

Вещунов Иван Сергеевич

**СТРУКТУРА МАГНИТНОГО ПОТОКА В
МАТЕРИАЛАХ СО СВЕРХПРОВОДЯЩИМ И
МАГНИТНЫМ УПОРЯДОЧЕНИЕМ**

01.04.07 – физика конденсированного состояния

Автореферат
диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Черноголовка - 2010

Работа выполнена в Учреждении Российской академии наук
Институт физики твердого тела

Научный руководитель: доктор физико-математических наук,
профессор
Винников Лев Яковлевич

Официальные оппоненты: доктор физико-математических наук,
профессор
Тулин Вячеслав Александрович

кандидат физико-математических наук
Успенская Людмила Сергеевна

Ведущая организация: Учреждении Российской академии наук
Институт радиотехники и электроники
им. В.А. Котельникова РАН

Защита состоится «_____» _____ 2010 года в 10 часов на заседании
диссертационного совета Д 002.100.01 при Учреждении Российской академии
наук Институт физики твердого тела РАН по адресу: 142432, г. Черноголовка,
Московская область, ИФТТ РАН, ул. Институтская, д.2.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ИФТТ РАН.

Автореферат разослан «_____» _____ 2010 года.

Ученый секретарь
диссертационного совета
доктор физ.-мат. наук

Зверев В.Н.

© Вещунов И.С. 2010
© ИФТТ РАН 2010
© ИПХФ РАН 2010

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность темы. Долгое время считалось, что сверхпроводимость и магнетизм относятся к тем видам упорядочения, которые конкурируют друг с другом и их антагонизм делает совершенно невозможным их сосуществование в пространственно однородной системе. Впервые вопрос о возможном сосуществовании был поднят в работе [1], где были предсказаны различные типы структур (спонтанная вихревая фаза, криптоферромагнитное - антиферромагнитное упорядочение с периодом меньше лондоновской глубины проникновения и др.) В последнее время появилось множество работ, как теоретических, так и экспериментальных, в которых исследуется вопрос сосуществования сверхпроводимости и магнетизма. [2, 3, 4, 5, 6, 7]. Изучение сосуществования сверхпроводимости и магнетизма развивается по двум основным направлениям: в пространственно однородных системах (кристаллах) и в многослойных системах с чередованием магнитных и сверхпроводящих слоев. В то время как в пространственно неоднородных (слоистых) системах сверхпроводник-ферромагнетик-сверхпроводник SFS было достигнуто понимание физических процессов, как в теории [3], так и в эксперименте [5], в сосуществовании сверхпроводимости и магнетизма в пространственно однородных системах остается много нерешенных вопросов. Так, например, вопрос о существовании спонтанной вихревой фазы в таких системах остается пока открытым [8]. Потребность развивающейся спинтроники и криоэлектроники делают актуальным детальное исследование структуры магнитного потока, как в пространственно однородных, так и в слоистых системах, с высоким пространственным разрешением.

Синтезированная недавно система редкоземельных (РЗМ) борокарбидов RNi_2B_2C [9] вызывает значительный интерес в связи с тем, что в них сосуществует дальний магнитный порядок РЗМ ионов и сверхпроводимость в слоях NiB . Для каждого РЗМ иона своя симметрия магнитного порядка, температура Нееля T_N антиферромагнитного (АФ) перехода, температура перехода в слабоферромагнитное СФМ состояние T_{WFM} (состояние со скошенным антиферромагнетизмом), критическая температура сверхпроводящего (СП) перехода T_c [10]. В физических свойствах этих сверхпроводников вблизи температур магнитных переходов появляется ряд аномалий. Структура магнитного потока в этих соединениях была исследована недавно методом декорирования в ограниченном интервале температур и полей [11, 12]. Был обнаружен пиннинг вихрей на границах двойниковых доменов в орторомбической фазе $ErNi_2B_2C$ и $HoNi_2B_2C$. Кроме того, в монокристаллах $ErNi_2B_2C$ в сверхпроводящем состоянии по результатам магнитных [13] и нейтронографических исследований [14] получено указание на существование ферромагнитного состояния при температуре ниже 2,3 К. Магнитный контраст обнаружен и на несверхпроводящем кристалле борокарбида $TbNi_2B_2C$ [15], который связы-

вался с доменными границами, однако природа этого контраста оставалось неясной.

Интерес к сверхпроводящим слоистым соединениям на основе железа как новому классу высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП) уже нашел отражение в ряде обзоров [16, 17, 18, 19], в которых проводится сравнение с купратными сверхпроводниками [17, 18]. Так, в соединениях нового класса на основе железа антиферромагнитные спиновые флуктуации играют принципиальную роль в объяснении многих аномальных свойств в нормальной фазе. Не исключено, что механизм образования куперовских пар в этих соединениях может быть связан с антиферромагнитными флуктуациями или совместно с колебаниями кристаллической решетки (как предполагает теория БКШ). К отличительным свойствам, которые указаны в [17] можно добавить необычно высокие критические токи (J_c), т. е. сильный пиннинг в монокристаллах [20]. В связи с этим представляет значительный интерес исследование вихревой структуры в кристаллах сверхпроводящих пниктидов железа, в которых допирование FeAs плоскостей не нарушает их структуру.

Интерес к исследованию магнитных свойств (доменной структуры) слабо ферромагнитных сплавов $Cu_{1-x}Ni_x$ ($x > 0,44$) обусловлен активным использованием этих материалов в тонкопленочных гетероструктурах со сверхпроводниками [4]. Взаимодействие сверхпроводимости и ферромагнетизма в таких системах приводит к ряду интересных явлений, имеющих перспективу практического применения. Проведенные исследования выявляют ряд несомненных преимуществ использования сплава $Cu_{0,47}Ni_{0,53}$ при разработке фазовых инверторов на основе джозефсоновских SFS контактов (π -контактов). Использование ослабленного ферромагнитного медно-никелевого сплава позволило получить переходы с хорошими джозефсоновскими характеристиками. Следует, однако, отметить, что полученные к моменту выполнения данной работы по декорированию результаты исследования структуры $CuNi$ -пленок и их магнитных свойств являлись лишь предварительными и качественными. Оставалось неясным, присутствуют ли в $CuNi$ -пленках с концентрацией никеля 53 % магнитные домены или их ферромагнетизм обусловлен наличием большого количества мелких никелевых кластеров, т.е. межкластерными обменными механизмами.

Одна из важнейших характеристик ВТСП, которая определяет множество интересных его свойств, является анизотропия параметров сверхпроводимости, которая обусловлена структурой его кристаллической решетки. Вихревая решетка в анизотропном сверхпроводнике является индикатором анизотропии и позволяет определить отношение эффективных масс носителей заряда. Монокристаллы $YBa_2Cu_4O_8$ (YBCO-124) обладают заметной анизотропией свойств в базисной плоскости (a - b), обусловленной наличием двойных цепочек Cu-O вдоль оси b орторомбической кристаллической структуры [21, 22, 23].

Целью работы являлось изучение особенностей в структуре магнитного потока в монокристаллах $TbNi_2B_2C$ и $ErNi_2B_2C$ (вихревой структуре) с существованием АФ и СФМ и СП фаз, исследование вихревой структуры в базисной плоскости монокристаллов анизотропного высокотемпературного сверхпроводника $YBa_2Cu_4O_8$ и новых высокотемпературных сверхпроводников на основе железа (пниктидах), а также исследование структуры магнитного потока в тонких магнитных пленках $Cu_{0.47}Ni_{0.53}$ и в многослойных системах $Nb/Cu_{0.47}Ni_{0.53}$ с чередованием магнитных и сверхпроводящих слоев. В ходе работ нашей задачей было установить, что пленки действительно являются слабыми ферромагнетиками и обладают более или менее однородной структурой, не нарушающей равномерности распределения тока в SFS переходе.

