Gurevich, A.E. Pashitskii, N.F. Heinig, R.D. Redwing, J.E. Nordman, D.C. Larbalestier. Magneto-optical study of flux penetration and critical current densities in [001] tilt $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-d}$ thin-film bicrystals. *Phys. Rev. B* **53** 8687-8697 (1996).
90. * L.S. Uspenskaya, V.K. Vlasko-Vlasov, V.I. Nikitenko, T.H. Johansen. Magneto-optical studies of magnetization of melt-processed $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-d}$. *Phys. Rev. B* **56** 11979-11988 (1997).
91. R.J. Wijngaarden, R. Griessen, J. Fendrich, W.-K. Kwok. Influence of twin planes in $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ on magnetic flux movement and current flow. *Phys. Rev. B* **55** 3268-3275 (1997).
92. E.H. Brandt. Determination of currents in flat superconductors. *Phys. Rev. B* **46** 8628-8631 (1992).

93. U. Welp, T. Gardiner, D. Gunter, J. Fendrich, G. W. Crabtree, V. K. Vlasko-Vlasov, V. I. Nikitenko. Magneto-optical study of twin boundary pinning in $YBa_2Cu_3O_{7-d}$. *Physica C: Superconductivity* **235-240**, 241-244 (1994).
94. В.И. Чечерников. Магнитные измерения. 387 стр. Изд-во Московского университета, 1969 г.
95. * A.B. Surzhenko, M. Zeisberger, T. Habisreuther, W. Gawalek, L.S. Uspenskaya. Inter- and intragrain currents in bulk melt-grown YBaCuO rings. *Phys.Rev. B* **68**, 64504-01 – 64504-13 (2003).
96. G. Fuchs, G. Krabbes, K.-H. Müller, P. Verges, L. Schultz, R. Gonzalez-Arrabal, M. Eisterer, H.W. Weber. High Magnetic Fields in Superconducting Permanent Magnets. *J. Low Temp. Phys.* **133**, 159-179 (2003).
97. H. Zheng, H. Claus, L. Chen, A.P. Paulikas, B.W. Veal, B. Olsson, A. Koshelev, J. Hull, and G.W. Crabtree. Transport currents measured in ring samples. test of superconducting weld. *Physica C* **350**, 17-23 (2001).
98. А. Хуберт. Теория доменных стенок в упорядоченных средах. - М., Мир, 1977, 307 с.
99. Ф.В. Лисовский. Физика цилиндрических магнитных доменов. - М., Сов.радио, 1976, 192 с.
100. А. Малоземов, Дж. Слонзуски. Доменные стенки в материалах с цилиндрическими магнитными доменами. - М., Мир, 1982, 382 с.
101. H.J. Williams, H. Görts. Domain structure of permivar having a rectangular hysteresis loop. *J. Appl. Phys.* **23**, 316-323 (1952).
102. R.W. De Blois, C.D. Graham. Domain observation on iron whiskers. *J. Appl. Phys.* **29**, 931-936 (1958).
103. S. Strihman, D.Trevos. Internal structure of Bloch lines. *J. Appl. Phys.* **31**, 147S-148S (1960).

104. S. Methfessel, S. Middelhoek, H. Thomas. Domain walls in thin Ni-Fe films. *IBM Journ. Res. Div.* **4**, 96-100 (1960).
105. K.U. Stein, E. Feldkeller. Wall streaming in ferromagnetic thin films. *J. Appl. Phys.* **38**, 4401-4408 (1968).
106. Я.М. Погосян, А.Г. Шишков, Р.В. Телеснин. Гистерезисное изменение структуры доменной границы в тонких плёнках. - *ФММ* **30**, 880-884 (1970).
107. J. Basterfield. Domain structure and the influence of growth defects in single crystals of yttrium iron garnet. *J. Appl. Phys.* **39**, 5521-5526 (1968).
108. Е.М. Лифшиц. О магнитном строении железа. *ЖЭТФ* **15**, 97-107 (1945).
109. И.А. Приворотский. Термодинамическая теория ферромагнитных доменов. *УФН* **108**, 43-80 (1972).
110. C.Kittel. Theory of structure of ferromagnetic domains in films and small particles. *Phys. Rev.* **70**, 965-971 (1946).
111. С. Кооу, U. Enz. Experimental and theoretical study of the domain configuration in thin layer BaFe₁₂O₉. *Phil. Res. Reports* **15**, 7-29 (1960).
112. A.A. Thiele. The theory of cylindrical magnetic domains. *Bell Syst. Techn. Journ.* **48** 3287-3385 (1969).
113. A.A. Thiele. Device implication of the theory of cylindrical magnetic domains. *Bell Syst. Techn. Journ.* **50** 725-775 (1971).
114. Ч. Кинг, С. Леви, Р. Труэл. Сложные порошковые фигуры на монокристаллах кремнистого железа. - В сб. "Магнитная структура ферромагнетиков М., Иностр. Лит., 1959, с.154-164.
115. М. Ямамото, Т.Ивата. Порошковые фигуры на кристаллах никеля. - В сб. "Магнитная структура ферромагнетиков М., Иностр. Лит., 1959, с.232-296.

116. М. Ширококов. К теории механизма намагничивания ферромагнетиков. *ЖЭТФ* **15**, 57-76 (1945).
117. В.А. Игнатченко, И.Ф. Дектярёв, Ю.В. Захаров. Поведение доменной структуры при намагничивании. *Изв. Ан СССР, сер. физич.* **25**, 1432-1444 (1961).
118. В.А. Гуревич, М.Е. Иткис, Б.М. Михайлов, Я.А. Моносов, Л.В. Николаев. Перестройка доменной структуры прозрачных ферромагнетиков во внешнем магнитном поле. *ФТТ* **19**, 761-766 (1977).
119. В.И. Марченко. Доменная структура Ландау-Лифшица в магнитном поле. *ЖЭТФ* **74**, 1797-1799 (1978).
120. В.И. Марченко. К теории магнитных доменов. *ЖЭТФ* **72**, 2324-2331 (1977).
121. О.С. Колотов, В.А. Погожев, Р.В. Телеснин. Импульсное переамагничивание тонких магнитных плёнок. *УФН* **113**, 569-595 (1974).
122. G.J. Zimmer, T.M. Morris, K. Vural, F.V. Humphrey. Dynamic diffuse wall in magnetic bubble garnet material. *Appl. Phys. Lett.* **25**, 750 (1974).
123. R.Becker. La dynamique de la parei de bloch et la permeabilite en haute brequence. *J. de Phys. et Rad.* **12**, 332-338 (1951).
124. Л.Э. Гуревич, Э.В. Лифшиц. Длинноволновые собственные колебания доменной структуры одноосного ферромагнетика. *ФТТ* **23**, 2519-2520 (1981).
125. W. Döring. Über die tragkeit der wande swiechen weiseehen besirken. *Z. für Naturforsch.* **b3a** 373-379 (1948).
126. А.Г. Гуревич. Магнитный резонанс в ферритах и антиферромагнетиках. - М., Наука, 592 с.
127. H.J. Williams, W. Shockley, C. Kittel. Studies of the propagation velocity of a ferromagnetic domain boundary. *Phys. Rev.* **80**, 1090-1094 (1950).

128. K.J. Sixtus, L. Tonks. Propagation of large barkhausen discontinuities. *Phys. Rev.* **37**, 930–958 (1931).
129. J.K. Galt. Motion of a ferromagnetic domain wall in Fe_3O_4 . *Phys. Rev.* **85**, 664–669 (1952).
130. J.K. Galt. Motion of individual domain wall in nikel-iron ferrite. *Bell Syst. Techn. Journ.* **33**, 1023-1054 (1954).
131. Я. Смит, Х. Вейн. Ферриты. - М., Иностр. лит., 1962.
132. Д. Радо, Р. Райт, В. Эмерон. Ферромагнетизм при очень высоких частотах. III. Два механизма дисперсии в ферритах. - В сб. "Ферромагнитный резонанс и поведение ферромагнетиков в переменных магнитных полях М., Иностр. лит., 1952, с.284-297.
133. C. Patton. Nonlinear domain wall motion in magnetic thin films. *IEEE Trans. on Magn.* **9**, 559 - 562 (1973).
134. S. Konishi, S. Fujita, T. Kusuda. Dynamic properties of domain wall motion in permalloy films. *IEEE Trans. on Magn.* **8**, 316-318 (1972).
135. D. Bartran, H. Bourne, Jr.. Wall contraction in Bloch wall films. *IEEE Trans. on Magn.* **8**, 743-746 (1972).
136. F. De Leeuw. Influence of an in-plane magnetic field on the domain-wall velocity in Ga: YIG films. *IEEE Trans. on Magn.* **9**, 614-616 (1973).
137. F.H. De Leeuw. Recent developments in the dynamics of magnetic domain walls and bubbles. *Physica B* **86-88**, 1320-1326 (1977)
138. G. Asti, M. Colombo, M. Giudici, A. Levaldi. Domain wall motion in barrium ferrite single crystals. *J. Appl. Phys.* **38**, 2195-2198 (1967).
139. A.H. Bobeck, I. Danylchuk, J.P. Remeika, L.G. Van Uitert, E.M. Walters. Dynamic properties of bubble domains. 1970a Proc. Int. Conf. on Ferrites, Kyoto, Tokyo Press, pp361-364.
140. F.H De Leeuw , R. Van Den Doel, U. Enz. Dynamic properties of magnetic domain walls and magnetic bubbles. *Rep. Prog. Phys.* **43**, 689-783 (1980).

141. Т. О'Делл. Ферромагнитодинамика. - М., Мир, 1983, 255 с.
142. N.L. Schryer, L.R. Walker. The motion of 180° -domain wall in uniform dc magnetic fields. *J. Appl. Phys.* **45**, 5406-21 (1974).
143. J.C. Slonczewski. Theory of domain wall motion in magnetic films and platelets. *J. Appl. Phys.* **44**, 1759-1770 (1973).
144. F.R. Hagedorn. Dynamic conversion during magnetic bubble domain motion. *J. Appl. Phys.* **45**, 3129-3140 (1974)
145. Г.Н. Недлин, Р.К. Шапиро. Движение доменных стенок в магнитных пленках. ФТТ 17 2076-2085 (1975).
146. D.C. Hothereell. Electron image of two dimensional domain wall. *Phys. Stat. Sol. B* 51 529-536 (1972).
147. A.A. Thiele. Application of the gyrocoupling vector and dissipation dielectric in the dynamics of magnetic domains. *J. Appl. Phys.* **45**, 3129-3140 (1974).
148. J.C. Slonczewski. Theory of Bloch line and Bloch wall motion. *J. Appl. Phys.* **45**, 2705-2715 (1974).
149. В.А. Игнатченко, П.Д. Ким. Резонанс доменных стенок в тонких магнитных плёнках. *ЖЭТФ* **80**, 2283-2297 (1981).
150. В.И. Никитенко, Л.М. Дедух, В.С. Горнаков, Ю.П. Кабанов. Резонансное генерирование блоховских линий. *Письма в ЖЭТФ* **32**, 452-455 (1980).
151. G.L. Houze. Domain-Wall Motion in Grain-Oriented Silicon Steel in Cyclic Magnetic Fields. *J. Appl. Phys.* **38**, 1089-1096 (1967).
152. T.R. Haller, J.J. Kramer. Observation of Dynamic Domain Size Variation in a Silicon-Iron Alloy. *J. Appl. Phys.* **41**, 1034-1035 (1970).
153. Я.С. Шур, В.А. Зайкова, Е.Б. Хан. Доменная структура монокристаллов Fe-Si в переменном магнитном поле. *ФММ* **29**, 770-776 (1970).

