

**Федеральное государственное бюджетное учреждение науки  
Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук**

На правах рукописи

**Ельцев Юрий Федорович**

**МАГНИТНАЯ ФАЗОВАЯ ДИАГРАММА  
ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНЫХ СВЕРХПРОВОДНИКОВ**

01.04.07 – физика конденсированного состояния

**Д и с с е р т а ц и я**  
на соискание ученой степени  
доктора физико-математических наук

**М о с к в а**

**2 0 1 3**

# СОДЕРЖАНИЕ

<b>ВВЕДЕНИЕ</b>	5
<b>ГЛАВА 1.</b>	
<b>Образцы и методика измерений.</b>	18
1.1. Вводные замечания.	18
1.2. Соединение $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ .	18
1.3. Соединение $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ .	29
1.4. Соединения $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{10+\delta}$ и $(\text{Bi,Pb})_2\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{10+\delta}$ .	31
1.5. Соединение $\text{MgB}_2$ .	35
1.6. Методика низкотемпературных измерений магнетотранспортных свойств образцов ВТСП.	38
<b>ГЛАВА 2.</b>	
<b>Корреляция движения вихрей в смешанном состоянии купратных ВТСП в магнитном поле, приложенном параллельно оси <i>c</i>.</b>	42
2.1. Вводные замечания.	42
2.2. Исследование продольной корреляции вихрей в жидком вихревом состоянии кристаллов $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ .	50
2.3. Применимость локальной электродинамики к описанию транспортных свойств кристаллов $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ и $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ в жидком вихревом состоянии.	62
2.4. Исследование поперечной корреляции вихрей в кристаллах $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ в геометрии диска Корбино.	79
2.5. Выводы.	86

<b>ГЛАВА 3.</b>	88
<b>Плавление вихревой системы в купратных ВТСП с различной степенью анизотропии в магнитных полях // оси <math>c</math>.</b>	
3.1. Вводные замечания.	88
3.2. Линия плавления вихревого стекла в кристаллах $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ с различным содержанием кислорода.	90
3.3. Свойства жидкого вихревого состояния в чистых и легированных свинцом высококачественных кристаллах $Bi_2Sr_2Ca_2Cu_3O_{10+\delta}$ .	100
3.4. Выводы.	109
<b>ГЛАВА 4.</b>	
<b>Динамика вихревой системы <math>YBa_2Cu_3O_{7-\delta}</math> в магнитном поле параллельно слоям <math>CuO_2</math>.</b>	111
4.1. Вводные замечания.	111
4.2. Динамика вихревой системы в кристаллах $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ с оптимальным содержанием кислорода.	113
4.3. Переход вихревой системы из твердого состояния в жидкое в кристаллах $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ с различным содержанием кислорода.	122
4.4. Эффект Холла в монокристаллах $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ с магнитным полем в плоскости $ab$ и транспортным током, направленным параллельно оси $c$ .	131
4.5. Выводы.	141
<b>ГЛАВА 5.</b>	
<b>Анизотропные свойства кристаллов <math>YBa_2Cu_3O_{7-\delta}</math> с примесями Fe и Zn.</b>	143
5.1. Вводные замечания.	143
5.2. Анизотропия глубины проникновения в кристаллах $YBa_2(Cu_{1-x}M_x)_3O_{7-\delta}$ ( $M=Fe, Zn$ ) из измерений	

магнетотранспортных свойств в жидком вихревом состоянии в геометрии $H//I//c$ .	144
5.3. Анизотропия длины когерентности в кристаллах $YBa_2(Cu_{1-x}M_x)_3O_{7-\delta}$ ( $M=Fe, Zn$ ) из измерений флуктуаций проводимости в геометрии $H//I//c$ .	147
5.4. Выводы.	150
<b>ГЛАВА 6.</b>	
<b>Анизотропные свойства и магнитная фазовая диаграмма кристаллов <math>MgB_2</math></b>	151
6.1. Вводные замечания.	151
6.2. Анизотропия электросопротивления монокристаллов $MgB_2$ в нормальном состоянии.	155
6.3. Анизотропный эффект Холла в монокристаллах $MgB_2$ в нормальном состоянии.	159
6.4. Анизотропия верхнего критического поля кристаллов $MgB_2$ .	164
6.5. Магнитная фазовая диаграмма кристаллов $MgB_2$ .	176
6.6. Выводы.	182
<b>ЗАКЛЮЧЕНИЕ</b>	184
<b>СПИСОК АВТОРСКОЙ ЛИТЕРАТУРЫ</b>	191
<b>СПИСОК ЦИТИРОВАННОЙ ЛИТЕРАТУРЫ</b>	195

## ВВЕДЕНИЕ

**Актуальность темы.** Спустя 75 лет после пионерского наблюдения Камерлинг-Оннесом в 1911 году явления сверхпроводимости максимальная критическая температура сверхпроводящего перехода,  $T_c$ , обнаруженная в бинарном соединении  $Nb_3Ge$ , составляла  $\sim 23K$ . Открытие в 1986 году Беднорцем и Мюллером сверхпроводимости в оксидном материале  $(La_{1-x}Ba_x)_2CuO_4$  при температуре, превышающей  $30K$ , положило начало быстрому прогрессу в поиске новых высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП) в семействе купратных соединений.

В течение нескольких последующих лет усилиями ряда исследовательских групп были синтезированы купратные материалы с ещё более высокими значениями  $T_c$  ( $\sim 85K$  в  $Bi_2Sr_2CaCu_2O_{8+\delta}$ ,  $\sim 90K$  в  $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ ,  $\sim 110K$  в  $Bi_2Sr_2Ca_2Cu_3O_{10+\delta}$ ,  $\sim 120K$  в  $Tl_2Ba_2Ca_2Cu_3O_{10+\delta}$ ). В 1993 году рекордная величина критической температуры  $\sim 133K$  при нормальном давлении была получена в соединении  $HgBa_2Ca_2Cu_2O_{8+\delta}$ . Всего к настоящему времени в семействе купратных ВТСП известно более 100 различных сверхпроводников.

Исходные нелегированные соединения купратов являются антиферромагнитными диэлектриками, температура Нееля которых,  $T_N$ , достигает  $400K$ . Легирование исходных материалов электронами или дырками приводит к быстрому уменьшению  $T_N$  и при некоторой концентрации носителей купратные соединения становятся сверхпроводниками. Зависимость  $T_c$  от концентрации электронов или дырок носит куполообразный характер: с увеличением концентрации носителей температура сверхпроводящего перехода растёт, достигает максимум и затем уменьшается.

Концентрация носителей в купратных ВТСП определяется химическим составом этих соединений. В частности, в дырочных купратах (например,  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ ,  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ ,  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{10+\delta}$ ,  $\text{Tl}_2\text{Ba}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{10+\delta}$ ) наиболее распространенным способом варьирования концентрации дырок является изменение содержания кислорода в образцах этих соединений. Поскольку купратные сверхпроводники являются сложными нестехиометрическими оксидами, изменение концентрации кислорода достигается их термообработкой при различных температурах в атмосфере с контролируемым давлением кислорода и последующей закалкой.

Помимо высоких значений  $T_c$ , купратные ВТСП характеризуются сильной анизотропией  $\gamma = (m_c/m_{ab})^{1/2}$ , достигающей  $\sim 200$  в соединении  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{10+\delta}$ , и малой длиной когерентности  $\xi$  порядка нескольких ангстрем, что приводит к гораздо более существенной роли термических флуктуаций в данных соединениях по сравнению с низкотемпературными сверхпроводниками. Отмеченные обстоятельства обуславливают чрезвычайно сложную, не наблюдавшуюся ранее в традиционных сверхпроводниках II рода, магнитную фазовую диаграмму купратных ВТСП,  $B(T)$ , которая отражает многообразие свойств вихревой системы в этих соединениях.

В 2001 году произошло еще одно замечательное открытие: сверхпроводимость при температуре около 40К была обнаружена в дибориде магния,  $\text{MgB}_2$ , сравнительно простом по сравнению с купратными ВТСП химическом соединении, известном до этого события более 50 лет. Активные экспериментальные и теоретические исследования свойств соединения  $\text{MgB}_2$ , которое, несомненно, также может быть отнесено к разряду высокотемпературных сверхпроводников, вскоре показали, что высокое значение  $T_c$  в этом соединении достигается за счет электрон-фононного взаимодействия.

Диборид магния, подобно купратным сверхпроводникам, имеет слоистую кристаллическую структуру. Характерная особенность этого соединения – его многозонная анизотропная электронная структура, прямым следствием которой является двухщелевая сверхпроводимость, обнаруженная в  $\text{MgB}_2$  различными методами.

Магнетотранспортные измерения, примененные в данной работе для исследования свойств купратных ВТСП и диборида магния, наряду с магнитными измерениями, являются одним из наиболее распространенных методов исследования магнитной фазовой диаграммы сверхпроводников и динамики их вихревой системы. Измерения резистивного отклика от несущего электрический ток образца, находящегося в смешанном состоянии при температурах выше точки плавления вихревой системы,  $T_m(T_g)$ , позволяют напрямую фиксировать движение вихрей, вследствие генерируемого ими при движении электрического поля. В отличие от намагниченности, электросопротивление не является термодинамическим параметром материала, поскольку приложение транспортного тока, приводящего в движение магнитные вихри, вызывает возмущение равновесного состояния вихревой системы. Тем не менее, анализ результатов магнетотранспортных измерений даёт важную информацию о различных фазах вихревой системы и переходах между ними, так как поведение сопротивления в зависимости от температуры и магнитного поля значительно отличается в различных областях диаграммы  $B(T)$ .

Магнетотранспортные измерения могут быть реализованы при различных вариантах размещения потенциальных и токовых контактов. Как правило, для измерения отклика напряжения с исследуемых образцов в зависимости от температуры, магнитного поля или приложенного тока, используется стандартная 4-х контактная линейная геометрия, когда по образцу протекает электрический ток с равномерным распределением по его

сечению. Для измерения эффекта Холла обычно применяется стандартная контактная схема с потенциальными контактами на противоположных гранях образца. Помимо этого, в ряде экспериментов в нашей работе был использован метод мульти-контактных конфигураций с неоднородным распределением тока в образце и несколькими парами потенциальных контактов: псевдо-трансформатор Живера и диск Корбино. Использование таких контактных конфигураций позволяет провести детальные исследования особенностей вихревой системы исследуемых материалов, включая размерность вихрей, их продольную и поперечную корреляцию при движении под действием силы Лоренца, а также судить о применимости локальной электродинамики к описанию транспортных свойств купратных ВТСП в смешанном состоянии.

Незатухающий в течение последних лет интерес к изучению свойств купратных сверхпроводников, в том числе и магнетотранспортным методом, обусловлен, по крайней мере, двумя обстоятельствами, определяющими актуальность исследований, описанных в первой части данной диссертационной работы.

Во-первых, далека от полного понимания существенным образом зависящая от степени дефектности и анизотропии купратных ВТСП структура магнитной фазовой диаграммы, связанная со многими необычными для традиционных низкотемпературных сверхпроводников особенностями вихревой системы этих соединений.

Во-вторых, перспектива практического использования купратных ВТСП требует продолжения исследований влияния различного типа дефектов и легирующих примесей на положение линии необратимости на магнитной фазовой диаграмме, анизотропию сверхпроводящих параметров и токонесущую способность.



Во второй части диссертации представлены результаты наших работ по исследованию свойств монокристаллов  $MgB_2$ , которые были начаты вскоре после вызвавшего огромный интерес у сверхпроводящего сообщества открытия сверхпроводимости в дибориде магния. По этой причине несомненную актуальность с точки зрения выяснения механизма сверхпроводимости в новом высокотемпературном сверхпроводнике, а также оценки его потенциала для практических применений представляет проведение исследований, направленных на определение магнитной фазовой диаграммы  $MgB_2$ , изучение его анизотропных свойств в нормальном и сверхпроводящем состоянии, получение данных о концентрации и типе носителей.

**Цель работы** заключается в исследовании особенностей магнитной фазовой диаграммы купратных ВТСП с различной степенью анизотропии и плотностью дефектов в параллельной и перпендикулярной ориентации магнитного поля относительно кристаллографической оси  $c$ , а также изучении анизотропных свойств и магнитной фазовой диаграммы диборида магния.

#### **Научная новизна.**

1. Впервые показано, что в магнитном поле  $\parallel c$  электрические транспортные свойства оптимально легированных кислородом кристаллов  $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$  с анизотропией  $\gamma \sim 5 \div 10$  в жидком вихревом состоянии описываются в рамках локальной электродинамики, тогда как для описания магнетотранспортных свойств сильно анизотропных кристаллов  $Bi_2Sr_2CaCu_2O_{8+\delta}$  ( $\gamma \sim 200$ ) в смешанном состоянии локальная электродинамика неприменима.
2. Впервые показано, что в кристаллах  $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$  с различной степенью анизотропии в магнитном поле, приложенном параллельно оси  $c$ , линия плавления вихревого стекла  $B_g(T)$  описывается эмпирическим

выражением  $B_g = B_0[(1 - T/T_c)/(T/T_c)]^\alpha$  с  $\alpha \approx 1$ . Данное выражение применимо также для описания линии  $B_g(T)$  в купратных ВТСП на основе Tl и Bi с большей степенью анизотропии.

3. Впервые показано, что в параллельном магнитном поле  $B//ab$  в кристаллах  $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$  с дефицитом кислорода немногим больше оптимального ( $90K > T_c > 80K$ ), поведение сопротивления вдоль оси  $c$  вблизи температуры плавления вихревого ансамбля,  $T_g$ , описывается в рамках модели вихревого стекла  $\rho \sim (T - T_g)^{\nu(z-1)}$ .
4. Впервые показано, что линия плавления вихревого стекла  $B_g(T)$  в легированных свинцом кристаллах  $Bi_2Sr_2Ca_2Cu_3O_{10+\delta}$  сдвинута в сторону более высоких температур по сравнению с чистыми кристаллами  $Bi_2Sr_2Ca_2Cu_3O_{10+\delta}$ .
5. Впервые определена анизотропия электросопротивления  $MgB_2$  в нормальном состоянии. Установлено, что отношение сопротивлений вдоль оси  $c$ ,  $\rho_c$ , и параллельно плоскостям  $ab$ ,  $\rho_{ab}$ , сразу выше  $T_c$  составляет примерно 3.5 и практически не зависит от температуры. Показано, что температурные зависимости  $\rho_{ab}$  и  $\rho_c$  хорошо описываются выражением Блоха-Грюнайзена, что отражает существенный вклад электрон-фононного рассеяния в электрический транспорт в  $MgB_2$ .
6. Впервые исследован эффект Холла в кристаллах  $MgB_2$  в нормальном состоянии. Показано, что знак коэффициента Холла соответствует преобладающему  $p$ -типу носителей в том случае, когда магнитное поле  $//c$ , в то время как, в измерениях с магнитным полем  $//ab$ , доминирует вклад в проводимость носителей  $n$ -типа. Полученный результат отражает многозонную и анизотропную электронную структуру  $MgB_2$ .
7. Впервые показано, что анизотропия верхнего критического поля  $\gamma = H_{c2//}/H_{c2\perp}$  диборида магния зависит от температуры, монотонно уменьшаясь при приближении к  $T_c$ , при этом угловая зависимость

верхнего критического поля  $H_{c2}(\theta)$  не описывается в рамках модели анизотропных масс.

### **Практическая значимость работы.**

1. Разработан метод синтеза кристаллов  $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ , который в ходе одного процесса обеспечивает возможность роста большого количества (~30-50) высококачественных кристаллов с хорошо выраженной кристаллической огранкой и зеркальными *ab*-поверхностями. Метод синтеза кристаллов защищен патентом РФ №2434081.
2. В результате исследования магнитной фазовой диаграммы чистых и легированных примесью свинца кристаллов  $Bi_2Sr_2Ca_2Cu_3O_{10+\delta}$  показана важность введения примеси Pb в это соединение не только для стабилизации фазы  $Bi_2Sr_2Ca_2Cu_3O_{10+\delta}$ , но и с точки зрения смещения линии необратимости в сторону более высоких температур.
3. Измеренная методом прямого пропускания транспортного тока величина плотности критического тока  $j_c \sim 10^5$  А/см<sup>2</sup> в монокристаллах  $Bi_2Sr_2Ca_2Cu_3O_{10+\delta}$  при  $T=77$ К определяет предел  $j_c$  данного соединения без ограничения такими внешними факторами, как границы зерен, плотность упаковки материала, разориентация зерен относительно кристаллографических осей и пр. Данная информация, как реперная точка, представляет собой несомненную ценность при создании токонесущих элементов на основе  $Bi_2Sr_2Ca_2Cu_3O_{10+\delta}$ , поскольку обозначает нижнюю границу токонесущей способности этого соединения без применения специальных технологий внесения эффективных центров пиннинга.
4. Обнаружено, что легирование соединения  $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$  примесями железа и цинка приводит к сильному снижению  $T_c$  и росту анизотропии, что указывает на неблагоприятность использования этих химических элементов при создании токонесущих элементов на базе  $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ .

5. Определена величина удельного сопротивления кристаллов  $\text{MgB}_2$  в направлениях  $//ab$  и  $//c$  в нормальном состоянии. Точное знание величины удельного сопротивления данного материала представляет значительную практическую ценность, поскольку позволяет оценить тепловую стабильность сверхпроводящих токонесущих элементов на основе соединения  $\text{MgB}_2$  при их переходе в нормальное состояние.
6. Определена магнитная фазовая диаграмма монокристаллов  $\text{MgB}_2$ , обозначающая нижнюю границу диапазона магнитных полей, в котором возможно практическое использование сверхпроводящих материалов, изготовленных с использованием  $\text{MgB}_2$ .

**Достоверность** полученных результатов обеспечена применением современных методов исследования, использованием оборудования, обеспечивающего необходимую чувствительность и точность эксперимента, а также согласием полученных экспериментальных результатов с выводами теоретических моделей. Воспроизводимость полученных результатов подтверждается проведением измерений на серии образцов с близкими критическими параметрами и сопоставлением полученных результатов там, где это возможно, с результатами других публикаций.

Проведенные исследования особенностей магнитной фазовой диаграммы и анизотропных свойств купратных ВТСП и диборида магния позволяют сформулировать следующие основные положения диссертации, выносимые на защиту:

**ПОЛОЖЕНИЕ 1.** Транспортные свойства слабо анизотропных кристаллов  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  в смешанном состоянии в магнитном поле  $B//c$  описываются в рамках локальной электродинамики, тогда как в сильно анизотропных кристаллах  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$  локальная электродинамика для описания электрического транспорта в смешанном состоянии неприменима.

**ПОЛОЖЕНИЕ 2.** В магнитном поле  $B//c$  свойства вихревой системы в слабо анизотропных кристаллах  $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$  и сильно анизотропных кристаллах  $Bi_2Sr_2CaCu_2O_{8+\delta}$  в смешанном состоянии различаются принципиальным образом: в  $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$  с понижением температуры вначале появляется продольная корреляция двумерных вихрей вдоль оси  $c$ , и в точке плавления происходит замерзание в твердое состояние протяженных трехмерных вихрей. В то же время в  $Bi_2Sr_2CaCu_2O_{8+\delta}$  с понижением температуры ниже  $T_c$  в первую очередь начинает расти поперечная корреляция движения двумерных панкэйков в отдельных слоях, и в точке плавления устанавливается их продольная корреляция вдоль оси  $c$ .

**ПОЛОЖЕНИЕ 3.** В кристаллах  $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$  с различным содержанием кислорода и, соответственно, различной анизотропией в магнитном поле  $B//c$  линия плавления вихревого стекла описывается эмпирическим выражением  $B_g = B_0[(1 - T/T_c)/(T/T_c)]^\alpha$  с  $\alpha \approx 1$ , которое также применимо к более анизотропным купратным ВТСП на основе таллия и висмута.

**ПОЛОЖЕНИЕ 4.** В кристаллах  $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$  с большим дефицитом кислорода ( $T_c \sim 60 \div 70$ К) и, соответственно, большой анизотропией ( $\gamma \sim 25 \div 30$ ) в конфигурации  $B//ab$  и  $I//c$ , начиная с магнитных полей  $\sim 4$ -6Т, температура плавления вихревой системы в зависимости от приложенного магнитного насыщается и проявляет черты осциллирующего поведения. Данный эффект наблюдается в ограниченном диапазоне угловой ориентации магнитного поля относительно плоскостей  $ab$  ( $\theta < 1^\circ$ ), что указывает на его связь с собственным пиннингом, являющимся следствием слоистой структуры данных соединений.

**ПОЛОЖЕНИЕ 5.** Легирование кристаллов  $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$  примесями железа и цинка приводит к снижению  $T_c$  и росту анизотропии. При этом анализ роста  $\gamma$ , как функции  $-\Delta T_c$  показывает, что влияние примеси Fe на

анизотропию сравнимо с ростом  $\gamma$  при уменьшении концентрации кислорода и в несколько раз превышает влияние примеси цинка.

**ПОЛОЖЕНИЕ 6.** Анизотропия сопротивления соединения  $\text{MgB}_2$  в нормальном состоянии  $\rho_c/\rho_{ab}$  сразу выше  $T_c$  составляет примерно 3.5 и практически не зависит от температуры в исследованном интервале вплоть до 300К. При этом температурные зависимости  $\rho_{ab}$  и  $\rho_c$  описываются выражением Блоха-Грюнайзена, что предполагает основной вклад электрон-фононного рассеяния в электрический транспорт в  $\text{MgB}_2$ .

**ПОЛОЖЕНИЕ 7.** В кристаллах  $\text{MgB}_2$  знак коэффициента Холла соответствует преобладающему  $p$  –типу носителей в том случае, когда магнитное поле  $\parallel c$ , в то время как в магнитном поле  $\parallel ab$ , доминирует вклад в проводимость носителей  $n$  –типа, что является следствием многозонной и анизотропной электронной структуры  $\text{MgB}_2$ . Верхний предел концентрации носителей в соединении  $\text{MgB}_2$  составляет для электронов  $n \sim 3.4 \times 10^{22} \text{ см}^{-3}$  и дырок  $p \sim 2.6 \times 10^{22} \text{ см}^{-3}$ .

**ПОЛОЖЕНИЕ 8.** Верхнее критическое поле,  $H_{c2}(0)$ , кристаллов  $\text{MgB}_2$  в перпендикулярном и параллельном магнитном поле составляет  $\sim 7 \div 7.5 \text{ Т}$  и  $\sim 21 \div 22 \text{ Т}$ , соответственно. Эффективная длина когерентности в плоскости  $ab$  составляет  $\sim 68 \text{ \AA}$ , в направлении вдоль оси  $c$   $\sim 23 \text{ \AA}$ . Длина свободного пробега электронов вдоль плоскости  $ab$  и в направлении  $\parallel c$  достигает  $\sim 240 \text{ \AA}$  и  $\sim 60 \text{ \AA}$ , соответственно, в результате чего сверхпроводящее соединение  $\text{MgB}_2$  в виде монокристаллов близко к чистому пределу ( $l \gg \xi$ ) сверхпроводников II рода.

**ПОЛОЖЕНИЕ 9.** Анизотропия верхнего критического поля кристаллов  $\text{MgB}_2$  зависит от температуры, уменьшаясь при приближении к  $T_c$ , при этом угловая зависимость  $H_{c2}$  не описывается в рамках модели анизотропных масс, что является следствием двухщелевой сверхпроводимости  $\text{MgB}_2$ .

**Апробация работы.** Результаты, изложенные в диссертации, были представлены на следующих конференциях в виде устных и стендовых докладов:

1. The 4<sup>th</sup> International Conference on Materials and Mechanisms of Superconductivity and High Temperature Superconductors (M2S-HTSC-IV), Grenoble, France (1994).
2. The 21st International Conference on Low Temperature Physics, Prague, Czech Republic (1996).
3. The 5<sup>th</sup> International Conference on Materials and Mechanisms of Superconductivity and High Temperature Superconductors (M2S-HTSC-V), Beijing, China (1997).
4. International Conference on Physics and Chemistry of Molecular and Oxide Superconductors (MOS1999), Stockholm, Sweden (1999), The 1<sup>st</sup> International conference “Vortex Matter in Superconductors I”, Crete, Greece (1999).
5. The 12<sup>th</sup> International Symposium on Superconductivity (ISS '99), Morioka, Japan (1999).
6. The Physical Society of Japan 2000 Spring Meeting, Osaka, Japan (2000).
7. The 6<sup>th</sup> International Conference on Materials and Mechanisms of Superconductivity and High Temperature Superconductors (M2S-HTSC-VI), Houston, USA (2000).
8. The Physical Society of Japan 2001 Spring Meeting, Tokyo, Japan (2001).
9. Gordon Research Conference on Superconductivity, Oxford, United Kingdom (2001).
10. The 14th International Symposium on Superconductivity (ISS '2001), Kobe, Japan (2001).
11. The Multilateral Symposium between the Korean Academy of Science and Technology and the Foreign Academies, Seoul, Korea (2002).

12. The International Workshop on Superconductivity in Magnesium Diboride and Related Materials, Genoa, Italy (2002).
13. International Conference on Physics and Chemistry of Molecular and Oxide Superconductors (MOS2002), Hsinchu, Taiwan (2002).
14. OXIDE Workshop with focus on "Vortex matter", Goteborg, Sweden (2003).
15. The 7<sup>th</sup> International Conference on Materials and Mechanisms of Superconductivity and High Temperature Superconductors (M2S-HTSC-VII). Rio de Janeiro, Brazil (2003).
16. Всероссийская научно-техническая конференции «Прикладная сверхпроводимость - 2010», Москва, (2010).

Кроме того, результаты диссертации неоднократно докладывались на семинарах Отделения физики твердого тела ФИАН им. П. Н. Лебедева РАН (Москва, Россия), Кафедры физики твердого тела Королевского технологического института (КТН, Стокгольм, Швеция), Лаборатории сверхпроводимости Международного технологического центра сверхпроводимости (SRL/ISTEC, Токио, Япония) во время работы автора в данных организациях.

**Личный вклад автора.** Диссертационная работа является результатом 20-летних исследований автора в области изучения магнетотранспортных свойств высокотемпературных сверхпроводников. Лично автором или при его непосредственном участии было инициировано большинство описанных в диссертации экспериментов, сформулированы цели и задачи исследований, подготовлены экспериментальные образцы, проведены измерения и анализ полученных данных, сделаны заключительные выводы. Также необходимо отдельно отметить, что лично автором осуществлен рост и характеристика монокристаллов соединений  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  и  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ , в то время как синтез монокристаллов  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{10+\delta}$  и  $\text{MgB}_2$  проводился С. Ли (SRL/ISTEC) при непосредственном участии автора.



**Публикации.** Представленные в диссертации результаты опубликованы в 37 работах, в том числе 31 статья в реферируемых журналах, рекомендуемых ВАК для публикации основных результатов диссертационных работ, 5 публикаций в трудах конференций и сборниках и один патент Российской Федерации. Список публикаций автора приведен в конце диссертации.

**Структура и объем работы.** Диссертация включает введение, семь глав, заключение, списки авторской и цитированной литературы. Диссертация состоит из 209 страниц, содержит 7 таблиц и 87 рисунков. Библиография цитированной литературы включает 153 наименования.

**Благодарности.** Автор выражает огромную благодарность своим российским и зарубежным коллегам, соавторам за помощь и поддержку на различных этапах работы. Вот список коллег, которым я искренне признателен (в алфавитном порядке): Г.И.Агапов, Й.Акнас, М.Андерссон, Т. Бьернанген, В.С.Высоцкий, Ж.-К.Гривель, А.М. Гришин, А.И.Демешина, В.М.Закосаренко, О.М.Иваненко, Г.А.Калюжная, В.Р.Карасик, Г.Г.Качарава, Дж.В.Квилти, А.А.Конюхов, Ю.В.Кобаев, К.К.Крайская, Ю.А.Кузнецов, С.Ли, Н.Кошизука, Б.Лундквист, В.А.Мальгинов, Т.Масуи, К.В.Мицен, Х.Мори, М.Мураками, К.Накао, О.Е.Омельяновский, В.М.Пудалов, О.Рапп, А.И.Русинов, А.Рюд, Н.Н.Сибельдин, М.В.Сидоров, В.П.Силин, А.П.Сретенский, С.Таджима, Т.Г.Тогонидзе, В.Хольм, В.И.Цебро, Н.Чикумото, С.Шибата, А.Ямамото.