Научную новизну составляют следующие положения, выносимые на защиту:

1) Усовершенствована низкотемпературная методика декорирования дисперсными магнитными частицами. В наших экспериментах была достигнута температура декорирования $T_d = 2,6$ К. В то время как минимальная величина T_d для техники декорирования по литературным данным $2,9$ К. Проведены эксперименты по декорированию структуры магнитного потока в рекордно высоких для техники декорирования магнитных полях. Максимальное магнитное поле в экспериментах по подавлению сверхпроводимости в монокристаллах $ErNi_2B_2C$ составляло $\cong 20000$ Гс. Достигнуто разрешение < 100 нм при исследовании доменной структуры в тонких ферромагнитных пленках $Cu_{0.47}Ni_{0.53}$ путем выбора оптимальных параметров эксперимента, а также применением компьютерных методов обработки изображений, что позволило продвинуть исследования в область высокого разрешения для декорирования в малых магнитных полях до 200 Э;

2) Усовершенствованная методика декорирования позволила визуализировать доменные структуры слабо ферромагнитных пленок $Cu_{0.47}Ni_{0.53}$ при низких температурах. Было установлено, что доменная структура в слое $Cu_{0.47}Ni_{0.53}$ имеет период $\cong 0.1$ мкм и имеет перпендикулярную слоям магнитную анизотропию;

3) Экспериментально подтверждена возможность сосуществования сверхпроводящего и магнитного упорядочения в пространственно однородных системах. Обнаружена доменная структура слабоферромагнитного состояния (со скошенным антиферромагнетизмом) при температурах ниже T_c в монокристаллах $ErNi_2B_2C$. Наблюдаемые особенности – это остаточный пиннинг вихрей по границам (100) или (010) в области температур перехода в слабо ферромагнитное состояние $T_{WFM} = 2,3$ К в монокристаллах $ErNi_2B_2C$, которые «декорируют» пространственное положение границ слабоферромагнитных доменов;

4) Впервые исследована вихревая структура в новых сверхпроводниках на основе железа, монокристаллах пниктидов, как электроннодопированных $\text{SmFeAsO}_{1-x}\text{F}_x$ (Sm-1111), $\text{Ba}(\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x)_2\text{As}_2$, так и дырочнодопированных $\text{Ba}(\text{Sr})_{1-x}\text{K}_x\text{Fe}_2\text{As}_2$ (Ba(Sr)-122) с разной степенью допирования. Обнаружено отсутствие упорядоченной вихревой решетки в монокристаллах этих сверхпроводников с различной степенью допирования и оценена лондоновская глубина проникновения;

5) Измерена величина анизотропии и лондоновская глубина проникновения магнитного поля в анизотропном высокотемпературном сверхпроводнике $\text{YBa}_2\text{Cu}_4\text{O}_8$.

Достоверность полученных результатов подтверждена воспроизводимостью данных на большом числе образцов и их признанием научной общественностью. Обнаруженное в работе отсутствие упорядоченной решетки вихрей Абрикосова в новых сверхпроводниках на основе железа подтверждается нейтронографическими данными и высокими критическими токами.

Личный вклад автора состоял в постановке задач, разработке и усовершенствовании методик, непосредственном выполнении измерений и интерпретации результатов.

Практическая ценность результатов заключается в том, что они предоставляют информацию о свойствах магнитной структуры в вышеупомянутых материалах, что дает ключ к пониманию процессов, определяющих электродинамические свойства этих сверхпроводников и магнетиков. Усовершенствование методики позволило значительно расширить границы применимости методики к изучению магнитных структур - как с точки зрения диапазона магнитных полей, так и исследуемых материалов. Так, например, декорированием удалось установить, что доменная структура в слое $\text{Cu}_{0.47}\text{Ni}_{0.53}$ имеет период $\cong 0.1$ мкм и хорошо усредняет магнитный момент слоя, что позволяет использовать джозефсоновские переходы Nb- $\text{Cu}_{0.47}\text{Ni}_{0.53}$ -Nb в качестве инверторов сверхпроводящей фазы, а также изготавливать субмикронные SFS контакты с латеральными размерами $\sim 0.3 - 0.5$ мкм без ухудшения их параметров в смысле отсутствия влияния макроскопической магнитной индукции на разность фаз в джозефсоновском переходе.

Апробация работы. Основные результаты были представлены на различных международных и российских конференциях: Moscow International Symposium on Magnetism (MISM 2005); 9-th International meeting. Ordering in Metals and Alloys; 25-th International conference on Low Temperature

Physics LT25, The Netherlands, Amsterdam, 6-13 August, s.85, (2008); Moscow International Symposium on Magnetism (MISM 2008); Memorial Conference “Low-Dimensional Metallic and Superconducting Systems” 11-16 October 2009 Chernogolovka, RUSSIA; 7-я Международная конференция по страйпам FeAs High-Tc Superconducting Multylayers and Related Phenomena Италия, Рим, 9-13 декабря 2008 с.112; Международная конференция Фундаментальные проблемы высокотемпературной сверхпроводимости ФПС08, Россия, Звенигород, 13-17 окт. (2008) с.76; 13-й Международный Симпозиум Нанофизика и наноэлектроника, 16-20 марта 2009г., Нижний Новгород; 9-th International Conference on Materials and Mechanisms of Superconductivity, September 7-12,2009, Tokyo, Japan.

Публикации. По материалам диссертации опубликовано 8 статей в реферируемых журналах.

Структура и объем диссертации. Диссертация состоит из введения, шести глав, заключения и списка цитированной литературы из наименований. Диссертация содержит страницы и включает иллюстрации.

ОСНОВНОЕ СОДЕРЖАНИЕ ДИССЕРТАЦИИ

Во введении обоснован выбор темы диссертации, сформулированы цели и основные результаты работы, указана структура диссертации.

Глава I (*Литературный обзор*) посвящена обзору теоретических и экспериментальных данных по проблеме сосуществования сверхпроводимости и магнетизма в пространственно однородных системах и в металлических многослойных системах с чередованием магнитных и сверхпроводящих слоев. При этом основное внимание уделяется особенностям структуры магнитного потока в этих системах. Также в ней содержится краткий сравнительный обзор ряда наиболее распространенных экспериментальных методик изучения структуры магнитного потока.

В первом разделе приводится обзор экспериментальных и теоретических результатов по редкоземельным борокарбидам RNi_2B_2C с сосуществованием сверхпроводящей и магнитной (антиферромагнитной и ферромагнитной) фаз.

Уже в первых работах, посвященных изучению свойств борокарбидов, было отмечено, что большинство фаз RNi_2B_2C , содержащих ионы магнитных редкоземельных металлов (РЗМ) (Ho, Er и др.), являются магнитными сверхпроводниками [10], и имеют близкие по величине температуры магнитного упорядочения - температуры Нееля и сверхпроводящего перехода. В этом отношении аналогов борокарбидов в настоящее время не существует.

Магнитную структуру сверхпроводящего $\text{ErNi}_2\text{B}_2\text{C}$ ($T_c = 11$ К) и несверхпроводящего $\text{TbNi}_2\text{B}_2\text{C}$ можно описать с помощью волн спиновой плотности (SDW) с волновыми векторами $q(100)$ или $q(010)$. Состояние с волной спиновой плотности - это такое состояние, в котором направления спинов электронов вдоль цепочки (волнового вектора) чередуются, т.е. спины расположены так же, как в антиферромагнетике, однако периодичность расположения спинов определяется положением поверхности Ферми в металлическом состоянии и может быть как соразмерна, так и несоразмерна периоду ионной решетки.

Также в последние несколько лет появилось много работ, посвященных сосуществованию ферромагнетизма и сверхпроводимости в $\text{ErNi}_2\text{B}_2\text{C}$. Было экспериментально показано, что в монокристаллах $\text{ErNi}_2\text{B}_2\text{C}$ ниже 2,3 К устанавливается своеобразное антиферромагнитное упорядочение - скошенный антиферромагнетизм (слабый ферромагнетизм) и предполагалось наличие доменной структуры в магнитных слоях при температурах ниже критической температуры сверхпроводящего перехода T_c [14]. Слабый ферромагнетизм возникает в тех антиферромагнетиках, группа магнитной симметрии которых допускает одновременно как антиферромагнетизм, так и ферромагнитное упорядочение. В сверхпроводящем состоянии ниже 2,3 К в монокристаллах $\text{ErNi}_2\text{B}_2\text{C}$ предсказывалось существование Абрикосовских вихрей в равновесном состоянии без внешнего магнитного поля [24], если выполняется условие $4\pi M \geq H_{c1}$, где M величина намагниченности в слабоферромагнитной фазе, а H_{c1} нижнее критическое поле. Такое состояние названо авторами спонтанной вихревой фазой.

Наряду с изучением сосуществования сверхпроводимости и магнетизма проводились и исследования непосредственно сверхпроводящих свойств, в частности, вихревой структуры этих сверхпроводников.

Второй раздел посвящен обзору экспериментальных данных по исследованию структуры CuNi -пленок и их магнитных свойств. Использование ослабленного ферромагнитного медно-никелевого сплава с концентрацией никеля 53 % позволило получить SFS контакты (инверторы фазы) с хорошими джозефсоновскими характеристиками. Подробные магнитные измерения CuNi -пленок разного состава и толщины были проведены на сквид-магнитометре. Они позволили определить абсолютные величины намагниченностей в пленках. Измерения проводились для концентраций никеля от 52 % до 59 %. Согласно полученным результатам магнитный момент на атом m_{at} для пленок $\text{Cu}_{1-x}\text{Ni}_x$ в этом диапазоне концентраций увеличивается приблизительно как $0.01 \mu_B/at.\%Ni$. При этом T_{Curie} возрастает от 30 до 200 К, а для концентраций никеля ниже ~ 50 % наступает переход в парамагнитное состояние.