154. J.E.L. Bishop, P. Williams. A comparison of rapid surface and volume magnetization measurements on 50% NiFe tape with models of eddy-current-limited domain wall motion. *J. Phys. D* **10**, 225-242 (1977).
155. Ю.Н. Драгошанский, Е.Б.Хан, В.А. Зайкова. Непрерывное поступательное движение доменной структуры в переменных магнитных полях и его влияние на величину электромагнитных потерь в сплаве Fe-3%Si. *ФММ* **39**, 289-294 (1975).
156. T.R. Haller, J.J. Kramer. Model for Reverse-Domain Nucleation in Ferromagnetic Conductors. *J. Appl. Phys.* **41**, 1036-1037 (1970).
157. Я.С. Шур, Е.Б.Хан, В.А. Зайкова. Связь электромагнитных потерь с доменной структурой в Fe-Si. *ФММ* **31**, 538-542 (1971).
158. Я.С. Шур, Е.Б.Хан, В.А. Зайкова. Доменная структура Fe-Si в переменных магнитных полях и электромагнитные потери. *ФММ* **31**, 286-293 (1971).
159. Б.Н. Филлипов, В.А. Зайкова, С.В. Жаков, Ю.Н. Драгошанский. Динамика доменной структуры и электромагнитные потери. *Изв.Ан СССР, сер. физич.* **42**, 1744-1752 (1978).
160. R.H. Pry, C.P. Bean. Calculation of the Energy Loss in Magnetic Sheet Materials Using a Domain Model. *J. Appl. Phys.* **29**, 532 (1958).
161. Физический энциклопедический словарь. -М., Сов. энц., 1984, с.585.
162. J.M. Winter. Bloch wall excitation. Application to nuclear resonance in Bloch wall. *Phys. Rev.* **124**, 452-459 (1961).
163. К.Б. Власов, Л.Г. Оноприенко. Резонансные явления в многоосных кристаллах ферродиелектриков. *ФММ* **15**, 45-54 (1963).
164. Е.А. Туров, М.М. Фарзтдинов. Теория спиновых волн в ферромагнетике с доменной структурой. *ФММ* **29**, 458-470 (1970).
165. И.А. Гишинский, Р.Г. Минц. Спектр магнитостатических колебаний в присутствии доменной структуры. *ЖЭТФ* **59**, 1230-1233 (1970).

166. М.И. Куркин, А.П. Танкеев. Спиновые волны в ферромагнетике с доменными границами с учётом дипольной энергии. *ФММ* **36**, 1149-1158 (1973).
167. В.Г. Барьяхтар, Б.А. Иванов. О высокочастотных свойствах ферромагнетика с доменной структурой. *ФММ* **36**, 690-697 (1973).
168. Г.Е. Ходенков. Излучение спиновых волн при движении блоховской доменной границы в ферромагнетиках с большой константой анизотропии. *ФММ* **39**, 466-472 (1975).
169. И.А. Гишинский. Колебания магнитных моментов в доменной границе. *ЖЭТФ* **68**, 1032-1045 (1975).
170. Н. Dötsch. Dynamics of magnetic domains in microwave fields. *Journ. Magn. Magn. Mat.* **4**, 180-185 (1977).
171. Н. Dötsch, Н. J. Schmitt. Interaction of microwave with ring domains in magnetite garnet films. *Appl. Phys. Lett.* **24**, 442-444 (1974).
172. В.И. Щеглов. Возбуждение асинхронных колебаний доменной структуры ИЖГ высокочастотным магнитным полем. *Письма ЖТФ* **6**, 327-329 (1980).
173. Н.Н. Кирюхин, Б.Н. Михайлов, Я.А. Моносов, П.Н. Набокин. Неустойчивость доменов при нелинейном ферромагнитном резонансе. *ФТТ* **14**, 1820-1821 (1972).
174. А.И. Медников, С.И. Ольховский, В.Г. Редько и др.. Генерация и движение магнитных доменов в СВЧ магнитном поле. *ФТТ* **19**, 1195-1197 (1977).
175. E. Schlömann. Theory of domain wall motion induced by microwave magnetic fields. *IEEE Trans. on Magn.* **11**, 1051-1056 (1975).
176. А.К. Звездин, В.Г. Редько. Доменная структура магнетика в быстро осциллирующем поле. *Письма ЖЭТФ* **21**, 445-4479 (1975).

177. В.М. Елеонский, А.К. Звездин, В.Г. Редько. Влияние быстро осциллирующего поля на доменную структуру магнетиков. *ФММ* **43**, 7-14 (1977).
178. T.S. Hartwick, E.R. Peressini, M.T. Weiss. Subsidiary Resonance in YIG. *J. Appl. Phys.* **32**, S223 (1961)
179. В.Е. Захаров, В.С. Львов, С.С. Старобинец. Турбулентность спиновых волн за порогом их параметрического возбуждения. *УФН* **114**, 609-654 (1974).
180. М.И. Рабинович, Д.И. Трубецков. Введение в теорию колебаний и волн. -М., Наука, 1984, 432 с.
181. А.В. Гапонов-Грехов, М.И. Рабинович. Л.Я. Мандельштам и современная теория нелинейных колебаний и волн. *УФН*, **4**, 579-624 (1979).
182. В.А. Васильев, Ю.М. Романовский, В.Г. Яхно. Автоволновые процессы в распределенных кинетических системах. *УФН*, **4**, 625-666 (1979).
183. А.М. Косевич, Б.А. Иванов, А.С. Ковалёв. Нелинейные волны намагниченности. Динамические и топологические солитоны. - Киев, Наукова Думка, 1983, 192 с.
184. А.М. Косевич. Динамические и топологические солитоны в ферромагнетиках и антиферромагнетиках. Препринт ФТИНТ АН УССР №24, Харьков, 1983, 78 с.
185. А.И. Смирнов. Изучение хаотического режима перераспределения плотности параметрически возбуждаемых магнонов. *ЖЭТФ* **90**, 385-397 (1986).
186. H.J. Bethe. Eigenwerte und Eigenfunktion der linearten Atomkette. *Z. Phys.*, **71**, 205-271 (1931).
187. C.N. Yang, C.P. Yang. One-Dimensional Chain of Anisotropic Spin-Spin Interactions. I. Proof of Bethe's Hypothesis for Ground State in a Finite System. *Phys. Rev.* **150**, 321-327 (1966)

188. C.N. Yang, C.P. Yang. One-Dimensional Chain of Anisotropic Spin-Spin Interactions. II. Properties of the Ground-State Energy Per Lattice Site for an Infinite System. *Phys. Rev.* **150**, 327–339 (1966)
189. C.N. Yang, C.P. Yang. One-Dimensional Chain of Anisotropic Spin-Spin Interactions. III. Applications. *Phys. Rev.* **151**, 258–264 (1966)
190. Н.Г. Гочев. Связанные состояния магнонов в линейной анизотропной цепочке. *ЖЭТФ* **61**, 1674-1678 (1971).
191. А.А. Овчинников. Комплексы из нескольких спинов в линейной гейзенберговской цепочке. *Письма ЖЭТФ* **5**, 48-51 (1967).
192. Yu.A. Izyumov, V.N. Laptev Soliton magnetoelastic excitation in the Heisenberg ferromagnetic chain. *Phys. Stat. Sol. B*, 122 155-159 (1982).
193. И.А. Ахиезер, А.Е. Боровик. К теории спиновых волн конечной амплитуды. *ЖЭТФ* **52**, 508-513 (1967).
194. И.А. Ахиезер, А.Е. Боровик. О нелинейных спиновых волнах в ферромагнетиках и антиферромагнетиках. *ЖЭТФ* **52**, 1332-1344 (1967).
195. В.М. Елеонский, Н.Н. Кирова, Н.Е. Кулагин. О скорости движения доменных границ. *ЖЭТФ* **71**, 2349-2355 (1976).
196. В.М. Елеонский, Н.Н. Кирова, Н.Е. Кулагин. О магнитных солитонах, распространяющихся вдоль оси анизотропии. *Письма ЖЭТФ* **29**, 601-605 (1979).
197. Б.А. Иванов, А.М. Косевич. Связанные состояния большого числа магнонов в трехмерном ферромагнетике. *Письма ЖЭТФ* **24**, 495-499 (1976).
198. А.С. Ковалёв, А.М. Косевич, К.В. Маслов. Магнитный вихрь - топологический солитон в ферромагнетике с анизотропией типа легкая ось. *Письма ЖЭТФ* **30**, 321-324 (1979).
199. G. Binasch, P. Grünberg, F. Saurenbach, W. Zinn. Enhanced magnetoresistance in layered magnetic structures with antiferromagnetic interlayer exchange. *Phys. Rev. B* **39**, 4828–4830 (1989).

200. M. N. Baibich, J.M. Broto, A. Fert, F. Nguyen Van Dau, F. Petroff, P. Etienne, G. Creuzet, A. Friederich, J. Chazelas. Giant Magnetoresistance of (001)Fe/(001)Cr Magnetic Superlattices. *Phys. Rev. Lett.* **61**, 2472–2475 (1988).
201. J. Bass, W.P. Pratt Jr.. Current-perpendicular (CPP) magnetoresistance in magnetic metallic multilayers. *Journ. Magn. Magn. Mat.* **200**, 274-289 (1999).
202. A.E. Berkowitz, Kentaro Takano. Exchange anisotropy. *Journ. Magn. Magn. Mat.* **200**, 552-570 (1999).
203. W. Kleemann. Universal Domain Wall Dynamics in Disordered Ferroic Materials. *Annu. Rev. Mater. Res.* **37**, 415-448 (2007).
204. А.Ф. Попков. Коэрцитивность блоховских линий. *ЖЭТФ* **97**, 965-975 (1990).
205. А.К. Звездин, А.Ф. Попков, В.Г. Редько. Простая модель движения блоховской линии в доменной границе. *ЖТФ* **55**, 1884-1886 (1985).
206. М.В. Четкин, И.В. Парыгина, В.Б. Смирнов, С.Н.Гадецкий, А.К. Звездин, А.Ф. Попков Соударение кластеров вертикальных блоховских линий в доменной границе ферромагнетика. *Письма ЖЭТФ* **49**, р. 174-177 (1989).
207. * В.К. Власко-Власов, Л.С. Успенская Динамические преобразования доменной структуры ферромагнетика в переменных магнитных полях. *ЖЭТФ* **90**, 1755-1769 (1986).
208. * V.K.Vlasko-Vlasov, L.S. Uspenskaya Dynamic Behavior of Domain Structure in a Magnetodielectric under AC-Field. *Journ. Magn. Magn. Mat.*, v.**44**, p.269-273, (1984).
209. * V.K.Vlasko-Vlasov, L.S. Uspenskaya. Dynamic Changes of the Domain Structure Period in Magnetic Dielectric. *Phys. Stat. Sol.(a)*, v.**75**, p.K125-K127, (1983).