## ГЛАВА 1. Образцы и методика измерений

### 1.1. Вводные замечания

В первой главе представлены применявшиеся в данной работе методы роста чистых и легированных примесями Fe и Zn кристаллов  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ , кристаллов  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ , чистых и легированных свинцом кристаллов  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{10+\delta}$ , кристаллов  $\text{MgB}_2$  и процедура приготовления на основе этих кристаллов образцов для исследований [А1-А6]. Кроме того, описана использовавшаяся в нашей работе методика низкотемпературных измерений магнетотранспортных свойств образцов ВТСП в диапазоне магнитных полей  $0 \div 12\text{T}$  и температур  $4.2 \div 300\text{K}$  с высоким разрешением по напряжению ( $\sim 100\text{pV}$ ), температуре ( $\sim 10\text{mK}$ ) и углу ориентации образцов относительно направления приложенного магнитного поля ( $\sim 0.001^\circ$ ).

### 1.2. Соединение $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$

Наиболее часто применяемый для роста монокристаллов метод кристаллизации из расплава не может быть использован в случае купратных ВТСП типа «123», в частности,  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ , вследствие сложного многокомпонентного химического состава этого соединения и его инконгруэнтного плавления. Другой известный способ получения монокристаллов путем спекания керамик также не обеспечивает рост пригодных для использования на практике монокристаллов в силу небольших, порядка десятков микрон, размеров выращиваемых кристаллов, трудности их извлечения из спека и малой площади свободных от сростков кристаллических граней.

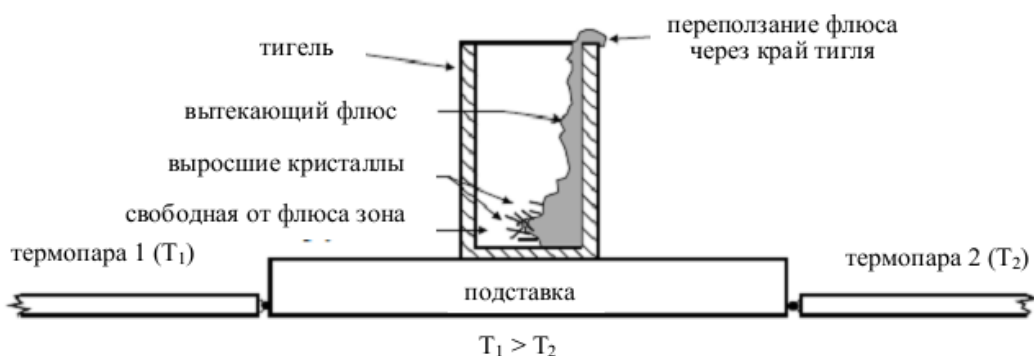
В силу указанных причин наибольшее распространение получил метод выращивания монокристаллов ВТСП типа «123» из раствора-расплава с использованием в качестве флюса смеси окиси бария и окиси меди [1.1-1.3]. Для снижения рабочей температуры в процессе роста кристаллов было предложено использовать эвтектическую смесь ВаО и СuО в весовой пропорции 28:72, которая плавится при температуре 870°С [1.4]. Существенным недостатком этого способа является сложность отделения кристаллов от затвердевшей шихты и извлечения их из тигля, а также загрязнение поверхности кристаллов остатками шихты.

Нами был развит метод роста кристаллов  $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$  в присутствии температурного градиента. Первоначально охлаждение тигля в горизонтальном температурном градиенте было реализовано за счет медленной механической протяжки печи относительно тигля. В эвтектическую смесь ВаО и СuО добавлялось несколько (5÷15) весовых процентов предварительно синтезированного порошка  $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ . Приготовленная таким образом шихта засыпалась в тигель, который помещался на жаропрочный столик, расположенный в центре горизонтальной цилиндрической печи и механически не связанный с ней. После нагрева до 980°С тигель с указанной смесью выдерживался при этой температуре в течение 20÷50 часов. Затем, с помощью электропривода печь механически смещалась относительно тигля со скоростью 0.8÷3 мм/час до достижения температуры тигля со смесью 910°С÷920°С. При охлаждении тигля с расплавленной смесью в присутствии плавно увеличивающегося от нуля горизонтально направленного температурного градиента расплав начинал медленно перемещаться в направлении низкой температуры и полз вверх по холодной стенке тигля, освобождая, тем самым, объем в горячей части тигля для преимущественного роста кристаллов на поверхности

расплава. В результате кристаллы, как правило, сросшиеся с затвердевшим расплавом только одной узкой гранью, могли быть легко от него отделены.

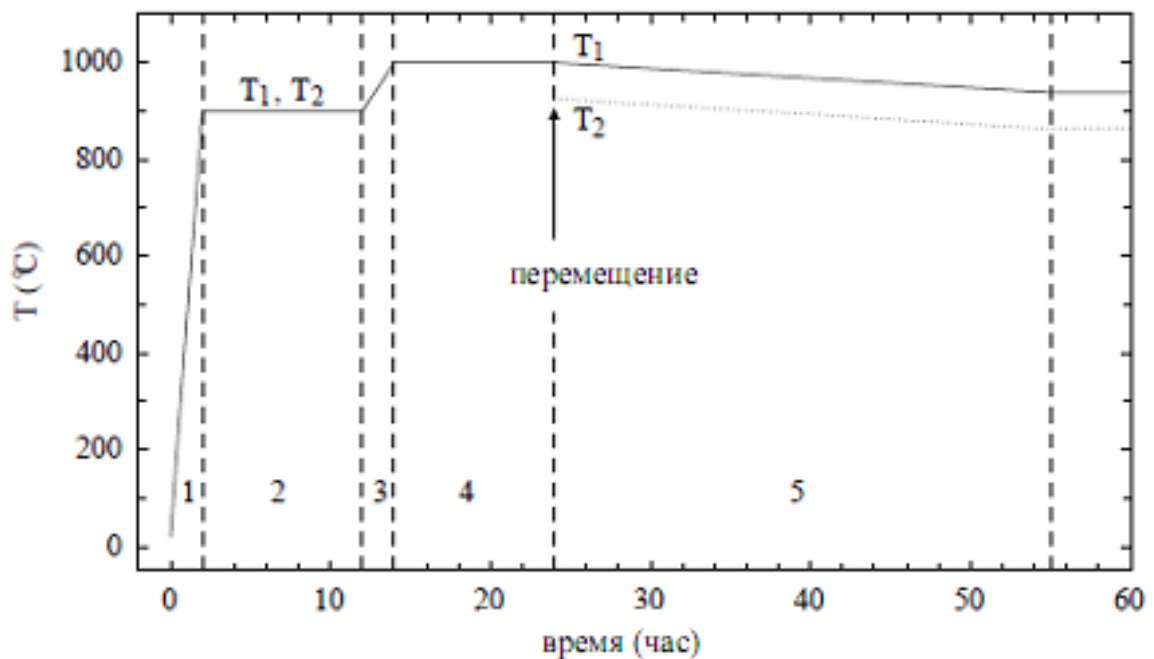
В том случае, когда в раствор-расплаве за счет коррозии алуновдого тигля, либо прямой добавки  $\text{Al}_2\text{O}_3$  в шихту, присутствовала снижающая вязкость расплава добавка окиси алюминия, указанным способом удавалось получить в одном ростовом процессе до 20 кристаллов со средним размером  $1.0 \times 1.0 \text{ мм}^3$  в плоскости *ab*. Однако выращенные таким образом кристаллы содержали примесь Al, ухудшающую их качество. При отсутствии в расплаве добавки окиси алюминия и использовании более коррозионно-стойкого тигля из окиси циркония монокристаллы с размерами, превышающими один миллиметр, получить указанным способом не удалось.

С целью решения задачи роста монокристаллов  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  более высокого качества первоначально предложенный нами метод был модифицирован. Схематически процесс роста показан на рис.1.1 Тигель с предварительно приготовленной шихтой помещался на подставку, расположенную в центре цилиндрической печи. По обе стороны подставки размещены две термопары, одна из которых (левая) была подсоединена к регулятору температуры, а другая (правая) использовалась только для регистрации температуры.



**Рис.1.1.** Рост кристаллов  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  в горизонтально направленном температурном градиенте. В ходе процесса роста расплавленная шихта уползает в сторону более холодной стенки, освобождая пространство на дне тигля для роста кристаллов

Типичный температурный режим процесса роста кристаллов показан на рис.1.2. После выдержки тигля в течение 20÷30 часов при температуре  $T_1 = T_2 = 1000^\circ\text{C}$  для гомогенизации расплава, мы достаточно быстро, в течение 10÷15 минут, механически перемещали его в область печи, где разница температур  $T_1$  и  $T_2$  соответствовала требуемому горизонтальному температурному градиенту  $9\div 11^\circ\text{C}/\text{см}$  на тигле. При этом температура на горячей стенке тигля поддерживалась неизменной  $T_1 = 1000^\circ\text{C}$ . Дальнейшее охлаждение тигля осуществлялось со скоростью  $1\div 2^\circ\text{C}/\text{час}$ , что обеспечивало преимущественный рост кристаллов толщиной до  $0.1\div 0.2$  миллиметра.



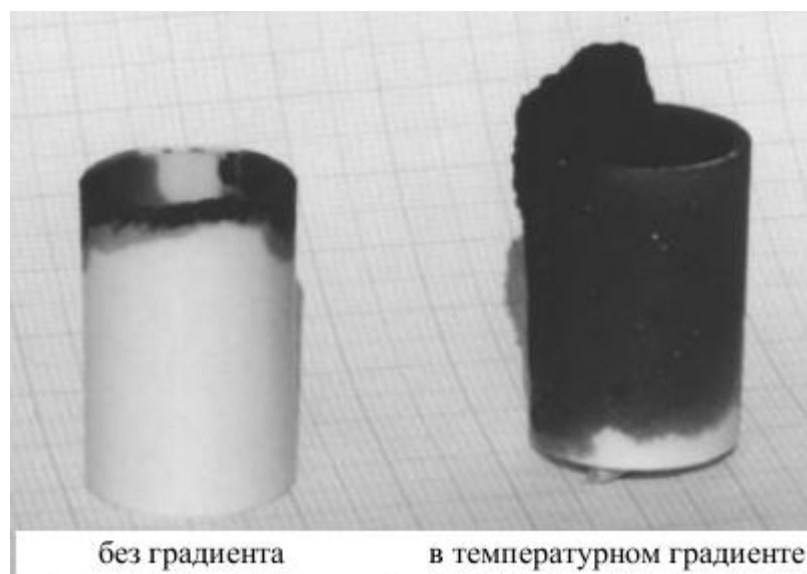
**Рис.1.2.** Температурная карта процесса роста кристаллов, показывающая стадии синтеза: (1) – разогрев шихты; (2) – прокаливание с целью разложения находящегося в смеси порошка  $\text{BaCO}_3$  на  $\text{BaO}$  и  $\text{CO}_2$ ; (3) – дальнейший разогрев для плавления шихты; (4) – выдержка при максимальной температуре процесса для гомогенизации расплава; (5) – рост кристаллов при медленном охлаждении до затвердевания флюса. На границе между областями 4 и 5 происходило перемещение тигля в зону с необходимой величиной температурного градиента. Температуры  $T_1$  и  $T_2$  определены в тексте.

Сущность описанного метода роста кристаллов заключается в следующем. Скорость перетекания расплава в сторону холодной стенки в присутствии горизонтально направленного температурного градиента возрастает с ростом градиента температуры на тигле и температуры на горячей стенке тигля. Помещение тигля в горизонтальный температурный градиент  $9\div 11^\circ\text{C}/\text{см}$  при сохранении температуры  $1000\pm 5^\circ\text{C}$  на горячей стенке тигля позволяло обеспечить пониженную вязкость расплава уже в самом начале процесса роста кристаллов и, тем самым, расширить температурный диапазон процесса роста. В результате, количество крупных кристаллов, полученных в одном ростовом процессе, существенно увеличилось. При этом эксперименты показали, что величина температурного градиента  $9\div 11^\circ\text{C}/\text{см}$  является оптимальной с точки зрения количества кристаллов, полученных в одном процессе роста. Изменение температурного градиента на тигле в сторону увеличения или уменьшения приводило также к снижению качества кристаллов, полученных в ростовом процессе.

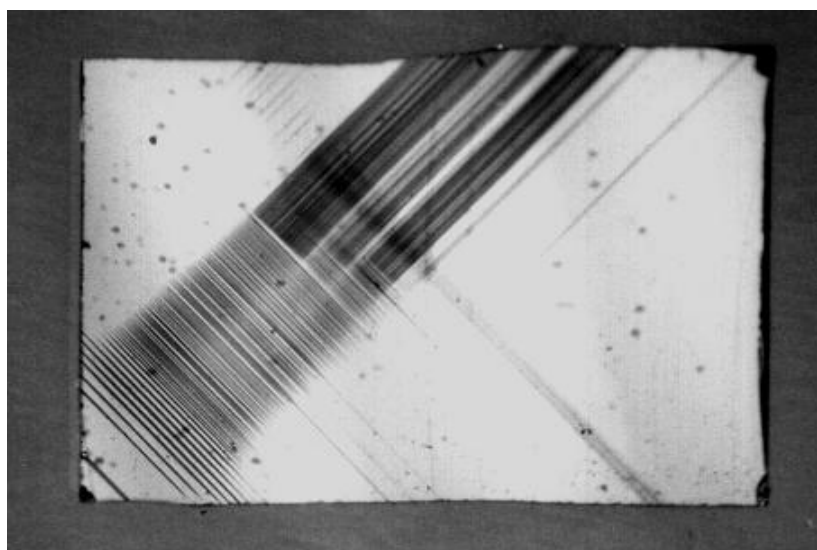
На рис.1.3 показана фотография тиглей после проведенных процессов роста кристаллов  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  в горизонтальном температурном градиенте и при его отсутствии. На фотографии отчетливо виден затвердевший флюс, который в ходе процесса, проведенного в температурном градиенте, поднялся по холодной стенке тигля и переполз через край.

Для снижения количества посторонних примесей в кристаллах нами использовались порошки  $\text{Y}_2\text{O}_3$ ,  $\text{BaCO}_3$  и  $\text{CuO}$  чистотой 99.99%, 99.999% и 99.999% соответственно и, кроме того, процесс роста проводился в коррозионно-стойких циркониевых тиглях (YSZ), изготовленных из окиси циркония  $\text{ZrO}_2$ , стабилизированной окисью иттрия  $\text{Y}_2\text{O}_3$ . В типичном процессе в YSZ тигле объемом 5 мл из шихты массой 6 г выросло до 50 пластинчатых кристаллов со средними размерами порядка  $1.0 \times 1.0 \times 0.1 \text{ мм}^3$

и максимальным размером до  $3.0 \times 3.0 \times 0.3 \text{ мм}^3$ . Кристаллы обладали хорошо выраженной кристаллической огранкой, имели, по крайней мере, одну зеркальную *ab*-плоскость и не содержали посторонних примесей. На рис.1.4 показана фотография типичного кристалла  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ .



**Рис.1.3.** Фотография циркониевых тиглей YSZ после завершения процесса роста кристаллов  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ .



**Рис.1.4.** Типичный кристалл  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  с размерами  $0.75 \times 0.48 \times 0.03 \text{ мм}^3$ , сфотографированный в поляризованном свете. Взаимно-перпендикулярные линии отображают двойниковую структуру кристалла.

Рентген-фазовый анализ кристаллов, выращенных в нескольких различных процессах, показал их фазовую однородность. В частности, при измерениях рентгеновской дифракции на отражении от *ab*-плоскостей не были обнаружены какие-либо другие линии, помимо  $[00l]$ , при этом ширина пиков  $[00l]$  не превышала экспериментальное разрешение прибора.

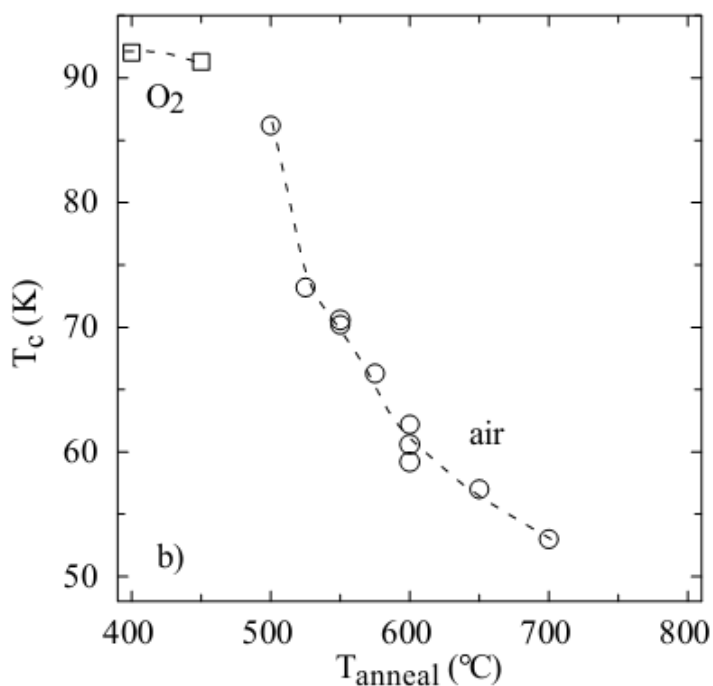
Как правило, распределение кислорода в только что выращенных кристаллах неравномерно, и усредненный по объему дефицит кислорода,  $\delta$ , превышает оптимальное значение  $\delta=0.07$ , которое соответствует максимальной  $T_c \approx 93\text{K}$  для соединения  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ . Для гомогенизации содержания кислорода в выращенных кристаллах мы отжигали их в атмосфере кислорода или воздуха при фиксированной температуре. Так, например, для достижения максимальных  $T_c$  кристаллы отжигались в потоке кислорода при  $T=400\div 460^\circ\text{C}$  в течение нескольких суток и затем закаливались на комнатную температуру. В результате величина  $T_c$ , измеренная резистивным способом, составляла  $92\div 93\text{K}$  при ширине перехода (10%÷90%) менее 0.2K.

Для получения кристаллов с содержанием кислорода меньше оптимального был применен отжиг в атмосфере воздуха при различных температурах в интервале  $500\div 700^\circ\text{C}$ . Достоинством этого способа является высокая стабильность парциального давления кислорода в атмосфере воздуха по сравнению с методами, основанными на отжиге в потоке газовой смеси кислорода с инертными газами (гелий, аргон). На рис.1.5 показана зависимость  $T_c$  от режима термообработки для кристаллов, полученных в наших экспериментах.

Для проведения резистивных измерений с высоким разрешением по напряжению не хуже  $100\text{pV}$  необходимы стабильные в широком диапазоне температур  $4.2\div 300\text{K}$  электрические контакты к исследуемым кристаллам с минимально возможным контактным сопротивлением. После



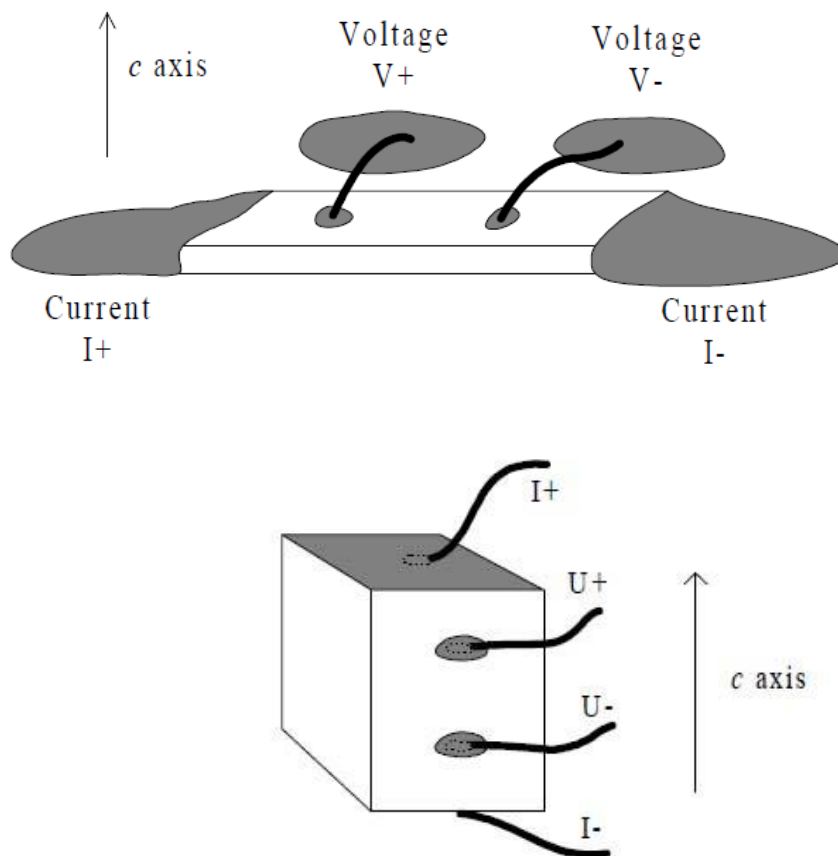
термообработки при температуре и давлении кислорода, которые обеспечивали необходимую величину  $T_c$ , как описано выше, из кристаллов выкалывались прямоугольные образцы по возможности с наибольшим размером вдоль той кристаллографической оси, параллельно которой в эксперименте должен быть пропущен измерительный ток (см. рис.1.6)



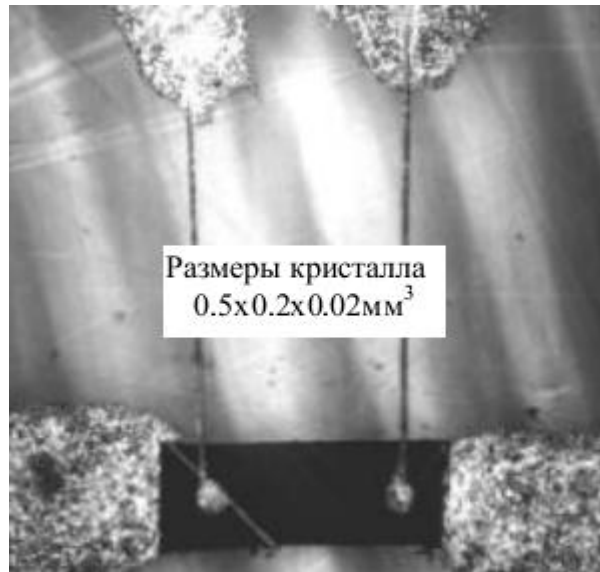
**Рис.1.5.** Критическая температура,  $T_c$ , определенная по началу резистивного сверхпроводящего перехода в зависимости от температуры отжига, для образцов термообработанных в потоке кислорода (квадраты) и в воздухе (кружки). Пунктирная линия соединяет экспериментальные точки для улучшения восприятия графика (из работы [1.5]).

Перед нанесением контактов кристаллы монтировались на сапфировую подложку для обеспечения механической стабильности и надежного теплового контакта с измерительным термометром. Электрические контакты к образцам были сделаны путем нанесения контактных площадок из серебряной пасты Du Pont 5504, к которым этой же пастой подклеивались тонкие золотые проволочки диаметром 10  $\mu\text{m}$ . После этого образцы с контактами отжигались в течение 30÷60 минут при тех же условиях, в

которых проводилась предварительная гомогенизация содержания кислорода. Приготовленные таким образом контакты имели высокую механическую прочность, контактное сопротивление менее  $0.1\Omega$ , обеспечивающее пропускание через образцы тока до  $100\div 150$  мА без перегрева, и выдерживали многократные циклы охлаждения и нагрева в интервале температур  $2\div 300\text{K}$ . На рис.1.7 приведена фотография кристалла с контактами, подготовленного для измерений с током, направленным вдоль плоскостей *ab*.



**Рис.1.6.** Схематическое изображение линейной геометрии контактов для измерений электросопротивления в направлении осей *a* или *b* (верхняя панель) и в направлении оси *c* (нижняя панель). Для обеспечения равномерного распределения тока по сечению образца токовые контакты должны полностью покрывать плоскости *ac* или *bc* в первом случае и плоскости *ab* во втором случае, не касаясь соседних граней.

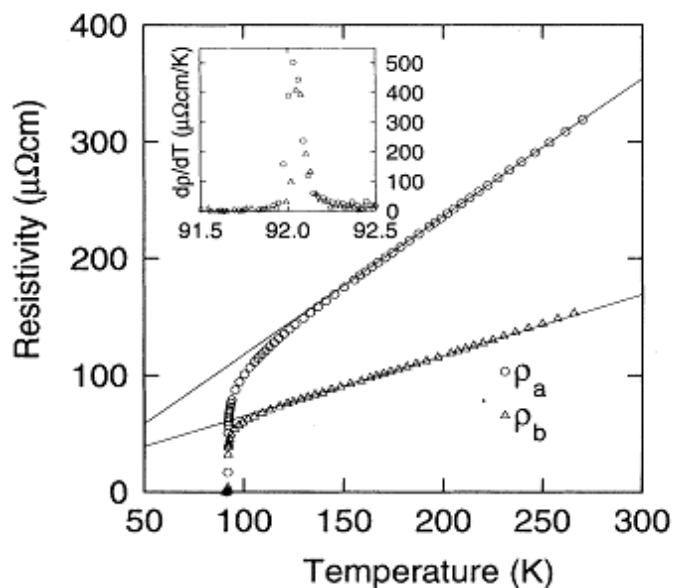


**Рис.1.7.** Содержащий границы двойников сфотографированный в поляризованном свете кристалл  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  с контактами на сапфировой подложке. Токовые контакты изготовлены из серебряной пасты и полностью покрывают торцевые грани кристалла. Выводы от точечных потенциальных контактов сделаны золотыми проволочками диаметром 10  $\mu\text{м}$ . Линия в области левого потенциального контакта отображает границу двойников.

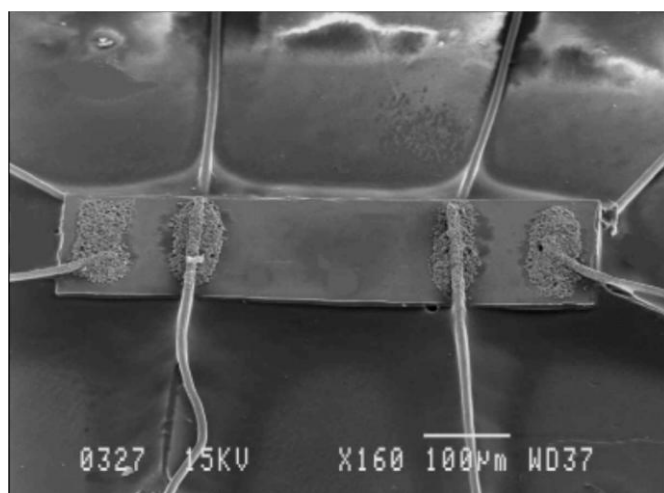
На рис.1.8 показаны типичные кривые сверхпроводящего перехода, измеренные на монокристалле  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ , не содержащем границ двойников. Измерения были проведены с током, направленным поочередно вдоль кристаллографических осей  $a$  и  $b$ . На вставке на рисунке приведена производная температурной зависимости сопротивления  $dR/dT$ . Видно, что  $T_c$ , определенная по максимуму производной, слегка превышает 92К, а ширина сверхпроводящего перехода составляет менее 0.2К.

Для проведения транспортных измерений в мульти-контактной конфигурации псевдо-трансформатора Живера [1.6] были приготовлены образцы с восемью контактами по четыре, расположенными в линию, на противоположных  $ab$  плоскостях кристалла (см. рис.1.9). Для минимизации инструментальной погрешности в измерениях при нанесении контактов особое внимание уделялось тому, чтобы контакты на противоположных  $ab$

плоскостях были расположены строго один над другим и не касались торцевых граней кристалла.



**Рис.1.8.** Кривые сверхпроводящего перехода, измеренные вдоль кристаллографических осей *a* и *b* не содержащего границ двойников  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ . Сплошные линии проведены на рисунке для удобства восприятия графика.