В **третьем разделе** содержится краткий обзор литературы по сверхпроводящим соединениям на основе железа (пниктидам) $1111\text{-RFeAs}(\text{O}_{1-x}\text{F}_x)$ и

122- $A_{1-x}B_xFe_2As_2$. Как и купраты, сверхпроводящие пниктиды являются слоистыми соединениями, в которых FeAs слой условно считается "сверхпроводящим", в то время как остальные элементы в разделительных слоях поставляют носители в FeAs слой. Исходные "родительские" соединения типа 122 и 1111 являются антиферромагнитными металлами в отличие от купратов [17]. Замещение в разделительных слоях приводит к электронному и дырочному допированию FeAs слоев в 1111 и 122 соединениях, соответственно, что подавляет антиферромагнетизм и способствует появлению сверхпроводимости [16, 17, 18, 19]. Сверхпроводимость также возникает в обеих структурах при электронном допировании непосредственным замещением кобальтом или никелем позиций железа в FeAs слоях. К отличительным свойствам, которые указаны в [17] можно добавить необычно высокие критические токи (J_c), т.е. сильный пиннинг в монокристаллах [20]. Так, например, $J_c = 10^6$ А/см² в поле 60 кГс на монокристаллах $SmFeAsO_{1-x}F_x$ [25]. Сообщения о высоких критических токах в монокристаллах на основе железосодержащих соединений [20, 25] ставят вопрос о возможном необычном механизме пиннинга вихрей в пниктидах.

Четвертый раздел посвящен обзору теоретических и экспериментальных исследований анизотропии свойств высокотемпературного сверхпроводника $YBa_2Cu_4O_8$.

Монокристаллы высокотемпературного сверхпроводника $YBa_2Cu_4O_8$ обладают заметной анизотропией свойств в базисной плоскости (a - b), обусловленной расположением кислорода в двойных цепочках вдоль оси b орторомбической кристаллической структуры [21, 22, 23]. Интерес к этому соединению связан с изучением влияния на сверхпроводимость свойств в нормальном состоянии, поскольку эти монокристаллы одновременно стехиометричны, недодопированы и не двойнируются в отличие от $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ [26, 27, 28, 29].

Теоретическое описание искажения правильной треугольной абрикосовской решетки вихрей в отсутствие пиннинга в анизотропном случае основывается на учете тензора эффективных масс в уравнениях Гинзбурга - Ландау в лондоновском приближении [30].

В системе кристаллографических осей тензор эффективных масс становится диагональным. Глубина проникновения и длина когерентности при этом тоже станут тензорами что приводит к тому, что величины H_{c1} и H_{c2} становятся зависимыми от углов, а взаимодействие вихрей анизотропным. Последнее приводит к асимметрии решетки вихрей.

Таким образом, вихревая решетка в анизотропном сверхпроводнике является индикатором анизотропии и позволяет определить отношение эффективных масс носителей заряда.

Пятый раздел главы посвящен сравнительному описанию экспериментальных методов наблюдения магнитной структуры, основными из которых являются следующие: рассеяние медленных нейтронов (SANS), сканирую-

щая туннельная микроскопия (СТМ), электронная микроскопия (лоренцевская микроскопия и электронная голография), магнитно-силовая микроскопия, магнитооптика, холловская микроскопия, декорирование. Приводится описание физических принципов, на которых основаны данные методики, а также преимущества и недостатки методов. Основное внимание уделено следующим характеристикам: пространственному разрешению и чувствительности по магнитному полю.

В **шестом разделе** содержится постановка задачи исходя из вышеизложенных фактов и возможностей методики декорирования.

Глава II (*Методика эксперимента*) посвящена описанию методики и техники проведения исследований. В настоящей работе использовался метод прямого наблюдения магнитной структуры сверхпроводников второго рода и магнетиков с помощью декорирования мелкими магнитными частицами. Метод декорирования заключается в сегрегации дисперсных магнитных частиц на поверхности сверхпроводника или магнетика в областях проникновения неоднородного магнитного потока [31], [32]. Эта низкотемпературная методика имеет субмикронное пространственное разрешение и высокую магнитную чувствительность.

Высокое разрешение метода (< 100 нм) обеспечивается малым размером (~ 10 нм) частиц магнитного порошка (рис.1), приготавливаемого непосредственно в низкотемпературном эксперименте путем испарения с вольфрамовой проволоки магнитного материала, в нашем случае железа, в атмосфере буферного газа (гелия) при низком давлении $\sim 10^{-2}$ Торр. Суперпарамагнитные частицы подмагничиваются внешним магнитным полем и двигаются к поверхности вдоль его магнитных силовых линий, оседая в областях входа (выхода) магнитного поля (на доменах, намагниченных вдоль слабого приложенного магнитного поля, или вихрях Абрикосова). При этом магнитные частицы оказываются поляризованными вдоль направления внешнего магнитного поля, представляя собой магнитные диполи. Это обстоятельство оказывается важным при интерпретации магнитного контраста доменной структуры магнетиков. Последующая визуализация распределения магнитных частиц с помощью сканирующего электронного микроскопа (SEM) дает информацию о вихревой или доменной структуре.

Следует отметить, что методика низкотемпературного декорирования оказалась единственным возможным методом исследования доменной структуры слабоферромагнитного низкотемпературного сплава $\text{Cu}_{0.47}\text{Ni}_{0.53}$. В экспериментах по наблюдению доменов в пленках *CuNi* было достигнуто улучшение методики путем выбора оптимальных параметров эксперимента, а также применением компьютерных методов обработки изображений, что позволило продвинуть исследования в область рекордно высокого разрешения < 100 нм для декорирования в малых магнитных полях до 200 Э.

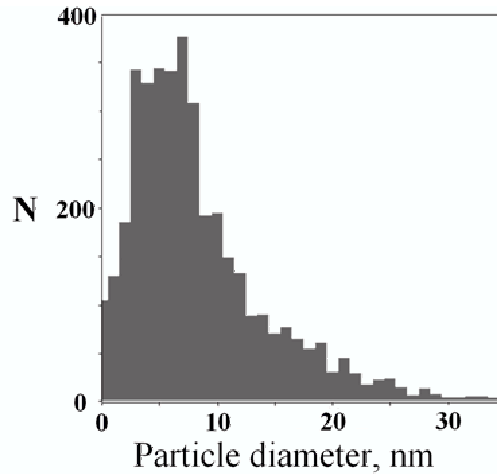


Рис. 1: Распределение мелкодисперсных частиц железа по размерам. Высокое разрешение метода (< 100 нм) обеспечивается малым размером (~ 10 нм) частиц магнитного порошка, приготавливаемого непосредственно в низкотемпературном эксперименте путем испарения магнитного материала, в нашем случае железа, в атмосфере буферного газа (гелия) при низком давлении $\sim 10^{-2}$ Торр.

При изучении структуры магнитного потока в слабоферромагнитном состоянии в монокристаллах $\text{ErNi}_2\text{B}_2\text{C}$ требовалась понизить температуру декорирования ниже $T_{WFM} = 2,3$ К или приблизиться к этому значению. Этого удалось достичь за счет использования вольфрамовой проволоки (испарителя) диаметром до 0,05 мм. При этом применялся электрохимический метод нанесения слоя железа на испаритель. В экспериментах наименьшая начальная температура составляла 1,2 К, при этом наименьшая температура декорирования оценивалась как $T_d = 2,6$ К. (Минимальная величина T_d для техники декорирования по литературным данным составляет 2,9 К). Для проведения экспериментов по подавлению сверхпроводимости и наблюдению структуры магнитного потока в нормальной фазе в монокристаллах $\text{ErNi}_2\text{B}_2\text{C}$ использовалась новая установка декорирования со сверхпроводящими соленоидами. Максимальное магнитное поле в экспериментах составляло ~ 20000 Гс.