210. J.A. Seitchik, W.D. Doyle, G.K. Goldberg. Simple Method of Measuring Mobility in Cylindrical Domain Materials. *J. Appl. Phys.* **42**, 1272 (1971).
211. J.C. Slonczewski Theory of domain-wall motion in magnetic films and platelets. *J. Appl. Phys.* **44**, 1759 (1973).
212. В.Н. Дудоров, В.В. Рандошкин, Р.В. Телеснин Синтез и физические свойства монокристаллических пленок редкоземельных ферритов-гранатов. *УФН* **122**, 253-293 (1977).
213. С. Крупичка. Физика ферритов и родственных им магнитных окислов. Т.2. М.: Мир. 1976. 504 с.
214. L. Néel. Relation entre la constante d'anisotropie et la loi d'approche 'a la saturation des ferromagnétiques. (A relation between the anisotropy constant and the law of the approach to saturation of ferromagnets). *J. de Phys. Rad.* **9**, 193-199 (1948).
215. J.F. Janak. Dynamics of Diffusion-Damped Domain Wall Motion. *J. Appl. Phys.* **34**, 1119 (1963).
216. Н.М. Власов, Б.Я. Лобов. Закрепление междоменных границ ферромагнетика примесными атмосферами. *ФММ* **37**, 455-460 (1974).
217. K. Hanus. The effect of induced anisotropy on stabilized 180° wall displacements in perminvar ferrite. *Czech. J. Phys. B* **37**, 47-54 (1987).
218. Кашеев В.Н.. Релаксация в сегнетоферромагнетиках. *Изв. АН Латвии. Сер. физ. и техн. наук.* **2**, 20-28 (1985).
219. D.V. Berkov. On the concept of the magnetic viscosity: analytical expression for the time dependent magnetization. *Journ. Magn. Magn. Mater.* **111**, 327-329 (1992).
220. Б.А. Иванов, С.Н. Ляхимец, М. Кисилевский, А. Мазиевский. Динамика доменной границы и релаксация намагниченности в материалах с магнитным последствием. *ЖЭТФ* 101, 1894-1907 (1992).

221. А.Ф. Хапиков. О динамике доменной границы и блоховской линии в магнетике с эффектом магнитного последствия. *ФТТ* **36**, 2062-2071 (1994).
222. * А. Khapikov, L. Uspenskaya, J. Ebothe, S. Vilain. Change of the magnetization reversal mechanism of polycrystalline Ni-Co thin films. *Phys.Rev.B*, **57**, 14990-14998, (1998).
223. S. Vilain, J. Ebothe, M. Troyon. Surface roughness and composition effects on the magnetic properties of electrodeposited Ni-Co alloys. *J. Magn. Magn. Mater.* **157/ 158**, 274-275 (1996).
224. V.I. Nikitenko, V.. Gornakov, L.M. Dedukh, Yu.P. Kabanov, A.F. Khapikov, L.H. Bennett, W.F. Egelhoff, Jr., P. Chen, R.D. McMichael, M.J. Donahue, L.J. Swartzendruber, A.J. Shapiro, H.J. Brown. Magneto-optical indicator film study of the magnetization of a symmetric spin valve. *IEEE Trans. Magn.* **32**, 4639 (1996).
225. I. Zutic, J. Fabian, S. Das Sarma. Spintronics: Fundamentals and applications. *Rev. Mod. Phys.* **76**, 323 (2004)
226. X.W. Wu, T. Ambrose, C.L. Chien. Exchange bias and spin-valve structures using amorphous ferromagnetic Co₆₅Mo₂B₃₃ layers. *Appl. Phys. Lett.* **72**, 2176-2178 (1998).
227. J.W. Cai, K.Liu, C.L. Chien. Exchange coupling in the paramagnetic state *Phys. Rev. B.* **60**, 72-75 (1999).
228. T. Ambrose, R.L. Sommer, C.L. Chien. Angular dependence of exchange coupling in ferromagnet/antiferromagnet bilayers. *Phys. Rev. B.* **56**, 83-86 (1997).
229. N.J. Gokemeijer, T. Ambrose, C.L. Chien. Long-Range Exchange Bias across a Spacer Layer. *Phys. Rev. Lett.* **79**, 4270-4273 (1997).
230. H. Xi, M.H. Kryder, R.M. White. Study of the angular-dependent exchange coupling between a ferromagnetic and an antiferromagnetic layer. *Appl. Phys. Lett.* **74**, 2687-2689 (1999).

231. J. Nogures, I.K. Shuller. Exchange bias. *J. Magn. Magn. Mater.* **192**, 203-232 (1999).
232. V.I. Nikitenko, V.S. Gornakov, A.J. Shapiro, R.D. Shull, Kai Liu, S.M. Zhou, C.L. Chien. Asymmetry in Elementary Events of Magnetization Reversal in a Ferromagnetic/Antiferromagnetic Bilayer. *Phys.Rev. Lett.* **84**, 765-768 (2000).
233. В.С. Горнаков, Ю.П. Кабанов, В.И. Никитенко, О.А. Тихомиров, А.И. Шапиро, Р.Д. Шул. Хиральность формирующейся спиновой пружины и особенности перемагничивания двухслойной ферромагнитной системы. *ЖЭТФ.* **126**, 691-703 (2004).
234. * L.S. Uspenskaya, V.I. Nikitenko, A.J. Shapiro, R.D. Shull, F.Q. Zhu, C.L. Chien. Direct Study of Remagnetization Elementary Events in Ferromagnetic Film with Unidirectional Anisotropy. *Book of Abstracts of Moscow International Symposium on Magnetism, MISM-2008*, p.713-714. М. МГУ, 2008.
235. * Л.С. Успенская. Асимметричная динамика доменных границ в тонких обменно-связанных пленках ферромагнетика. *Известия РАН, сер. физ.* **74**, 744-746, (2010).
236. * Л.С.Успенская. Асимметричная кинетика перемагничивания тонких обменно-связанных пленок ферромагнетика. *ФТТ*, **52**, 2131-2137, (2010).
237. Mauri D., Siegman H.C., Bagus P.S., Kay E. Simple model for thin ferromagnetic film exchange coupled to an antiferromagnetic substrate. *J. Appl. Phys.* **62**, 3047-3049 (1987).
238. Gornakov V. S., Kabanov Yu. P., Tikhomirov O. A. et al. Experimental study of the microscopic mechanisms of magnetization reversal in FeNi/FeMn exchange-biased ferromagnet/antiferromagnet polycrystalline bilayers using the magneto-optical indicator film technique. *Phys. Rev. B.* **73**, 184428-1 – 184428-6 (2006).

239. * L. Uspenskaya, S.V. Egorov. Temperature-induced variations of magnetization kinetics of FeNi in the FM/SC and FM/AFM Heterostructures. *Journ. Physics: Conf. Ser.* **150**, 042224, (2009).
240. A.I. Morosov, A.S. Sigov. Theory of Ferromagnetic–Antiferromagnetic Interface Coupling. В книге "Magnetic Properties of Antiferromagnetic Oxide Materials." под ред. Lamberto Duó, Marco Finazzi, and Franco Ciccacci: WILEY-VCH Verlag GmbH and Co. 2010 г.
241. D. Spenato, V. Castel, S.P. Pogossian, D.T. Dekadjevi, J. Ben Youssef. Asymmetric magnetization reversal behavior in exchange-biased NiFe/MnPt bilayers in two different anisotropy regimes: Close and far from critical thickness. *Appl. Phys. Lett.* **91**, 062515-1 – 062515-9 (2007).
242. P. Luches, S. Benedetti, A. di Bona, S. Valeri. Magnetic couplings and exchange bias in Fe/NiO epitaxial layers. *Phys. Rev. B*, **81**, 054431-1 – 054431-8 (2010).
243. C. Le Graet, D. Spenato, S. P. Pogossian, D. T. Dekadjevi, J. Ben Youssef. Probing misalignment in exchange biased systems: A dynamic approach. *Appl. Phys. Lett.* **94**, 262502-1 – 262502-3 (2009).
244. V.S. Gornakov, V.I. Nikitenko, A.J. Shapiro, R.D. Shull, J.S. Jiang, S.D. Bader. Direct experimental study of the exchange spring formation process. *J. Magn. Magn. Mater.* **246**, 80-85 (2002).
245. Alex Hubert, Rudolf Schafer. Magnetic Domains. Springer-Verlag, Berlin-Heidelberg (1998). 686 с.
246. I.L. Sanders, R.M. Jones, A.J. Collins. An investigation of saw-tooth domain walls in Ni/Fe/Co films. *J. Phys. D: Appl. Phys.* **10**, 2503-2511 (1977).
247. B. Cerruti, S. Zapperi. Dynamic hysteresis from zigzag domain walls: Discrete model and Monte Carlo simulations. *Phys. Rev. B*. **75**, 064416-1 – 064416-9 (2007)
248. M.B. Salamon. The physics of manganites: Structure and transport. *Rev. Mod. Phys.* **73**, 583-628 (2001).

249. M. Ziese. Extrinsic Magnetotransport Phenomena in Ferromagnetic Oxides. *Rep. Progr. Phys.* **65**, 143-276 (2002); arXiv:cond-mat/0111263v1.
250. E.S. Vlahova, K.A. Nenkova, T.I. Donchev, A.Y. Spasov. Influence of misfit stress on the structure and magnetoresistive properties of magnetron sputtered $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ thin films on LaAlO_3 (100) substrate. *Vacuum* **69**, 255–259 (2003).
251. A.I. Buzdin. Proximity effects in superconductor-ferromagnet heterostructures. *Rev. Mod. Phys.* **77**, 935-976, (2005).
252. N. Tuitou, P. Bernstein, J.F. Hamet, Ch. Simon, L. Méchin, J.P. Contour, E. Jacquet. Nonsymmetric current–voltage characteristics in ferromagnet/superconductor thin film structures. *Appl. Phys. Lett.* **85**, 1742-1745, (2004).
253. F. Laviano, L. Gozzelino, E. Mezzettia, P. Przyslupski, A. Tsarev, A. Wisniewski. Control of the vortex movement and arrangement by out-of-plane magnetic structures in twinned $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}/\text{La}_{0.67}\text{Sr}_{0.33}\text{MnO}_3$ bilayer. *Appl. Phys. Lett.* **86**, 152501-1 – 152501-3, (2005).
254. T. Nurgaliev, B. Blagoev, T. Donchev, S. Miteva, P.B. Mozhaev, J.E. Mozhaeva, G.A. Ovsyannikov, I.M. Kotelyanskii, C. Jacobsen. YBCO/manganite layered structures on NdGaO_3 substrates. *Journ. Physics: Conf. Ser.* **43**. 329-332, (2006).
255. V. Pena, C. Visani, J. Garcia-Barriocanal, D. Arias, Z. Sefrioui, C. Leon, J. Santamaria, Carmen A. Almasan. Spin diffusion versus proximity effect at ferromagnet/superconductor $\text{La}_{0.7}\text{Ca}_{0.3}\text{MnO}_3 / \text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7 - \delta$ interfaces. *Phys. Rev. B* **73**, 104513-1 – 104513-7, (2006).
256. D. Stamopoulos, M. Pissas. Manipulating superconductivity through the domain structure of a ferromagnet: Experimental aspects and theoretical implications. *Phys. Rev. B.* **73**, 132502-1 – 132502-4, (2006).
257. J. Dho, N.H. Hurb. Thickness dependence of perpendicular magnetic anisotropy in $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ films on LaAlO_3 . *Journ. Magn. Magn. Mat.* **318**, 23-27, (2007).