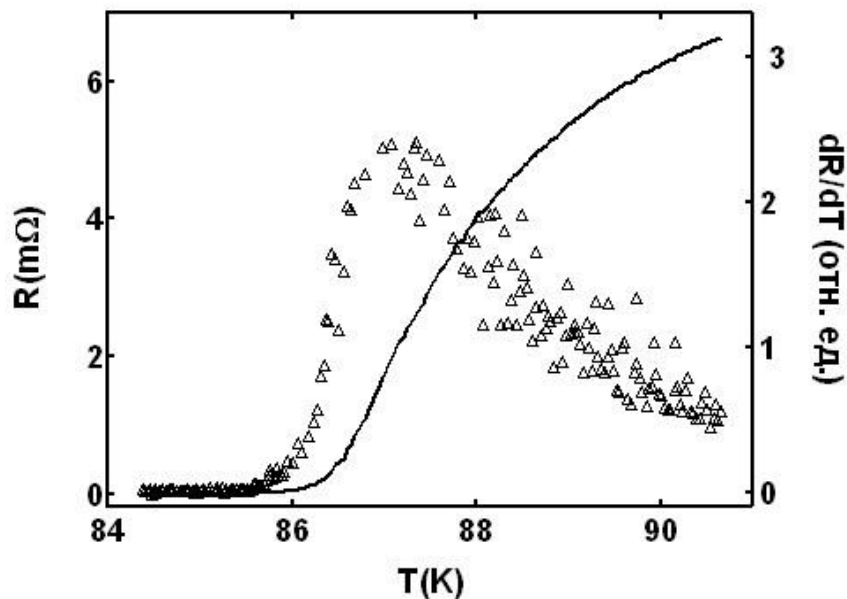
**Рис.1.9.** Кристалл  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  с четырьмя контактами на каждой из *ab* плоскостей. К восьми контактным площадкам на образце, нанесенным серебряной пастой подведены золотые проволочки диаметром 10  $\mu\text{m}$ . Размеры кристалла видны из рисунка и составляют  $0.63 \times 0.11 \times 0.03 \text{ mm}^3$ . Образец зафиксирован на сапфировой подложке застывшей капелькой расплавленного парафина.

### 1.3. Соединение $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$

В отличие от соединения  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  кристаллы  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$  (Bi-2212) могут быть выращены из стехиометрической смеси порошков оксидов висмута, кальция, стронция и меди [1.7]. В нашей работе тщательно перемешанная смесь порошков  $\text{Bi}_2\text{O}_3$ ,  $\text{CaCO}_3$ ,  $\text{SrCO}_3$  и  $\text{CuO}$  чистотой 99.999%, соответствующая соотношению  $\text{Bi}:\text{Ca}:\text{Sr}:\text{Cu}$  2:2:1:2, засыпалась в тигли из окиси циркония, стабилизированной окисью кальция, после чего тигель с шихтой помещался в цилиндрическую печь, где выдерживался в течение 24 часов при температуре  $850^\circ\text{C}$  для разложения карбонатов кальция и стронция на соответствующий оксид и углекислый газ. Затем в температурной зоне с горизонтальным температурным градиентом  $10^\circ\text{C}/\text{см}$  тигель нагревался до температуры  $900^\circ\text{C}$  и выдерживался при этой температуре в течение 24 часов для гомогенизации расплавленной шихты. Во время последующего медленного охлаждения со скоростью  $2\div 5^\circ\text{C}/\text{час}$  проходил процесс кристаллизации.

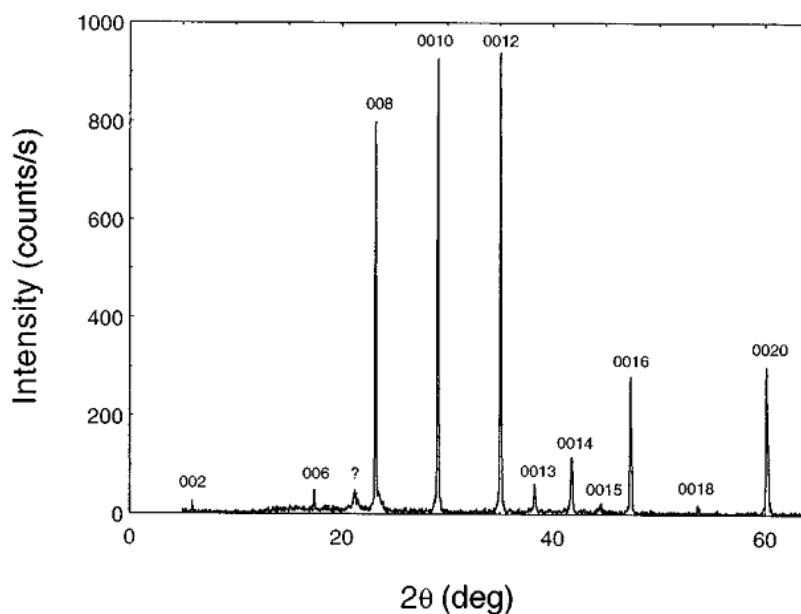
Выращенные кристаллы извлекались из образовавшихся во время охлаждения расплава полостей. Как правило, это были пластинки с зеркальными поверхностями размером до 2 мм в плоскости *ab* и толщиной  $10\div 50$  мкм. На завершающей стадии для оптимизации содержания кислорода кристаллы отжигались в атмосфере воздуха при температуре  $500^\circ\text{C}$  в течение  $20\div 30$  часов. Контакты к кристаллам приготавливались с помощью серебряной пасты и тонких золотых проволочек подобно тому, как это делалось в случае образцов  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ . Контактное сопротивление при комнатной температуре не превышало 1-2  $\Omega$ . Температурная зависимость сопротивления полученных кристаллов вблизи  $T_c$  и ее производная по температуре показаны на рис.1.10. Величина  $T_c$ , определенная по максимуму

производной  $dR/dT$  и составляла  $\sim 87\text{K}$  при ширине перехода (10%÷90%)  $\sim 2\text{K}$ .



**Рис.1.10.** Резистивный сверхпроводящий переход типичного кристалла  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ . Линией показана зависимость  $R(T)$ , треугольниками – её производная по температуре.

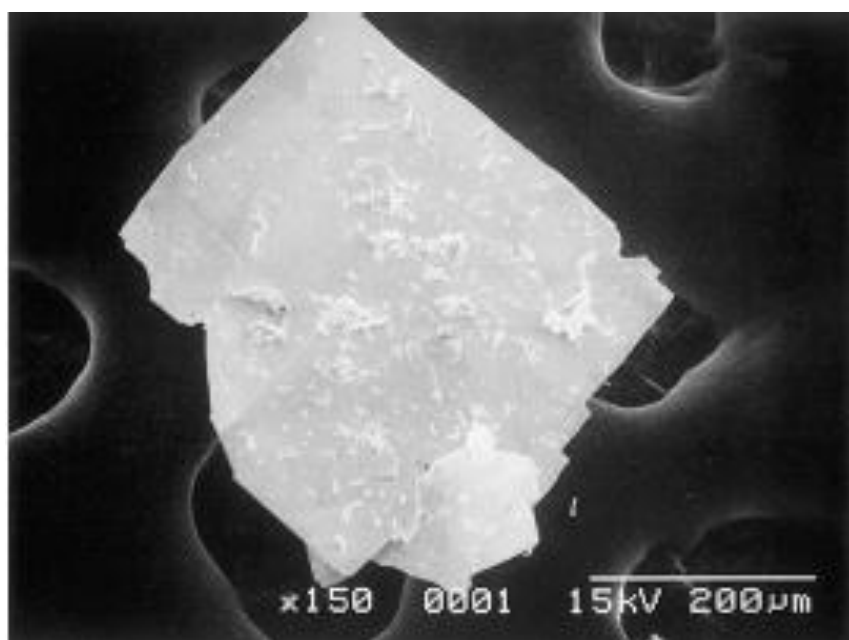
Согласно результатам рентген-фазового анализа (см. рис.1.11) выращенные нами образцы не содержали посторонних фаз.



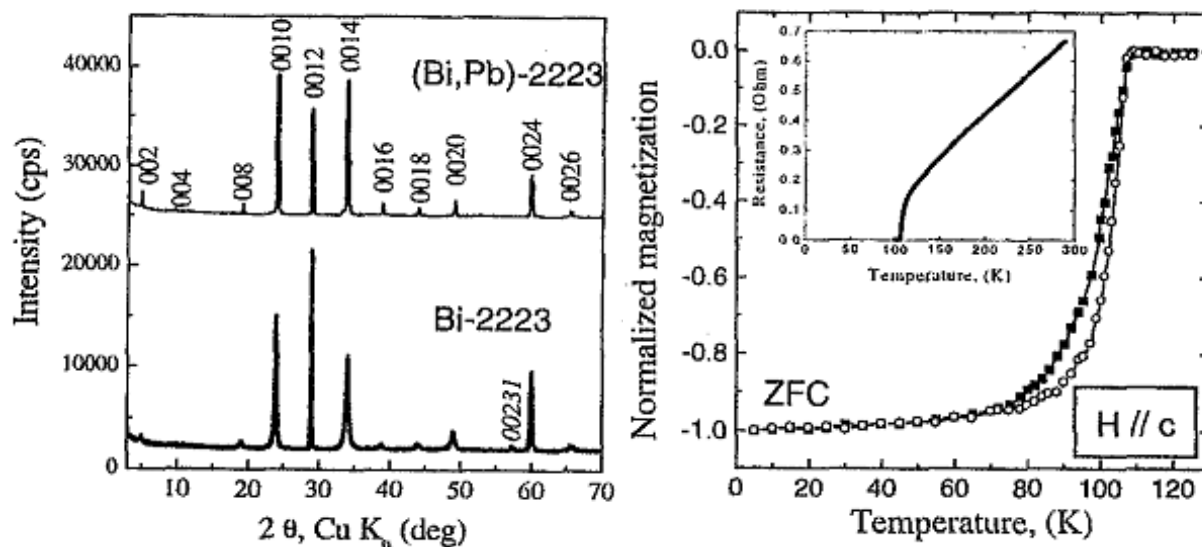
**Рис.1.11.** Рентгенограмма типичного кристалла  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$  с использованием излучения  $\text{Cu } K_\alpha$ , падающего на  $ab$  плоскость кристалла.

#### 1.4. Соединения $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{10+\delta}$ и $(\text{Bi,Pb})_2\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{10+\delta}$

Хорошо известно, что соединение  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{10+\delta}$  (Bi-2223) чрезвычайно сложно синтезировать в однофазном виде из-за возможности одновременного роста нескольких фаз (Bi-2201, Bi-2212, Bi-2223) [1.8]. Для роста кристаллов, исследовавшихся в данной работе, был применен модифицированный метод с использованием KCl в качестве флюса. Рост кристаллов в случае чистых кристаллов  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{10+\delta}$  проводился из номинального состава  $\text{Bi}_{2.5}\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{10+\delta}$ , в случае легирования свинцом – из номинального состава  $\text{Bi}_{1.7}\text{Pb}_{0.3}\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{10+\delta}$  при температуре около  $870^\circ\text{C}$  в тиглях из окиси магния. По окончании процесса роста флюс KCl растворялся в дистиллированной воде. Извлеченные из тиглей кристаллы отжигались на воздухе при температуре  $400^\circ\text{C}$  в течение 20 часов. На рис.1.12 показано изображение типичного кристалла  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{10+\delta}$ .



**Рис.1.12.** Микрофотография извлеченного из тигля кристалла  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{10+\delta}$ , полученная с помощью сканирующего электронного микроскопа (из работы [1.9]).



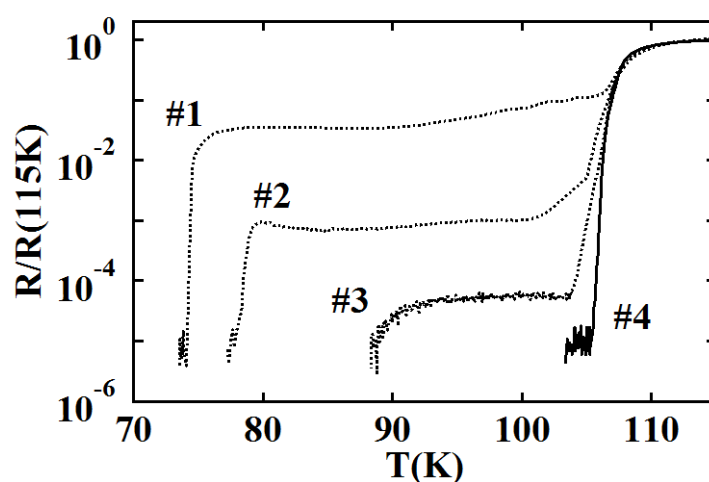
**Рис.1.13.** Левая панель: рентгенограмма выращенных нами кристаллов  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{10+\delta}$  и  $(\text{Bi,Pb})_2\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{10+\delta}$ ; правая панель: температурная зависимость нормированной намагниченности кристаллов  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{10+\delta}$  (сплошные символы) и  $(\text{Bi,Pb})_2\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{10+\delta}$  (контурные символы) во внешнем магнитном поле 2 Гс в режиме охлаждения в нулевом поле. Вставка: типичная зависимость  $R(T)$  кристаллов  $(\text{Bi,Pb})_2\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{10+\delta}$ .

На левой панели на рис.1.13 представлена рентгенограмма кристаллов  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{10+\delta}$  и  $(\text{Bi,Pb})_2\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{10+\delta}$ , на которой присутствуют только линии, соответствующие отражению от плоскостей  $(00l)$ , за исключением пика  $(00231)$  для нелегированного образца  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{10+\delta}$ , что позволяет сделать вывод об отсутствии в данных образцах каких-либо других фаз, помимо Bi-2223. Данный результат хорошо согласуется с результатами измерений температурной зависимости намагниченности, представленными на правой панели на рис.1.13, где оба образца показывают одноступенчатый сверхпроводящий переход.

Кристаллы с размером около  $200 \times 50 \times 1 \text{ } \mu\text{m}^3$ , выращенные в различных процессах были использованы для резистивных измерений. С помощью серебряной пасты и золотой проволоки диаметром 10  $\mu\text{m}$  к кристаллам были сделаны четыре электрических контакта, расположенных в



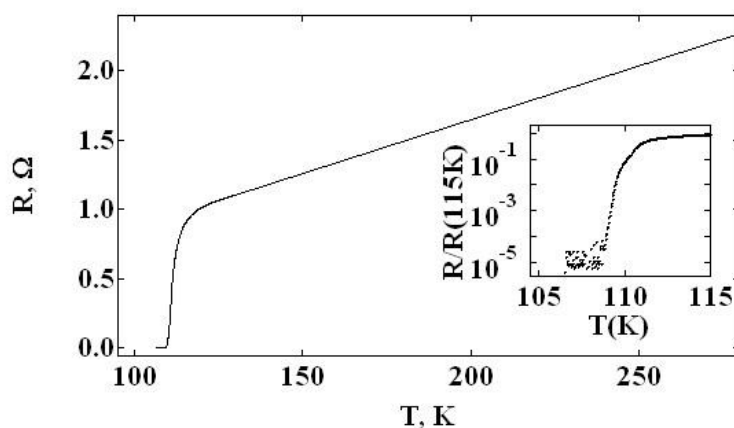
линейной геометрии. Для снижения контактного сопротивления кристаллы с контактами отжигались в течение 10 минут в таких же условиях, как и при предварительном отжиге. В результате контактное сопротивление при комнатной температуре составляло менее  $0.1\Omega$ . На рис.1.14 представлены сверхпроводящие переходы нескольких нелегированных образцов  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{10+\delta}$ , измеренные в нулевом магнитном поле с током  $100\mu\text{A}$ . Для образцов #1 - #3 хорошо видны четко сформированные двухступенчатые переходы с резкими скачками при температурах 110К и 80К, что однозначно свидетельствует о присутствии паразитной фазы Bi-2212 в этих образцах. Образец #4 показал одноступенчатый переход, при котором сопротивление упало ниже предела разрешения прибора при температуре около 106К. Для этого образца  $T_c$ , определенная, как середина сверхпроводящего перехода составила 108К, а ширина перехода (10÷90%) - около 2К. Для дальнейших измерений использовались только кристаллы, подобные образцу #4, где мы наблюдали одноступенчатый переход.



**Рис.1.14.** Температурная зависимость нормированного сопротивления в нулевом магнитном поле для нескольких нелегированных кристаллов  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{10+\delta}$  с различным уровнем присутствия фазы Bi-2212. В пределах экспериментального разрешения в образце #4 фаза Bi-2212 отсутствует.

Необходимо отметить, что электрические транспортные измерения, как правило, считающиеся достаточно грубым методом с точки зрения оценки фазового состава образца, в данном случае оказались более чувствительным методом по сравнению с рентген-фазовым анализом и магнитными измерениями, не показавшим присутствие фазы Bi-2212 в образцах.

По иному обстоит ситуация в случае кристаллов  $(\text{Bi,Pb})_2\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{10+\delta}$ . На рис.1.15 показана температурная зависимость электросопротивления,  $R(T)$ , измеренная в нулевом поле для одного из исследовавшихся образцов. На вставке на рис.1.15 изображена зависимость  $R(T)$  для того же самого образца в увеличенном масштабе в окрестности сверхпроводящего перехода, не проявляющая второй ступеньки в районе 80К. Эти данные иллюстрируют высокое качество кристалла: величина  $T_c \sim 108\text{K}$  при ширине перехода (10÷90%) менее 2К. Аналогичные результаты были получены и для других выращенных нами кристаллов  $(\text{Bi,Pb})_2\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{10+\delta}$ . Также отметим, что в нормальном состоянии сопротивление линейно зависит от температуры, а линейная экстраполяция сопротивления к нулевой температуре пересекает ось «Y» вблизи нуля. Перечисленные два момента часто используются, как эмпирическая характеристика высокого качества кристаллов и отсутствия вклада от сопротивления вдоль оси  $c$  в сопротивление вдоль слоев  $\text{CuO}_2$ .



**Рис.1.15.** Температурная зависимость электросопротивления монокристалла  $(\text{Bi,Pb})_2\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{10+\delta}$  в магнитном поле Земли. Вставка: сверхпроводящий переход в увеличенном масштабе.

## 1.5. Соединение $MgB_2$

Вследствие термической нестабильности диборида магния рост монокристаллов данного вещества при нормальном давлении невозможен. В случае термообработки в запаянных кварцевых ампулах или герметичных металлических (Ta, Nb, Mo) трубках диапазон используемых температур ограничен, вследствие чего размер полученных монокристаллов не превышает несколько десятков микрон. Кроме того, неизбежным является их загрязнение материалом контейнера.

Использование техники высоких давлений позволяет избежать испарения магния из реагирующей смеси и, тем самым, подавить распад фазы  $MgB_2$ . Для роста кристаллов, использовавшихся в данной работе, был применен метод роста монокристаллов  $MgB_2$  из квази-тройной системы Mg- $MgB_2$ -BN при давлениях 4÷6 ГПа и температурах 1400÷1700°С в течение 5÷60 мин. Среднее весовое соотношение исходных компонентов составляло Mg: $MgB_2$ :BN 1:3:15. Рост монокристаллов осуществлялся в тиглях из нитрида бора с использованием аппаратуры высокого давления TRY Engineering.

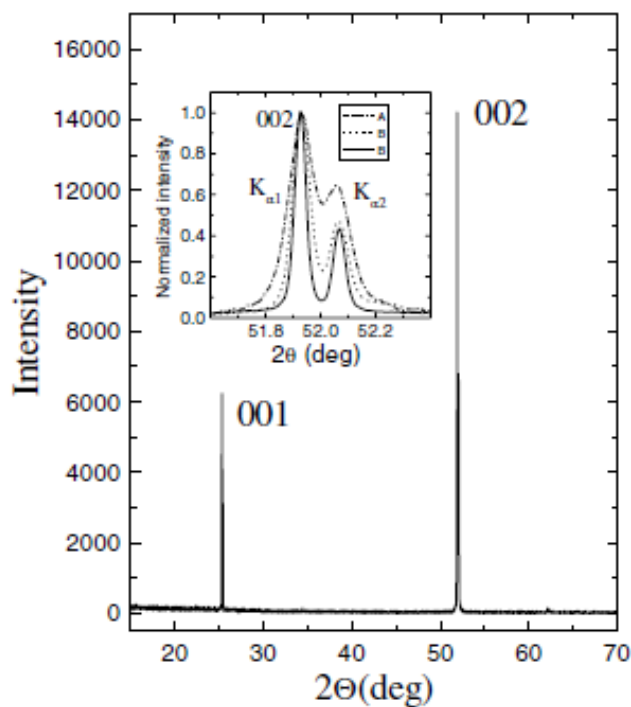
На рис.1.16 показана полученная на растровом электронном микроскопе фотография нескольких кристаллов  $MgB_2$ , выращенных в различных процессах и механически извлеченных из тигля. Типичный размер кристаллов не превышает 0.5мм.

На рис.1.17 представлена рентгенограмма одного из кристаллов  $MgB_2$ , на которой видны только резкие пики, соответствующие плоскостям (001). На вставке на этом рисунке показаны профили линии (002) для трех кристаллов. Полуширина максимума составляет величину порядка  $0.1^\circ$ , что существенно меньше типичной полуширины для порошковых поликристаллических образцов. Полуширина линии (002) для лучшего образца (сплошная линия на

вставке) близка к инструментальному разрешению дифрактометра ( $0.05^\circ$ ), определенному по измерению реперных образцов.



**Рис. 1.16.** Морфология выращенных в различных условиях кристаллов  $MgB_2$ .

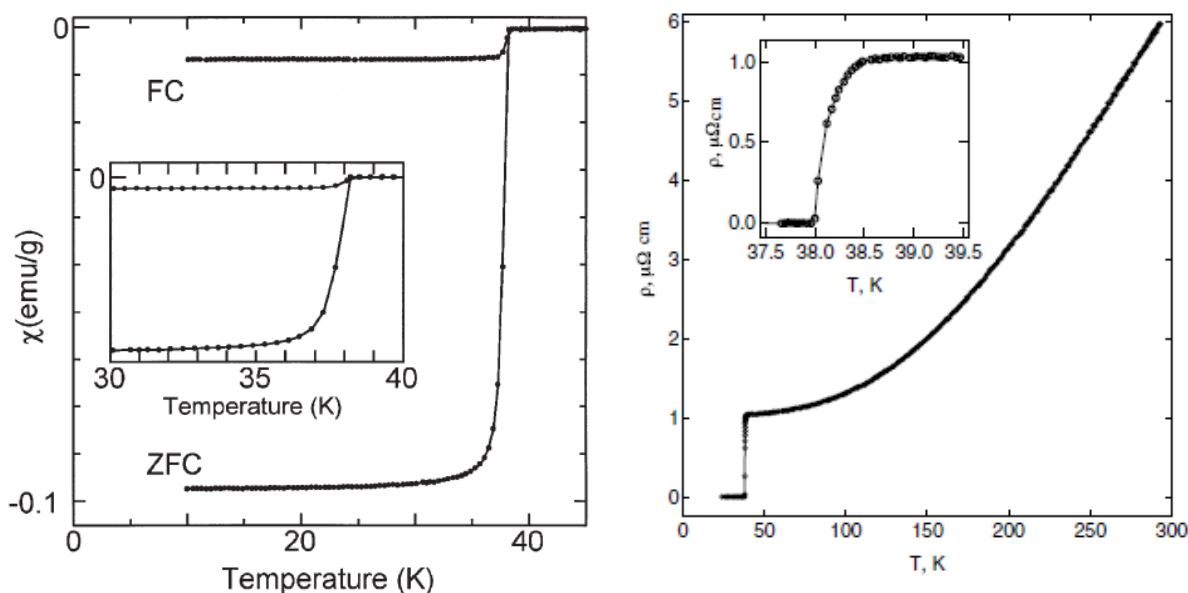


**Рис.1.17.** Типичная рентгенограмма монокристаллов MgB<sub>2</sub>, использовавшихся в наших исследованиях. На вставке показаны профили линии для пика (002). Сплошной линией показан профиль для кристалла с наиболее узкой линией. Все три спектра нормированы для того, чтобы подчеркнуть разницу в ширинах линии.

Еще один пример, иллюстрирующий высокое качество исследовавшихся в нашей работе монокристаллов MgB<sub>2</sub>, приведен на рис. 1.18, где показаны температурная зависимость намагниченности 37 кристаллов, ориентированных на подложке в одном направлении и температурная зависимость электросопротивления. Из рис.1.18 хорошо видно, что температура, соответствующая началу сверхпроводящего перехода, составляет около 38.5К, ширина магнитного перехода по уровню 10%÷90% находится в пределах 1К, а ширина резистивного сверхпроводящего перехода (10%÷90%) не превышает 0.3К.

Для проведения измерений электросопротивления с током, направленным вдоль плоскостей *ab* было выбрано несколько кристаллов с размерами  $\sim 0.5 \times 0.1 \times 0.03 \text{ мм}^3$ , тогда как для измерений с током, приложенным *//c*, использовались более толстые кристаллы с типичными

размерами  $\sim 0.2 \times 0.1 \times 0.1 \text{ мм}^3$ . Стабильные низкоомные ( $\sim 1 \div 2 \text{ }\Omega$ ) контакты были приготовлены с использованием низкотемпературной золотой пасты, которая становится проводящей после выдержки в течение  $15 \div 30$  минут при комнатной температуре.



**Рис.1.18.** На левой панели показана температурная зависимость намагниченности 37 параллельно ориентированных монокристаллов  $\text{MgB}_2$  после охлаждения в нулевом магнитном поле (ZFC) и в магнитном поле 1 мТ (FC). На вставке на левой панели магнитный переход показан в увеличенном масштабе. На правой панели приведена зависимость  $R(T)$  типичного кристалла  $\text{MgB}_2$  в широком температурном диапазоне. На вставке на правой панели приведен резистивный сверхпроводящий переход в увеличенном масштабе.

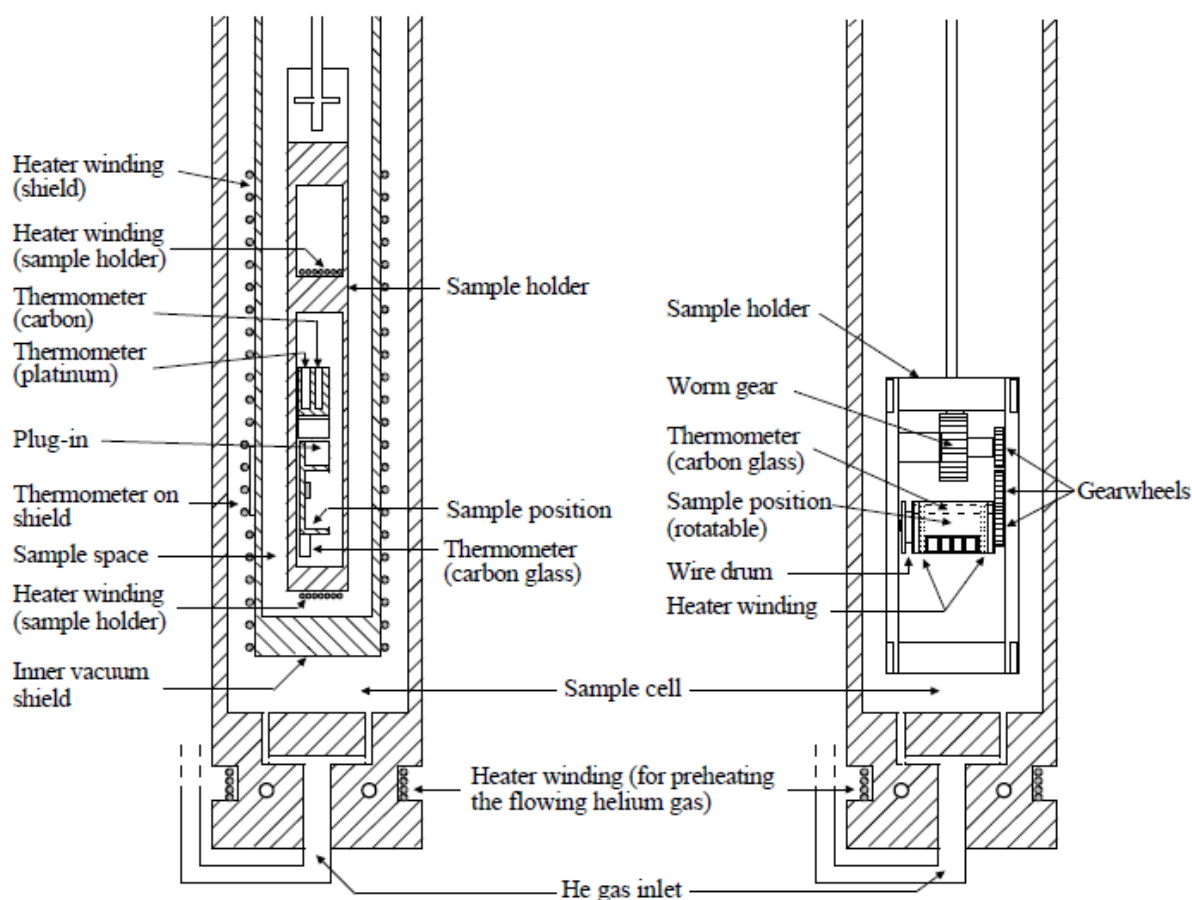
## 1.6. Методика низкотемпературных измерений магнетотранспортных свойств образцов ВТСП.