Глава III (*Визуализация грани ферромагнитных доменов в монокристаллах $\text{TbNi}_2\text{B}_2\text{C}$ и $\text{ErNi}_2\text{B}_2\text{C}$. Существование сверхпроводимости и слабоферромагнетизма*) посвящена изучению магнитной доменной структуры редкоземельных борокарбидов $\text{TbNi}_2\text{B}_2\text{C}$ и $\text{ErNi}_2\text{B}_2\text{C}$. Исследовалась структура магнитного потока на исходной ростовой поверхности (001) (базисной плоскости) несверхпроводящих монокристаллов $\text{TbNi}_2\text{B}_2\text{C}$ с размерами $\sim 3 \times 5 \times 0.5$ мм³, а также сверхпроводящих монокристаллов $\text{ErNi}_2\text{B}_2\text{C}$. Декорирование проводилось в режиме замороженного потока в полях от нескольких

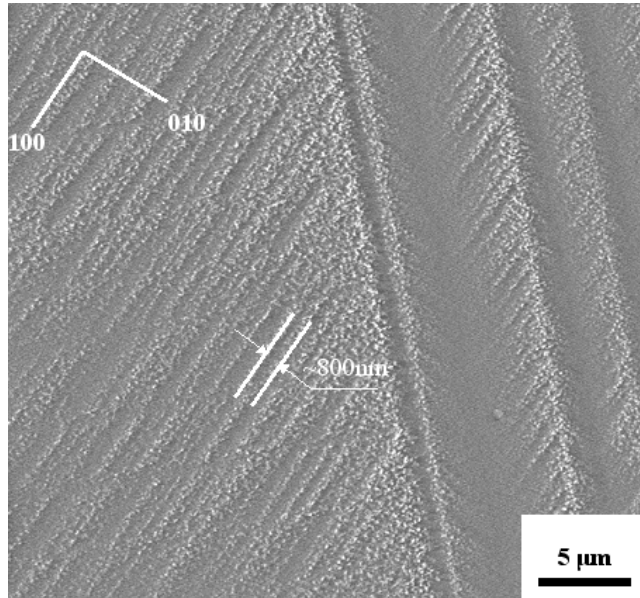


Рис. 2: Структура магнитного потока на поверхности $\text{TbNi}_2\text{B}_2\text{C}$ при температуре T_d меньше 8 К, температуры слабоферромагнитного перехода в монокристаллах $\text{TbNi}_2\text{B}_2\text{C}$.

эрстед до 20 кЭ и в интервале температур декорирования T_d от 2,6 до 15 К в поле H_e параллельном оси c [001].

Типичная картина магнитного потока на поверхности (001) несверхпроводящего монокристалла $\text{TbNi}_2\text{B}_2\text{C}$ показана на рис. 2 в поле $H_e = 1100$ Э параллельном оси c . Наблюдались следующие характерные особенности: кроме доменных границ вдоль направлений типа $\langle 110 \rangle$, расстояние между которыми около $5 \div 10$ мкм, отчетливо наблюдается вторая система границ по $\sim \langle 100 \rangle$, расстояние между которыми на порядок меньше. В магнитном поле меньше 100 Э эта система границ занимает почти всю поверхность образца (001), в то время как в средних и больших ~ 1 кЭ полях структуры, подобные показанным на рис. 2 занимают лишь часть поверхности. Эти структуры наблюдались в $\text{TbNi}_2\text{B}_2\text{C}$ при температурах T_d меньших 8 К.

В магнитном поле $\cong 1$ кЭ, наклоненном к поверхности на угол 80 градусов вокруг оси [100], картина магнитного потока на поверхности (001) монокристалла $\text{TbNi}_2\text{B}_2\text{C}$ заметно отличается от показанной на рис. 2. Наблюдается магнитный контраст только по направлению двойниковых границ $\langle 110 \rangle$. Симметричный анализ кристаллической структуры $\text{TbNi}_2\text{B}_2\text{C}$ показывает возможность формирования в этом кристалле антиферромагнитных структур, допускающих наличие спонтанного слабого ферромагнитного момента в базисной плоскости (a - b) [33]. Направление слабого ферромагнитного момента совпадает с направлением продольно поляризованной волны спиновой плотности по [100] или [010]. Температурный интервал, в котором видна тон-

кая структура вдоль этого направления, совпадает с областью существования слабого ферромагнитного состояния для $\text{TbNi}_2\text{B}_2\text{C}$. Было предположено, что эти стенки могут являться границами доменов со слабым ферромагнетизмом, что приводит к появлению магнитного контраста. Поскольку техника декорирования выявляет только нормальную к поверхности компоненту неоднородного магнитного поля, вероятнее всего наблюдаются границы блоховского типа. Вполне возможно, что границы, разделяющие антиферромагнитные домены с взаимно перпендикулярными направлениями волны спиновой плотности также вносят вклад в магнитный контраст [15]. Магнитный контраст в наклонном поле также связывался со слабым ферромагнетизмом в $\text{TbNi}_2\text{B}_2\text{C}$, для которого температура Кюри $T_{WFM} = 8$ К. Однородно намагниченные антиферромагнитные домены в поле ~ 1 кЭ близком к кубическому направлению представляют собой домены с чередующимся вектором намагниченности.

Структура магнитного потока исследовалась в сверхпроводящих монокристаллах $\text{ErNi}_2\text{B}_2\text{C}$ при температурах ниже $T_N = 7$ К и $T_c = 11$ К, где T_N и T_c температуры антиферромагнитного (АФ) и сверхпроводящего переходов, соответственно. Была предпринята попытка наблюдать экспериментально структуру магнитного потока в слабоферромагнитном состоянии $\text{ErNi}_2\text{B}_2\text{C}$, которое сосуществует со сверхпроводимостью. По результатам магнитных измерений [34] для этих монокристаллов температура слабоферромагнитного перехода $T_{WFM} = 2,3$ К. Схема экспериментов показана на рис. 3. В первой серии экспериментов (а) из-за перегрева монокристаллов во время декорирования не удавалось понизить $T_d \leq T_{WFM}$. Тем не менее на отдельных участках кристалла $\text{ErNi}_2\text{B}_2\text{C}$ без двойниковых границ наблюдалось упорядочение вихрей в ряды вдоль направления $\langle 100 \rangle$ со средним расстоянием между рядами $\cong 0,8$ мкм (рис. 4). В последующих экспериментах мы следили за одним и тем же участком поверхности (001) монокристалла $\text{ErNi}_2\text{B}_2\text{C}$, охлаждаемого до разных температур T_1 перед декорированием, а именно: а) $T_1 < T_{WFM}$, б) $T_N > T_1 > T_{WFM}$.

Было замечено, что если температура охлаждения T_1 была меньше $T_{WFM} = 2,3$ К, а температура декорирования оказывалась $\sim 3-4$ К, (см. схему эксперимента рис. 3) то, помимо вихрей закрепленных вдоль границ АФ доменов в плоскостях (110) на отдельных участках кристалла $\text{ErNi}_2\text{B}_2\text{C}$ без двойниковых границ наблюдались вихревые ряды вдоль направления $\langle 100 \rangle$ (рис. 4). В то время как при температурах охлаждения T_1 выше T_{WFM} и ниже температуры Нееля (режим охлаждения - б) наблюдалось упорядочение только вдоль направлений двойниковых границ, а при температурах выше температуры Нееля наблюдается разупорядоченная вихревая структура без выделенной ориентации плотноупакованных вихревых рядов.

Если подавить сверхпроводимость магнитным полем $\cong 2$ Т при температуре ≤ 7 К, в монокристаллах $\text{ErNi}_2\text{B}_2\text{C}$ наблюдается магнитный контраст

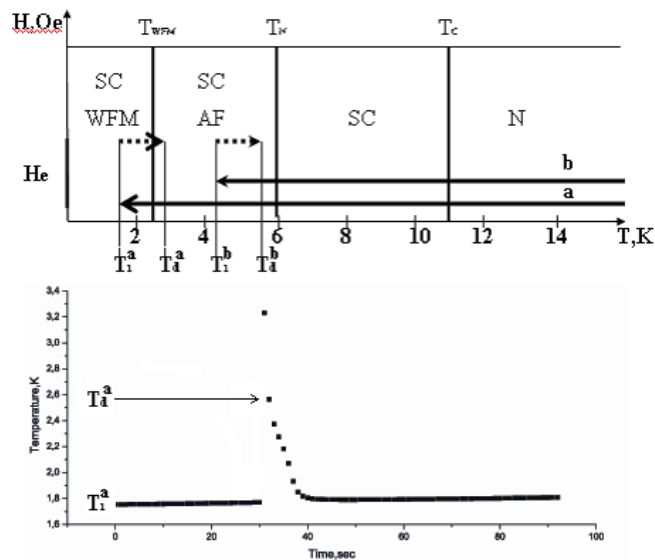


Рис. 3: Схема эксперимента.

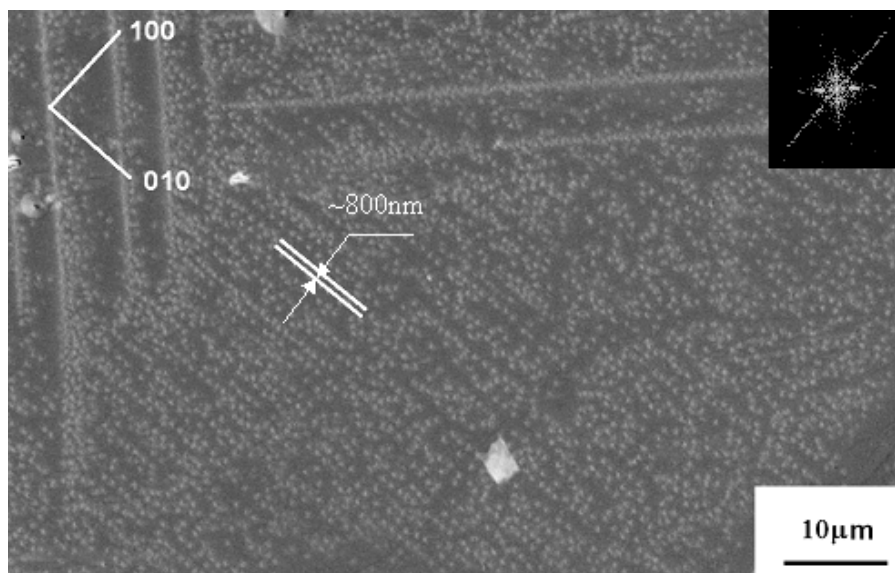


Рис. 4: Структура магнитного потока на поверхности $\text{ErNi}_2\text{B}_2\text{C}$ при температуре $T_d = 3 \text{ K}$.