258. Y. Wu, Y. Suzukia, U. Rudiger, J. Yu, A.D. Kent, T.K. Nath, C.B. Eom. Magnetotransport and magnetic domain structure in compressively strained colossal magnetoresistance films. *Appl. Phys. Lett.* **75**, 2295-2297, (1999).
259. * L.S. Uspenskaya, T. Nurgaliev, S. Miteva. Finite size effects on magnetic flux penetration into YBCO/LSMO hybrids. *J. Phys.: Conf. Ser.* **234**, 012046-1 – 012046-4, (2010).
260. * Л. Успенская, С.Егоров, Т.Нургалиев. Кинетика перемагничивания F/S гетероструктур. Труды 12-го международного симпозиума "Нанофизика и нанoeлектроника-2008 т.1, стр.49-52, Н. Новгород, 2008.
261. E.S. Vlakhov, R.A. Chakalov, R.I. Chakalova, K.A. Nenkov, K. Dörr, A. Handstein, K. Müller. Influence of the substrate on growth and magnetoresistance of $\text{La}_{0.7}\text{Ca}_{0.3}\text{MnO}_z$ thin films deposited by magnetron sputtering. *J. Appl. Phys.* **83**, 2152–2157, (1998).
262. * Л.С. Успенская, Т. Нургалиев, Б. Благоев, Т. Дончев, С. Митева. Особенности перемагничивания гетероструктур LSMO/YBCO. *Известия РАН. сер. физич.* **72**, 572-574, (2008).
263. V.K. Vlasko-Vlasov, Y.K. Lin, D.J. Miller, U. Welp, G.W. Crabtree, V.I. Nikitenko. Direct Magneto-Optical Observation of a Structural Phase Transition in Thin Films of Manganites. *Phys.Rev. Lett.* **84**, 2239-2242 (2000).
264. * L.S Uspenskaya, T. Nurgaliev, S. Miteva. Magnetization reversal of thin $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ manganite films grown on LaAlO_3 . *J. Phys. D: Appl. Phys.* **42**, 185006 (2009).
265. * Л.С. Успенская, И.В. Курбатова, Т. Нургалиев, С. Митева. Кинетика перемагничивания тонкой пленки манганита $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$. *Известия РАН, сер. физич.*, **73**, 1172-1174 (2009).
266. * L. Uspenskaya, T. Nurgaliev, S. Miteva. Domain wall dynamics in ultra thin manganite film. *J.Phys: Conf. Ser.* **200**, 042025 (2010).

267. * L. S. Uspenskaya, O. A. Tikhomirov, T. Nurgaliev. Transformations of head-to-head domain walls in (La,Sr)MnO₃ thin films. *Journ. Appl. Phys.* **109**, 113901 (2011).
268. L. Zhang, C. Israel, A. Biswas, R.L. Greene, A. de Lozanne. Direct Observation of Percolation in a Manganite Thin Film. *Science* **298**, 805-808, (2002).
269. Q. Lu, C. Chen, A. de Lozanne. Observation of Magnetic Domain Behavior in Colossal Magnetoresistive Materials With a Magnetic Force Microscope. *Science* 276 2006-2208 (1997).
270. M. Konoto, T. Kohashi, K. Koike, T. Arima, Y. Kaneko, Y. Tomioka, Y. Tokura. Magnetic domain structure of a La_{0.7}Sr_{0.3}MnO₃ (001) surface observed by a spin-polarized scanning electron microscope. *Appl. Phys. Lett.* **84**, 2361-2363, (2004).
271. E.P. Howman et al. Out-of-plane magnetic domain structure in a thin film of La_{0.67}Sr_{0.33}MnO₃ on SrTiO₃ (001) observed by magnetic force microscopy. *Phys. Rev. B.* **77**, 184412-1 – 184412-8, (2008).
272. A.M. Haghiri-Gosnet, J-P. Renard. CMR manganites: physics, thin films and devices. *Journ. Phys. D: Appl.Phys* **36**, R127-R150, (2003).
273. Y.A. Soh, G. Aeppli, C.-Y. Kim, N.D. Mathur, M.G. Blamire. Magnetic domain structure and lattice distortions in manganite films under tensile strain. *J. Appl. Phys.* **93**, 8322-8324, (2003).
274. L.B. Steren, M. Sirena, J. Guimpel. Magnetic ordered phase in La_{0.6}Sr_{0.4}MnO₃ ferromagnets. *Phys. Rev. B.* **65**, 094431-1 – 094431-6, (2002).
275. J.H. Zhao, X.Z. Zhou, A. Peles, S.H. Ge, H.P. Kunkel, Gwyn Williams. Indirect evidence for spin-diffusion modes in La_{0.67}Ca_{0.36}MnO₃ from field-dependent ac susceptibility measurements. *Phys. Rev. B.* **59**, 8391-8394, (1999).

276. A. Ruotolo, A. Oropallo, F. Miletto Granozio, G. P. Pepe, P. Perna, U. Scotti di Uccio. Magnetic and magnetotransport properties of $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ /Permalloy heterostructures. *Appl. Phys. Lett.* **88**, 252504-1–252504-3, (2006).
277. P. Gaunt. Magnetic viscosity and thermal activation energy. *J. Appl. Phys.* **59**, 4129-4132, (1986).
278. Тикадзуми С. Физика ферромагнетизма. Т. 2. С. 311. М.: Мир. 1987.
279. M. Sirena, L.B. Steren, J. Guimpel. Magnetic relaxation in bulk and film manganite compounds. *Phys. Rev. B* **64**, 104409-1 – 104409-6, (2001).
280. L. Néel: Théorie du traînage magnétique de diffusion. *J. de Phys. Rad.* **13**, 249–263 (1952). (Theory of the magnetic after effect by diffusion)
281. E. Dagotto, T. Hotta, A. Moreo. Colossal magnetoresistant materials: the key role of phase separation. *Phys. Rep.* **344**, 1-153, (2001).
282. * L.S. Uspenskaya, T. Nurgaliev, S. Miteva. Temperature dependence of magnetization reversal of thin manganite film. *Acta Phys. Pol. A*, **117** 207-210, (2010).
283. А.Л. Ройтбурд. Неустойчивость приграничных областей и образование зигзагообразных междоменных и межфазных границ. *Письма ЖЭТФ* **47**, 141-143, (1988).
284. D.D. Dressler, J.H. Judy. A study of digitally recorded transitions in thin magnetic films. *IEEE Trans. Magn.*, **10**, 674-677, (1974).
285. M.W. Muller and E.S. Murdock, *IEEE Trans. Magn.* **23**, 2368 (1987).
M. W. Muller and E. S. Murdock, “Williams-comstock type model for sawtooth transitions in thin film media,” *IEEE Trans. Magn.*, **MAG-23**, 2368–2370, (1987).
286. X.Y. Zhang, H. Suhl, P.K. George. Relationship between the transition width and the zigzag wavelength. *J. Appl. Phys.*, **63**, 3257-3259, (1988).

287. B.K. Middleton, J.J. Miles, R.H. Noyau. The digital recording properties of thin film media having sawtooth magnetization transitions. *IEEE Trans. Magn.*, **24**, 3099–3101, (1988).
288. K. Steenbeck, T. Habisreuther, C. Dubordieu, J.P. Senateur. Magnetic anisotropy of ferromagnetic $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ epitaxial thin films: Dependence on temperature and film thickness. *Appl. Phys. Lett.* **80**, 3361 (2002).
289. L.P. Ivanov, A.S. Logginov, G.A. Nepokoichitskii, Sov. Phys. JETP 57, 583 (1983). Experimental observation of a new mechanism of domain-wall motion in strong magnetic fields. *ЖЭТФ* **84**, 1006-1022, (1983)
290. V. G. Kleparskii, I. Pintér. Domain wall widening in high drive fields. *Phys. Stat. Sol. (a)* **67**, K29–K32, (1981).
291. T. Nattermann and W. Renz. Interface roughening due to random impurities at low temperatures. *Phys. Rev. B* **38**, 5184-5187, (1988).
292. T. Nattermann, Y. Shapir, I. Vilfan. Interface pinning and dynamics in random systems. *Phys. Rev. B* **42**, 8577–8586, (1990).
293. * В.К. Власко-Власов, Л.М. Дедух, В.И. Никитенко, Л.С. Успенская. Динамическая резонансная перестройка доменной структуры иттриевого феррограната в переменном магнитном поле. *Письма ЖТФ*, **8**, 146-148, (1982).
294. А.А. Шварц. Спиновый резонанс у ферромагнетиков. *ЖТФ* **23**, 411-416, (1953).
295. Л.А. Фоменко. Магнитные спектры ферритов. *УФН* **64**, 669-731, (1958).
296. В. Эбелинг. Образование структур при необратимых процессах. М., Мир, 1979, 279 с.
297. А.И. Ахмедов. О спектре собственных частот листового ревербератора. *Акуст. Журн.* **ХУ**, в.4, 523-528, (1969).

298. А.А. Луговой, Е.А. Туров. Магнитоакустический резонанс доменных границ. - В. кн. "Динамические и кинетические свойства магнетиков" под ред. С.В. Вонсовского и Е.А. Турова. М., Наука, 198, с.164-197.
299. А.В. Митин, В.А. Тарасов. Генерация звука в многодоменном ферромагнетике. *ЖЭТФ*, **72**, 793-802, (1977).
300. Г.М. Недлин, Р.Х. Шапиро. Переизлучение и рассеяние звука движущейся доменной границей. *ФТТ* **18**, 1696-1702, (1976).
301. Л.Э. Гуревич, Э.В. Лифшиц. Взаимное возбуждение звуковых и доменных колебаний в одноосном ферромагнетике и доменноакустический резонанс. *ЖЭТФ*, **88**, 1257-1262, (1985).
302. П.Д. Ким, Д.И. Хван. Интерпретация упругих волн, возбуждаемых колебаниями доменных границ. *ЖТФ*, **53**, 947-949, (1983).
303. * V.K. Vlasko-Vlasov, L.S. Uspenskaya. Direct Experimental Observation of a Localized Wave of Magnetization in a Ferrimagnetic. *Phys.Stat.Sol.(b)*, **120**, K1-K4, (1983).
304. Е.Б. Волжан, Н.П. Гиоргадзе, А.Д. Патарая. О слабонелинейных волнах плотности намагниченности в магнитоупорядоченных средах. *ФТТ*, **18**, 2546-2555, (1976).
305. * В.К. Власко-Власов, Л.С. Успенская. Автоколебательный режим генерации доменных границ в ферримагнетике. *ЖЭТФ*, **91**, 1494-1505, (1986).
306. * В.К. Власко-Власов, Л.М. Дедух, В.И. Никитенко, Л.С. Успенская. Динамические изменения периода доменной структуры в пластинках иттриевого феррограната. *ФТТ*, **24**, 1255-1258, (1982).
307. * V.K. Vlasko-Vlasov, V.I. Nikitenko, O.A. Tikhomirov, L.S. Uspenskaya. On the Possibility of Operation with 180-Degree Domain Walls Lattice Using AC-Fields. *IEEE Trans. Magn.*, **23**, 168-170, (1987).