Измерения магнетотранспортных свойств образцов купратных ВТСП проводились на установке, созданной на базе магнитной системы фирмы «Oxford Instruments Inc.» со сверхпроводящим соленоидом, генерирующим магнитное поле до 12Т. Измерения магнетотранспортных свойств образцов

диборида магния были проведены на стандартной установке PPMS с использованием всех заложенных в ней возможностей: максимальное магнитное поле 9Т, чувствительность по напряжению порядка 1 nV при измерениях на переменном токе, контроль температуры с точностью 10 мК, угловое разрешение при вращении образца 0.05°.

Рассмотрим более подробно методику низкотемпературных измерений на установке на базе магнитной системы «Oxford Instruments Inc.». В канале сверхпроводящего магнита, находящегося в гелиевом криостате, расположена вставка, позволяющая за счет протока газообразного гелия при  $T > 4.2\text{K}$  и откачки жидкого гелия при  $T < 4.2\text{K}$  плавно регулировать температуру в диапазоне 1.4÷300К. Внутри этой вставки размещался держатель образца. На рис.1.19 показаны два типа держателей. На левой панели представлен держатель, использовавшийся для фиксированной ориентации образца относительно приложенного магнитного поля, как правило, перпендикулярно или параллельно направлению внешнего магнитного поля. На правой панели рис.1.19 схематически изображен другой вариант держателя, предназначенный для измерения угловых зависимостей электросопротивления при плавном вращении образца относительно направления магнитного поля. На держателе, обеспечивающем фиксированную ориентацию образца, расположен дополнительный внутренний медный экран с нагревателем и термометром, что позволяло контролировать температуру образца с относительной точностью 1÷2 мК при постоянном приложенном магнитном поле. Держатель с вращением образца связан системой шестеренчатых передач с шаговым двигателем, закрепленным над криостатом. Данная система обеспечивает возможность вращения образца на 360° с минимальным шагом 0.005° вокруг оси, перпендикулярной направлению магнитного поля. Таким образом, может быть реализована ориентация исследуемого образца относительно

магнитного поля с точностью порядка  $0.01^\circ$ . Для регулирования температуры на держателе установлен стекло-углеродный термометр и намотан нагреватель. Однако, размеры камеры вращения не позволяют, в отличие от держателя с фиксированной ориентацией образца, установку внутреннего теплового экрана. В результате точность поддержания температуры образца в держателе с вращением образца составляла  $\sim 10$  мК. Более детальное описание данного держателя приведено в работе [1.10].



**Рис. 19.** Схематическое изображение держателей образца. Слева показан держатель, предназначенный для измерений при фиксированной ориентации образца относительно магнитного поля. Справа – держатель, обеспечивающий возможность вращения образца относительно направления приложенного магнитного поля (из работы [1.5]).

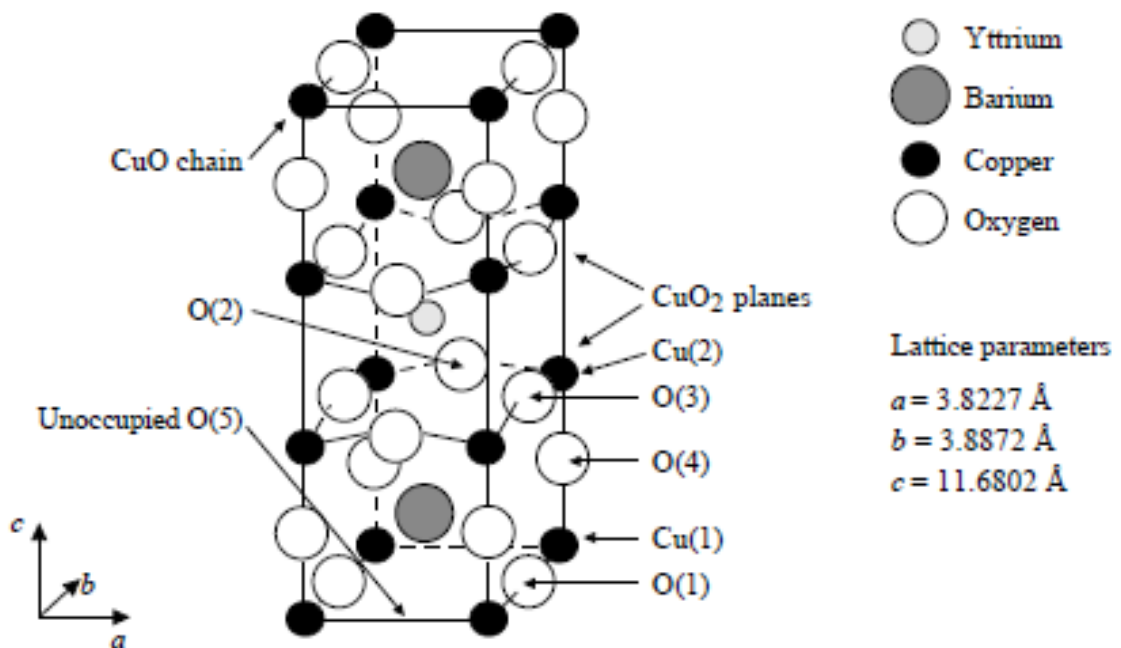


Измерения отклика напряжения с образца при пропускании через него электрического тока, в зависимости от цели эксперимента, проводились по обычной 4-х контактной схеме, либо в мульти-контактной (более одной пары потенциальных контактов) конфигурации. В последнем случае различные пары контактов поочередно подключались с помощью электронного коммутатора к прибору, измеряющему напряжение. В этом случае зависимости нескольких напряжений от температуры измерялись одновременно в течение одного цикла отогрева (охлаждения), что давало возможность при анализе экспериментальных данных сопоставлять данные для разных пар потенциальных контактов при минимальной погрешности по температуре. Для измерения напряжения, как правило, использовался пиковольметр постоянного тока EM Electronics (Model P13) с чувствительностью 30 pV в сочетании с источником постоянного тока Keithley 220, либо 2400 Source Meter. В отдельных случаях также использовались цифровые вольтметры Schlumberger Solartron 7081 b Hewlett-Packard 3458A с чувствительностью 20 nV, работающие совместно с указанными источниками тока. Сбор экспериментальных данных осуществлялся подсоединением к компьютеру с программой HP-VEE (Hewlett-Packard Visual Engineering Environment) необходимых приборов посредством GPIB (General Purpose Interface Bus). Для снижения эффекта термоэ.д.с. измерение напряжения с образца проводилось при последовательном пропускании через образец тока обеих полярностей и последующего усреднения, в результате чего результирующий сигнал определялся, как  $V = (V(I_+) - V(I_-))/2$ . Для измерения температуры использовались калиброванные платиновые либо стекло-углеродные резисторы, подключенные к температурному контроллеру Lake Shore LS340, с помощью которого осуществлялась стабилизация и развертка температуры.

## ГЛАВА 2. Корреляция движения вихрей в смешанном состоянии купратных ВТСП в магнитном поле, приложенном параллельно оси $c$ .

### 2.1. Вводные замечания

Кристаллическая структура купратных ВТСП на примере соединения  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  показана на рис.2.1. Общей чертой всех купратов является их слоистая кристаллическая структура, в которой плоскости  $\text{CuO}_2$ , параллельные кристаллографической плоскости  $ab$  чередуются с плоскостями Ва-О и буферными слоями, образованными в случае соединения  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  ионами Y. Кроме того, в отличие от других купратов, в кристаллической решетке  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  присутствуют цепочки Cu-O, направленные вдоль оси  $b$ .



**Рис. 2.1.** Кристаллическая структура купратов на примере  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ . Параметры кристаллической решетки:  $a=3.82\text{\AA}$ ,  $b=3.89\text{\AA}$ ,  $c=11.68\text{\AA}$  для  $\delta=0.07$  (данные из работы [2.1]).

Наличие в кристаллической решетке купратов проводящих плоскостей  $\text{CuO}_2$ , разделенных буферными плохо проводящими (изолирующими) слоями, обуславливает высокую степень анизотропии,  $\gamma$ , этих соединений в нормальном и сверхпроводящем состоянии. Так, в частности, удельное электрическое сопротивление вдоль проводящих слоев  $\text{CuO}_2$ ,  $\rho_{ab}$ , значительно меньше удельного сопротивления в направлении вдоль оси  $c$ ,  $\rho_c$ . Их отношение,  $\rho_c/\rho_{ab}$ , в соединении  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  составляет около 50, а в случае наиболее анизотропного купратного сверхпроводника  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$  достигает величины порядка  $10^6$ .

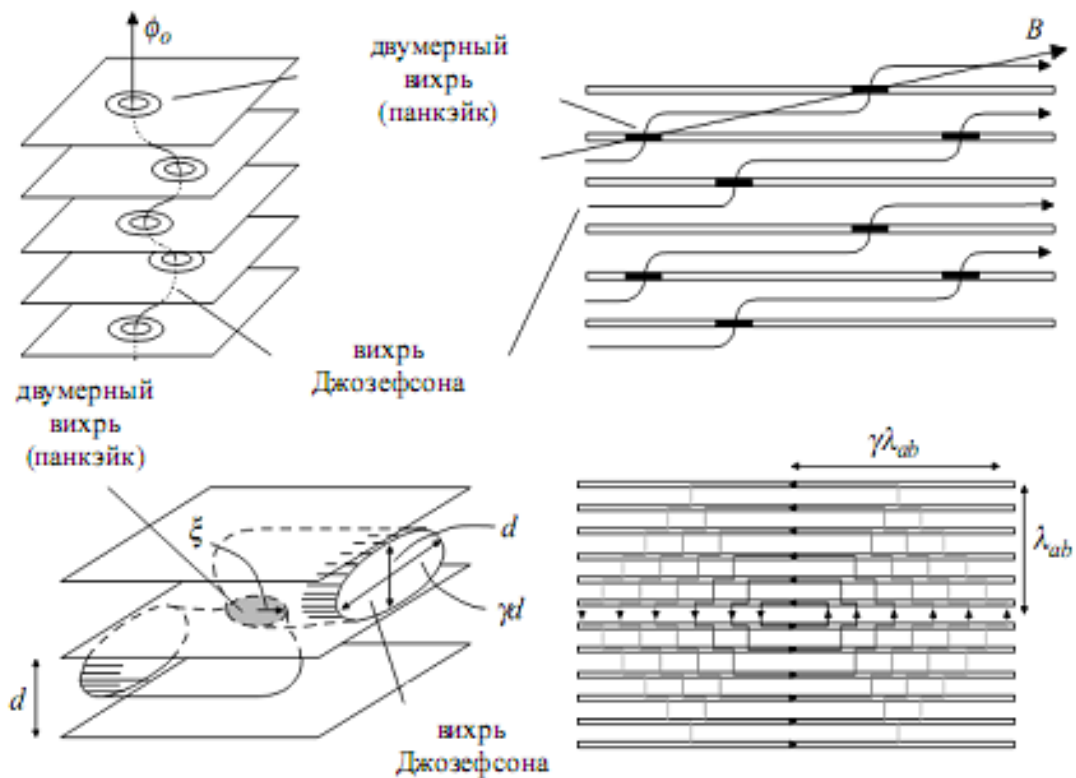
Купраты являются ярко выраженными сверхпроводниками II рода с величиной параметра Гинзбурга-Ландау  $\kappa \sim 100$ . По различным оценкам длина когерентности вдоль оси  $c \sim 1 \text{ \AA}$ , что меньше размера кристаллической решетки в этом направлении. В результате параметр сверхпроводящего порядка модулирован в направлении вдоль оси  $c$ , достигая максимум в проводящих слоях  $\text{CuO}_2$ . При этом наиболее анизотропные купратные сверхпроводники часто рассматриваются, как слоистая структура, состоящая из тонких сверхпроводящих слоев, разделенных изолирующими слоями.

Ещё одной особенностью купратных ВТСП является высокий уровень термических флуктуаций. Согласно Блаттеру и др. [2.2] этот уровень характеризуется параметром Гинзбурга  $G_i$ , определяемым, как квадрат отношения тепловой энергии  $k_B T_c$  к энергии конденсации в когерентном объеме:

$$G_i = (k_B T_c / H_c^2(0) \xi_{ab}^2 \xi_c)^2 / 2 \quad (2.1)$$

где  $H_c(0) = \phi_0 2^{3/2} \pi \lambda_0 \xi_{ab}$  термодинамическое критическое поле,  $\phi_0$  – квант магнитного потока,  $\lambda_0$  – лондоновская глубина проникновения,  $\xi_{ab}$  и  $\xi_c$  – длины когерентности в направлениях вдоль плоскостей  $\text{CuO}_2$  и перпендикулярно к ним, соответственно. Сопоставление величины параметра Гинзбурга для купратных и обычных низкотемпературных сверхпроводников

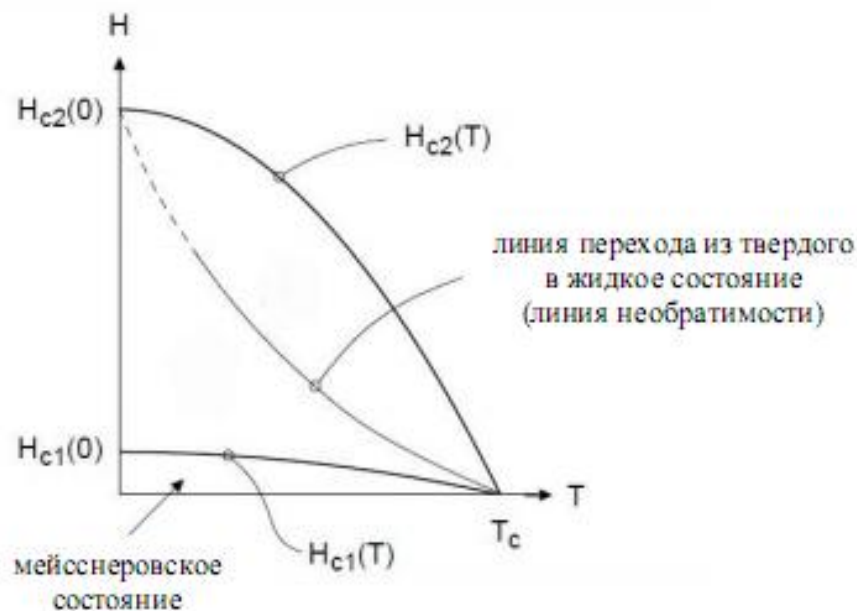
показывает, что в случае купратов величина  $G_i$  на 5-6 порядков больше. Отсюда следует, что термические флуктуации в купратных ВТСП материалах играют гораздо более существенную роль по сравнению с обычными низкотемпературными сверхпроводниками. Данное обстоятельство в сочетании со слоистой кристаллической структурой и высокой анизотропией купратных ВТСП приводит к тому, что конфигурация вихревой системы в этих соединениях, схематически показанная на рис. 2.2, значительно отличается от традиционной картины, наблюдавшейся ранее в низкотемпературных сверхпроводниках II-рода.



**Рис. 2.2.** Схематическое изображение вихрей в слоистых сверхпроводниках в перпендикулярной и наклонной ориентациях магнитного поля (верхняя левая и правая панель соответственно). Двумерные плоские вихри в слоях  $\text{CuO}_2$  связаны с джозефсоновскими вихрями, как показано на рисунке. На нижней левой панели показано увеличенное изображение изгиба, образованного двумя джозефсоновскими вихрями и одним панкэйком при пересечении плоскости  $\text{CuO}_2$ . На нижней правой панели показано распределение тока вокруг одиночного джозефсоновского вихря.

В традиционных сверхпроводниках абрикосовский вихрь непрерывен вдоль направления магнитного поля. В то же время в купратах в магнитных полях  $\parallel c$  вихрь представляет собой стопку плоских двумерных вихрей-панкэйков (pancakes), которые локализованы в сверхпроводящих слоях  $\text{CuO}_2$  и связаны между собой либо слабым магнитным взаимодействием [2.2,2.3], либо джозефсоновскими вихрями, расположенными между слоями [2.4]. Следствием трансформации вихрей Абрикосова в стопки слабосвязанных двумерных вихрей может быть проявление свойств, типичных для двумерных систем. Как показывают теоретические расчеты [2.3], квазидвумерное поведение вихревой системы в купратных ВТСП может быть достигнуто при величине перпендикулярного сверхпроводящим слоям магнитного поля  $B_{2D} \sim (\phi_0/\gamma d)^2$ , когда взаимодействие между плоскими вихрями в слоях превышает их взаимодействие в направлении оси  $c$ .

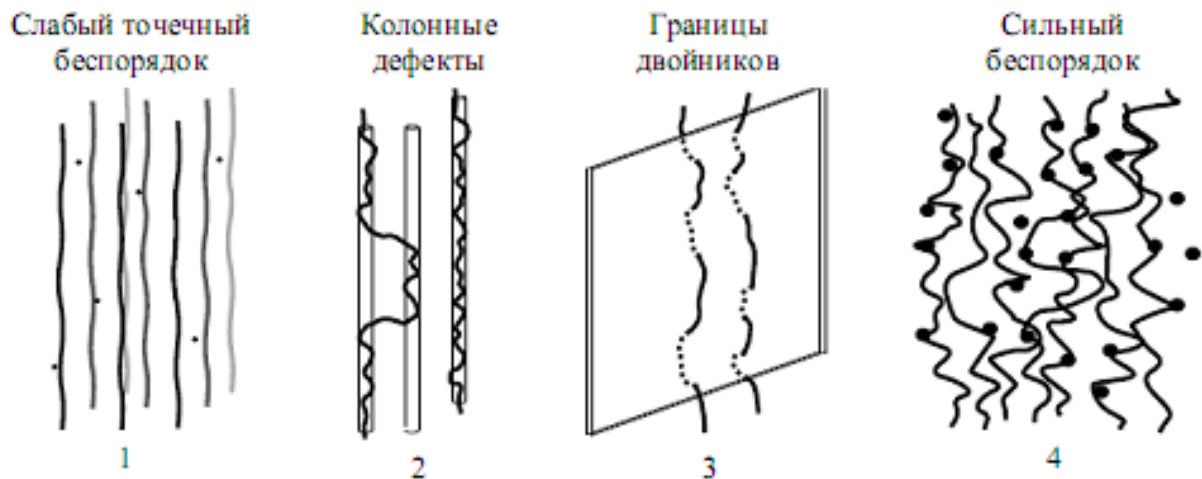
Особенности вихревой системы в купратах находят свое отражение в магнитной фазовой диаграмме,  $H(T)$ , схематически показанной на рис. 2.3.



**Рис. 2.3.** Фазовая диаграмма купратных ВТСП в смешанном состоянии. Линия необратимости, которая лежит существенно ниже линии  $H_{c2}(T)$ , отделяет диссипативное жидкое вихревое состояние от твердого вихревого состояния, характеризующегося ненулевым критическим током.

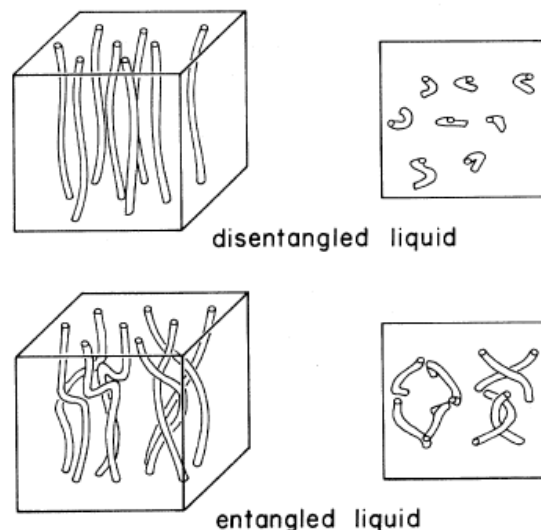
Существенным отличием диаграммы  $H(T)$  купратных ВТСП от низкотемпературных сверхпроводников II рода является расположение линии необратимости,  $H_{irr}(T)$ , значительно ниже верхнего критического поля,  $H_{c2}(T)$ . Линия  $H_{irr}(T)$  на диаграмме  $H(T)$ , как правило, соответствует фазовому переходу – плавлению вихревой системы (когерентной вихревой решетки при температуре  $T_m$  или неупорядоченного вихревого стекла при температуре  $T_g$ , в зависимости от плотности центров пиннинга в образце). Вихревая система в твердом состоянии ниже линии необратимости закреплена на центрах пиннинга, при этом плотность критического тока отлична от нуля. В жидком состоянии в магнитном поле  $\mathbf{B}$  движение вихрей Абрикосова под действием силы Лоренца,  $\mathbf{F}_L = \mathbf{j} \times \mathbf{B}$ , со стороны приложенного транспортного тока,  $\mathbf{j}$ , приводит к диссипации, и, соответственно, плотность критического тока равна нулю.

В твердом вихревом состоянии в зависимости от типа и количества дефектов в образцах возможно несколько различных геометрий ансамбля вихрей, схематически показанных на рис.2.4.



**Рис. 2.4.** Примеры конфигураций вихревой системы в твердом состоянии в слоистых купратных сверхпроводниках. **1:** Квази-упорядоченная решетка в случае слабого точечного беспорядка; **2 и 3'**: Локализованные вдоль протяженных вдоль оси  $c$  колонных дефектов или границ двойников вихри; **4:** Полностью разупорядоченное вихревое стекло в случае сильного точечного беспорядка.

Согласно Блаттеру и др. [2.2], выше точки плавления в жидком состоянии ансамбль вихрей может находиться в двух различных конфигурациях, представленных на рис.2.5. Показанная на нижней панели фаза перепутанных (entangle) вихрей характеризуется возможностью возникновения вследствие термических флуктуаций произвольно больших поперечных петель (см. правую нижнюю панель рис.2.5). Под действием транспортного тока, направленного вдоль оси  $c$ , эти петли могут перемещаться, диссипируя энергию. При этом линейное по току сопротивление  $\rho_c(j_c \rightarrow 0) \neq 0$ . В случае квази-прямых вихрей (верхняя панель рис.2.5) образование петель требует дополнительной энергии, и  $\rho_c(j_c \rightarrow 0) = 0$ .



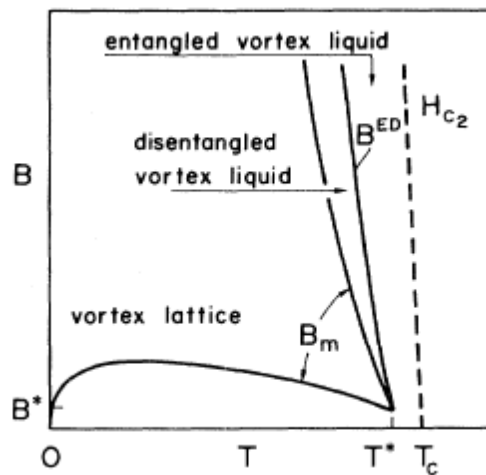
**Рис. 2.5.** Две различных равновесных вихревых фазы в жидком вихревом состоянии купратных ВТСП. Верхняя панель: ансамбль квази-прямых вихрей. Нижняя панель: перепутанное состояние вихрей. На панелях справа показан вид сверху (из работы [2.2]).

В соответствии с точкой зрения Блаттера и др. [2.2] с повышением температуры плавление вихревой решетки может происходить в два этапа. Вначале происходит переход в жидкое вихревое состояние квази-прямых вихрей с потерей только их поперечной когерентности и сохранением нулевого сопротивления вдоль направления приложенного магнитного поля.

На втором этапе с увеличением флуктуаций происходит переход в диссипативную во всех направлениях фазу перепутанных вихрей, когда корреляция в их движении полностью отсутствует. Интервал магнитных полей, в котором существует жидкая фаза квази-прямых вихрей, описывается следующим выражением:

$$B_m(T) < B < 1/\alpha_c^* \times (1/3c_L)^4 \times B_m(T) \quad (2.2),$$

где  $\alpha_c^*$ - константа порядка 1 и  $c_L$ - число Линдемана. Результирующая фазовая диаграмма, где область жидкого вихревого состояния разделена на две фазы линией  $B^{ED}(T)$ , показана на рис.2.6



**Рис. 2.6.** Равновесная фазовая диаграмма вихревой системы, где присутствует промежуточная фаза квази-прямых вихрей. С уменьшением температуры сначала пересекается линия кроссовера  $H_{c2}(T)$  (жидкая вихревая фаза перепутанных вихрей имеет ту же самую симметрию, что и металлическая фаза в нормальном состоянии). Затем пересекается линия первого фазового перехода  $B^{ED}(T)$  в жидкую фазу квази-прямых вихрей, в которой сопротивление вдоль направления приложенного магнитного поля равно нулю. При втором фазовом переходе на линии  $B_m(T)$  вихревая жидкость замерзает в твердое состояние, характеризующееся наличием поперечного дальнего порядка (из работы [2.2]).



В альтернативном сценарии, также рассмотренном Блаттером и др. [2.2], плавление вихревой решетки является единственным фазовым переходом. В этом случае должен наблюдаться кроссовер из состояния квази-прямых вихрей в состояние перепутанных вихрей в образце конечной толщины, когда длина изгиба вихрей становится сопоставимой с толщиной образца.

Наряду с различными методами исследования свойств вихревой системы и ее плавления, включая магнитные, магнитомеханические, тепловые, визуализационные, нейтроно-графические и др. измерения, важную роль играют также транспортные измерения. Несмотря на то, что электросопротивление не является равновесным термодинамическим свойством, исследование отклика напряжения в зависимости от таких внешних параметров, как температура, магнитное поле, транспортный ток обладает существенным преимуществом, поскольку позволяет напрямую детектировать генерируемое при движении магнитных вихрей электрическое поле  $\mathbf{E} = -\mathbf{v} \times \mathbf{B}$ , где  $\mathbf{v}$  - скорость движения вихрей.

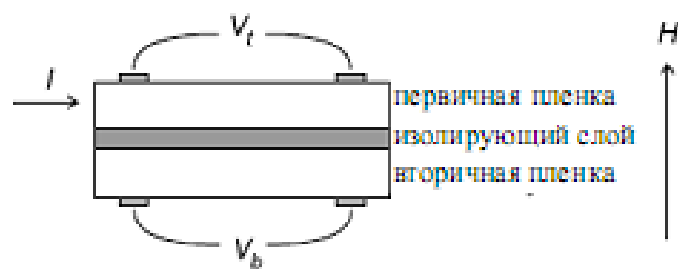
Одной из разновидностей транспортных измерений являются эксперименты в мульти-контактной конфигурации, когда через образец пропускается транспортный ток с неоднородным распределением по сечению образца, а отклик напряжения регистрируется с нескольких пар потенциальных контактов, расположенных в разных областях образца, что дает возможность определить корреляцию движения вихрей в этих областях. Кроме того, как будет видно из дальнейшего изложения, такие эксперименты позволяют судить о том, локальной или нелокальной электродинамикой описывается жидкое вихревое состояние в купратных ВТСП, а также определить анизотропию исследуемых образцов.

В разделе 2.2 данной главы мы рассмотрим результаты наших экспериментов в контактной конфигурации псевдо-трансформатора Живера по исследованию корреляции вихрей вдоль направления магнитного поля в

жидкой вихревой фазе оптимально допированных кристаллов  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  [A7-A12]. В разделе 2.3 представлены результаты, касающиеся применимости локальной электродинамики к описанию жидкого вихревого состояния в кристаллах  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  и  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$  [A10,A13-A15]. Затем в разделе 2.4 рассмотрены результаты исследования поперечной корреляции вихрей в кристаллах  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$  в геометрии диска Корбино [A16,A17].

## 2.2. Исследование продольной корреляции вихрей в жидком вихревом состоянии кристаллов $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ .

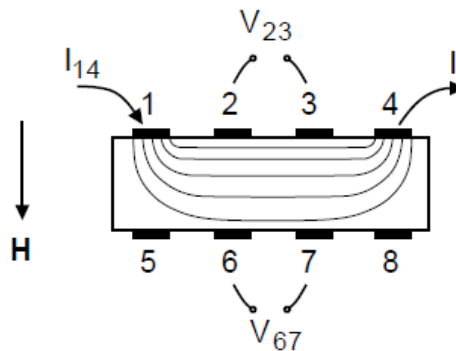
Среди различных мульти-контактных конфигураций, применявшихся для исследования продольной корреляции движения вихрей наиболее часто используется геометрия псевдо-трансформатора магнитного потока. Оригинальная версия трансформатора потока, показанная на рис.2.7, была предложена Живером [2.6] для исследования поведения вихрей в двух сверхпроводящих пленках, разделенных тонким изолирующим слоем, в магнитном поле, перпендикулярном поверхности пленок.