только по направлению двойниковых границ $\langle 110 \rangle$. Поскольку картина упорядочения вихрей в $\text{ErNi}_2\text{B}_2\text{C}$ в малом магнитном поле и в нормальном состоянии соответствует картине магнитной доменной структуры в несверхпроводящих кристаллах $\text{TbNi}_2\text{B}_2\text{C}$ и, принимая во внимание, что кристаллы $\text{ErNi}_2\text{B}_2\text{C}$ и $\text{TbNi}_2\text{B}_2\text{C}$ близки по кристаллической структуре и магнитному упорядочению, было предположено, что границы типа $\langle 100 \rangle$ представляют собой границы доменов в слабо ферромагнитном состоянии. Вихри закрепляются (пиннируются) именно на границах магнитных доменов при

температурах ниже температуры магнитного упорядочения. Наблюдаемое при температуре $\cong 2,3$ К изменение вихревой структуры соответствует фазовому переходу в магнитной системе и сопровождаемому переориентацией доменных границ. Также были проведены эксперименты на поверхности (100), перпендикулярной базисной плоскости, монокристалла $\text{ErNi}_2\text{B}_2\text{C}$ при низких температурах в области слабоферромагнитного перехода с целью наблюдения спонтанного магнитного потока. По результатам магнитных измерений [34] оценка спонтанной намагниченности в базисной плоскости дает величину индукции в базисной плоскости $\cong 700$ Гс, что соответствует периоду ожидаемой спонтанной вихревой решетки на плоскости типа (100) или (010) $\cong 0,16$ мкм. Однако экспериментально такая структура не наблюдалась.

В Главе IV (*Магнитная доменная структура в пленках $\text{Cu}_{0.47}\text{Ni}_{0.53}$ и в двухслойной системе ферромагнетик-сверхпроводник второго рода $\text{Cu}_{0.47}\text{Ni}_{0.53}/\text{Nb}$*) приведены результаты по наблюдению доменов в пленках CuNi и в бислоях Nb/CuNi . Эксперименты проводились на тонких пленках $\text{Cu}_{0.47}\text{Ni}_{0.53}$ которые были приготовлены на кремниевых подложках с помощью высокочастотного ионно-плазменного распыления в атмосфере аргона при давлении $P_{\text{Ar}} = 4 \times 10^{-2}$ мбар (с использованием мишени того же состава). Скорость осаждения составляла 0.25 нм/с. Усредненные магнитные свойства тонких пленок CuNi исследовались с помощью аномального эффекта Холла на узких мостиках с толщинами в интервале 5-30 нм и шириной $\cong 10$ мкм. Ток пропусклся вдоль мостика, а магнитное поле прикладывалось перпендикулярно пленке. Поперечное холловское напряжение V_{Hall} , пропорционально намагниченности пленки. Была определена зависимость температуры Кюри пленок от их толщины (так, например, $T_{\text{Curie}} = 60$ К для толщины 20 нм). При фиксированной температуре были измерены петли гистерезиса (частные и полная) для пленок $\text{Cu}_{0.47}\text{Ni}_{0.53}$ различных толщин (10 - 30 нм) при развертке перпендикулярного магнитного поля. Была определена коэрцитивная сила и ее зависимость от толщины пленок и от температуры (1,3 - 20 К). Коэрцитивная сила оказалась неожиданно большой $\cong 200$ Гс при температуре 4,2 К для толщины 20 нм в перпендикулярном поле. Была получена зависимость намагниченности насыщения от температуры для пленок $\text{Cu}_{0.47}\text{Ni}_{0.53}$ с толщинами (20 - 50 нм).

Непосредственное наблюдение доменной структуры было осуществлено с помощью методики низкотемпературного декорирования ферромагнитными частицами. Было установлено, что в пленках $\text{Cu}_{0.47}\text{Ni}_{0.53}$ (с толщинами 20-50 нм) в полях в диапазоне (0 - 250 Э) формируется лабиринтная доменная структура, типичная для ферромагнетиков с перпендикулярной магнитной анизотропией, с периодом порядка $\cong 100$ нм.

На рис. 5 представлены SEM микрофотографии доменной структуры пленки $\text{Cu}_{0.47}\text{Ni}_{0.53}$ толщиной 20 нм, в перпендикулярном магнитном поле:

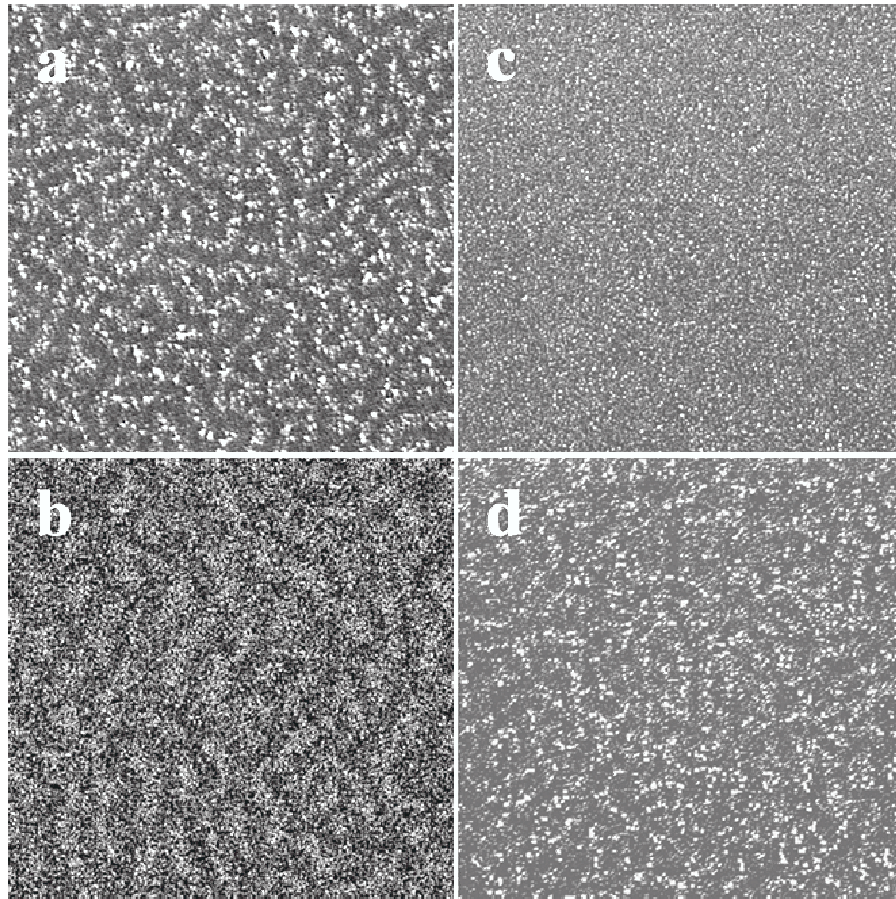


Рис. 5: *SEM* микрофотографии доменной структуры пленки $\text{Cu}_{0.47}\text{Ni}_{0.53}$ (толщиной 20 нм), полученные с помощью высокоразрешающей методики декорирования магнитными частицами в присутствии перпендикулярного магнитного поля: (a) $H=150$ Э, (b) $H=250$ Э, (c) $H=300$ Э, (d) $H=-150$ Э. Размер микрофотографий $3 \times 3 \mu\text{m}^2$.

(a) $H=150$ Э, (b) $H=250$ Э, (c) $H=300$ Э, (d) $H=-150$ Э. Размер микрофотографий $3 \times 3 \mu\text{m}^2$.

В полях порядка 300 Э доменная структура исчезает, что находится в полном соответствии с данными полученными из измерений петель гистерезиса. На основании полученных данных о размерах доменов и величины поля насыщения были сделаны оценки энергии доменных стенок и величины перпендикулярной магнитной анизотропии в исследованных пленках $\text{Cu}_{0.47}\text{Ni}_{0.53}$. Для величины перпендикулярной анизотропии было получено следующее значение $K \cong 5 \times 10^4 \text{ erg/cm}^3$.

Также методом декорирования исследовалась магнитная структура на поверхности бислоев $\text{Cu}_{0.47}\text{Ni}_{0.53}$ (20 нм) / Nb(40-100нм) при температурах ниже T_c сверхпроводящих пленок Nb.