308. L.M. Dedukh, V.S. Gornakov, V.I. Nikitenko. One directional motion of Bloch lines during their nonlinear oscillation. *Phys. Stat. Sol. (a)*, **75**, K117-K119, (1983).
309. R.W. Damon, J.R. Eshbach. Magnetostatic modes in ferromagnetic plates. *J. Phys. Chem. Sol.*, **19**, 308, (1961).
310. J.R. Eshbach, R.W. Damon. Surface magnetostatic modes and surface spin waves. *Phys. Rev.* **118**, 1208-1218, (1960).
311. J.C. Slonzewski, B.E. Argyle, J.H. Spreen. Domain wall vibrations. *IEEE Trans. Magn.* **17**, 2760-2765, (1981).
312. Т.М. Перекалина, А.А. Аскочинский, Д.Г. Санников. Резонанс доменных границ в Со феррите. *ЖЭТФ*, **40**, 441-447, (1961).
313. В.С. Горнаков, Л.М. Дедух, Ю.П. Кабанов, В.И. Никитенко. *ЖЭТФ*, **82**, 2007-2019, (1982).
314. J.O. Artmann, S.H. Charap, B.J. Seagle. Microwave generation of bubble domains in magnetic thin films. *IEEE Trans. Magn.* **19**, 1814-1816, (1983).
315. А.К. Звездин, А.А. Мухин. Фотоиндуцированные автоволновые процессы в магнетиках. *Письма ЖЭТФ*, **42**, 129-131 (1985).
316. G. Blatter, M.V. Feigel'man, V.B. Geshkenbein, V.M. Vinokur. Vortices in high-temperature superconductors. *Rev. Mod. Phys.*, **66**, 1125-1388, (1994).
317. P.W. Anderson, Y.B. Kim. Hard Superconductivity: Theory of the Motion of Abrikosov Flux Lines. *Rev. Mod. Phys.*, **36**, 39-43, (1964).
318. R.P. Huebener. Dynamics of magnetic flux structures in superconductors. *Phys. Rep.*, **13**, 143-189, (1974).
319. A. Gurevich. Electromagnetic instabilities and current structures in anisotropic superconductors. *Phys. Rev. B*, **46**, 3638-3656, (1992).
320. T. Hwa. Nonequilibrium dynamics of driven line liquids. *Phys. Rev. Lett.*, **69**, 1552-1555, (1992).

321. G.E. Marsh. Flux flow and flux cutting in type-II superconductors carrying a longitudinal current. *Phys. Rev. B*, **50**, 571-574, (1994) и ссылки в ней.
322. V.K. Vlasko-Vlasov, U. Welp, G.W. Crabtree, D. Gunter, V. Kabanov, V.I. Nikitenko. Meissner holes in superconductors. *Phys. Rev. B*, **56**, 5622-5630, (1997)
323. А.Л. Рахманов, Л.М. Фишер, А.А. Левченко, В.А. Ямпольский, М. Базилевич, Т. Йохансен. Неустойчивость фронта перемагничивания в сверхпроводниках с нелинейной анизотропной вольт-амперной характеристикой. *Письма ЖЭТФ*, **76**, 349-352, (2002).
324. А.Л. Рахманов, Л.М. Фишер, В.А. Ямпольский, М. Базилевич, Т.Х. Йохансен. Неустойчивость фронта перемагничивания в анизотропных сверхпроводниках. *ЖЭТФ*, **122**, 886-896, (2002).
325. L.M. Fisher, A. Bobyl, T.H. Johansen, A.L. Rakhmanov, V.A. Yampol'skii, A.V. Bondarenko, M.A. Obolenskii. Anisotropic origin of the bending instability of the flux-antiflux interface in type-II superconductors. *Phys. Rev. Lett.*, **92**, 37002, (2004).
326. L.M. Fisher, P.E. Goa, M. Baziljevich, T.H. Johansen, A.L. Rakhmanov, V.A. Yampol'skii. Hydrodynamic Instability of the Flux-Antiflux Interface in Type-II Superconductors. *Phys. Rev. Lett.*, **87**, 247005, (2001).
327. V.K. Vlasko-Vlasov, U. Welp, G.W. Crabtree, D. Gunter, V.V. Kabanov, V.I. Nikitenko, L.M. Paulius. Meissner holes and turbulent structures in superconductors in unidirectional and rotating fields. *Phys. Rev. B*, **58**, 3446-3456, (1998).
328. T. Frello, M. Baziljevich, T.H. Johansen, N.H. Andersen, Th. Wolf, M.R. Koblishka. Flux turbulence in NdBa₂Cu₃O_{6.1x} and underdoped YBa₂Cu₃O_{6.1x} single crystals. *Phys. Rev. B*, **59**, R6639-6642, (1999).
329. G.P. Mikitik, E.H. Brandt, M. Indenbom. Superconducting strip in an oblique magnetic field. *Phys. Rev. B*, **70**, 014520, (2004).
330. G.P. Mikitik, E.H. Brandt. Vortex-shaking in rectangular superconducting platelets. *Phys. Rev. B*, **69**, 134521, (2004).

331. I.M. Babich, G.P. Mikitik, E.H. Brandt. Magnetic relaxation in partly penetrated critical states of type-II superconductors. *Phys. Rev. B*, **68**, 052509, (2003).
332. G.P. Mikitik, E.H. Brandt. Effect of pinning on the vortex-lattice melting line in type-II superconductors. *Phys. Rev. B*, **68**, 054509, (2003).
333. G.P. Mikitik, E.H. Brandt. Theory of the longitudinal vortex-shaking effect in superconducting strips. *Phys. Rev. B*, **67**, 104511, (2003).
334. I.M. Babich, G.P. Mikitik, E.H. Brandt. Magnetic relaxation in a superconducting plate with rotating flux lines. *Phys. Rev. B*, **66**, 014520, (2002).
335. А.А. Абрикосов. О магнитных свойствах сверхпроводников второй группы. *ЖЭТФ*, **32**, 1442, (1957).
336. J.R. Clem. Simple model for the vortex core in a type II superconductor. *J. Low Temp. Phys.*, **18**, 427-434, (1975).
337. W. Meissner, R. Ochsenfeld. *Naturwissenschaften*, **21**, 787, (1933).
338. Л.Я. Винников, Д.Э. Бойнагров, В.Н. Зверев, И.С. Вешунов, J. Karpinski. Анизотропия вихревой структуры и электросопротивления в базисной плоскости монокристаллов $YBa_2Cu_4O_8$. *ЖЭТФ*, **136**, 331-337, (2009).
339. C.P. Bean, J.D. Livingston. Surface Barrier in Type-II Superconductors. *Phys. Rev. Lett.*, **12**, 14-16, (1964).
340. E.H. Brandt. Irreversible magnetization of pin-free type-II superconductors. *Phys. Rev. B*, **60**, 11939-11942, (1999).
341. E.H. Brandt. Precision Ginzburg-Landau Solution of the Flux-Line Lattice with Arbitrary Induction and Symmetry. *Phys. Rev. Lett.* **78**, 2208-2211, (1997).
342. J. Friedel, P.G. De Gennes, J. Matricon. Nature of the driving force in flux creep phenomena. *Appl. Phys. Lett.*, **2**, 119-121, (1963).

343. E. Zeldov, A.I. Larkin, V.B. Geshkenbein, M. Konczykowski, D. Majer, B. Khaykovich, V.M. Vinokur, H. Strikhman. Geometrical barriers in high-temperature superconductors. *Phys. Rev. Lett.* **73**, 1428-1431, (1994).
344. E. Zeldov, A.I. Larkin, M. Konczykowski, B. Khaykovich, D. Majer, V.B. Geshkenbein, V.M. Vinokur. Geometrical barriers in type II superconductors. *Physica C*, **235-240**, 2761-2762, (1994).
345. B. Khaykovich, E. Zeldov, M. Konczykowski, D. Majer, A.I. Larkin, John R. Clem. Vortex dynamics in a ring-like irradiated Bi₂Sr₂CaCu₂O₈ crystal. *Physica C*, **235-240**, 2757-2758, (1994).
346. N. Morozov, E. Zeldov, D. Majer, B. Khaykovich. Negative local permeability in Bi₂Sr₂CaCu₂O₈ Crystals. *Phys. Rev. Lett.*, **76**, 138-141, (1996).
347. И.Л. Максимов, А.А. Елистратов. Краевой барьер и структура критического состояния в тонких сверхпроводящих пленках. *Письма ЖЭТФ*, **61**, 204-208, (1995).
348. A.V. Kuznetsov, D.V. Eremenko, V.N. Trofimov. Onset of flux penetration into a type-II superconductor disk. *Phys. Rev. B*, **56**, 9064-9070, (1997).
349. A.V. Kuznetsov, D.V. Eremenko, V.N. Trofimov. Onset of flux penetration into a type-I superconductor disk. *Phys. Rev. B*, **57**, 5412-5418, (1998).
350. R. Labusch, T.B. Doyle. Macroscopic equations for the description of the quasi-static magnetic behaviour of a type II superconductor of arbitrary shape. *Physica C*, **290**, 143-147, (1997).
351. T.B. Doyle, R. Labusch, R.A. Doyle. Quasi-static magnetic behaviour of a disc-shaped type II superconductor. *Physica C*, **290**, 148-160 (1997).
352. E.H. Brandt. Geometric barrier and current string in type-II superconductors obtained from continuum electrodynamics. *Phys. Rev. B*, **59**, 3369-3372, (1999).

353. E.H. Brandt. Superconductor disks and cylinders in an axial magnetic field. I. Flux penetration and magnetization curves. *Phys. Rev. B*, **58**, 6506-6522, (1998).
354. C.P. Bean. Magnetization of high-field superconductors. *Rev. Mod. Phys.*, **36**, 31-39 (1964).
355. J. Bardeen. Critical fields and currents in superconductors. *Rev. Mod. Phys.*, **34**, 667-681, (1962).
356. Y.B. Kim, C.F. Hempstead, A.R. Stmad. Critical persistent currents in hard superconductors. *Phys. Rev. Lett.*, **9**, 306-309, (1962);
357. P.W. Anderson. Theory of flux creep in hard superconductors. *Phys. Rev. Lett.*, textbf9, 309-311, (1962).
358. J. Silcox, R. W. Rollins. Hysteresis in hard superconductors. *Appl. Phys. Letters*, **2**, 231-233, (1963).
359. B.S. Deaver, Jr. and W. M. Fairbank. Experimental Evidence for Quantized Flux in Superconducting Cylinders. *Phys. Rev. Lett.*, **7**, 43-46, (1961).
360. R. Doll and M. Näbauer. Experimental Proof of Magnetic Flux Quantization in a Superconducting Ring. *Phys. Rev. Lett.*, **7**, 51-52, (1961).
361. V. Essmann, H. Träuble. The direct observation of individual flux lines in type II superconductors. *Phys. Lett. A*, **24**, 526-527, (1967).
362. P.E. Goa, H. Hauglin, M. Baziljevich, E. Il'yashenko, P.L. Gammel, T.H. Johansen. Real-time magneto-optical imaging of vortices in superconducting NbSe₂. *Supercond. Sci. Technol.* **14**, 729-731, (2001).
363. L.A. Dorosinskii, V.I. Nikitenko, A.A. Polanskii. Magneto-optical measurements of the surface step of magnetic induction in YBa₂Cu₃O₇ single crystals: Direct evidence of the influence of the surface barrier. *Phys. Rev. B*, **50**, 501-505 (1994).