**Рис. 2.7.** Геометрия трансформатора потока Живера.

Прикладывая транспортный ток при температуре ниже  $T_c$  только к первичной пленке, Живер обнаружил и в первичной, и во вторичной пленке напряжение, индуцированное движением вихрей, которые пронизывают обе

пленки. Спустя примерно 25 лет оригинальная идея Живера была применена независимо Бушем и др. [2.7] и Сафаром и др. [2.8] для исследования корреляции движения вихрей в купратном ВТСП  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$  (см. рис. 2.8). Роль тонкой изолирующей пленки, использовавшейся в эксперименте Живера, в псевдо-трансформаторе потока играет естественная слоистая структура купратных ВТСП.



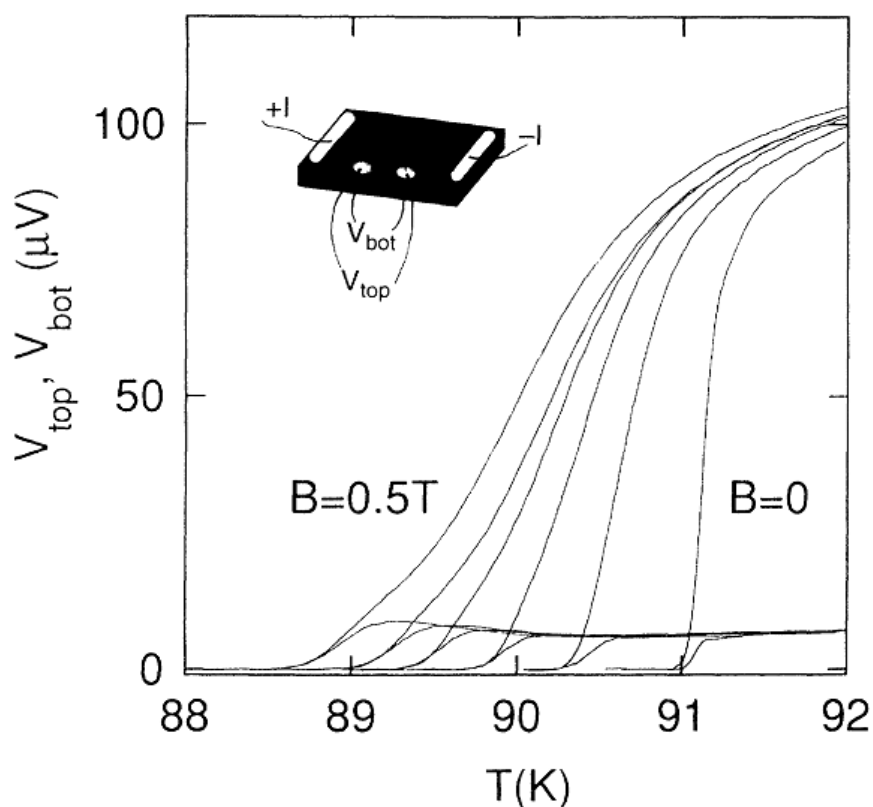
**Рис. 2.8.** Конфигурация псевдо-трансформатора потока. Транспортный ток вводится в образец через контакты 1-4, при этом измеряются напряжения  $V_{23}$  и  $V_{67}$  на контактах 2-3 и 6-7 на верхней и нижней поверхностях образца соответственно.

В нормальном состоянии распределение тока в образце и, соответственно, отношение напряжений  $V_{67}/V_{23}$  определяется только анизотропией сопротивления образца, его размерами и геометрией контактов (размеры контактов и расстояние между ними). Ниже  $T_c$ , в смешанном состоянии, ситуация обстоит иначе. Рассмотрим два предельных случая. В случае, когда двумерные вихри связаны в стопки, их коррелированное движение под действием транспортного тока должно генерировать одинаковое напряжение на обеих плоскостях образца с отношением  $V_{67}/V_{23}$  в точности равным 1.

В противоположной ситуации, когда панкэйки в различных слоях не взаимодействуют друг с другом, и корреляция в их движении полностью

отсутствует, должна наблюдаться диссипация во всех направлениях, а отношение напряжений  $V_{67}/V_{23}$  быть близко к величине в нормальном состоянии.

Начнем представление наших данных по исследованию продольной корреляции движения вихрей с данными, полученными на оптимально легированных кислородом кристаллах  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  с размерами  $1 \div 2$  мм в плоскости и толщинами в интервале  $0.05 \div 0.3$  мм, которые содержат границы двойников и, следовательно, некоторое количество дефектов. На рис. 2.9 показаны измеренные в магнитных полях до  $0.5\text{Т}$  //  $c$  температурные зависимости напряжений  $V_{top} \equiv V_{23}$   $V_{bot} \equiv V_{67}$  на верхней и нижней гранях кристалла, соответственно.

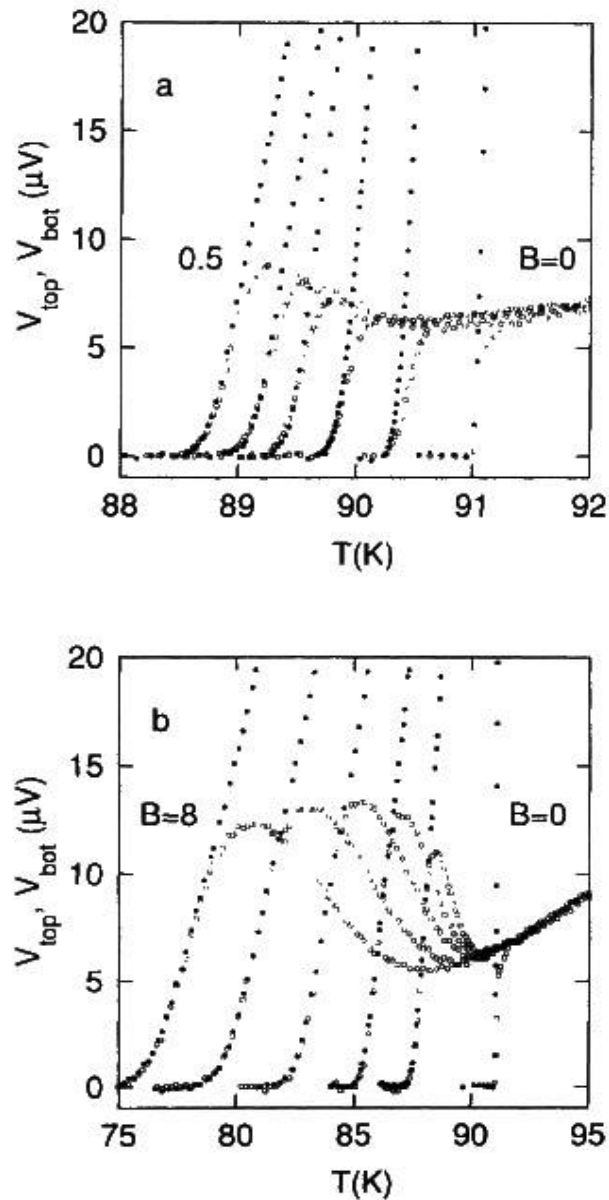


**Рис. 2.9.** Температурная зависимость падения напряжения на верхней и нижней поверхностях кристалла  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  в магнитных полях 0, 0.1, 0.2, 0.3, 0.4 и 0.5Т (справа налево). На вставке показана геометрия контактов. Магнитное поле приложено //  $c$ .

Транспортный ток приложен к контактам, расположенным на верхней плоскости кристалла, как показано на рис.2.9 (это соответствует контактам 1-4 на рис.2.8). Отметим, что в нормальном состоянии  $V_{bot}$  примерно в 15 раз меньше по сравнению с  $V_{top}$ , что является следствием анизотропии сопротивления кристалла, его размеров и геометрии контактов. Как показали измерения на других образцах, с уменьшением толщины кристаллов разница  $V_{top}$  и  $V_{bot}$  в нормальном состоянии уменьшается.

С увеличением магнитного поля разница между напряжениями  $V_{top}$  и  $V_{bot}$  в самом начале сверхпроводящего перехода, где появляется измеримое напряжение, становится меньше. Для большей наглядности обнаруженного нами поведения  $V_{top}$  и  $V_{bot}$  на рис.2.10 мы приводим данные с увеличенным масштабом по оси «Y», показывая только начало резистивных сверхпроводящих переходов. В нулевом поле и поле  $B=0.1\text{Т}$   $V_{top}$  превышает  $V_{bot}$  при всех температурах, приведенных на рисунке. При дальнейшем увеличении магнитного поля с момента появления измеримого сигнала и до температуры, когда величины сигналов составляют примерно 10% от величины  $V_{top}$  в нормальном состоянии, в пределах инструментального разрешения нашего эксперимента  $V_{top}=V_{bot}$ . С увеличением температуры разница между  $V_{top}$  и  $V_{bot}$  начинает быстро увеличиваться. Аналогичное поведение было обнаружено нами на всех исследованных кристаллах  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  с разными толщинами.

Отметим, что подобные результаты для  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  были получены Сафаром и др. [2.9], тогда как в первых экспериментах в геометрии псевдотрансформатора потока на кристаллах  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$  с большей анизотропией было обнаружено, что во всем исследованном диапазоне магнитных полей и температур  $V_{top}$  превышает  $V_{bot}$  [2.7,2.8].

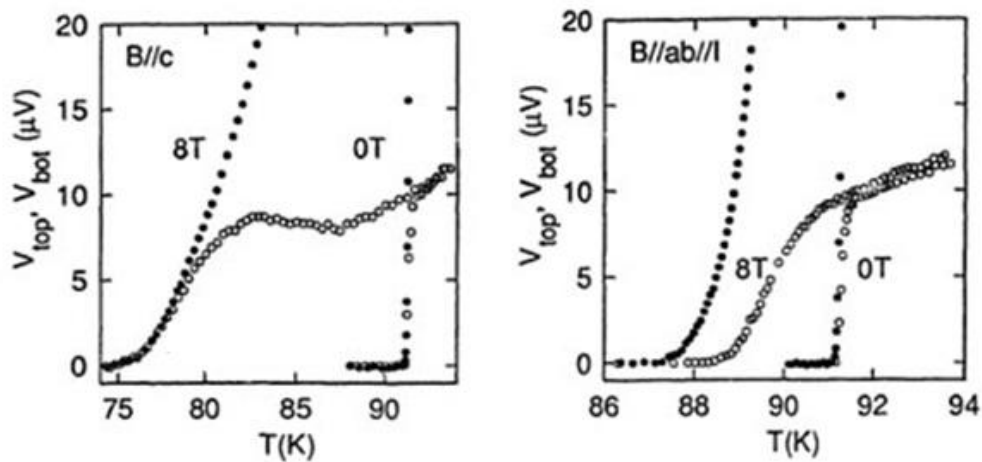


**Рис. 2.10.** Резистивные переходы с увеличенным разрешением по напряжению. Сплошными кружками показано  $V_{top}$ , контурными -  $V_{bot}$ . На верхней панели для кривых справа налево магнитное поле составляет 0, 0.1, 0.2, 0.3, 0.4 и 0.5Т. На нижней панели кривые слева направо соответствуют магнитному полю 8, 6, 4, 2, 1 и 0Т. Магнитное поле приложено  $//c$ .

Качественно, физическая картина нашего наблюдения выглядит следующим образом. Вблизи начала резистивного перехода в полях  $B > 0.1$ Т вихри, двигаясь под действием силы Лоренца и сохраняя корреляцию вдоль толщины образца, генерируют одинаковое в пределах точности нашей измерительной аппаратуры напряжение на верхней и нижней поверхности

кристалла  $V_{top}=V_{bot}$ . При этом наблюдаемый на температурной зависимости  $V_{bot}$  максимум, является прямым следствием такого коррелированного движения вихрей. С повышением температуры вследствие растущих термических флуктуаций, вихри начинают распадаться на более короткие стопки панкэйков и  $V_{top}$  превышает  $V_{bot}$ .

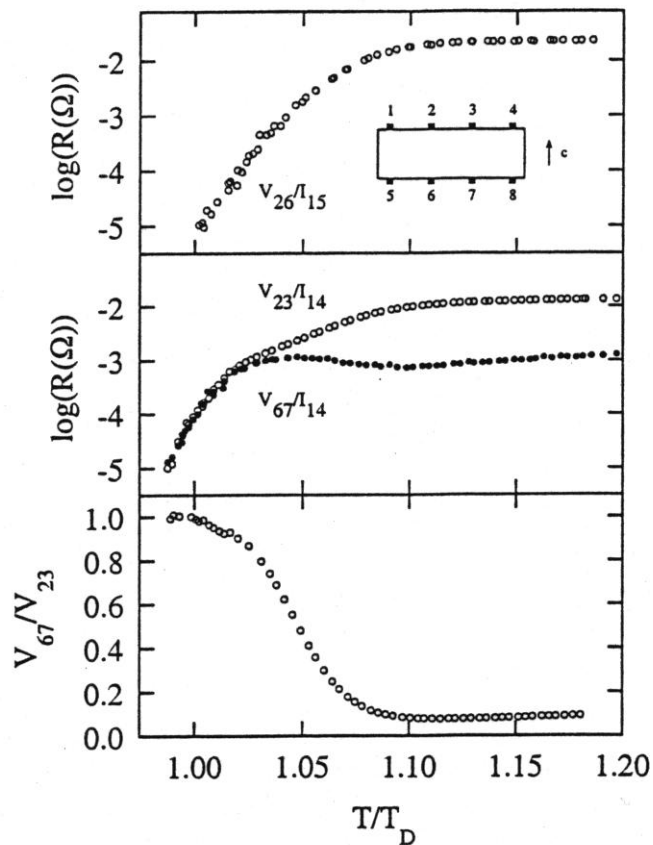
На рис.2.11 показаны температурные зависимости напряжений на двух поверхностях кристалла в нулевом поле и поле 8Т в двух ориентациях магнитного поля относительно образца ( $B//c\perp I$  и  $B//ab//I$ ). Из рис.2.11 отчетливо видно, что в бессиловой конфигурации  $B//ab//I$ , когда сила Лоренца равна нулю, в нижней части резистивного перехода  $V_{top}>V_{bot}$  в противоположность геометрии  $B//c\perp I$ , где при  $B=8Т$  коррелированные вдоль оси  $c$  вихри, двигаясь под действием силы Лоренца, генерируют одинаковое напряжение на обеих поверхностях кристалла  $V_{top}=V_{bot}$ .



**Рис. 2.11.** Температурная зависимость напряжения на верхней и нижней гранях образца в нулевом магнитном поле и поле 8Т при двух ориентациях магнитного поля относительно транспортного тока через образец, как указано на рисунке. Сплошными кружками показано  $V_{top}$ , контурными -  $V_{bot}$ .

Ключевым моментом для понимания динамики жидкого вихревого состояния является сопоставление измеренных в одном эксперименте напряжений  $V_{23}(T)$  и  $V_{67}(T)$  на верхней и нижней плоскостях кристалла с током между контактами 1-4 и поведения сопротивления образца вдоль оси  $c$

в зависимости от температуры. Результаты такого эксперимента показаны на рис. 2.12. На верхней панели этого рисунка приведена температурная зависимость напряжения  $V_{26}$  с током, приложенным между контактами 1-5. Отметим, что несмотря на неоднородное при температурах выше  $T_D$  распределение тока по сечению образца, температурная зависимость сигнала  $V_{26}/I_{15}$  соответствует зависимости  $R_c(T)$  с квази-однородным распределением транспортного тока //с, что подтверждается нашими дополнительными измерениями [A10]. Температурные зависимости напряжений  $V_{26}$  и  $V_{23}$  с током  $I_{14}$  и их отношение  $V_{67}/V_{23}$  представлены на средней и нижней панели рис.2.12.



**Рис. 2.12.** Верхняя панель: нумерация контактов и температурная зависимость падения напряжения на контактах 2-6 с током, приложенным через контакты 1-5. Средняя панель: Температурная зависимость падения напряжения на контактах 2-3 и 6-7 с током между контактами 1-4. Нижняя панель: температурная зависимость отношения напряжений  $V_{67}/V_{23}$  с током между контактами 1-4. Магнитное поле  $B=4T$  приложено вдоль оси  $c$  кристалла  $YBa_2Cu_3O_{7.8}$  с  $T_D(4T)=83.8K$ .



Из рис.2.12 отчетливо видно, что с понижением температуры сопротивление вдоль оси  $c$  становится меньше экспериментального разрешения при температуре  $T_D$ . Одновременно, при этой же температуре, напряжения  $V_{23}$  и  $V_{67}$  становятся неотличимыми по величине  $V_{67}/V_{23} \approx 1$ . Таким образом, в некотором температурном диапазоне ниже  $T_D$  и выше точки плавления вихри сохраняют корреляцию скоростей вдоль всей толщины образца. При этом движение вихрей сопровождается диссипацией в направлении, параллельном плоскостям  $ab$ , тогда как сопротивление вдоль оси  $c$  в пределах точности нашей измерительной аппаратуры остается равным нулю.

С повышением температуры выше  $T_D$  коррелированные вдоль направления поля стопки вихрей распадаются на все более короткие сегменты, что приводит к появлению параллельной плоскостям  $ab$  компоненты магнитного поля. При этом распределение тока по сечению образца становится неоднородным, и его компонента, параллельная оси  $c$ , создаёт силу Лоренца на параллельные плоскостям  $ab$  компоненты вихрей ( $\mathbf{I} \times \mathbf{B}$ ). В результате движущиеся со скоростью  $\mathbf{v}$  вдоль плоскостей  $ab$  сегменты вихрей генерируют электрическое поле  $\mathbf{E} = -\mathbf{v} \times \mathbf{B}$ , направленное  $\parallel c$ .

Отметим, что данный результат получен для образцов, содержащих большое количество коррелированных дефектов в виде границ двойников, которые пронизывают всю толщину кристалла и, тем самым, могут способствовать коррелированному движению 2D-вихрей. В частности, в работе [2.10] было показано, что введение колонных дефектов путем облучения быстрыми ионами в кристаллы  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ , в отличие от экспериментов на кристаллах без коррелированных дефектов [2.7,2.8], приводит к появлению на фазовой диаграмме области выше линии плавления, где вихри сохраняют продольную когерентность, и  $V_{top} = V_{bot}$ .

В кристаллах  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ , не содержащих границ двойников, в отличие от кристаллов  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ , содержащих такие границы, при температурах ниже  $T_m$  образуется когерентная вихревая решетка, плавление которой при  $T_m$  сопровождается скачком сопротивления.<sup>1</sup> По результатам первых экспериментов на «чистых» кристаллах в конфигурации псевдо-трансформатора потока сообщалось, что продольная корреляция вихрей теряется сразу же после плавления вихревой решетки и соответствующего скачка сопротивления при температуре  $T_m$  [2.11,2.12].

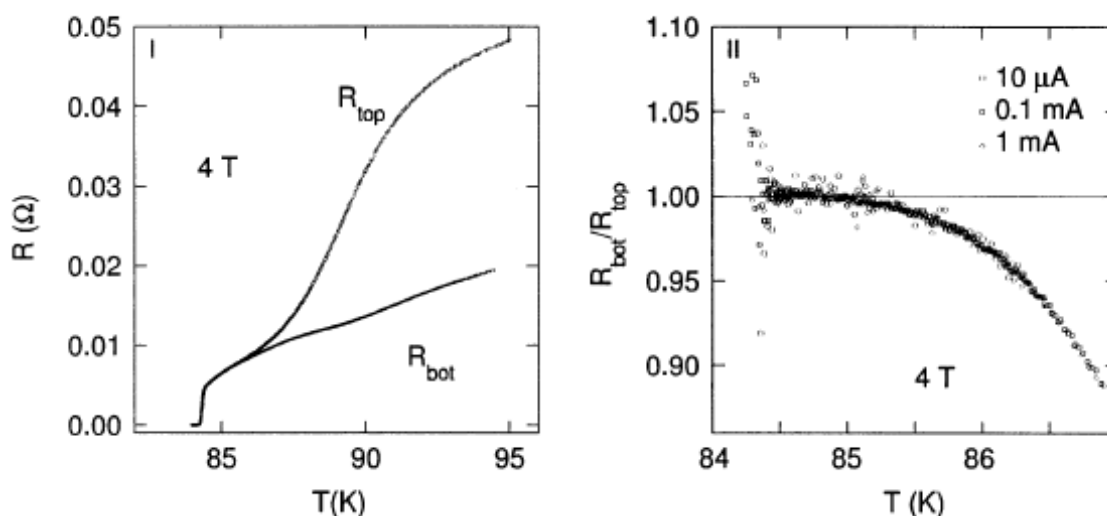
Однако, последующие детальные исследования на кристаллах, не содержащих границ двойников, показали, что, подобно описанным выше результатам для кристаллов с границами двойников, продольная корреляция вихрей сохраняется  $\sim 1$  до температур, превышающих  $T_m$  [2.13, A11]. Это наблюдение иллюстрирует рис.2.13, где показан резистивный переход «чистого» кристалла  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ , который был измерен на верхней и нижней поверхностях образца ( $R_{top} = V_{23}/I_{14}$  и  $R_{bot} = V_{67}/I_{14}$ ), а также соответствующее отношение сопротивлений  $R_{bot}/R_{top}$ .

Все измерения на рис.2.13 проводились в режиме линейного отклика по напряжению. Отношение сопротивлений  $R_{bot}/R_{top}$ , показанное на правой панели рис.2.13 не зависит от величины приложенного транспортного тока в диапазоне  $0.01 \div 1$  мА. В некотором температурном интервале порядка 1К выше  $T_m = 84.3\text{K}$  отношение  $R_{bot}/R_{top}$ , в пределах экспериментального разрешения по напряжению равно единице. Более того, при дальнейшем

---

<sup>1</sup>Отметим, что отсутствие границ двойников не является обязательным условием для образования когерентной вихревой решетки в кристаллах  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  при температурах ниже  $T_m$ . В частности, наши эксперименты показали, что скачок сопротивления, сопровождающий плавление вихревой решетки, может наблюдаться и в содержащих границы двойников кристаллах  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ , выращенных из особо чистых порошков в коррозионно-стойких тиглях  $\text{BaZrO}_3$  [A12].

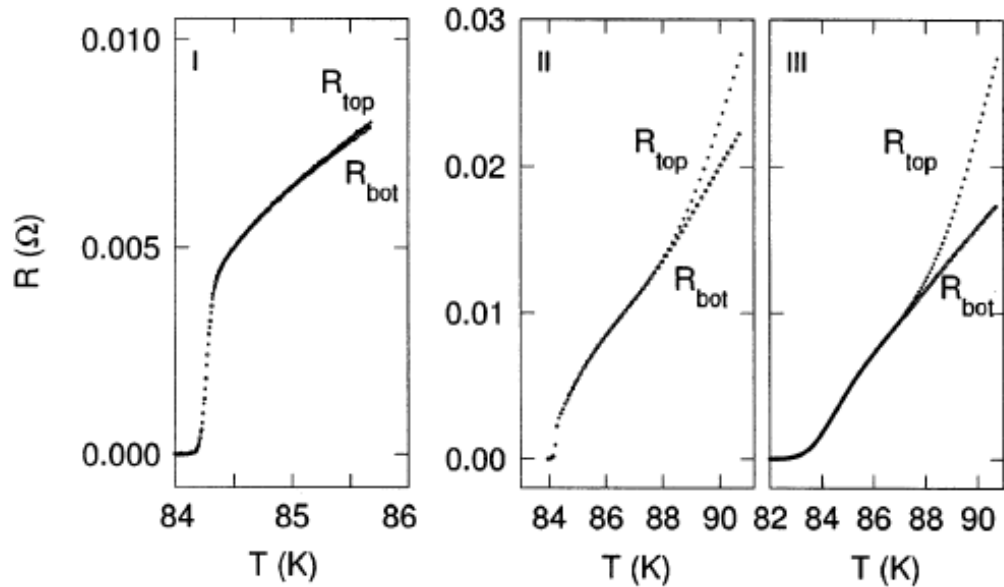
увеличении температуры это отношение плавно уменьшается, не проявляя каких-либо особенностей.



**Рис. 2.13.** Левая панель: резистивный сверхпроводящий переход кристалла  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ , не содержащего границы двойников, в магнитном поле  $B=4\text{T}$ , приложенном параллельно оси  $c$ . Ток в образец вводится через верхнюю грань  $ab$ . Сопротивление  $R_{top}$  и  $R_{bot}$  измерялось на верхней и нижней гранях кристалла, соответственно. Правая панель: отношение сопротивлений  $R_{bot}/R_{top}$ , при трех значениях приложенного транспортного тока.

Это наблюдение предполагает отсутствие второго, помимо плавления вихревой решетки, фазового перехода и постепенное уменьшение длины корреляции стопок панкэйков по сравнению с толщиной образца. Заметим также, что ниже температуры  $T_m$  сигналы  $R_{top}$  и  $R_{bot}$  быстро уменьшаются до нуля, вследствие чего разброс данных для отношения  $R_{bot}/R_{top} \approx 1$  на правой панели рис.2.13 сильно возрастает.

Рассмотрим далее влияние точечных, некоррелированных вдоль оси  $c$  дефектов на корреляцию движения вихрей в жидком вихревом состоянии. Несколько типов различных дефектов были введены в образцы  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ , причем концентрация дефектов была не слишком высока, чтобы не подавить полностью скачок сопротивления при плавлении вихревой решетки. Результаты этого эксперимента представлены на рис.2.14.



**Рис. 2.14.** Резистивные сверхпроводящие переходы не содержащих границ двойников кристаллов  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ , с различным содержанием точечных дефектов в магнитном поле  $B=4\text{T}$ , приложенном параллельно оси  $c$ . Ток в образец вводился через верхнюю грань  $ab$ . Сопротивление  $R_{top}$  и  $R_{bot}$  измерялось на верхней и нижней гранях кристаллов, соответственно. Левая панель: кристалл, облученный электронами с энергией  $3\text{MeV}$  и дозой  $5 \times 10^{16} \text{cm}^{-2}$ . Средняя панель: кристалл в повышенном содержании вакансий кислорода, отожженный при повышенной температуре  $450^\circ\text{C}$  по сравнению со стандартно применявшейся температурой отжига  $400^\circ\text{C}$ . Правая панель: кристалл, приготовленный из более грязного порошка  $\text{BaCO}_3$  с чистотой 99% вместо порошка  $\text{BaCO}_3$  с чистотой 99.999%, обычно использовавшегося нами при синтезе.

На левой панели рисунка показан резистивный переход, полученный на свободном от границ двойников кристалле  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ , который был облучен небольшой дозой электронов с энергией  $3 \text{MeV}$ . В результате такой обработки  $T_c$  образца понизилась на  $0.3\text{K}$ , а скачок сопротивления незначительно сместился в сторону низких температур примерно на  $0.05\text{K}$ . При этом отношение сопротивлений  $R_{bot}/R_{top} \approx 1$  так же, как и для «чистого» образца наблюдалось при температурах выше  $T_m$ .

Показанный на средней панели результат был получен на не содержащем границ двойников кристалле  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ , отожженном при температуре  $450^\circ\text{C}$ , что должно было привести к большому дефициту

кислорода и, соответственно, большему количеству дефектов на вакансиях кислорода по сравнению с образцом на рис.2.13, отожженном при температуре 400°C. В этом случае  $T_m$  так же изменилась незначительно, существенно уменьшилась амплитуда скачка сопротивления при  $T_m$ , а интервал температур выше  $T_m$ , где наблюдалось коррелированное вдоль толщины образца движение вихрей, практически не изменился.

Наконец, на правой панели показаны результаты для бездвойникового кристалла  $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ , при синтезе которого использовались менее чистые исходные материалы, в частности  $BaCO_3$  чистоты 99% вместо  $BaCO_3$  с чистотой 99.999%, обычно использовавшегося нами при синтезе кристаллов  $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ . В этом случае скачок сопротивления при температуре  $T_m$ , практически полностью подавлен. При этом температурный интервал выше  $T_m$ , в котором вихри сохраняют корреляцию движения ( $R_{bot}/R_{top} \approx 1$ ), остался примерно таким же, как и в двух предыдущих случаях.