Было обнаружено расширение интервала магнитных полей до 440 Э, в котором наблюдается доменная структура (увеличение коэрцитивной силы). Также было обнаружено, что в отличие от предсказаний теории, пе-

риод доменной структуры в такой двухслойной системе ферромагнетик-сверхпроводник увеличивается \sim на 25%, по сравнению с однослойной - ферромагнитной пленкой $\text{Cu}_{0.47}\text{Ni}_{0.53}$ той же толщины (20 нм). Вид лабиринтной структуры сохранялся и при намагничивании, когда магнитное поле было приложено перпендикулярно пленке, т. е. когда не было выделенного направления в плоскости пленки. При приближении к полю насыщения наблюдались цилиндрические домены, в которых направление намагниченности противоположно внешнему полю.

В заключении главы обсуждаются преимущества использования сплава $\text{Cu}_{0.47}\text{Ni}_{0.53}$ при разработке фазовых инверторов на основе джозефсоновских SFS контактов.

Глава V (*Вихревая структура в монокристаллах сверхпроводящих пниктидов железа*) содержит результаты по изучению вихревой структуры в новых сверхпроводниках на основе железа. Методом декорирования была исследована вихревая структура монокристаллов как электроннодопированных $\text{Ba}(\text{Fe}_{0.93}\text{Co}_{0.07})_2\text{As}_2$, $\text{SmFeAsO}_{1-x}\text{F}_x$ (Sm-1111), так и дырочнодопированных сверхпроводников $\text{Ba}(\text{Sr})_{1-x}\text{K}_x\text{Fe}_2\text{As}_2$ (Ba(Sr)-122) с разной степенью допирования.

Декорирование проводилось в режиме замороженного потока в магнитном поле перпендикулярном базисной плоскости (параллельном оси c) в интервале $10 \div 200$ Э при температуре ~ 5 К. В каждом эксперименте в качестве контрольного образца использовались монокристаллы BSCCO , которые размещались в камере декорирования рядом с исследуемым монокристаллом пниктида.

Полученные изображения вихревых структур являются первым прямым наблюдением вихрей Абрикосова в данном классе сверхпроводников (рис. 6). Аналогичные результаты были получены на легированных калием монокристаллах $\text{Ba}(\text{Sr})_{1-x}\text{K}_x\text{Fe}_2\text{As}_2$ (Ba(Sr)-122) с разной степенью допирования и методом синтеза [А6]. Основным результатом наблюдения вихревой структуры во всех исследованных в настоящей работе монокристаллах Fe-содержащих пниктидов является отсутствие регулярности в расположениях вихрей (разупорядоченность вихревой структуры). Отметим, что на всех контрольных образцах образцах $\text{BSCCO}(2212)$ в каждом эксперименте всегда наблюдалась регулярная вихревая решетка.

В совокупности с данными о высоких критических токах в исследованных монокристаллах наши результаты свидетельствуют о сильном пиннинге.

В настоящее время причина сильного пиннинга в монокристаллах железосодержащих пниктидов не выяснена. Эффективными центрами пиннинга могли бы служить наноразмерные частицы Co в монокристаллах $\text{Ba}(\text{Fe}_{0.93}\text{Co}_{0.07})_2\text{As}_2$, обнаруженные с помощью сканирующего туннельного микроскопа, однако не наблюдалось никакой корреляции в распределении

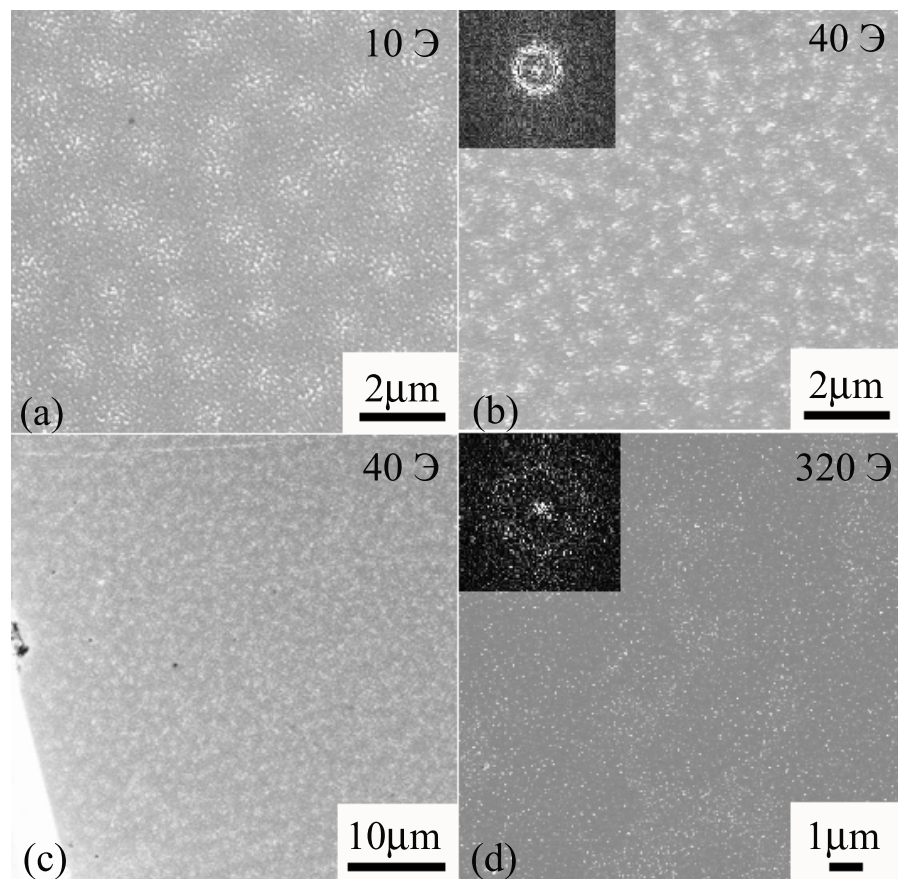


Рис. 6: Вихревая структура в монокристаллах $Ba(Fe_{0.93}Co_{0.07})_2As_2$, $T_c = 23$ К в магнитных полях $10 \div 320$ Э, На вставках - Фурье-картины в произвольном масштабе. Прямое наблюдение разупорядоченной вихревой структуры в монокристаллах $Ba(Fe_{0.93}Co_{0.07})_2As_2$.

вихрей и этих частиц.

Глава VI (*Наблюдение вихревой структуры в базисной плоскости монокристалла $YBa_2Cu_4O_8$*) посвящена изучению анизотропии лондоновской глубины проникновения в плоскости a - b в высокотемпературном сверхпроводнике $YBa_2Cu_4O_8$. Методом декорирования исследовалась вихревая структура в базисной плоскости монокристалла $YBa_2Cu_4O_8$ в интервале магнитных полей $40 \div 600$ Э. Декорирование проводилось в магнитном поле H_e параллельном оси c в режиме замороженного потока при температурах 5 - 7 К. Информация о локальной кристаллогеометрии поверхности получена с помощью СЭМ в режиме каналирования электронов или по огранке монокристаллов, совпадающей с направлениями кубических осей в базисной плоскости.

На рис. 7 представлена вихревая решетка в базисной плоскости (001) в магнитном поле 41 Э (на вставке в правом углу показан фурье-образ изображения в произвольном масштабе). Заметное отличие от правильной (60-градусной) треугольной решетки отчетливо наблюдается на фурье-картине.

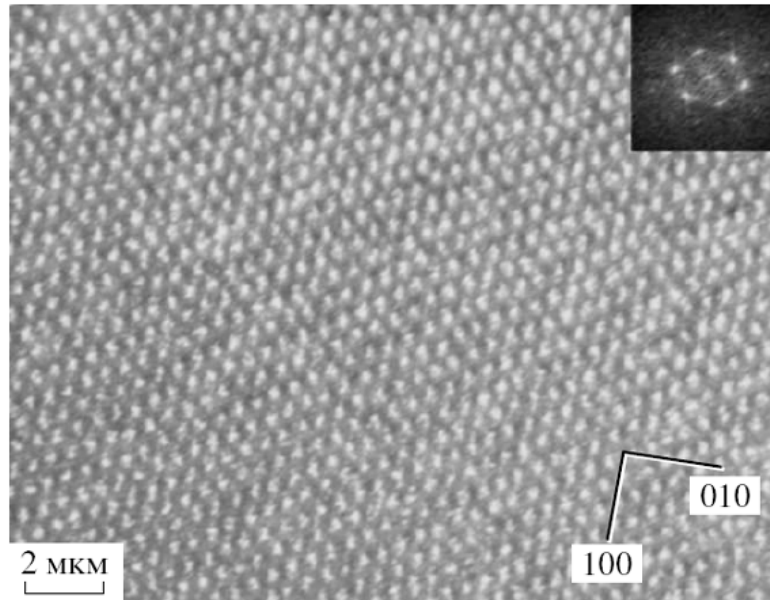


Рис. 7: Вихревая решетка в базисной плоскости монокристалла $\text{YBa}_2\text{Cu}_4\text{O}_8$ в магнитном поле 41 Э. На вставке - фурье-образ решетки.