364. M.V. Indenbom, H. Kronmüller, T.W. Li, P.H. Kes, A.A. Menovsky. Equilibrium magnetic properties and Meissner expulsion of magnetic flux in Bi₂Sr₂CaCu₂O_x single crystals. *Physica C*, **222**, 203-211, (1994).
365. Y. Yeshurun, A.P. Malozemoff. Giant Flux Creep and Irreversibility in an Y-Ba-Cu-O Crystal: An Alternative to the Superconducting-Glass Model. *Phys. Rev. Lett.*, **60**, 2202-2205, (1988).
366. Y. Yeshurun, A.P. Malozemoff, A. Shaulov. Magnetic relaxation in high-temperature superconductors. *Rev. Mod. Phys.*, **68**, 911-949, (1996).
367. "Melt textured high-temperature superconductors" под ред. М. Murakami, World Scientific, Singapur
368. J. Plain, T. Puig, F. Sandiumenge, X. Obradors, J. Rabier. Microstructural influence on critical currents and irreversibility line in melt-textured YBa₂Cu₃O_{7-x} reannealed at high oxygen pressure. *Phys. Rev. B*, **65**, 104526-1 - 104526-10, (2002).
369. A. Gurevich, H. Brandt. Flux creep in superconducting films: An exact solution. *Phys. Rev. Lett.*, **73**, 178-181, (1994); A. Gurevich and H. Küpfer. Time scales of the flux creep in superconductors. *Phys. Rev. B*, **48**, p.6477-6487, (1993).
370. E.H. Brandt. Universality of Flux Creep in Superconductors with Arbitrary Shape and Current-Voltage Law. *Phys. Rev. Lett.*, **76**, 4030-4033, (1996).
371. E.H. Brandt. The Flux-Line Lattice in Superconductors. *Rep. Prog. Phys.*, **58**, 1465-1594, (1995).
372. D. V. Shantsev, Y. M. Galperin, T. H. Johansen. Scaling and exact solutions for the flux creep problem in a slab superconductor. *Phys. Rev. B*, **65**, 184512-1 – 184512-10, (2002).
373. L.M. Fisher, A.V. Kalinov, I.F. Voloshin, I.V. Baltaga, K.V. Il'enko, V.A. Yampol'skii. Superposition of currents in hard superconductors placed into crossed ac and dc magnetic fields. *Solid State Commun.*, **97**, 833–836, (1996).

374. L.M. Fisher, A.V. Kalinov, S.E. Savel'ev, I.F. Voloshin, V.A. Yampol'skii, M.A.R. LeBlanc, S. Hirscher. Collapse of the magnetic moment in a hard superconductor under the action of a transverse ac magnetic field. *Physica C*, **278**, 169-179, (1997).
375. L.M. Fisher, A.V. Kalinov, S.E. Savel'ev, I.F. Voloshin, V.A. Yampol'skii. Paramagnetism of a hard superconductor in crossed magnetic fields. *Solid State Commun.*, **103**, 313-317, (1997).
376. * Л.С. Успенская. Релаксация критического состояния в сверхпроводниках второго рода. *Сверхпроводимость: исследования и разработки*, **12**, 59, (2006);
377. A.B. Riise, T.H. Johansen, H. Bratsberg, Z.J. Yang. Logarithmic relaxation in the levitation force in a magnet-high T_c superconductor system. *Appl. Phys. Lett.*, **60**, 2294-2296, (1992).
378. J. Ogawa, M. Iwamoto, K. Yamagishi, O. Tsukamoto, M. Murakami, M. Tomita. Influence of AC external magnetic field perturbation on trapped magnetic field in HTS bulk. *Physica C*, **386**, 26-30, 2003.
379. E.V. Matizen, P.P. Bezverkhy, V.G. Martynets, S.M. Ishikaev. Thermoactivated flux creep in high-temperature-superconducting rings in a low-frequency magnetic field. *Phys. Rev. B*, **59**, 9649-9654, (1999).
380. I.R. Clem. Granular and superconducting-glass properties of the high-temperature superconductors. *Physica C*, **153-155**, p.50-65, (1988).
381. A.L. Kasatkin, V.M. Pan, V.V. Vysotskii, H.C. Freyhardt. Flux relaxation phenomena in the presence of weak AC magnetic fields. *Physica C*, **310**, 296-301, (1998).
382. И.Ф. Волошин, А.В. Калинов, С.Е. Савельев, Л.М. Фишер, В.А. Ямпольский, Ф.Р. Rodriguez. К электродинамике жестких сверхпроводников в скрещенных магнитных полях. *ЖЭТФ*, **111**, стр.1071-1084, (1997).

383. С.Е. Савельев, Л.М. Фишер, В.А. Ямпольский, Кинетика вихревой решетки и электродинамика жестких сверхпроводников. *ЖЭТФ*, **112**, 936-952, (1997).
384. L. M. Fisher, K. V. Il'enko, A. V. Kalinov, M. A. R. LeBlanc, F. Pérez-Rodríguez, S. E. Savel'ev, I. F. Voloshin, V. A. Yampol'skii. Suppression of the magnetic moment under the action of a transverse magnetic field in hard superconductors. *Phys. Rev. B*, **61**, 15382-15391, (2000).
385. F. Pe'rez-Rodri'guez, M.A.R. LeBlanc, G. Gandolfini. Flux-line cutting in granular high-Tc and semi-reversible classical type-II superconductors. *Supercond. Sci. Technol.* **14**, p.386-397, (2001).
386. G. Mikitik, E.H. Brandt. Generation of a dc voltage by an ac magnetic field in type-II superconductors. *Phys. Rev. B*, **64**, 92502-1 – 92502-4, (2001).
387. M. Eiterer, H.W. Weber. Electric field dependence of the screening currents in the mixed state of high temperature superconductors investigated by an ac technique. *J. Appl. Phys.*, **88**, 4749-4753, (2000).
388. В.В.Брыксин, С.Н.Дороговцев. Накачка постоянного магнитного поля переменным в сверхпроводник второго рода. *Письма ЖЭТФ*, **57**, 439-442, (1993).
389. J.Clem, A.Gonzalez. Flux-line-cutting and flux-pinning losses in type-II superconductors in rotating magnetic fields. *Phys. Rev. B*, **30**, 5041-5047, (1984).
390. R.Boyer, M.A.R.LeBlank. Flux expulsion and trapping in rotating discs of type II superconductors. *Solid State Commun.*, **24**, 261-265, (1977).
391. R.Boyer, G. Fillion, M.A.R.LeBlank. Hysteresis losses and magnetic phenomena in rotating disks of type-II superconductors. *J. Appl. Phys.*, **51**, 1692-1701, (1980).

392. W.Henderson, E.Y.Andrei, M.J.Higgins. Plastic Motion of a Vortex Lattice Driven by Alternating Current. *Phys. Rev. Lett.*, **81**, p.2352-2355, (1998).
393. A.Gonzalez. Response of type-II superconductors subjected to parallel rotating magnetic fields. *Phys. Rev. B*, **31**, 7048-7058, (1985).
394. J.R.Cave, M.A.R.LeBlank. Hysteresis losses and magnetic phenomena in oscillating disks of type II superconductors. *J. Appl. Phys.*, **53**, 1631-1648, (1982).
395. M.A.R.LeBlank, J.Lorrain. Hysteresis losses and magnetic phenomena in ribbons of type II superconductors in the noncollinear regime. *J. Appl. Phys.*, **55**, 4035-4051, (1984).
396. S.J. Park, J.S.Kouvel. Cross-flux effect as a vortex pinning process in grain-oriented YBa₂Cu₃O₇. *Phys.Rev.B*, **48**, 13995-13997, (1993).
397. S.J. Park, J.S.Kouvel, H.B. Radousky, J.Z. Liu. Cross-flux effect as a vortex pinning process in YBa₂Cu₃O₇ and Y_{0.8}Pr_{0.2}Ba₂Cu₃O₇ crystals. *Phys.Rev.B*, **48**, 13998-14000, (1993).
398. A.Badia, C.Lopez. Vector magnetic hysteresis of hard superconductors. *Phys.Rev.B*, **65**, 104514-1 – 104514-10, (2002).
399. E. H. Brandt, John R. Clem and D. G. Walmsley. Flux-line cutting in type II superconductors. *J. Low Temp. Phys.*, **37**, 43-55, (1979).
400. J. Clem, S. Yeh. Flux-line-cutting threshold in type II superconductors. *J. Low Temp. Phys.*, **39**, p.173-189, (1980).
401. J. Clem. Flux-line-cutting losses in type-II superconductors. *Phys.Rev.B*, **26**, 2463-2473, (1982).
402. G. Gandolfini, M.A.R. Leblanc, J. Sekerka. Comparison of flux line cutting behaviour in high T_c and conventional type II superconductors. *Criogenics*, **29**, p.373-378, (1989).
403. C.J. Bergeron. Simple model for longitudinal force-free current flow in superconductors of the second kind. *Appl.Phys.Lett*, v.3, 63-65, (1963).

404. D.J. Walmsley. Force free magnetic fields in a type II superconducting cylinder. *J. Phys. F: Met. Phys*, **2**, p.510-528, (1972).
405. D.J. Walmsley. Force free magnetic fields in a type II superconducting sphere. *J. Phys. F: Met. Phys*, **2**, p.529-546, (1972).
406. J.R. Cave, J.E. Evetts. Static electric potential structures on the surface of a type II superconductor in the flux flow state. *Phil. Mag. B*, **37**, p.111-118, (1978).
407. G.P. Gordeev, L.A. Akselrod, S.L. Ginzburg, V.N. Zabenkin, I.M. Lazebnik. Visualization of longitudinal and transverse currents in a Josephson medium by polarized neutrons. *Phys.Rev.B*, **55**, p.9025-9034, (1997).
408. Yu.A. Genenko, P. Troche, J. Hoffmann, H. C. Freyhardt. Chain model for the spiral instability of the force-free configuration in thin superconducting films. *Phys.Rev.B*, **58**, p.11638-11651, (1998).
409. G. Marsh. Flux-vortex structure in type-II superconductors carrying a longitudinal current. *Phys.Rev.B*, **49**, 450-453, (1994).
410. J.L. Giordano, L.A. Angurel. Flux pinning in high-Tc superconductors under transport current cycles. *Supercond. Sci. Technol.*, **14**, p.655-658, (2001).
411. V.V. Yurchenko, D.V. Shantsev, T.H. Johansen, M.R. Nevala, I.J. Maasilta, K. Senapati, R.C. Budhani. Reentrant stability of superconducting films and the vanishing of dendritic flux instability. *Phys. Rev. B*, **76**, 092504-1 – 092504-4, (2007).
412. M.R. Wertheimer, J. le G. Gilchrist. Flux jumps in type II superconductors. *J. Phys. Chem. Solids*, **28**, 2509-2524, (1967).
413. P. Leiderer, J. Boneberg, P. Brüll, V. Bujok, S. Herminghaus. Nucleation and growth of a flux instability in superconducting YBa₂Cu₃O_{7-x} films. *Phys. Rev. Lett.*, **71**, 2646-2649, (1993).