Таким образом, приведенные на рис.2.14 результаты показывают, что обнаруженная в «чистых» образцах сильная корреляция движения вихрей вдоль всей толщины образца в конечном температурном интервале выше  $T_m$ , сохраняется и при введении в образцы небольшого количества точечных дефектов, когда скачок сопротивления при плавлении вихревой системы подавлен не полностью.

Как показывают результаты Лопеса и др. [2.14], при дальнейшем увеличении плотности точечных дефектов за счет облучения протонами с энергией 2.5 МэВ и дозами порядка  $10^{16}$  см<sup>-2</sup> скачок сопротивления при температуре  $T_m(T_g)$  исчезает одновременно с подавлением коррелированного вдоль оси  $c$  движения вихрей.

Подводя итоги данного раздела, отметим, что полученные нами результаты для чистых и содержащих точечные и протяженные дефекты кристаллов  $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$  показывают, что в некотором температурном

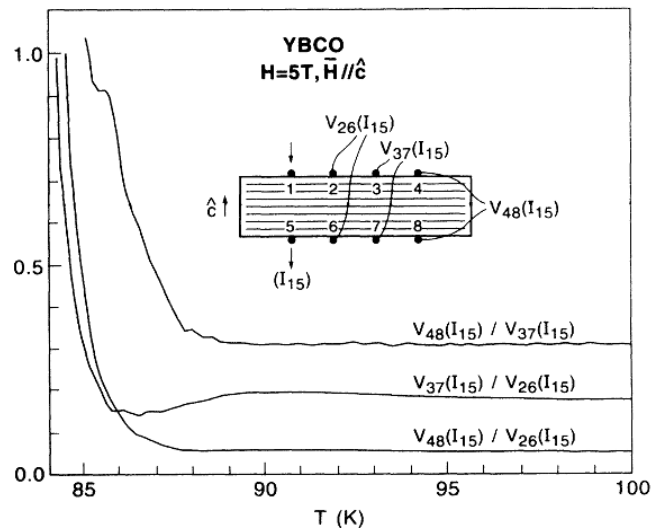
интервале выше точки плавления вихри сохраняют сильную продольную корреляцию на размерах, сопоставимых с толщиной образца, которая в нашем случае достигала 160  $\mu\text{m}$ . При этом для транспортного тока, приложенного вдоль направления магнитного поля, в пределах точности нашего эксперимента диссипация отсутствует ( $\rho_c = 0$ ), тогда как диссипация в направлении вдоль плоскостей кристалла отлична от нуля ( $\rho_{ab} > 0$ ).

### **2.3. Применимость локальной электродинамики к описанию транспортных свойств кристаллов $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ и $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ в жидком вихревом состоянии.**

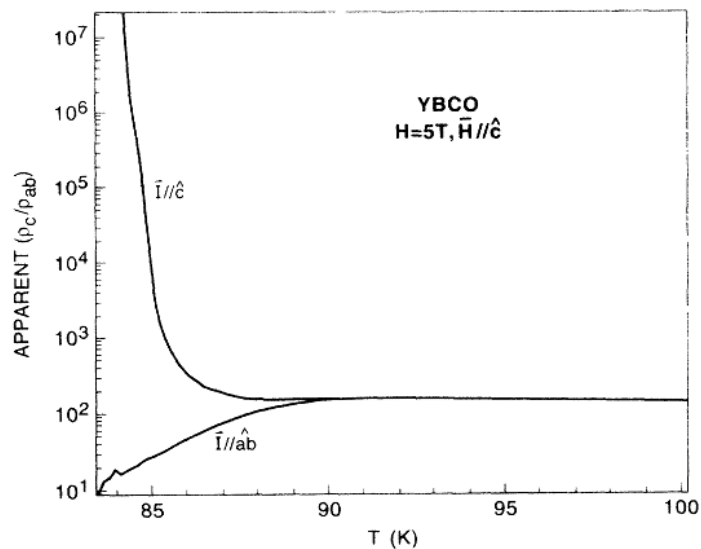
В локальной модели электрическое поле в какой-либо точке проводника, несущего транспортный ток, определяется локальной величиной тока в той же самой точке, тогда как нелокальная электродинамика предполагает, что электрическое поле ток в точке  $r$  связано не только с током в точке  $r$ , но и в удаленных точках  $r' \neq r$ . Вопрос о том, в рамках локальной или нелокальной электродинамики могут быть описаны транспортные свойства ансамбля вихрей в жидком вихревом состоянии, сохраняющих продольную корреляцию сразу выше точки плавления, стал предметом широкого обсуждения сразу же после опубликования результатов первого эксперимента с использованием контактной конфигурации псевдо-трансформатора Живера на кристаллах  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  [2.9].

Рассмотрим этот эксперимент чуть более подробно. В работе [2.9] измерялись температурные зависимости отношения напряжений  $V_{67}/V_{23}$  с током  $I_{14}$ , а также отношения напряжений  $V_{37}/V_{26}(T)$ ,  $V_{48}/V_{26}(T)$  и  $V_{37}/V_{48}(T)$  с током  $I_{15}$  (нумерация контактов показана на рис.2.14). Полученные Сафаром и др. результаты в геометрии с током  $I_{14}$  качественно совпадают с нашим результатом, показанным на нижней панели рис.2.12, где с

приближением к  $T_D$  отношение напряжений  $V_{67}/V_{23} \rightarrow 1$ . Данные для отношений напряжений  $V_{37}/V_{26}(T)$ ,  $V_{48}/V_{26}(T)$  и  $V_{37}/V_{48}(T)$  из работы [2.9] показаны на рис.2.15, где с понижением температуры в отличие от наших результатов все три отношения напряжений растут с бесконечной производной.



**Рис. 2.15.** Температурные зависимости отношений напряжений  $V_{37}(I_{15})/V_{26}(I_{15})$ ,  $V_{48}(I_{15})/V_{26}(I_{15})$  и  $V_{37}(I_{15})/V_{48}(I_{15})$ , приведенные в работе [2.9].



**Рис. 2.16.** Отношение сопротивлений  $\rho_c/\rho_{ab}$ , полученное из двух независимых экспериментов с током  $I_{14}$  и током  $I_{15}$  (из работы [2.9]).

Далее Сафаром и др. в рамках локальной модели Монтгомери [2.15] было вычислено показанное на рис.2.16 отношение сопротивлений  $\rho_c/\rho_{ab}$  для двух независимых экспериментов с током, приложенным преимущественно параллельно плоскостям  $ab$  ( $I_{14}$ ), и с током, приложенным вдоль оси  $c$  ( $I_{15}$ ). На основе результата, показанного на рис.2.16, где отношение сопротивлений  $\rho_c/\rho_{ab}$ , полученное из двух независимых экспериментов, совпадает в нормальном состоянии и различается на несколько порядков в смешанном состоянии, Сафаром и др. был сделан вывод о неприменимости локальной электродинамики для описания свойств жидкого вихревого состояния. В предложенной авторами [2.9] качественной модели транспортный ток, приложенный между контактами 1-4, протекает вблизи поверхности кристалла, не достигая нижней поверхности кристалла. При этом сохраняющие корреляцию вдоль толщины кристалла вихри, двигаясь под действием силы Лоренца со стороны транспортного тока, генерируют нелокальное напряжение на нижней поверхности кристалла. Отметим, что результаты работы [2.9] были теоретически обоснованы в предложенной Хьюзом и Маджумдаром гидродинамической модели нелокального сопротивления в жидком вихревом состоянии, в которой корреляция движения вихрей на верхней и нижней поверхности кристалла достигается за счет внутренней вязкости вихревой жидкости [2.16].

Результаты наших экспериментов, проведенных в геометрии контактов, аналогичной показанной на вставке на рис.2.15, существенно отличаются от представленных на рис.2.15 и рис.2.16 результатов эксперимента Сафара и др. [2.9], что дает нам возможность утверждать о применимости локальной электродинамики в жидком вихревом состоянии оптимально легированных кислородом кристаллов  $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ .

Рассмотрим более подробно результаты нашего эксперимента, представленные на рис.2.17. Исследовались два содержащих границы

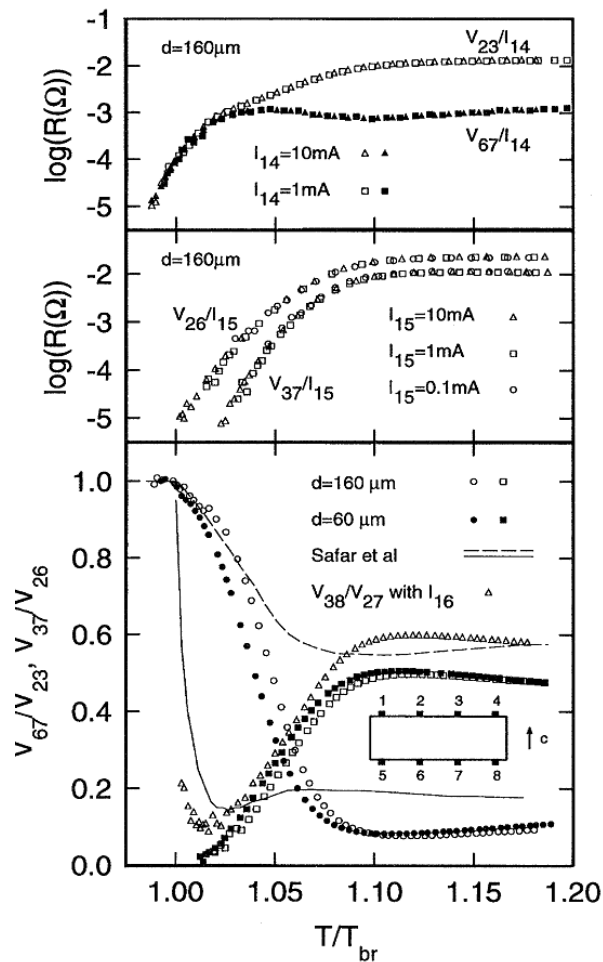


двойников кристалла  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  с размерами  $\sim 1.40 \times 0.35 \times 0.16 \text{ мм}^3$  и  $\sim 0.70 \times 0.25 \times 0.06 \text{ мм}^3$ . Магнитное поле 4Т было направлено параллельно оси  $c$ . Относительно большой по величине измерительный ток до 10 мА был выбран для лучшего разрешения по напряжению. Из верхней панели рис.2.17 видно, что величина тока до 10 мА находится в пределах линейного омического отклика по напряжению.

Как видно из рис.2.17 для каждого из двух исследованных образцов отношение напряжений  $V_{67}(I_{14})/V_{23}(I_{14})$  демонстрирует качественно точно такое же поведение, как и в эксперименте Сафара и др. [2.9]. При приближении температуры к  $T_{br} \equiv T_D$  сопротивление вдоль оси  $c$ ,  $\rho_c \rightarrow 0$ , распределение тока по толщине образца становится все более однородным, и отношение напряжений  $V_{67}(I_{14})/V_{23}(I_{14})$  стремится к 1. Однако, наши результаты для отношения напряжений  $V_{37}(I_{15})/V_{26}(I_{15})$  кардинально отличаются от результатов работы [2.9], показанных на рис.2.15. Наши результаты находят качественное объяснение в рамках локальной электродинамики: когда  $T \rightarrow T_{br}$ , сопротивление  $\rho_c$  стремится к нулю, ток  $I_{15}$  течет все ближе к контактам 1-5 и напряжение  $V_{37}(I_{15})$  убывает быстрее, чем  $V_{26}(I_{15})$ , а их отношение  $V_{37}(I_{15})/V_{26}(I_{15}) \rightarrow 0$ .

Одной из возможных причин описанной разницы между нашими результатами и результатами Сафара и др. может быть планарная компонента тока и, соответственно, напряжения в эксперименте [2.9] с током, приложенным через контакты 1-5. Такая ситуация вероятна, когда при одновременном напылении четырех контактов через маску, все четыре контакта на одной поверхности оказываются регулярно сдвинутыми вдоль плоскости  $ab$  относительно группы из четырех контактов на другой поверхности. С понижением температуры, при температурах ниже  $T_{br}$ , но выше температуры плавления,  $T_m$ , вихри движутся под действием силы Лоренца, сохраняя корреляцию вдоль оси  $c$ . При этом начинает расти их

поперечная корреляция. В результате планарная компонента тока вблизи контактов 1-5, будет оказывать воздействие и на удаленные части вихревого ансамбля. При  $T \rightarrow T_{br}$ ,  $\rho_c$  стремится к нулю, и остается только планарная компонента напряжения, которая может быть зарегистрирована смещенными в горизонтальной плоскости контактами 2-6, 3-7 и 4-8.



**Рис. 2.17.** Нумерация контактов и отношения напряжений для кристаллов  $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ . Магнитное поле  $B//c=4T$ . На двух верхних панелях показаны сопротивления между контактами 6-7 и 2-3 для тока  $I_{14}$  и между контактами 3-7 и 2-6 для тока  $I_{15}$  в интервале 0.1÷10 мА, покрывающем два порядка величины. На нижней панели кружками показано отношение напряжений  $V_{67}(I_{14})/V_{23}(I_{14})$ , квадратами -  $V_{37}(I_{15})/V_{26}(I_{15})$ ; сплошные символы показывают данные для образца толщиной 60μм, контурные – для образца толщиной 160μм. Результаты Сафара и др. [2.9] при  $B=5T$  для образца толщиной 35μм и  $T_{br} \equiv T_D$  около 84К примерно равной  $T_{br} \equiv T_D$  для наших образцов в поле 4Т. Прерывистой линией показаны результаты для  $V_{67}(I_{14})/V_{23}(I_{14})$ , сплошной линией для  $V_{37}(I_{15})/V_{26}(I_{15})$ . Треугольниками показаны наши результаты для смещенного расположения контактов  $V_{38}(I_{16})/V_{27}(I_{16})$ .

Мы проверили такую возможность, прикладывая транспортный ток  $I_{16}$  и измеряя отношение напряжений  $V_{38}(I_{16})/V_{27}(I_{16})$ . Полученный результат, который представлен на нижней панели рис.2.17, подобен наблюдению Сафара и др. [2.9]. В некотором смысле это нелокальный эффект, поскольку планарное напряжение вследствие движения вихрей вызвано током, приложенным в другой части образца. Однако, такой эффект имеет отличную от интерпретации Сафара и др. природу, где нелокальность появляется вследствие продольной корреляции вихрей.

Некоторая разница в толщинах,  $d$ , наших образцов и образцов, исследовавшихся в работе [2.9] не представляется существенной. Для тока, инжектированного вдоль плоскостей  $ab$  через контакты 1-4, его эффективная глубина проникновения вдоль оси  $c$  равна  $z_{eff} \approx (L/\pi)\sqrt{\rho_{ab}/\rho_c}$  [2.7]. Простая оценка показывает, что  $z_{eff} \sim 100\mu\text{m}$  для  $\rho_{ab}/\rho_c \approx 10$  при  $T=1.01T_{br}$  и длине образца  $L \sim 1\text{mm}$ . С дальнейшим приближением температуры к  $T_{br}$  глубина проникновения тока растет, и распределение тока по сечению образца становится еще более однородным.

При температурах выше  $T_{br}$ , когда  $\rho_c > 0$ , распределение тока,  $I_{14}$ , становится неоднородным. В локальной картине для случая  $R_c \ll R_{ab}$ ,  $\Delta V = V_{23} - V_{67} \sim \rho_c(T)dI$  (при  $T=1.01T_{br}$ ,  $R_c/R_{ab} = (\rho_c/\rho_{ab})(d/L)^2 \approx 0.1$  для  $d=0.1\text{mm}$ ). В результате  $T_{br}$ , определенная с любым критерием по напряжению  $\Delta V(T_{br}) = const$ , уменьшается для более толстого образца или большего тока, что ошибочно может быть интерпретировано, подобно работе [2.9], как индуцированный ток разрыв вихрей или обратная зависимость  $T_{br}$  от толщины.

Сделанный нами вывод о возможности качественного описания жидкого вихревого состояния в кристаллах  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  в рамках локальной электродинамики получил поддержку в ряде экспериментальных и теоретических работ (см. обзоры [2.17,2.18]).

Как уже отмечалось в первом разделе данной главы кристаллы  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  с величиной  $\gamma=7\div 8$  являются наименее анизотропными соединениями среди купратных ВТСП. Представляло интерес изучить возможность применения локальной электродинамики не только к качественному, но и к количественному описанию транспортных свойств материалов с большей анизотропией. С этой целью мы исследовали в мульти-контактной геометрии транспортные свойства легированных примесью железа кристаллов  $\text{YBa}_2(\text{Cu}_{1-x}\text{Fe}_x)_3\text{O}_{7-\delta}$ , свойства которых приведены в таблице 2.1, и, кроме того, кристаллы наиболее анизотропных купратных ВТСП  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ .

Для анизотропных образцов компоненты сопротивления могут быть получены путем решения уравнения Лапласа. В нашем случае для вычисления сопротивлений вдоль плоскостей  $ab$ ,  $\rho_{ab}$ , и вдоль оси  $c$ ,  $\rho_c$ , мы использовали выражения, полученные Бушем и др. [2.7] при решении уравнения

$$\frac{d^2V}{\rho_{ab}dx^2} + \frac{d^2V}{\rho_{ab}dz^2} = 0 \quad (2.3),$$

где координата  $z$  направлена вдоль оси  $x$ . В результате для определения компонент сопротивления мы применили три различных метода:

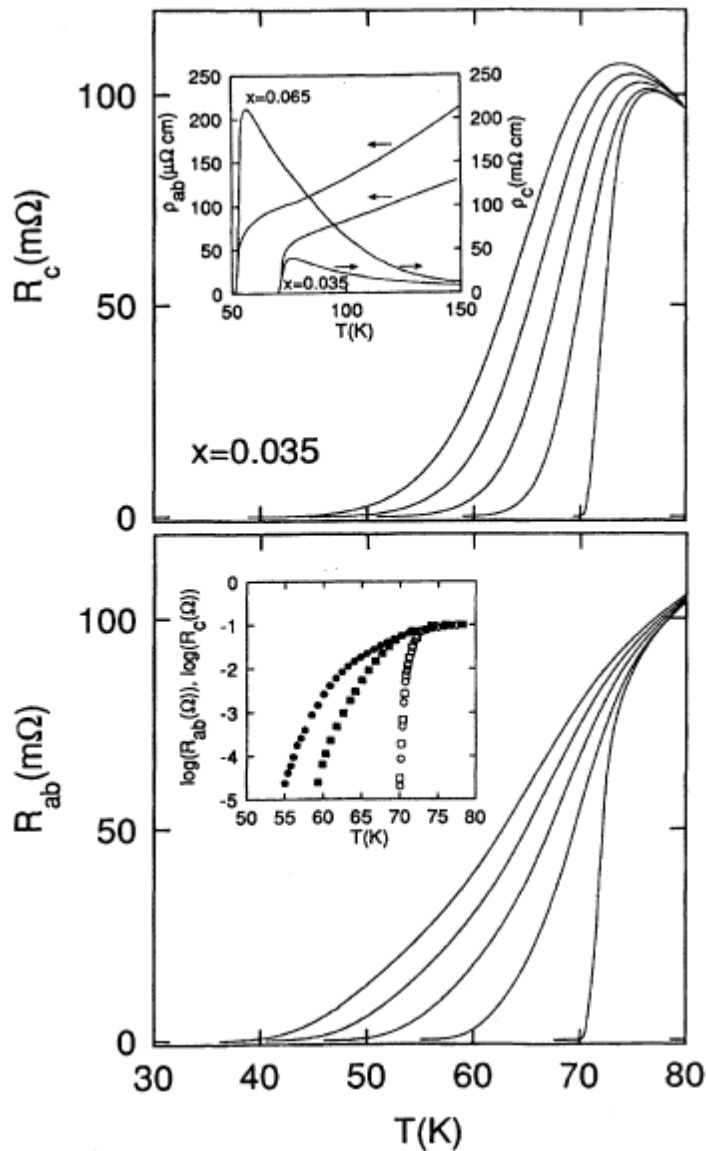
- (1) решение уравнения (2.3) для тока  $I_{14}$  и напряжений  $V_{23}$  и  $V_{67}$  (нумерация контактов показана на рис.2.8);
- (2) решение уравнения (2.3) для тока  $I_{15}$  и напряжений  $V_{26}$  и  $V_{37}$ ;
- (3) уравнение (2.3) не использовалось, неоднородное распределение тока по сечению образца было минимизировано путем оценки  $\rho_{ab}$  из  $V_{23}$  с током, приложенным одновременно через контакты 1-4 и 5-8; соответственно,  $\rho_c$  оценивалось нами из напряжения  $V_{26}$  с током через контакты  $I_{15}$ ,  $I_{37}$  и  $I_{48}$  одновременно.

**Таблица 2.1.** Свойства исследовавшихся кристаллов  $\text{YBa}_2(\text{Cu}_{1-x}\text{Fe}_x)_3\text{O}_{7-\delta}$ . Ширина перехода  $\Delta T_c$  оценивалась по критерию 10%-90% резистивного сверхпроводящего перехода. Величина удельного сопротивления и отношения сопротивлений определялась при  $T=1.1T_c$ . Способ оценки  $\gamma$  описан в главе 5. Для сопоставления приведены типичные данные для нелегированного кристалла  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ .

содержание железа	x=0	x=0.035	x=0.065
толщина , $\mu\text{м}$	63	13	6
$T_c(R = 0)$ , К	91	70	51
$\Delta T_c$ , К	0.5	2.0	2.0
$\rho_{ab}$ , $\mu\Omega \text{ см}$	69	56	79
$\rho_c$ , $\text{m}\Omega \text{ см}$	2.7	42	235
$\rho_c/\rho_{ab}$	40	740	3000
$\gamma$	8	22	45

Величина транспортного тока во всех измерениях составляла 1 мА, что соответствует области линейного отклика по напряжению. Температурные зависимости  $\rho_{ab}$  и  $\rho_c$  в нулевом магнитном поле для легированных железом кристаллов  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  показаны на вставке на верхней панели рис.2.18.

Сопротивление вдоль плоскостей  $ab$ ,  $\rho_{ab}$ , немного увеличивается с ростом концентрации железа, и  $\rho_{ab}(T)$  для образца с  $x=0.065$  показывает заметное отклонение от линейного поведения при  $T > T_c$ , характерного для чистых кристаллов  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ . Поведение  $\rho_c(T)$  более чувствительно к содержанию железа в кристаллах. Максимальная величина  $\rho_c(T)$  для образца с  $x=0.065$  превышает  $\rho_c(T)$  для нелегированного кристалла почти в 100 раз, приближаясь к величине  $\rho_c(T)=1.5\Omega\text{см}$ , наблюдавшейся в сильно анизотропных кристаллах  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$  [2.19].



**Рис. 2.18.** Резистивные сверхпроводящие переходы для кристалла  $\text{YBa}_2(\text{Cu}_{0.965}\text{Fe}_{0.035})_3\text{O}_{7-\delta}$ . Магнитное поле  $B//c=0,2,4,6,8$  Т соответствует на обеих панелях кривым справа налево. На вставке на верхней панели показаны температурные зависимости сопротивления в нулевом поле. На левой шкале показано удельное сопротивление вдоль плоскостей кристаллов, на правой шкале – удельное сопротивление вдоль оси  $c$ . Для оценки удельного сопротивления использовался метод (3). На вставке на нижней панели  $\rho_{ab}(T)$  и  $\rho_c(T)$  для образца с  $x=0.035$  в нулевом поле (сплошные символы) и поле  $2T$  (контурные символы). Квадраты соответствуют  $R_c$ , кружки  $R_{ab}$ .

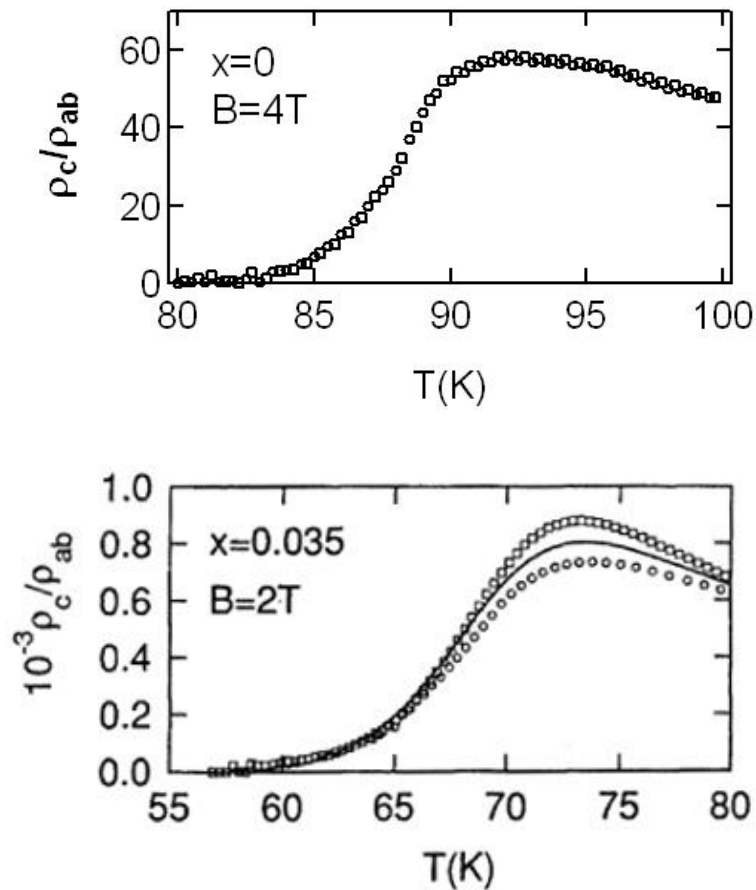
На рис.2.18 показаны зависимости  $R_c(T)$  и  $R_{ab}(T)$ , полученные методом (3) для образца с концентрацией железа  $x=0.035$ . Магнитное поле приложено параллельно оси  $c$ . С понижением температуры  $R_c$  проходит через максимум. В нулевом магнитном поле  $R_c$  и  $R_{ab}$  приближаются к нулю одновременно. В

то же время в магнитном поле, отличном от нуля, с понижением температуры  $R_c$  падает ниже порога чувствительности нашей аппаратуры, тогда как  $R_{ab} > 0$  сохраняет конечную величину. Это наблюдение наглядно иллюстрирует вставка на нижней панели рис.2.18, где измерявшееся сопротивление показано в логарифмической шкале. Для кристаллов с большей концентрацией железа  $x=0.065$  и, соответственно, с меньшей величиной  $T_c$  картина выглядит подобным образом, с той лишь разницей, что сверхпроводящие переходы при той же самой величине магнитного поля происходят при более низких температурах. Описанное поведение  $R_c$  и  $R_{ab}$  в кристаллах  $YBa_2(Cu_{1-x}Fe_x)_3O_{7-\delta}$  аналогично описанному в предыдущем разделе поведению  $R_c$  и  $R_{ab}$  в менее анизотропных кристаллах  $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ , не содержащих примесь железа, и также может быть качественно описано с использованием локальной электродинамики и интерпретировано в рамках модели, в которой в конечном температурном интервале выше температуры плавления движущиеся вихри сохраняют сильную продольную корреляцию.

Рассмотрим далее возможность количественного применения локальной электродинамики к определению анизотропного сопротивления в кристаллах  $YBa_2(Cu_{1-x}Fe_x)_3O_{7-\delta}$ . На рис.2.19 мы приводим отношение сопротивлений  $\rho_c/\rho_{ab}$  для кристаллов  $x=0$  и  $x=0.035$ , полученное для чистого образца методами (1) и (2) и для образца с  $x=0.035$  методами (1), (2) и (3).

Видно, что для обоих кристаллов различные методы дают качественно подобные результаты, практически совпадающие количественно для кристалла с  $x=0$  и отличающиеся в пределах 10-15% для кристалла с  $x=0.035$ . Возможной причиной такого расхождения может быть то обстоятельство, что точность наших вычислений величины  $\rho_c/\rho_{ab}$  ограничена малым размером кристаллов. Каждая контактная площадка имела ширину порядка  $100\mu m$ , что сравнимо с расстоянием между контактами  $\sim 200\mu m$ . Вместе с тем, нельзя полностью исключить, что расхождение полученных тремя

различными методами результатов для  $\rho_c/\rho_{ab}$ , в более анизотропном образце  $\text{YBa}_2(\text{Cu}_{0.965}\text{Fe}_{0.035})_3\text{O}_{7-\delta}$ , может быть связано с неприменимостью локальной электродинамики. Именно в этом температурном диапазоне сопротивление вдоль оси  $c$  проходит через максимум и начинает быстро убывать, предполагая растущую корреляцию двумерных вихрей вдоль оси  $c$ .