Кроме того, видно, что направление плотной упаковки в вихревой решетке параллельно кубической оси $[100]$ монокристалла, а вихревая решетка сжата в направлении $[010]$.

Наши экспериментальные наблюдения методом декорирования можно интерпретировать как результат анизотропии лондоновской глубины проникновения $\eta = \lambda_b/\lambda_a$ в базисной (a - b) плоскости монокристалла $\text{YBa}_2\text{Cu}_4\text{O}_8$, где λ_1 и λ_2 - глубины проникновения в направлениях $[100]$ и $[010]$, соответственно. Количественно анизотропия вихревой решетки оценивалась по соотношению полуосей эллипса, на котором лежат фурье-максимумы первого или более высоких порядков. С помощью компьютерной программы определялись координаты трех фурье-максимумов и ориентация полуосей по отношению к кубическому направлению в базисной плоскости. Как показали наблюдения на шести исследованных кристаллах $\text{YBa}_2\text{Cu}_4\text{O}_8$ величина анизотропии η не зависит от величины магнитного поля вплоть до 600 Э и составляет 1.26 ± 0.10 . Величина η , измеренная из экспериментов по декорированию, для монокристаллов $\text{YBa}_2\text{Cu}_4\text{O}_8$ заметно выше, чем для монокристаллов $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ ($1,1 \div 1,2$) [35, 36].

Для электрических измерений использовался образец в форме тонкой прямоугольной пластины с размерами $1.2 \times 0.6 \times 0.05$ мм³, боковые грани которой были параллельны кристаллографическим осям. Оси a и b располагались в плоскости пластины, при этом ось b была расположена вдоль ее длинной стороны. На углах образца (см. вставку на рис.8) были изготовлены омические контакты путем нанесения серебряной пасты с последующим отжигом при 500 °С в течение 20 мин. Контакты имели характерные размеры

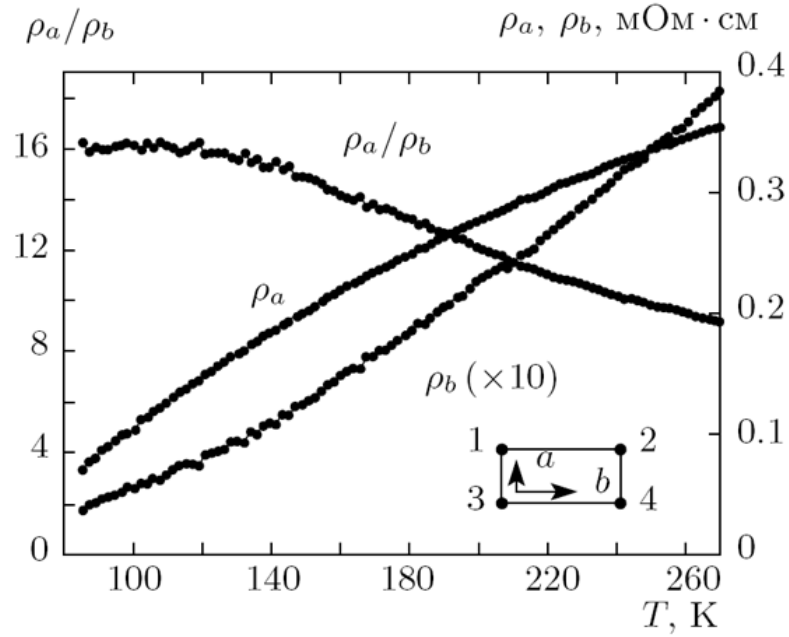


Рис. 8: Зависимость отношения удельных сопротивлений вдоль двух кубических направлений от температуры.

0.1 – 0.2 мм и наносились так, чтобы обеспечить равномерное распределение тока по толщине образца. В эксперименте измерялись величины $R_a = V_{13}/J_{24}$ и $R_b = V_{12}/J_{34}$, из которых по методу Монтгомери [37] вычислялись компоненты ρ_a и ρ_b тензора электросопротивления. Оба сопротивления (R_a и R_b) монотонно падают при понижении температуры, и при $T \cong 80$ К наблюдается сверхпроводящий переход. На рис. 8 показаны зависимости удельных сопротивлений $\rho_a(T)$ и $\rho_b(T)$, а также температурная зависимость анизотропии ρ_a/ρ_b в базисной плоскости образца.

По нашим измерениям анизотропия ρ_a/ρ_b удельного сопротивления в плоскости (ab) при комнатной температуре составляет примерно 8 и монотонно возрастает при понижении T , достигая 16 в области сверхпроводящего перехода. Эти значения оказались заметно выше тех, что были получены в работах [21, 22, 23].

Оценки показывают, что при неоднородном распределении тока по толщине прямоугольного образца кажущееся значение анизотропии $(\rho_a/\rho_b)^*$, полученное из измерений с помощью контактов, расположенных на плоскости (a - b), окажется равным $(\rho_a/\rho_b)^* \approx \sqrt{\rho_a/\rho_b}$. Примерно так соотносятся результаты наших измерений с данными [21, 22, 23].

В **Заключении** сформулированы основные результаты, полученные в диссертации.

- Усовершенствована методика декорирования. В наших экспериментах была достигнута температура декорирования $T_d=2,6$ К. Максимальное магнитное поле в экспериментах по подавлению сверхпроводимости на монокри-

сталлах $\text{ErNi}_2\text{B}_2\text{C}$ составляло $\cong 20000$ Гс. Достигнуто разрешение < 100 нм при исследовании доменной структуры в тонких ферромагнитных пленках $\text{Cu}_{0.47}\text{Ni}_{0.53}$ путем выбора оптимальных параметров эксперимента, а также применением компьютерных методов обработки изображений, что позволило продвинуть исследования в область высокого разрешения для декорирования в малых магнитных полях до 200 Э.

- Впервые удалось визуализировать доменную структуру в монокристаллах $\text{TbNi}_2\text{B}_2\text{C}$ при температурах ниже температуры Нееля $T_N = 15$ К и ниже температуры перехода в слабо ферромагнитное состояние $T_{WFM} = 8$ К. Было обнаружено, что ниже температуры Нееля $T_N = 15$ К доменные границы ориентированы вдоль направлений $\langle 110 \rangle$ и локализованы на двойниковых границах, а при температуре ниже $T_{WFM} = 8$ К наблюдаются две системы доменных границ вдоль двойников - в плоскостях 110 с периодом несколько микрон и вдоль $\langle 100 \rangle$ с периодом $\cong 0,8$ мкм.

- Получены экспериментальные доказательства сосуществования сверхпроводимости и слабого ферромагнетизма в монокристаллах $\text{ErNi}_2\text{B}_2\text{C}$. Наблюдался пиннинг вихрей на доменных границах слабого ферромагнетика в плоскостях типа $\{100\}$. Впервые обнаружен магнитный контраст на двойниковых границах по $\langle 110 \rangle$ в нормальном состоянии (при $T = 7$ К и в поле 20 кЭ).

- На пленках $\text{Cu}_{0.47}\text{Ni}_{0.53}$ обнаружена лабиринтная доменная структура, свидетельствующая о перпендикулярной анизотропии, с характерным размером доменов $\cong 0.1$ мкм. Для величины перпендикулярной анизотропии было получено следующее значение $K \cong 5 \times 10^4$ эрг/см³. В двухслойной системе $\text{Cu}_{0.47}\text{Ni}_{0.53}/\text{Nb}$ было обнаружено расширение интервала магнитных полей, в котором наблюдается доменная структура (увеличение коэрцитивной силы). Также было обнаружено, что период доменной структуры в такой двухслойной системе ферромагнетик-сверхпроводник увеличивается \sim на 25%, по сравнению с однослойной - ферромагнитной пленкой $\text{Cu}_{0.47}\text{Ni}_{0.53}$ той же толщины (20 нм).

- Впервые исследована вихревая структура в новых сверхпроводниках на основе железа, монокристаллах пниктидов как электроннодопированных $\text{SmFeAsO}_{1-x}\text{F}_x$ (Sm-1111), $\text{Ba}(\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x)_2\text{As}_2$, так и дырочнодопированных $\text{Ba}(\text{Sr})_{1-x}\text{K}_x\text{Fe}_2\text{As}_2$ (Ba(Sr)-122) с разной степенью допирования. Обнаружено отсутствие вихревой решетки в монокристаллах этих сверхпроводников с различной степенью допирования. Оценена лондоновская глубина проникновения из видимого диаметра изображения вихрей в малых полях. В совокупности с данными о высоких критических токах в исследованных монокристаллах наши результаты свидетельствуют о сильном пиннинге в монокристаллах железосодержащих пниктидов.