414. C.A. Dura'n, P.L. Gammel, R.E. Miller, D.J. Bishop. Observation of magnetic-field penetration via dendritic growth in superconducting niobium films. *Phys. Rev. B*, **52**, 75-78, (1995).
415. V. Vlasko-Vlasov, U. Welp, V. Metlushko, G.W. Crabtree. Flux avalanches in superconducting films with periodic arrays of holes. *Physica C*, **341-348**, 1281-1282, (2000).
416. T.H. Johansen, M. Baziljevich, D.V. Shantsev, P.E. Goa, Y.M. Galperin, W.N. Kang, H.J. Kim, E.M. Choi, M.-S. Kim and S.I. Lee. Dendritic magnetic instability in superconducting MgB2 films. *Europhys. Lett.* **59**, 599-605, (2002).
417. A.V. Bobyl, D.V. Shantsev, T.H. Johansen, W.N. Kang, H.J. Kim, E.M. Choi, S.I. Lee. Current-induced dendritic magnetic instability in superconducting MgB2 films. *Appl. Phys. Lett.*, **80**, 4588-4590, (2002).
418. F.L. Barkov, D.V. Shantsev, T.H. Johansen, P.E. Goa, W.N. Kang, H.J. Kim, E.M. Choi, S.I. Lee. Local threshold field for dendritic instability in superconducting MgB2 films. *Phys. Rev. B*, **67**, 064513-1 – 064513-5, (2003).
419. I.A Rudnev, S.V Antonenko, D.V Shantsev, T.H Johansen, A.E Primenko. Dendritic flux avalanches in superconducting Nb3Sn films. *Cryogenics*, **43**, 663-666, (2003).
420. D.V. Denisov, D.V. Shantsev, Y.M. Galperin, Eun-Mi Choi, Hyun-Sook Lee, Sung-Ik Lee, A.V. Bobyl, P.E. Goa, A.A.F. Olsen, T.H. Johansen. Onset of Dendritic Flux Avalanches in Superconducting Films. *Phys. Rev. Lett.*, **97**, 077002-1 – 077002-4, (2006).
421. D.V. Denisov, A.L. Rakhmanov, D.V. Shantsev, Y.M. Galperin, T.H. Johansen. Dendritic and uniform flux jumps in superconducting films. *Phys. Rev. B*, **73**, 014512-1 – 014512-7, (2006).
422. A.L. Rakhmanov, D.V. Shantsev, Y.M. Galperin, T.H. Johansen. Finger patterns produced by thermomagnetic instability in superconductors. *Phys. Rev. B*, **70**, 224502-1 – 224502-8, (2004).

423. F. Bass, B.Ya. Shapiro, I. Shapiro, M. Shvartsner. Flux-antiflux interface in type-II superconductors. *Phys. Rev. B*, **58**, 2878-2885, (1998).
424. * L. Uspenskaya, I.G. Naumenko, A.A. Zhokhov. Influence of twin structure on flux turbulence near the front of vortex annihilation. *Physica C*, **402**, 188-195 (2004).
425. V.K. Vlasko-Vlasov, L.A. Dorosinskii, A.A. Polyanskii, V.I. Nikitenko, U. Welp, B.W. Veal, G.W. Crabtree. Study of the influence of individual twin boundaries on the magnetic flux penetration in YBa₂Cu₃O_{7-d}. *Phys. Rev. Lett.*, **72**, 3246-33249, (1994).
426. И.Ф. Волошин, А.В. Калинов, К.И. Кугель, А.Л. Рахманов, Л.М. Фишер. Пиннинг на границах двойникования и пик-эффект в высокотемпературных сверхпроводниках YBCO. *ЖЭТФ*, **111**, 2158-2174, (1997).
427. H. Pastoriza, S. Candia, G. Nieva. Role of Twin Boundaries on the Vortex Dynamics in YBa₂Cu₃O₇. *Phys. Rev. Lett.* **83** 1026-1029, (1999).
428. Ландау Л Д, Лифшиц Е М *Гидродинамика* (М.: Физматлит, 2001)
429. L.M. Fisher, A. Bobyl, T.H. Johansen, A.L. Rakhmanov, V.A. Yampol'skii, A.V. Bondarenko, M.A. Obolenskii. Anisotropic Origin of the Bending Instability of the Flux-Antiflux Interface in Type-II Superconductors. *Phys. Rev. Lett.* **92**, 037002-1 – 037002-4, (2004).
430. L.M. Fisher, T.H. Johansen, A.L. Rakhmanov, A.A. Levchenko, V.A. Yampol'skii. Macroturbulent instability of the flux line lattice in anisotropic superconductors. *Physica C*, **403**, 219-230, (2004).
431. G. D'Anna, W. Benoit, A. Sémoroz, V. Berseth. Kinks and vortex-twister dynamics in type-II superconductors. *Physica C* **281** 278-282 (1997).
432. * L.S. Uspenskaya, K.S. Korolev, P.N. Yarykin. Peculiarity of magnetization relaxation in finite size superconductors. *Physica C*, **423**, 181-189, (2005).

433. * L. Uspenskaya, K. Korolev, D. Kontuganov. Peculiarity of magnetization relaxation in finite size superconductors. *J. Phys.: Conf. Ser.*, **43**, 599-602, (2006).
434. * L.S. Uspenskaya, D.N. Kontuganov. Twisting waves in bulk YBCO. *Physica C*, **460-462**, 1288-1290, (2007).
435. M. Murakami, S. Gotoh, H. Fujimoto, K. Yamaguchi, N. Koshizuka, S. Tanaka, Flux pinning and critical currents in melt processed YBaCuO superconductors. *Supercond. Sci. Technol.*, **4**, S43-S51, (1991).
436. M. Murakami, H. Fujimoto, S. Gotoh, K. Yamaguchi, N. Koshizuka, S. Tanaka. Flux pinning due to nonsuperconducting particles in melt processed YBaCuO superconductors. *Physica C*, **185-189**, 321-326, (1991).
437. S. Jin, R.C. Sherwood, E.M. Gyorgy, T.H. Tiefel, R. B. van Dover, S. Nakahara, L.F. Schneemeyer, R.A. Fastnacht, M.E. Davis. Large magnetic hysteresis in a melt-textured Y-Ba-Cu-O superconductor. *Appl. Phys. Lett.*, **54**, 584-586, (1989).
438. M. Ullrich, D. Müller, K. Heinemann, L. Niel, H.C. Freyhardt. Possible origin of the anomalous magnetization behavior in melt-textured Y1Ba2Cu3O7-? crystallites. *Appl. Phys. Lett.*, **63**, 406-408, (1993).
439. A. Zanota, E.P. Kvam, D. Balkin, P.J. McGinn. Crystalline linkage and defect structures in bulk zone melt textured YBa2Cu3O7 observed by transmission electron microscopy. *Appl. Phys. Lett.*, **62**, 2722-2724, (1993).
440. A. Goyal, K.B. Alexander, D.M. Kroeger, P.D. Funkenbusch, S.J. Burns. Solidification of YBa2Cu3O7-d from the melt. *Physica C*, **210**, 197-212, (1993).
441. Е.З. Мейлихов. Структурные особенности ВТСП-керамик и их критический ток и вольтамперная характеристика. *УФН*, **163**, 27-54, (1993).
442. D. Dimos, P. Chaudhari, J. Mannhart. Superconducting transport properties of grain boundaries in YBa2Cu3O7 bicrystals. *Phys. Rev. B*, **41**, 4038-4049, (1990).

443. J. Mannhart. Current transport across grain boundaries in superconducting YBa₂Cu₃O₇ films. *J. Supercond.*, **3**, 281-285, (1990).
444. K.B. Alexander, A. Goyal, D.M. Kroeger, V. Selvamanickam, K. Salama. Microstructure within domains of melt-processed YBa₂Cu₃O_{7-x} superconductors. *Phys. Rev. B*, **45**, 5622-5627, (1992).
445. F. Sandiumenge, S. Pinol, X. Obradors, E. Snoeck, C. Roucau. Microstructure of directionally solidified high-critical-current YBa₂Cu₃O₇-Y₂BaCuO₅ composites. *Phys. Rev. B*, **50**, 7032-7045, (1994).
446. V.K. Vlasko-Vlasov, V.N. Goncharov, V.I. Nikitenko, A.A. Polyanskii, I.F. Voloshin, L.M. Fisher, N.M. Aleshina, O.A. Poluschenko. Visualization of weak links in melt-textured YBCO ceramics. *Physica C*, **222**, 367-374, (1994).
447. * Л.С. Успенская, Д.Н. Контуганов, А.Б. Кулаков. Особенности релаксации знакопеременного потока в пластинах YBCO. *Известия РАН, сер. физ.*, **71**, 1171-1173, (2007).
448. * T.A. Prikhna, W. Gawalek, N.V. Novikov, V.E. Moshchil, V.B. Sverdun, N.V. Sergienko, A.B. Surzhenko, L.S. Uspenskaya, R. Viznichenko, A.A. Kordyuk, D. Litzkendorf, T. Habisreuther, S. Krachunovska, V. Vlasenko. Formation of superconducting junctions in MT-YBCO. *Supercond. Sci. Technol.*, **18**, S153-S157, (2005).
449. * T.A. Prikhna, W. Gawalek, V.E. Moshchil, L.S. Uspenskaya, R. Viznichenko, N.V. Sergienko, A.A. Kordyuk, V.B. Sverdun, A.B. Surzhenko, D. Litzkendorf, T. Habisreuther, A.V. Vlasenko. Superconducting joining of MT-YBCO. *Physica C*, **392-396**, 432, (2003).
450. S. Gotoh, N. Koshizuka, M. Yoshida, M. Murakami, H. Fujimoto, S. Tanaka. Direct observation of flux behavior in melt processed YBaCuO using the Faraday effect of iron garnet films. *Supercond. Sci. Technol.*, **4**, S226-S228, (1991).

451. Th. Schuster, M.R. Koblischka, H. Kuhn, M. Glücker, B. Ludescher, H. Kronmüller. Flux penetration of melt-processed YBa₂Cu₃O_{7-d}: Direct observation of anisotropy. *J. Appl. Phys.*, **74**, 3307-3311, (1993).
452. M.A.-K. Mohamed,, L. Friedrich, J. Jung. Studies of the critical state and demagnetization effects in ceramic disc of YBa₂Cu₃O₇ superconductor *Cryogenics*, **33**, 247-250, (1993).
453. J.R. Thompson, Yang Ren Sun, L. Civale, A.P. Malozemoff, M.W. McElfresh, A.D. Marwick, F. Holtzberg. Effect of flux creep on the temperature dependence of the current density in Y-Ba-Cu-O crystals. *Phys. Rev. B*, **47**, 14440-14447, (1993).
454. M.V. Feigelman, V.B. Geshkenbein, A.I. Larkin, V.M. Vinokur. Theory of collective flux creep. *Phys. Rev. Lett.*, **63**, 2303-2306, (1989); M. V. Feigelman and V. M. Vinokur. Thermal fluctuations of vortex lines, pinning, and creep in high-T_c superconductors. *Phys. Rev. B*, **41**, 8986-8990, (1990).
455. A.P. Malozemoff. Flux creep in high temperature superconductors. *Physica C*, **185-189**, 264-269, (1991).
456. B. Martinez, X. Obradors, A. Gou, V. Gomis, S. Pinol, J. Fontcuberta, H. Van Tol. Critical currents and pinning mechanisms in directionally solidified YBa₂Cu₃O₇-Y₂BaCuO₅ composites. *Phys. Rev. B*, **53**, 2797-2810, (1996).
457. M.P.A. Fisher. Vortex-glass superconductivity: A possible new phase in bulk high-T_c oxides. *Phys. Rev. Lett.*, **62**, 1415-1418, (1989); D.S. Fisher, M.P.A. Fisher, D.A. Huse. Thermal fluctuations, quenched disorder, phase transitions, and transport in type-II superconductors. *Phys. Rev. B*, **43**, 130-159, (1991).
458. Y. Yeshurun, A.P. Malozemoff. Giant Flux Creep and Irreversibility in an Y-Ba-Cu-O Crystal: An Alternative to the Superconducting-Glass Model. *Phys. Rev. Lett.*, **60**, 2202-2205, (1988).