**Рис. 2.19.** Отношение сопротивлений  $\rho_c/\rho_{ab}$  кристаллов  $\text{YBa}_2(\text{Cu}_{1-x}\text{Fe}_x)_3\text{O}_{7-\delta}$  с  $x=0$  (верхняя панель) и  $x=0.035$  (нижняя панель). Квадратами показаны данные, полученные методом (1) из уравнения (2.3) с током между контактами 1-4. Кругками представлены результаты вычисления  $\rho_c/\rho_{ab}$  из уравнения (2.3) с током  $I_{15}$  в соответствии с методом (2). Сплошной линией показано результаты прямого определения  $\rho_c/\rho_{ab}$  для образца с  $x=0.035$  методом (3) с квази-однородным распределением тока по сечению образца.

Для дальнейшего прояснения ситуации нами были проведены исследования транспортных свойств в мульти-контактной конфигурации

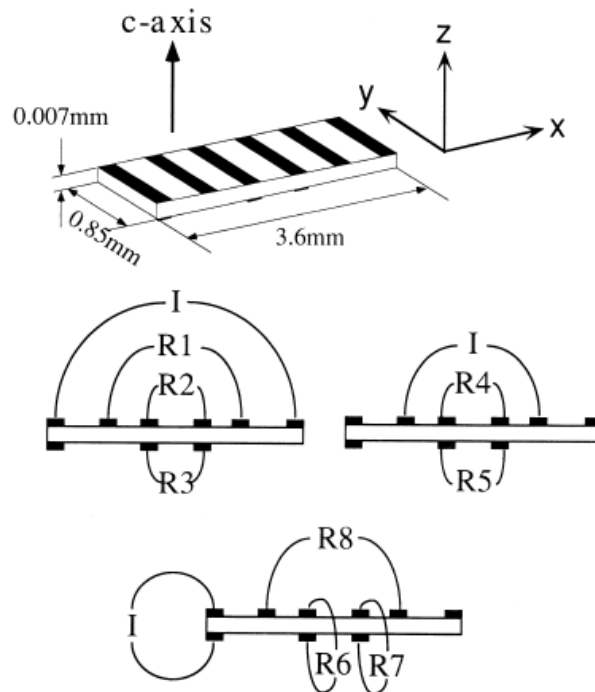


кристаллов  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ , являющихся наиболее анизотропными купратными ВТСП соединениями. Предшествующие исследования кристаллов  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$  в мульти-контактной конфигурации в смешанном состоянии [2.7,2.8] показали, что движение двумерных вихрей в слоях некоррелировано, что предполагает возможность описания транспортных свойств этих сильно анизотропных материалов в рамках локальной электродинамики. Позднее Кинер и др. [2.21] провели подобные измерения на очень тонком кристалле  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$  с толщиной 1.1  $\mu\text{m}$ , в которых обнаружили неприменимость анализа полученных результатов в рамках локальной модели Монтгомери [2.15]. Отметим при этом, что разница между величинами отношения сопротивлений  $\rho_c/\rho_{ab}$ , обнаруженная Кинером и др. [2.20] из анализа данных, полученных в эксперименте с токами  $I_{14}$  и  $I_{15}$  (нумерация контактов соответствует рис.2.14), не столь велика, как в эксперименте Сафара и др. [2.9]. Более того, температурная зависимость отношения сопротивлений  $\rho_c/\rho_{ab}$ , полученная Кинером и др. [2.20], качественно согласуется с нашими результатами, приведенными на рис.2.19.

В нашей работе мы исследовали применимость локальной модели Монтгомери к анализу анизотропии сопротивления кристаллов  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ , измеряя в мульти-контактной конфигурации отклик с различных пар потенциальных контактов, прикладывая ток между парами контактов, расположенных на одной плоскости  $ab$ , а также на противоположных плоскостях  $ab$ , как показано на рис. 2.20.

Для таких измерений мы использовали тонкие пластинки, отщепленные от образцов  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$  и отожженные в кислороде при температуре 600°C в течение 24 часов. Приведенные далее данные были получены на кристалле с размерами  $3.6 \times 0.85 \times 0.007 \text{ мм}^3$  и мульти-контактной конфигурацией, показанной на рис.2.20. Критическая

температура сверхпроводящего перехода составляла 86К, каких-либо следов фазы  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{10+\delta}$  в данном образце обнаружено не было. Для контактов к образцу использовались площадки, полностью перекрывавшие ширину образца, что позволило реализовать двумерное распределение тока в образце в плоскости  $x$ - $z$ . Восемь конфигураций, использовавшихся в нашем эксперименте для измерения резистивных сигналов  $R_i$  показаны на рис.2.19. Измерения проводились на переменном токе частотой 83 Гц и величиной 0.25 мА в пределах линейного отклика по напряжению.

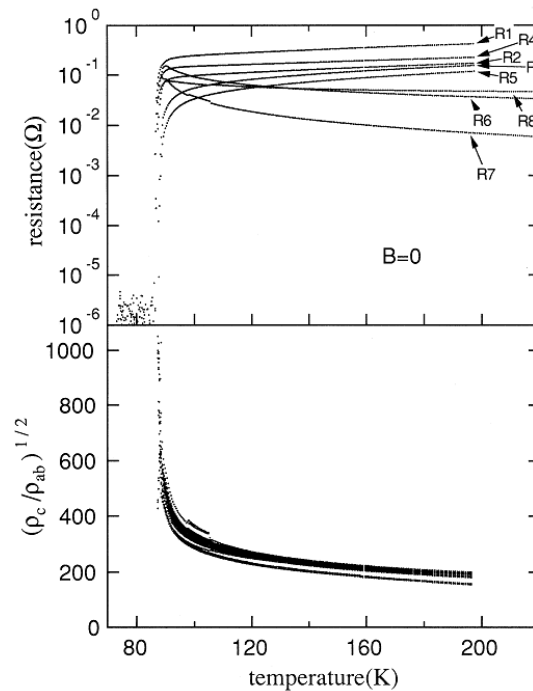


**Рис. 2.20.** Размеры кристалла  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$  и конфигурация контактов для измерения восьми резистивных сигналов.

В нашем эксперименте распределение тока в плоскости  $x - z$  зависит только от позиций и размеров токовых контактов, а также анизотропии сопротивления кристалла  $\gamma = \sqrt{\rho_c/\rho_{ab}}$ . По этой причине отношение сопротивлений  $R_i/R_j$  полученное в эксперименте для любой пары контактов, является функцией анизотропии. Другими словами, для определения анизотропии сопротивления  $\gamma$ , как функции магнитного поля и температуры,

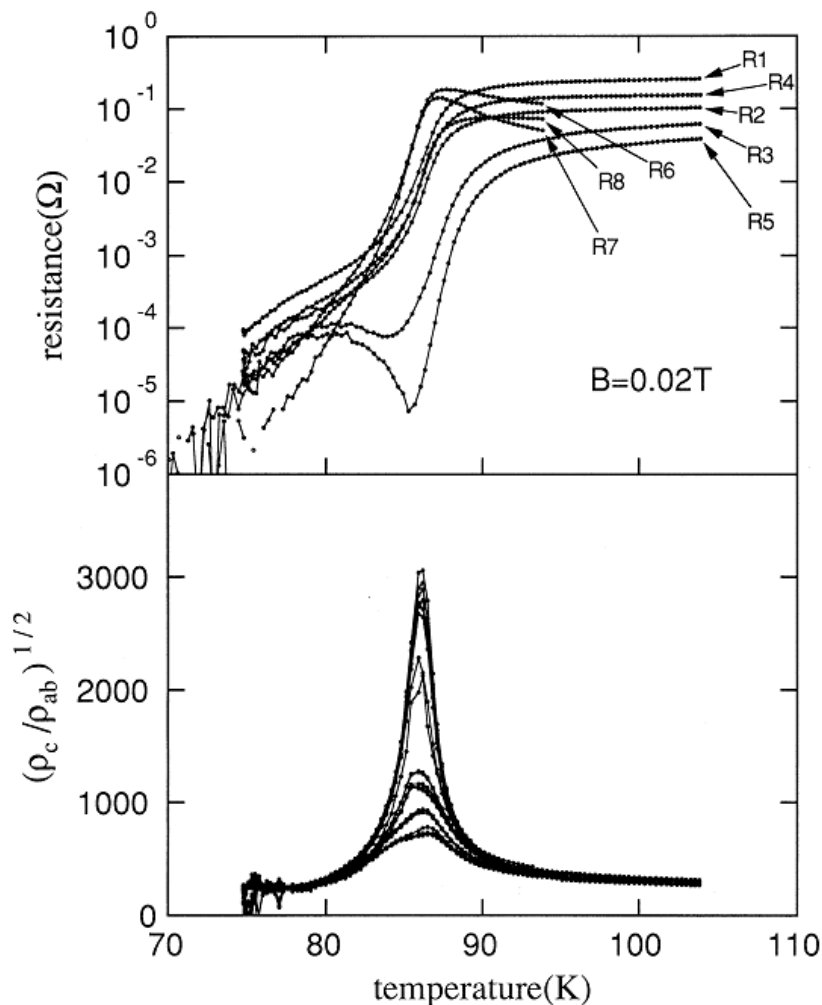
достаточно два набора экспериментальных данных  $R_i(B, T)$  и  $R_j(B, T)$ , при условии, что размеры образца и положение контактов известны. В случае, если локальная модель Монтгомери применима, величины  $\gamma$ , полученные из измерений разных наборов  $R_i$  и  $R_j$  должны совпадать, в то время как их различие будет свидетельствовать о неприменимости локальной модели Монтгомери. Для вычисления  $\gamma$  мы использовали метод, предложенный Левиным [2.21].

На верхней панели рис.2.21 мы приводим температурную зависимость резистивного отклика, полученного в нулевом магнитном поле для различных контактных конфигураций, показанных на рис.2.20. На нижней панели рис.2.21 показана температурная зависимость анизотропии сопротивления, вычисленная из данных, представленных на верхней панели.



**Рис. 2.21.** Температурная зависимость восьми резистивных откликов для кристалла  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$  в нулевом магнитном поле (верхняя панель) и анизотропия сопротивления, вычисленная в рамках локальной модели Монтгомери (нижняя панель).

Как видно из рис.2.21, имеет место достаточно хорошее совпадение результатов вычисления  $\gamma$  из двадцати различных комбинаций ( $R_i$ ,  $R_j$ ). Различие примерно в 20% не выглядит существенным, если принять во внимание возможную погрешность в определении размеров контактов и самого кристалла. Таким образом, данный результат показывает применимость локальной модели Монтгомери в кристаллах  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$  в нормальном состоянии. Отношение сопротивлений  $\rho_c/\rho_{ab}$  быстро растет по мере приближения к  $T_c$ , достигая величину порядка  $10^6$ .



**Рис. 2.22** Температурная зависимость восьми резистивных откликов для кристалла  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$  в магнитном поле 0.02Т (верхняя панель) и анизотропия сопротивления, вычисленная в рамках локальной модели Монтгомери (нижняя панель).

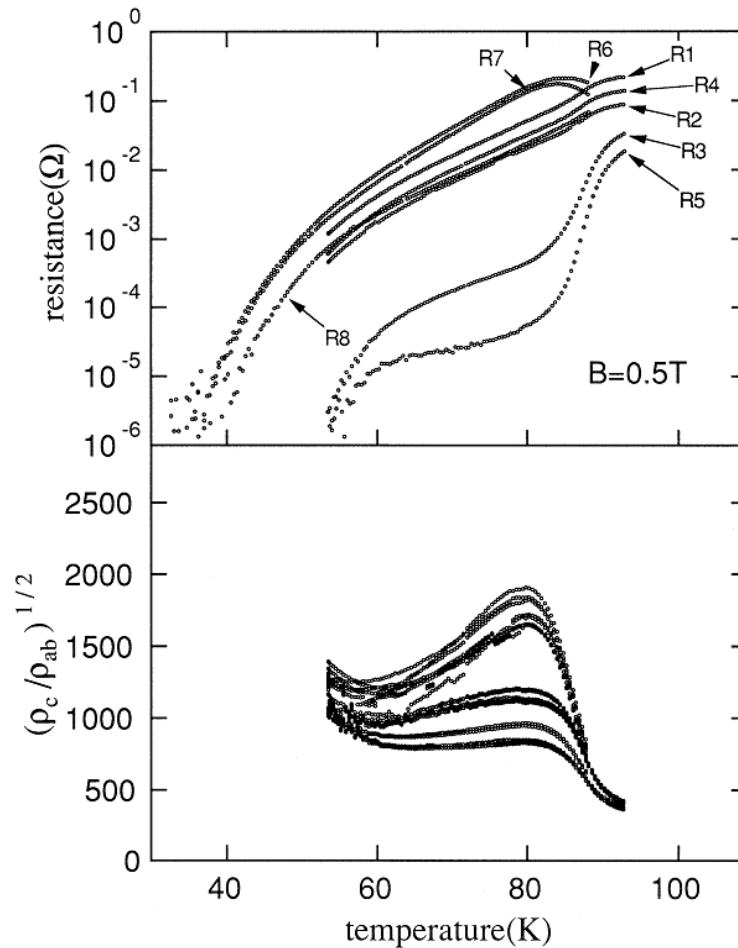
Ситуация кардинальным образом меняется при приложении магнитного поля //с. Из рис.2.22, где на верхней панели приведены температурные зависимости восьми резистивных откликов в магнитном поле 0.02Т, а на нижней панели – вычисленные из этих данных температурные зависимости анизотропии сопротивления, видно, что некоторые из резистивных откликов ( $R_5, R_6, R_7$ ) немонотонно зависят от температуры, а отношение сопротивлений  $\rho_c/\rho_{ab}$  проходит через резкий пик. При дальнейшем уменьшении температуры анизотропия сопротивления  $\rho_c/\rho_{ab}$  в смешанном состоянии становится меньше, чем в нормальном состоянии.

Из рис.2.22 ясно видно, что при достижении максимума величины анизотропии сопротивления, вычисленные из различных комбинаций ( $R_i, R_j$ ) различаются более чем в 4 раза, что уже не может найти объяснение возможными ошибками в определении размеров кристаллов и контактных площадок. Подобное поведение мы наблюдали и в более сильных полях, с той лишь разницей, что позиция пика анизотропии сопротивлений с ростом поля смещается в сторону низких температур, а совпадение  $\rho_c/\rho_{ab}$  при температурах ниже максимума становится не столь очевидным, как на рис.2.22. Сказанное иллюстрирует рис.2.23, где мы приводим на верхней панели зависимости  $R_i(T)$  ( $i = 1 - 8$ ), измеренные в магнитном поле 0.5Т, и на нижней панели, вычисленные из этих данных отношения сопротивлений  $\rho_c(T)/\rho_{ab}(T)$ , как функции температуры.

Полученные нами результаты качественно согласуются не только с результатами Кинера и др. [2.20], также полученными на кристаллах  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ , но и с приведенными выше нашими результатами для легированного железом кристалла  $\text{YBa}_2(\text{Cu}_{0.965}\text{Fe}_{0.035})_3\text{O}_{7-\delta}$  с увеличенной по сравнению с чистым кристаллом  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  анизотропией.

Таким образом, полученные нами результаты свидетельствуют в пользу того, что анизотропное сопротивление слабо анизотропного соединения

$\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  вполне удовлетворительно количественно описывается в рамках локальной электродинамики, тогда как в смешанном состоянии сильно анизотропных кристаллов  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$  локальный подход к описанию анизотропного сопротивления не применим.



**Рис. 2.23** Температурная зависимость восьми резистивных откликов для кристалла  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$  в магнитном поле 0.5Т (верхняя панель) и анизотропия сопротивления, вычисленная в рамках локальной модели Монтгомери (нижняя панель).

Причина того, почему локальная электродинамика не применима к описанию транспортных свойств  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$  в смешанном состоянии, до сих пор не ясна. Неоднородность образцов маловероятна, поскольку в нормальном состоянии, как видно из рис.2.21, расчеты в рамках локальной модели Монтгомери дают удовлетворительные результаты. Можно отметить,

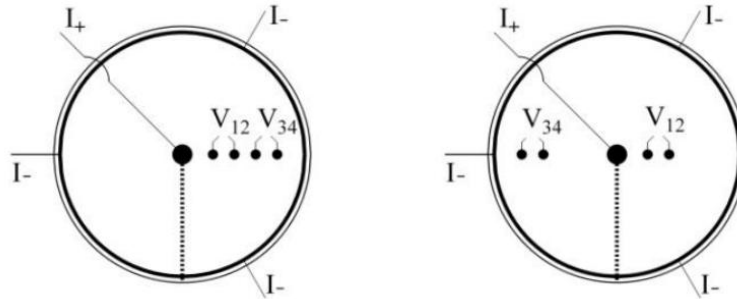
что существенной разницей между слабо анизотропными кристаллами  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  и сильно анизотропными кристаллами  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$  является следующее обстоятельство. В  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  в точке плавления вихревой решетки поперечная корреляция устанавливается между протяженными вихрями, в которых двумерные панкэйки в отдельных слоях движутся с продольной корреляцией (см., например, рис 2.13). В то же время в  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$  с понижением температуры ниже  $T_c$  вначале возникает взаимодействие и поперечная корреляция движения панкэйков в отдельных слоях, и лишь при более низких температурах устанавливается корреляция решеток двумерных панкэйков вдоль оси  $c$  (наши результаты, позволяющие сделать такой вывод относительно кристаллов  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ , будут представлены в следующем разделе).

Тем не менее, для того, чтобы сделать полностью обоснованный вывод, необходимо сопоставление наших экспериментальных результатов с теоретической моделью, учитывающей возможные эффекты нелокальности при описании анизотропии сопротивления в смешанном состоянии слоистых сильно анизотропных высокотемпературных сверхпроводников. К сожалению, на данный момент такая модель отсутствует.

#### **2.4. Исследование поперечной корреляции вихрей в кристаллах $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ в геометрии диска Корбино.**

Контактная конфигурация диска Корбино, показанная на рис.2.24, впервые была предложена Лопесом и др. [2.22] для исследования свойств вихревой системы купратных ВТСП в кристаллах  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ . Измерения в данной мульти-контактной конфигурации дают возможность изучать поперечную корреляцию вихрей в присутствии контролируемого градиента силы Лоренца, действующей на вихри. Кроме того, эксперименты в

геометрии диска Корбино открывают возможность исследовать динамику вихревой решетки в отсутствие поверхностного барьера, препятствующего входу вихрей в образец и выходу из него.



**Рис. 2.24.** Контактная конфигурация диска Корбино. Транспортный ток протекает между центром кристалла и его периметром. Потенциальные контакты расположены либо вдоль одного радиуса (левая панель), либо вдоль противоположных радиусов (правая панель). В экспериментах по исследованию влияния поверхностного барьера на динамику вихрей в кристаллах делался аккуратный разрез вдоль радиуса, показанный пунктирной линией.

Рассмотрим суть эксперимента в конфигурации диска Корбино более подробно. Поскольку транспортный ток прикладывается между центром и периметром кристалла в форме диска, его радиальная плотность,  $j$ , уменьшается по мере удаления от центра, как  $1/r$ , где  $r$  - расстояние от центра диска. В магнитном поле, приложенном параллельно оси  $c$ , на вихри действует индуцированная транспортным током сила Лоренца.  $F_L$  направлена перпендикулярно радиусу диска, заставляя вихри двигаться по не пересекающим край образца замкнутым круговым орбитам, не испытывая, таким образом, влияния со стороны поверхностного барьера. При этом скорость вихрей  $v \sim j \sim 1/r$ .

Выше  $T_c$ , в нормальном состоянии, и в смешанном состоянии в случае, если взаимодействие между вихрями отсутствует, и они движутся независимо друг от друга, отклик напряжения с пар потенциальных



контактов, расположенных вдоль радиуса диска описывается следующим выражением [2.22]:

$$V_{n,n+1} = \int_n^{n+1} E dr \frac{\rho I}{2\pi d} \ln\left(\frac{r_n}{r_{n+1}}\right) \quad (2.4),$$

где  $E$  - электрическое поле,  $\rho$  - удельное сопротивление,  $I$  - приложенный ток,  $d$  - толщина образца и  $r_n$  - радиальная позиция контакта  $n$ . Из выражения (2.4), в частности, следует, что напряжения с пар потенциальных контактов, в нашем случае  $V_{12}$  и  $V_{34}$ , должны уменьшаться с удалением от центра кристалла, а их отношение  $V_{34}/V_{12}$  не должно зависеть от температуры.

В другом предельном случае, когда ниже температуры плавления вихревой решетки  $T_m$ , все вихри движутся коррелированно и как единое твердое тело вращаются вокруг центра диска Корбино под действием приложенного транспортного тока, напряжения с потенциальных контактов подчиняются соотношению [2.22]:

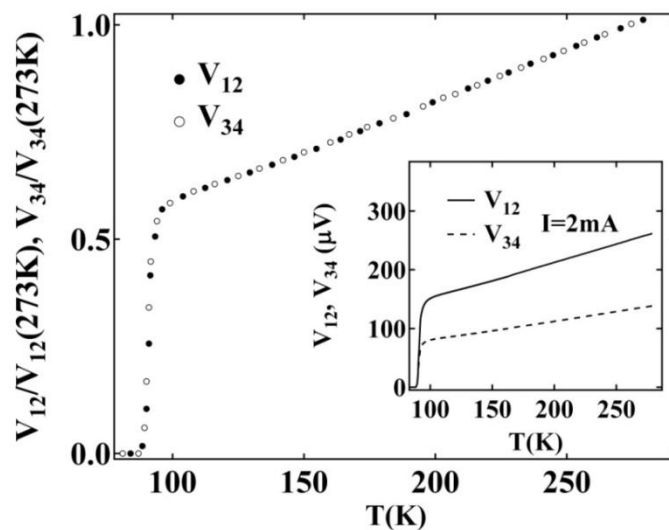
$$V_{n,n+1} = \int_n^{n+1} E dr = \frac{B}{2} (r_{n+1}^2 - r_n^2) \omega(T, I) \quad (2.5),$$

где  $\omega(T, I)$  - зависящая от температуры и приложенного транспортного тока угловая скорость вращения вихревой решетки. В этом случае скорость вихрей  $v \sim \omega r$ , вихри с увеличением радиуса движутся быстрее, и величина напряжения на более удаленных от центра контактах ( $V_{34}$ ) должна превышать напряжение, измеренное ближе к центру кристалла ( $V_{12}$ ). Отсюда можно сделать вывод, что ситуация перехода от полностью независимого (некоррелированного) движения вихрей к коррелированному движению с ненулевым поперечным взаимодействием, должна характеризоваться ростом отношения напряжений  $V_{34}/V_{12}$ .

В данном исследовании мы использовали высококачественные кристаллы  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$  с размерами в плоскости 1.5 мм и более, из

которых вырезались диски диаметром 1.4 мм. Были приготовлены несколько образцов в форме диска Корбино, на одной части из которых потенциальные контакты располагались вдоль одного радиуса (рис.2.24, левая панель), на другой части кристаллов для проверки однородности образцов две пары потенциальных контактов располагались вдоль противоположных радиусов (рис.2.24, правая панель). Для обеспечения сопоставимости полученных результатов отклики с обеих пар потенциальных контактов ( $V_{12}$  и  $V_{34}$ ) измерялись поочередно во время одного и того же цикла отогрева или охлаждения образца при фиксированном магнитном поле. Несмотря на небольшие различия в деталях, на всех исследованных образцах мы получили схожие результаты.

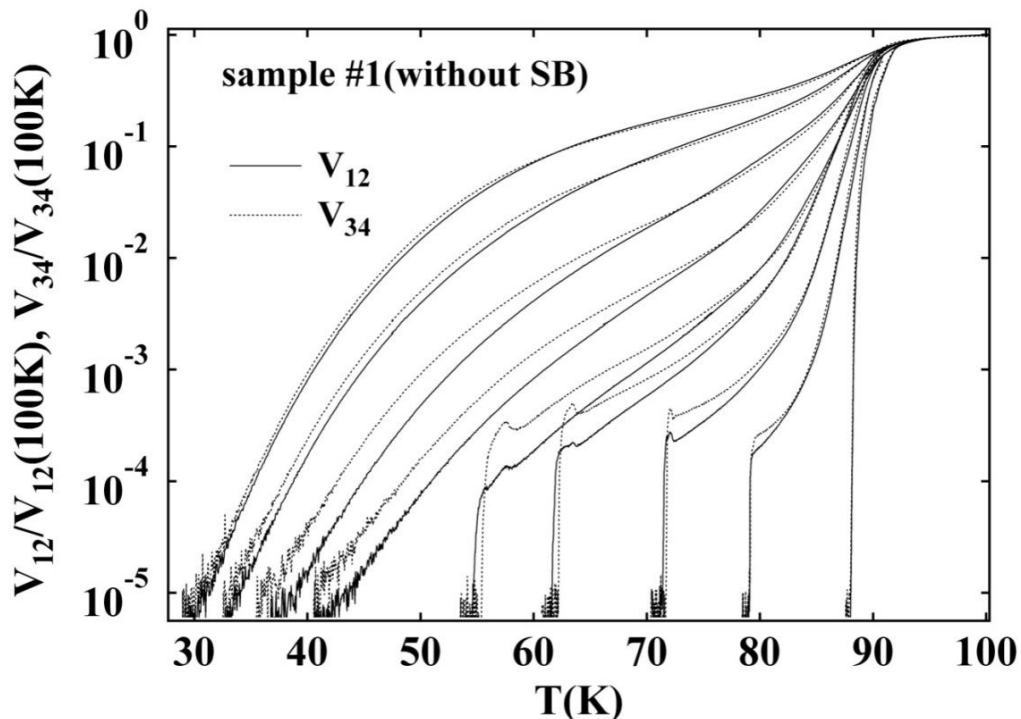
На рис.2.25 представлены температурные зависимости двух напряжений ( $V_{12}$  и  $V_{34}$ ), измеренные в нулевом магнитном поле на образце  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$  в контактной конфигурации диска Корбино.



**Рис. 2.25.** Температурные зависимости напряжений  $V_{12}$  и  $V_{34}$ , нормированных на соответствующие величины напряжения при  $T=273\text{K}$  на образце  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$  в геометрии диска Корбино в нулевом магнитном поле. На вставке показаны полученные в эксперименте зависимости  $V_{12}(T)$  и  $V_{34}(T)$  без дополнительной обработки.

В нормальном состоянии в качественном согласии с выражением (2.4) отношение напряжений не зависит от температуры, свидетельствуя об однородности исследованного образца и неизменном распределении тока по сечению образца во всем исследованном температурном диапазоне от комнатной температуры вплоть до  $T_c$ .

На рис.2.26 показаны температурные зависимости нормированных напряжений  $V_{12}$  и  $V_{34}$ , измеренные в магнитных полях до 1Т //с. Из рисунка видно, что подобно предыдущим экспериментам в линейной геометрии контактов в магнитных полях до 0.05Т, оба напряжения скачком падают к нулю при замерзании вихревой системы в когерентную решетку (см., например, [2.20]), а в более высоких магнитных полях с понижением температуры сопротивление плавно падает до нуля при замерзании вихревой системы в неупорядоченное вихревое стекло [2.23].