- Обнаружена анизотропия вихревой решетки ("сжатие" правильной гексагональной ячейки вихрей в плохо проводящем направлении a примерно в

1.3 раза, не зависящее от поля). Измеренная величина анизотропии лондоновской глубины проникновения в диапазоне магнитных полей $40 \div 600$ Э составила 1.26 ± 0.10 . Измеренная анизотропия удельного электросопротивления ρ_a/ρ_b при температурах от T_c до комнатной составила $16 \div 9$. Расхождения в оценках величины анизотропии из резистивных измерений и наблюдения вихревой структуры связывается с различным определением эффективных масс в сверхпроводящем и нормальном состояниях.

Результаты диссертации опубликованы в работах:

A1. L.Ya Vinnikov, I. S. Veshchunov, S. L. Bud'ko, P. C. Canfield and V. G. Kogan, "Magnetic flux structures in RNi₂B₂C single crystals in normal and superconducting states", Journal of Physics: Conference Series v.150 (2009) 052279.

A2. L.Ya. Vinnikov, T. L. Pavlova, D. E. Boinagrov, I. S. Veshchunov and D. V. Matveev, "Direct observation of order-disorder transition in flux line lattice in BSCCO(2212) at low temperatures", Journal of Physics: Conference Series v.150 (2009) 052280.

A3. M. R. Eskildsen, L. Ya. Vinnikov, T. D. Blasius, I. S. Veshchunov, T. M. Artemova, J. M. Densmore, C. D. Dewhurst, N. Ni, A. Kreyssig, S. L. Bud'ko, P. C. Canfield, and A. I. Goldman, "Vortices in superconducting Ba(Fe_{0.93}Co_{0.07})₂As₂ studied via small-angle neutron scattering and Bitter decoration", Physical Review B 79, 100501(R) (2009).

A4. M. R. Eskildsen, L. Ya. Vinnikov, T. D. Blasius, I. S. Veshchunov, T. M. Artemova, J. M. Densmore, C. D. Dewhurst, N. Ni, A. Kreyssig, S. L. Bud'ko, P. C. Canfield, and A. I. Goldman, "Vortex imaging in Co-doped BaFe₂As₂", Physica C 469, 529-534 (2009).

A5. L.Ya. Vinnikov, D.E.Boinagrov, V.N. Zverev and J. Karpinski, "Anisotropy of the vortex structure and resistivity in the basal plane of YBCO(248) single crystals", JETP, vol.109, №2, 280-285 (2009).

A6. L.Ya. Vinnikov, T. M. Artemova, I. S. Veshchunov, N. D. Zhigadlo, J. Karpinski, P. Popovich, D. L. Sun, C. T. Lin, and A. V. Boris, "Vortex Structure in Superconducting Iron Pnictide Single Crystals", JETP Letters, 2009, Vol. 90, No. 4, pp. 299-302.

A7. И. С. Вещунов, В.А. Обознов, А.Н. Россоленко, А.С. Прокофьев, Л.Я. Винников, А.Ю. Русанов, Д.В. Матвеев. "Наблюдение доменной структуры в тонких пленках Cu_{0.47}Ni_{0.53} при низких температурах" Письма в ЖЭТФ 88 (2008) 873.

A8. I. S. Veshchunov and L. Ya. Vinnikov, S. L. Bud'ko and P. C. Canfield, "Visualization of ferromagnetic domains in ErNi₂B₂C single crystals: Weak ferromagnetism and its coexistence with superconductivity" Physical Review B 76, 174506 (2007).

Цитированная литература:

- [1] А. И. Буздин, Л. Н. Булаевский, М. Л. Кулич, С. В. Паниюков, УФН **144** 597 (1984).
- [2] I. F. Lyuksyutov, V. L. Pokrovsky, Adv. Phys. **54** 67 (2005).
- [3] A. I. Buzdin, Rev. Mod. Phys. **77**, 935 (2005).
- [4] В. В. Рязанов, В. А. Обознов, А. С. Прокофьев, С. В. Дубонос, Письма в ЖЭТФ **77** 43 (2003).
- [5] V. V. Ryazanov, V. A. Oboznov, A. Yu. Rusanov, A. V. Veretennikov, A. A. Golubov and J. Aarts, Phys. Rev. Lett. **86**, 2427 (2001).
- [6] M. Faure and A. I. Buzdin, Phys. Rev. Lett. **94** 187202 (2005).
- [7] E. B. Sonin, Phys. Rev. B **66** 100504 (2002).
- [8] L. C. Gupta Advances in Physics, Vol. 55, No. 7, 2006, 691-798.
- [9] R. J. Cava et al., Nature (London) **367**, 146 (1994).
- [10] К.-Н. Müller, G. Fuchs, S.-L. Drechsler, V.N. Narozhnyi, "Magnetic and Superconducting Properties of Rare Earth Borocarbides of the Type RNi_2B_2C ", Handbook of Magnetic Materials **14**, ed. by K.H.J. Buschow (2002).
- [11] N. Saha, R. Surdeanu, M. Marchevsky, G. J. Nieuwehuys et al., Phys. Rev. B **63**, 502 (2000).
- [12] L. Ya. Vinnikov, J. Andereg, S. L. Bud'ko et al., Phys. Rev. B **71**, 224513 (2005).
- [13] Gammel P. L., Barber B., Lopez D., Ramirez A. P., Bishop D. J., Bud'ko S. L., Canfield P. C., Phys. Rev. Lett., Volume **84**, Issue 11, March 13, 2000, pp.2497-2500.
- [14] H. Kawano-Furukawa et al., Phys. Rev. B **65**, 180508 (2002).
- [15] L. Ya. Vinnikov, J. Andereg, S. L. Bud'ko et al., JETP Lett. **77**, 502 (2003).
- [16] Kenji Ishida, Yusuke Nakai, Hideo Hosono J. Phys. Soc. Jpn. **78**, 062001 (2009).
- [17] М. В. Садовский, УФН **178**, 1243-1271 (2008).
- [18] Ю. А. Изюмов, Э.З. Курмаев, УФН **178**, 1307-1334 (2008).
- [19] А. Л. Ивановский, УФН **178**, 1273-1306 (2008).
- [20] R. Prozorov, N. Ni, M. A. Tanatar et al., Phys. Rev. B **78**, 224506 (2008).
- [21] B. Bücher, J. Karpinski, E. Kaldis and P. Wachter, J. Less-Common Metals, **164/165**, 20-30 (1990).
- [22] J. Schoenes, J. Karpinski, E. Kaldis, J. Keller, P. de la Mora, Physica C **166**, 145-150 (1990).
- [23] B. Bücher, J. Karpinski, E. Kaldis and P. Wachter, Physica C **167**, 324-334 (1990).
- [24] T. K. Ng and C. M. Varma, Phys. Rev. Lett. **78**, 330-333 (1997).

- [25] N. D. Zhigadlo, S. Katrych, Z. Bukowski et al., *J.Phys.: Condens. Matter* **20**, 342202 (2008).
- [26] B. Bucher, P. Steiner, J. Karpinski, E. Kaldis and P. Wachter, *Phys. Rev. Lett.*, **70**, 2012 (1993).
- [27] Kuan Zhang, D.A.Bonn, S. Kamal et al, *Phys. Rev. Lett.*,**73**, 2484 (1994).
- [28] D.N.Basov, R.Liang, D.A.Bonn, et al, *Phys. Rev. Lett.*,**74**, 598 (1995).
- [29] В.Н.Молчанов, М.К.Бломберг, М.Ю.Мерисало и др. *Письма в ЖЭТФ*, **66**, 502 (1997).
- [30] L.J. Campbell, et al, *Phys. Rev. B* **38**, 2439 (1988).
- [31] H. Träuble and U. Essmann, *Phys. Status Solidi* **18**, 813 (1966).
- [32] L. Ya. Vinnikov, I. V. Grigor'eva, and L. A. Gurevich, *The Real Structure of high-Tc Superconductors*, vol.**23** of Springer Series in Materials Science (Springer-Verlag, Berlin Heidelberg) edited by V. Sh. Shekhtman, 89 (1993).
- [33] B. K. Cho, P. C. Canfield, D. C. Johnston, *Phys. Rev. B* **53**, 8499 (1996).
- [34] H. Bluhm, S. E. Sebastian et al. *Phys. Rev. B* **73**, 014514 (2006).
- [35] L.Ya.Vinnikov, L.A.Gurevich, I.V.Grigorieva, Yu.A.Osipyan, Observation of an anisotropy of the vortex lattice in the basal plane of a YBCO(123) single crystal, *JETP Lett.*, **49**, 99 (1989).
- [36] G.J.Dolan, F. Holtzberg, C. Feild, T.R. Dinger, *Phys. Rev. Lett.*, **62**, 2184 (1989).
- [37] H.C. Montgomery, *Journal of Applied Physics* **42** (1971) 2971.