459. G. Deutscher, K.A. Muller. Origin of superconductive glassy state and extrinsic critical currents in high-Tc oxides. *Phys. Rev. Lett.*, **59**, 1745-1747, (1987).
460. J. L. Tholence et al., in *Studies of High Temperature Superconductors*, edited by A. Narlikar, Nova Science, New York, 1990!, Vol. 6, p. 37.
461. D.E. Farrell, B.S. Chandrasekhar, M.R. DeGuire, M.M. Fang, V.G. Kogan, J.R. Clem, D.K. Finnemore. Superconducting properties of aligned crystalline grains of Y1Ba2Cu3O7-d. *Phys. Rev. B*, **36**, 4025-4027, (1987); D.E. Farrell, J.P. Rice, D.M. Ginsberg, J.Z. Liu. Experimental Evidence of a Dimensional Crossover in Y1Ba2Cu3O7-d. *Phys. Rev. Lett.*, **64**, 1573-1576, (1990).
462. E.M. Gyorgy, R.B. van Dover, K.A. Jackson, L.F. Schneemeyer, J.V. Waszczak. Anisotropic critical currents in Ba2YCu3O7 analyzed using an extended Bean model. *Appl. Phys. Lett.*, **55**, 283-285, (1989).
463. K. Schönmann, B. Seebacher, K. Andres. a-b anisotropy properties of millimeter-sized monodomain YBa2Cu3O7-x single crystals. *Physica C*, **184**, 41-51, (1989).
464. Z. Akase, Y. Tomokiyo, Y. Tanaka, M. Watanabe. Measurement of local changes in oxygen concentration of YBa2Cu3Oy using electron diffraction. *Physica C*, **339**, 1-9, (2000).
465. S. Haindl, M. Eisterer, H.W. Weber, L. Shlyk, G. Krabbes. Magnetic flux penetration into melt-textured superconductors. *Supercond. Sci. Technol.*, **18**, S164-S167, (2005).
466. C.J. Kim, H.J. Kim, Y.A. Jee et al. Multiseeding with (100)/(100) grain junctions in topseeded melt growth processed YBCO superconductors. *Physica C*, **338**, 205-212, (2000).
467. M. P. Delamare, B. Bringmann, Ch Jooss. et al. Influence of the seed distance on the microstructure and the superconducting properties of grain boundaries in a multi-seeded melt growth monolith. *Supercond. Sci. Technol.*, **15**, 16-22, (2002).

468. L. Chen, H. Claus, A.P. Paulikas et al. Joining of melt-textured YBCO: a direct contact method. *Supercond. Sci. Technol.*, **15**, 672—674, (2002).
469. D. Shi. Formation of a strongly coupled YBa₂Cu₃O_x domain by the melt-joining method. *Appl. Phys. Lett.* **66**, 2573—2575, (1995).
470. Ph. Vanderbemden, A.D. Bradley, R.A. Doyle et al. Superconducting properties of natural and artificial grain boundaries in bulk melt-textured YBCO. *Physica. C*, **302**, 257—270, (1998).
471. * Т.А. Прихна, В.Б. Свердун, В.Е. Моциль, Н.В. Сергиенко, А.А. Кордюк, Р.В. Визниченко, А.В. Власенко, С.Н. Дуб, Л.И. Александрова, А.Ю. Коваль, В. Гавалек, А.Б. Сурженко, М. Вендт, Л.С. Успенская. Формирование сверхпроводящего соединения между блоками плавленной текстурированной керамики на основе иттрия. *Сверхтвердые материалы*, **4**, 57-68, (2004).
472. T.A. Prikhna, W. Gawalek, A. B. Surzhenko et al. Superconducting joining of melt-textured YBCO. *Physica C*, **372-376**, 1528-1530, (2002).
473. * Т.А. Prikhna, W. Gawalek, N.V. Novikov, V.E. Moshchil, V.B. Sverdun, N.V. Sergienko, A.B. Surzhenko, L.S. Uspenskaya, R. Viznichenko, A.A. Kordyuk, D. Litzkendorf, T. Habisreuther, S. Krachunovska, V. Vlasenko. Formation of superconducting junctions in MT-YBCO. *Supercond. Sci. Technol.*, **18**, S153-S157, (2005).
474. A.A. Kordyuk, V.V. Nemoshkalenko, A.I. Plyushchay, et al. Simple technique for quality estimation of superconducting joints in bulk melt-processed high temperature superconductors. *Supercond. Sci. Technol.*, **14**, L41—L43, (2001).
475. D.V. Shantsev, A.V. Bobyl, Y.M. Galperin, and T.H. Johansen. Comparison of flux creep and nonlinear E-j approach for analysis of vortex motion in superconductors. *arXiv:cond-mat/0003396*.
476. А.В. Калинов, И.Ф. Волошин, Л.М. Фишер. Подавление релаксации в YBCO ортогональным магнитным полем. Тезисы Первой междуна-

родной конференции "Фундаментальные проблемы сверхпроводимости Москва-Звенигород, 2004г., стр.123-124.

477. M.V. Indenbom, A. Forkl, B. Ludescher, H. Kronmuller, H. U. Habermeier, B. Leibold, G. D'Anna, T.W. Li, P.H. Kes, and A.A. Menovsky, *Physica C*, **209**, 259 (1993).
478. T. Motohashi, Y. Nakayama, T. Fujita, K. Kitzawa, J. Shimoyama, and K. Kishio, *Phys Rev B* **21**, 14080 (1999).
479. * Л.С. Успенская, А.Б. Кулаков, А.Л. Рахманов. Фазовый переход в системе вихрей монокристалла Bi2212:Pb. *Письма ЖЭТФ*, **76**, 214-218, (2002).
480. * L.S. Uspenskaya, A.B. Kulakov, A.L. Rakhmanov. Strong three-dimensional correlations in the vortex system for $(\text{Bi}_{0.7}\text{Pb}_{0.3})_{2.2}\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$. *Phys. Rev. B*, **68**, 104506-1 – 104506-8, (2003); arXiv:cond-mat/0303103 v1, (2003).
481. * L.S. Uspenskaya, A.B. Kulakov, A.L. Rakhmanov. Anisotropic flux creep in Bi2212:Pb single crystal in crossed magnetic fields. *Physica C*, **402**, 136-142, (2004); arXiv:cond-mat/0309451 v1, 2003.
482. * L.S. Uspenskaya, A.B. Kulakov, A.L. Rakhmanov. Strong 3D Correlations in the Vortex System of Bi2212:Pb? *Nato Science Series II*, **142**, 103-110, (2004); Kluwer publisher;
483. * L.S. Uspenskaya, A.B. Kulakov, A.L. Rakhmanov. Crossover in magnetization behavior of Bi2212:Pb single crystal. *Journ. Magn. Magn. Mat.*, **272-276**, E1089-E1090, (2004).
484. A.B. Kulakov, I.K. Bdikin, S.A. Zver'kov, G.A. Emel'chenko, G. Yang, J.S. Abell. Phase separation in $(\text{Bi,Pb})_{2.2}\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+d}$ single crystals at an annealing at high oxygen pressure. *Physica C*, **371**, 45-51, (2002).
485. A.B. Kulakov, I.G. Naumenko, S.A. Zver'kov, A.V. Kosenko, S.S. Khasanov, I.K. Bdikin, G.A. Emel'chenko, M. Fehلمان, L.J. Gaukler,

- G. Yang, J.S. Abell. The primary crystallization field and growth of Bi-2212 crystals in platinum and gold crucibles crucibles. *J. Cryst. Growth*, **231**, 194-202, (2001).
486. A.M. Campbell and J.E. Evetts, *Critical Currents in Superconductors* (Taylor and Francis, London, 1972).
487. M.V. Indenbom, A. Forkl, B. Ludescher, H. Kronmüller, H. U. Habermeier, B. Leibold, G. D'Anna, T.W. Li, P.H. Kes, A.A. Menovsky. Anisotropy of perpendicular field penetration into high-Tc superconductors induced by strong longitudinal field. *Physica C*, **226**, 325-332, (1994).
488. P.H. Kes, J. Aarts, V.M. Vinokur, C.J. van der Beek. Dissipation in highly anisotropic superconductors. *Phys. Rev. Lett.*, **64**, 1063-1066, (1990).
489. A. Schilling, R. Jin, J.D. Guo, and H.R. Ott. Irreversibility line of monocrystalline Bi₂Sr₂CaCu₂O₈: Experimental evidence for a dimensional crossover of the vortex ensemble. *Phys. Rev. Lett.*, **71**, 1899-1902, (1993).
490. R. Cubitt, E. M. Forgan, G. Yang, S.L. Lee, D. Mc Paul, H.A. Mook, M. Yethiraj, P.H. Kes, T.W. Li, A.A. Menovsky, Z. Tarnawski, K. Mortensen. Direct observation of magnetic flux lattice melting and decomposition in the high-Tc superconductor Bi_{2.15}Sr_{1.95}CaCu₂O_{8+x}. *Nature*, **365**, 407-411, (1993).
491. K. Harada, T. Matsuda, H. Kasai, J.E. Bonevich, T. Yoshida, U. Kawabe, A. Tonomura. Vortex configuration and dynamics in Bi₂Sr_{1.8}CaCu₂O_x thin films by Lorentz microscopy. *Phys. Rev. Lett.*, **71**, 3371-3374, (1993).
492. D.S. Fisher. Flux-lattice melting in thin-film superconductors. *Phys. Rev. B*, **22**, 1190-1199, (1980).
493. M.V. Feigel'man, V.B. Geshkenbein, A. I. Larkin. Pinning and creep in layered superconductors. *Physica C* **167**, 177-187, (1990).
494. E.R. Nowak, O.W. Taylor, Li Liu, H. M. Jaeger, T.I. Selinder. Magnetic flux instabilities in superconducting niobium rings: Tuning the avalanche behavior. *Phys. Rev. B*, **55**, 11702-11705, (1997).

495. C.J. Olson, C. Reichhardt, F. Nori. Superconducting vortex avalanches, voltage bursts, and vortex plastic flow: Effect of the microscopic pinning landscape on the macroscopic properties. *Phys. Rev. B*, **56**, 6175-6194, (1997).
496. I.A. Rudnev, D.V. Shantsev, T.H. Johansen, A.E. Primenko. Avalanche-driven fractal flux distributions in NbN superconducting films. *Appl. Phys. Lett.* **87**, 042502, (2005).
497. E.H. Brandt, M.V. Indenbom. Type-II-Superconductor Strip with Current in a Perpendicular Magnetic Field. *Phys. Rev. B*, **48**, 12893-12906, (1993).
498. M.V. Indenbom, C.J. van der Beek, V. Berseth, T. Wolf, H. Berger, W. Benoit. Morphology of growth of Bi₂Sr₂CaCu₂O₈ single crystals. *J. Low Temp. Phys.*, **105**, 1529-1534, (1996).
499. I-Fei Tsu, Jyh-Lih Wang, S. E. Babcock, A. A. Polyanskii, D. C. Larbalestier, K. E. Sickafus. Structure and properties of an intragranular weak link in Bi₂Sr₂CaCu₂O_{8+x} single crystals. *Physica C*, **349**, 8-18, (2001).
500. * L.S. Uspenskaya, A.L. Rakhmanov. Macroscopic vortex droplets in Bi₂Sr₂CaCu₂O₈ crystal pumped by AC magnetic field. *Phys. Rev. Lett.*, **100** 137002, (2008).
501. * L.S. Uspenskaya, A.L. Rakhmanov. Self-organized structure of vortex droplets in Bi₂Sr₂CaCu₂O₈ single crystals induced by ac magnetic field. *Phys. Rev. B*, **79**, 144524 (2009).
502. * <http://www.issp.ac.ru/lrsc/usp/droplets.html>