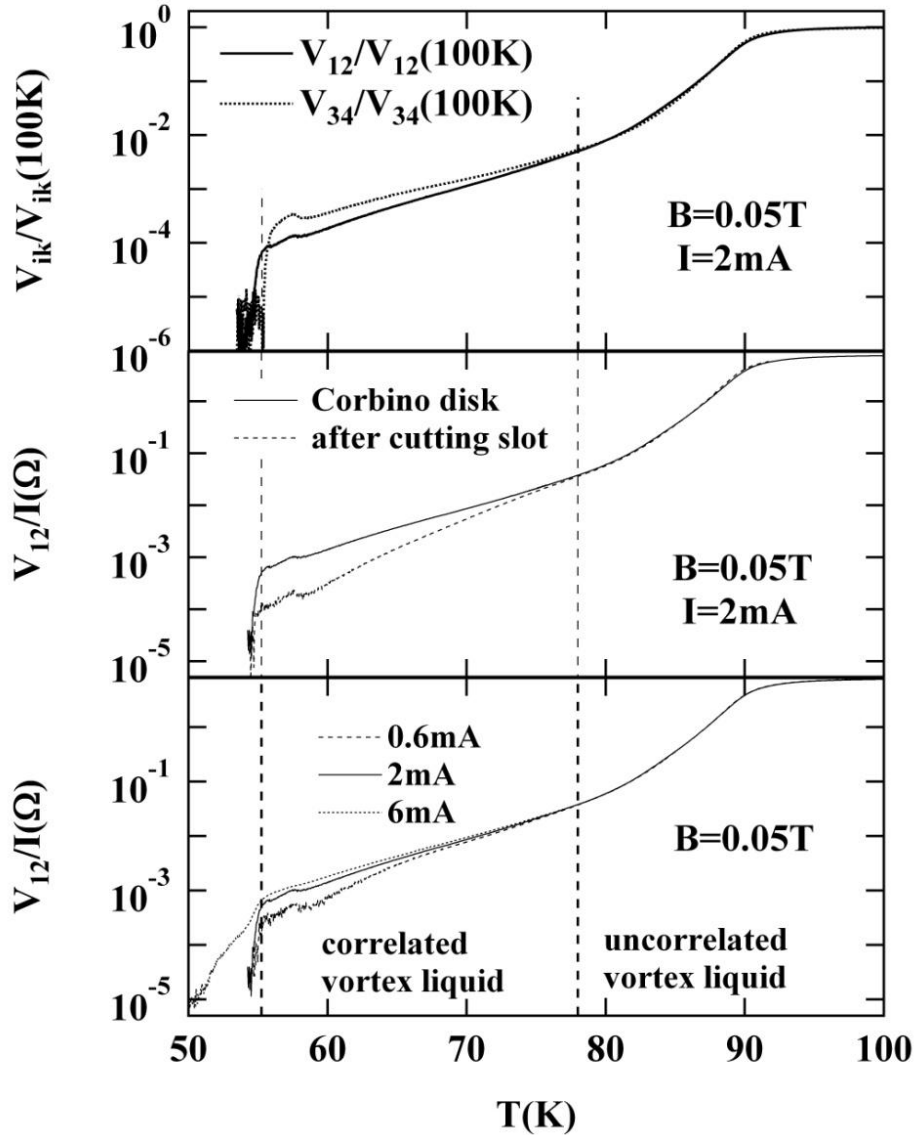


**Рис. 2.26.** Температурные зависимости напряжений  $V_{12}$  и  $V_{34}$ , нормированных на соответствующие величины напряжения при  $T=100\text{K}$  на образце  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$  в геометрии диска Корбино в магнитных полях 0, 0.01Т, 0.02Т, 0.035Т, 0.05Т, 0.1Т, 0.2Т, 0.5Т, 1Т. Увеличение магнитного поля соответствует кривым на рисунке справа налево.

Как видно из рис.2.26, в нулевом магнитном поле и в максимальном в этом эксперименте поле 1Т отношение напряжений  $V_{34}(T)/V_{12}(T)$  в соответствии с выражением (2.4) не зависит от температуры. Это наблюдение позволяет сделать вывод о независимом движении отдельных вихрей в плоскости диска вследствие отсутствия поперечного взаимодействия между ними. Картина меняется кардинальным образом в промежуточных магнитных полях менее 1Т. В этом случае при охлаждении образца, начиная с некоторой температуры, зависящей от величины приложенного магнитного поля, отношение напряжений  $V_{34}(T)/V_{12}(T)$  начинает расти вследствие движения более удаленных от центра вихрей с большей скоростью, что свидетельствует о появлении ненулевого поперечного взаимодействия между вихрями.

Данное наблюдение отчасти напоминает результаты эксперимента в геометрии Корбино диска на кристаллах  $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$  [2.22]. Однако, в кристаллах  $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$  с меньшей анизотропией по сравнению с кристаллами  $Bi_2Sr_2CaCu_2O_{8+\delta}$  температурный интервал, в котором появлялось поперечное взаимодействие между вихрями, занимает менее 1К выше температуры плавления вихревой решетки, тогда как в  $Bi_2Sr_2CaCu_2O_{8+\delta}$  этот интервал даже в минимальном поле 0.01Т, использованном в нашем эксперименте, превышает несколько градусов и увеличивается с ростом магнитного поля. Отметим также, что в соответствии с нашими результатами измерений магнетотранспортных свойств кристаллов  $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$  в конфигурации псевдо-трансформатора Живера, описанными в разделе 2.2, вблизи температуры плавления  $T_m$  вихри сохраняют продольную корреляцию вдоль всей толщины образца и могут рассматриваться, как трехмерные объекты. В то же время, согласно экспериментам на кристаллах  $Bi_2Sr_2CaCu_2O_{8+\delta}$  [2.7,2.8], 2D-панкэйки в жидком вихревом состоянии выше  $T_m$  движутся в соседних плоскостях  $CuO_2$  независимо друг от друга.

Представленное на рис.2.26 наблюдение находит дополнительное подтверждение в результатах, полученных в качестве примера в магнитном поле 0.5Т //с и показанных на рис.2.27.



**Рис. 2.27.** Верхняя панель: температурные зависимости напряжений  $V_{12}$  и  $V_{34}$ , нормированных на соответствующие величины напряжения при  $T=100\text{K}$  на образце  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$  в геометрии диска Корбино в магнитном поле 0.05Т. Средняя панель: температурная зависимость резистивного отклика  $V_{12}/I$  в магнитном поле 0.05Т в отсутствие поверхностного барьера и после его введения. Нижняя панель: температурная зависимость резистивного отклика  $V_{12}/I$  в магнитном поле 0.05Т при различных величинах транспортного тока.

На этом рисунке, кроме представленных на верхней панели кривых  $V_{12}(T)/V_{12}(100\text{K})$  и  $V_{34}(T)/V_{34}(100\text{K})$ , на средней панели показаны

температурные зависимости  $V_{12}(T)/I$ , которые были получены в геометрии диска Корбино с поверхностным барьером и без него, а также резистивный отклик  $V_{12}(T)/I$ , измеренный при различных величинах тока (нижняя панель). Влияние поверхностного барьера, тормозящего движение вихрей (средняя панель), и нелинейность резистивного отклика (нижняя панель) начинают проявляться при той же самой температуре ( $T \approx 78\text{K}$ ), что и рост отношения напряжений  $V_{34}(T)/V_{12}(T)$  (верхняя панель).

Таким образом, на основе этих трех независимых наблюдений можно сделать вывод о «включении» при некоторой зависящей от магнитного поля температуре поперечного взаимодействия между двумерными вихрями в отдельных слоях и, таким образом, наличии в жидком вихревом состоянии соединения  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$  промежуточной фазы с частичной поперечной корреляцией панкэйков. Отметим, что этот вывод качественно согласуется с данными работы [2.24], где магнитная фазовая диаграмма соединения  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$  исследовалась путем измерения вертикальной компоненты магнитного поля на образце набором из нескольких миниатюрных датчиков Холла.

## 2.5 Выводы

В заключение, подведем итоги главы 2, в которой приведены результаты наших исследований продольной и поперечной корреляции вихрей, а также применимости локальной электродинамики к описанию жидкого вихревого состояния в купратных ВТСП с различной степенью анизотропии.

1. Проведены измерения магнетотранспортных свойств  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  с различной концентрацией дефектов в смешанном состоянии кристаллов с использованием контактной конфигурации псевдо-трансформатора Живера. Показано, что с повышением температуры выше точки плавления

вихревой системы в некотором температурном интервале вихри сохраняют сильную продольную корреляцию вдоль всей толщины исследуемого образца. При этом протекание транспортного тока вдоль оси  $c$  не сопровождается диссипацией, тогда как сопротивление образца вдоль плоскостей  $ab$  отлично от нуля.

2. Показано, что транспортные свойства слабо анизотропных кристаллов  $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$  ( $\gamma \sim 8$ ) в смешанном состоянии количественно описываются в рамках локальной электродинамики, тогда как в сильно анизотропных кристаллах  $Bi_2Sr_2CaCu_2O_{8+\delta}$  локальная электродинамика для описания таких свойств неприменима.
3. Проведены измерения магнетотранспортных свойств в смешанном состоянии кристаллов  $Bi_2Sr_2CaCu_2O_{8+\delta}$  в контактной конфигурации диска Корбино. Показано, что в температурном интервале выше точки плавления вихревой системы существует промежуточная фаза частично коррелированных в плоскости двумерных вихрей.
4. В магнитном поле  $B//c$  свойства вихревой системы в слабо анизотропных кристаллах  $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$  и сильно анизотропных кристаллах  $Bi_2Sr_2CaCu_2O_{8+\delta}$  в смешанном состоянии различаются принципиальным образом: в  $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$  с понижением температуры вначале появляется продольная корреляция двумерных вихрей вдоль оси  $c$ , и в точке плавления происходит замерзание в твердое состояние протяженных трехмерных вихрей. В то же время в  $Bi_2Sr_2CaCu_2O_{8+\delta}$  с понижением температуры ниже  $T_c$  в первую очередь начинает расти поперечная корреляция движения двумерных панкэйков в отдельных слоях, и в точке плавления устанавливается их продольная корреляция вдоль оси  $c$ .

### 3. ГЛАВА 3. Плавление вихревой системы в купратных ВТСП с различной степенью анизотропии в магнитных полях параллельных оси $c$ .

#### 3.1. Вводные замечания

Вихревое состояние в купратных ВТСП характеризуется целым рядом явлений, которые ранее, до открытия ВТСП, в обычных сверхпроводниках II рода не наблюдались. Как уже отмечалось, вследствие сильной анизотропии и высокого уровня термических флуктуаций магнитная фазовая диаграмма купратных ВТСП в смешанном состоянии в грубом приближении разделена на две части: низкотемпературную фазу твердого вихревого состояния с ненулевой плотностью критического тока и диссипативную фазу жидкого вихревого состояния, расположенную при более высоких температурах [3.1,3.2]. В «чистых» образцах с малой плотностью центров пиннинга плавление упорядоченной вихревой решетки в жидкую фазу является фазовым переходом первого рода [3.3,3.4]. В то же время в сверхпроводниках с большой плотностью дефектов плавление стеклообразного твердого вихревого состояния представляет собой переход второго рода [3.5,3.6]. В предложенной Фишером, Фишером и Хьюзом [3.6] модели вихревого стекла вихревая система характеризуется корреляционной длиной, которая расходится при приближении к температуре плавления,  $T_g$ :

$$\xi_g \sim |T - T_g|^{-\nu} \quad (3.1),$$

где  $\nu$  - статическая критическая экспонента, Ниже  $T_g$ , в твердом состоянии вихревой системы, вихри заморожены в случайной, определяемой распределением центров пиннинга, конфигурации. При этом при малых токах вихри неподвижны, и сопротивление в точности равно нулю. Выше  $T_g$  вследствие движения вихрей под действием приложенного транспортного



тока вихревое состояние становится диссипативным и сопротивление описывается выражением:

$$R \sim (T - T_g)^{\nu(z-1)} \quad (3.2),$$

где  $\nu$  и  $z$  – статическая и динамическая критическая экспонента, соответственно. Также, в модели вихревого стекла получены аналитические выражения, описывающие поведение сопротивления, как функции магнитного поля и транспортного тока в пределах критической области скейлинга сразу выше  $T_g$ . Модель вихревого стекла получила существенную экспериментальную поддержку. В частности, плавление вихревого стекла было обнаружено в монокристаллах и пленках YBCO [3.5,3.7], монокристаллах  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$  [3.8] и других ВТСП материалах. В частности, в соединении  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{10+\delta}$  переход из твердого в жидкое вихревое состояние исследовался в эпитаксиальных тонких пленках [3.9], текстурированных Bi-2223/Ag лентах [3.10] и двухфазных кристаллах Bi-2223/Bi-2212 [3.11]. В то же время исследования свойств вихревой жидкости в высококачественных кристаллах  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{10+\delta}$  не проводились из-за отсутствия соответствующих образцов.

Для магнитных полей, параллельных оси  $c$ , в теоретических моделях [3.1,3.6] было высказано предположение о переходе от трехмерного (3D) к двумерному (2D) состоянию вихревой системы при величине поля

$$B_{2D} \cong \Phi_0 / (\gamma d)^2 \quad (3.3),$$

где  $\Phi_0$  – квант потока,  $d$  – межплоскостное расстояние и  $\gamma = (m_c/m_{ab})^{1/2}$  – степень анизотропии. В экспериментах наблюдались различные признаки этого перехода как в чистых, так и сильно дефектных образцах [3.12-3.14]. В тонких пленках YBCO с дефицитом кислорода при магнитном поле  $B^*$ , которое зависело от анизотропии и величины внешнего магнитного поля,

было обнаружено отклонение от часто используемого выражения для описания линии плавления вихревого стекла

$$B_g \sim (1 - T/T_c)^n \quad (3.4),$$

с  $n=3/2$ , что было интерпретировано, как доказательство достижения 2D режима [3.15].

Несмотря на большое количество работ, посвященных исследованию свойств жидкого вихревого состояния купратных ВТСП, оставался ряд невыясненных до конца вопросов. В первой части главы мы рассмотрим влияние анизотропии на поведение линии плавления вихревого стекла на примере кристаллов  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  с различным содержанием кислорода и, соответственно, с различной степенью анизотропии [A18,A19]. Вторая часть главы посвящена изложению наших результатов по исследованию магнетотранспортных свойств чистых и легированных свинцом высококачественных кристаллов  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{10+\delta}$  [A20,A21].

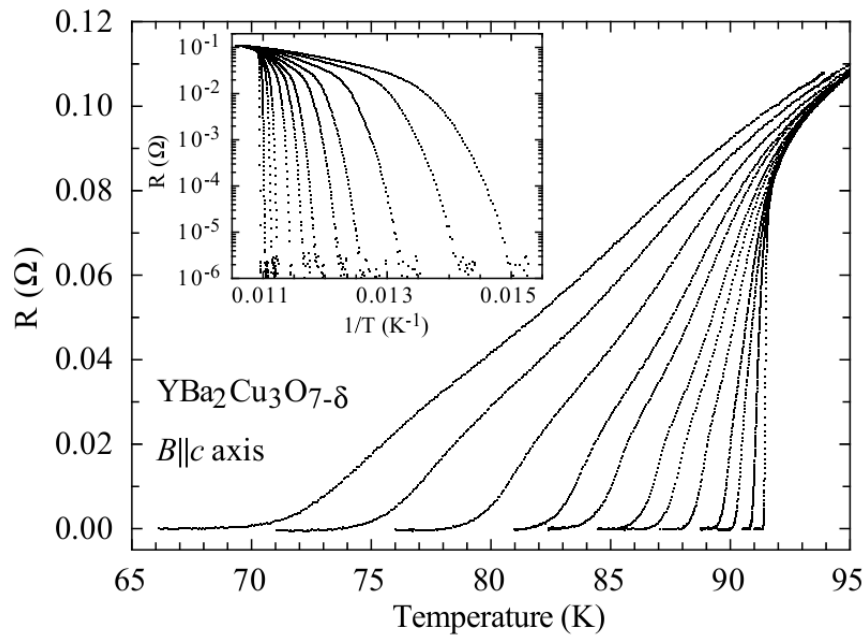
### **3.2. Линия плавления вихревого стекла в кристаллах $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ с различным содержанием кислорода.**

На рис.3.1 в качестве примера показаны резистивные сверхпроводящие переходы с током в плоскости  $ab$  и магнитным полем, приложенным параллельно оси  $c$  одного из кристаллов  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  (YBCO) использовавшихся в данном исследовании (#1 в таблице 3.1). Общей чертой результатов измерений для всех кристаллов с различным содержанием кислорода в аналогичной геометрии является термоактивационное поведение сопротивления:

$$R = R_0 \exp(-U/k_B T) \quad (3.5)$$

в верхней части свехпроводящего перехода, где величина сопротивления превышает  $\sim 5\%$  от его величины сразу выше  $T_c$  ( $R > 0.05 R_n$ ). Подобное

поведение наблюдалось и ранее в различных классах купратных сверхпроводников (YBCO, Bi-2212, Tl-2212) [3.16].

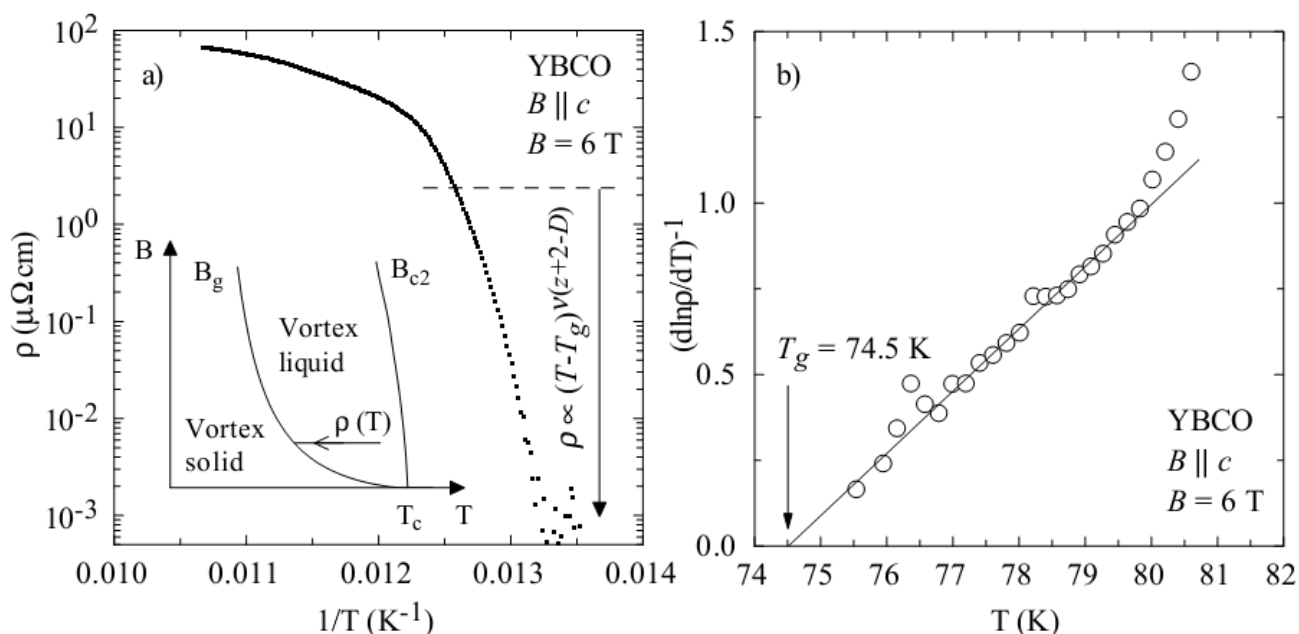


**Рис. 3.1.** Резистивные сверхпроводящие переходы образца  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  с оптимальным допированием в полях 0, 0.1, 0.3, 0.5, 1, 1.5, 2, 3, 4, 6, 9 и 12Т (поле растет для кривых справа налево). На вставке те же переходы показаны в координатах Аррениуса (поле растет для кривых слева направо). В верхней части перехода при сопротивлении чуть выше  $\sim 0.1\Omega$  отчетливо видно термоактивационное поведение сопротивления  $\log R \sim 1/T$ .

При дальнейшем понижении температуры вихревая система приближается к твердому состоянию, которое характеризуется расходящейся активационной энергией  $U$  и равным нулю сопротивлением ниже зависящей от магнитного поля температуры  $T_g(B)$ . Согласно модели вихревого стекла температурная зависимость сопротивления в этом температурном диапазоне описывается выражением (3.2). Следовательно, величина  $T_g(B)$  может быть определена с использованием соотношения Фогеля-Фулчера:

$$(d\ln R/dT)^{-1} \sim (T - T_g) \quad (3.6).$$

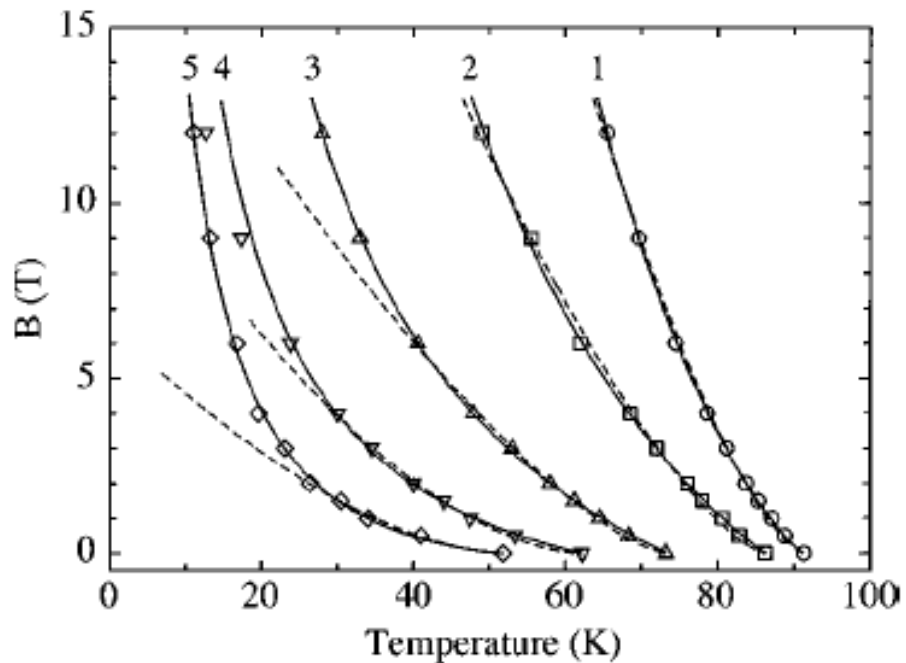
В качестве примера на рис.3.2 показана процедура определения  $T_g$  из анализа экспериментальной кривой  $R(T)$ , измеренной в поле 6Т для образца  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  с оптимальным уровнем легирования кислородом.



**Рис. 3.2.** Определение  $T_g$  из кривой сверхпроводящего перехода. На вставке на левой панели схематично показана магнитная фазовая диаграмма купратных ВТСП. На главной левой панели показана зависимость  $\rho(T)$  в координатах Аррениуса  $\rho$  vs  $1/T$ . Соотношение  $(d \ln R / d T)^{-1} \sim (T - T_g)$  выполняется в интервале ниже пунктирной линии. На правой панели те же самые данные показаны в координатах  $(d \ln R / d T)^{-1}$  vs  $T$ .  $T_g$  определена путем линейной экстраполяции данных к нулевому сопротивлению. Экспериментальные точки на уровне шума были из графика удалены.

В результате подобного анализа для других магнитных полей и других образцов, использовавшихся в наших экспериментах, была получена величина экспоненты  $\nu(z - 1)$ , которая лежит в диапазоне  $4 \pm 1.5$ . Данная величина несколько меньше значений, наблюдавшихся в тонких пленках с большей степенью беспорядка [3.5].

На рис. 3.3 показана зависимость  $T_g$  от магнитного поля, полученная из анализа наших экспериментов. Также, пунктирными линиями на рис. 3.3 показана зависимость  $B_g(T)$  в соответствии с выражением (3.4), которое ранее использовалось [3.15,3.17] для описания линии замерзания вихревого стекла. Для всех наших образцов мы получили экспоненту  $n=1.4\pm 0.1$ , за исключением образцов 4 и 5, где величина  $n$  составила 1.7. Отчетливо видно, что наши экспериментальные данные не описываются выражением (3.4) при низких температурах.



**Рис. 3.3.** Линии плавления вихревого стекла, определенные из зависимостей  $R(T)$  для пяти образцов YBCO с различной степенью анизотропии. Пунктирные линии проведены в соответствии с выражением (3.4). Это выражение не описывает экспериментальные данные для наиболее анизотропных образцов. Сплошными линиями показана аппроксимация наших экспериментальных данных эмпирическим выражением (3.7). Данные для  $B_0$ ,  $T_c$  и  $\alpha$  приведены в таблице 1.

При дальнейшем анализе наших экспериментальных данных для температурной зависимости линии замерзания вихревого стекла мы обнаружили, что эмпирическое выражение

$$B_g = B_0[(1 - T/T_c)/(T/T_c)]^\alpha \quad (3.7)$$

лучше по сравнению с выражением (3.4) описывает наши данные во всем диапазоне магнитных полей до 12Т, использовавшихся в эксперименте (см. рис.3.3). Сплошные кривые на рис. 3.3 вычислены с использованием величин  $B_0$ ,  $T_c$  и  $\alpha$ , приведенных в таблице 3.1. Небольшие отклонения в полях менее 1Т вероятно обусловлены неоднородностью образца.

**Таблица 3.1.** Свойства исследовавшихся кристаллов  $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ . В качестве  $T_c$  была выбрана температура, при которой сопротивление уменьшалось ниже экспериментального разрешения в нулевом магнитном поле. Параметры  $B_0$  и  $\alpha$  были получены из аппроксимации экспериментальных данных  $B_g(T)$  выражением (3.7). Величина  $\gamma$  оценивалась из выражения  $B_0 \cong C\Phi_0/(\gamma d)^2$  (см. текст ниже).

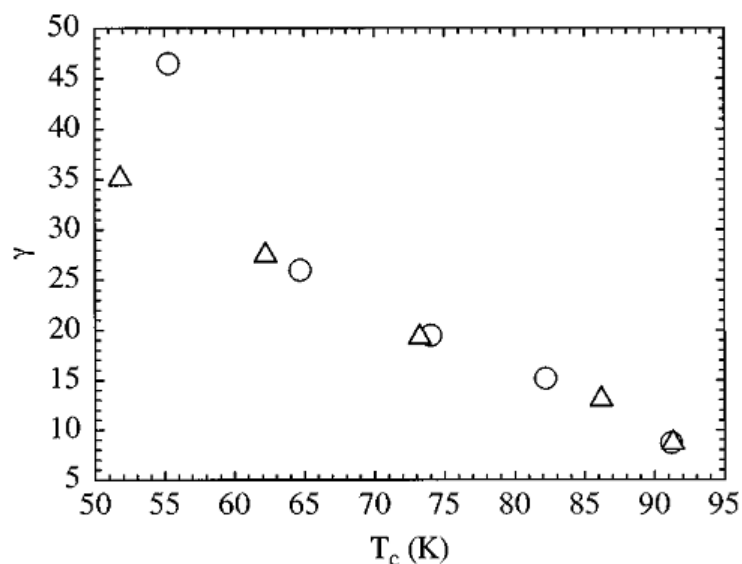
образец	$T_c$ (К)	$T$ отжига ( $^{\circ}C$ )	среда отжига	$B_0(T)$	$\alpha$	$\gamma$
#1	91.3	450 $^{\circ}C$	O <sub>2</sub>	36.9	1.21	8.7
#2	86.2	500 $^{\circ}C$	Воздух	16.2	1.05	13
#3	73.2	525 $^{\circ}C$	Воздух	7.47	0.98	19
#4	62.2	600 $^{\circ}C$	Воздух	3.69	1.06	28
#5	51.8	700 $^{\circ}C$	Воздух	2.27	1.27	35

Сравнение между двумя функциональными формами для  $B_g(T)$  (выражения (3.4) и (3.7)) показывает, что они подобны до температур вплоть до  $T_c/2$ . Из таблицы 3.1 и рис. 3.3 мы видим, что полученное в результате аппроксимации значение  $B_0$  приблизительно совпадает с полем  $B^*$ , при котором экспериментальные данные для образцов #3-#5 на рис.3.3 начинают отклоняться от кривых, описываемых выражением (3.4).

Подобно работе [3.15] перепишем выражение (3.3) в виде  $B_0 \cong C\Phi_0/(\gamma d)^2$ . Величина константы  $C$  может быть вычислена, если в качестве межплоскостного расстояния  $d$  мы возьмём параметр кристаллической решётки YBCO вдоль оси  $c$   $d=11.7\text{Å}$ , величину  $B_0$  из результатов нашей аппроксимации данных на рис.3.3, и величины  $\gamma$ , полученные в работе [3.18].

Чтобы иметь однозначное соответствие между величинами  $T_c$  и  $\gamma$ , мы сопоставили наши результаты для образца #3, величина  $T_c$  которого лежит между 90-градусным и 60-градусным плато кристаллов YBCO с результатами работы [3.18]. Полученная величина  $C=1.85$  была затем использована нами для вычисления степени анизотропии для четырех других наших образцов, с использованием величины  $B_0$ , полученной из аппроксимации кривых  $B_g(T)$ , измеренных в эксперименте.

В результате получено хорошее соответствие между нашими результатами анализа для образцов #1-#4 и данными работы [3.18] (см.рис.3.4), кроме обнаруженного в работе [3.18] сильного роста  $\gamma$  ниже 60-градусного плато. В качестве возможной причины данного расхождения отметим, что более низкие температуры отжига, использовавшиеся в работе [3.18], могли привести к распределению кислорода с более сильным локальным упорядочением и, соответственно, более высоким значениям  $T_c$ .

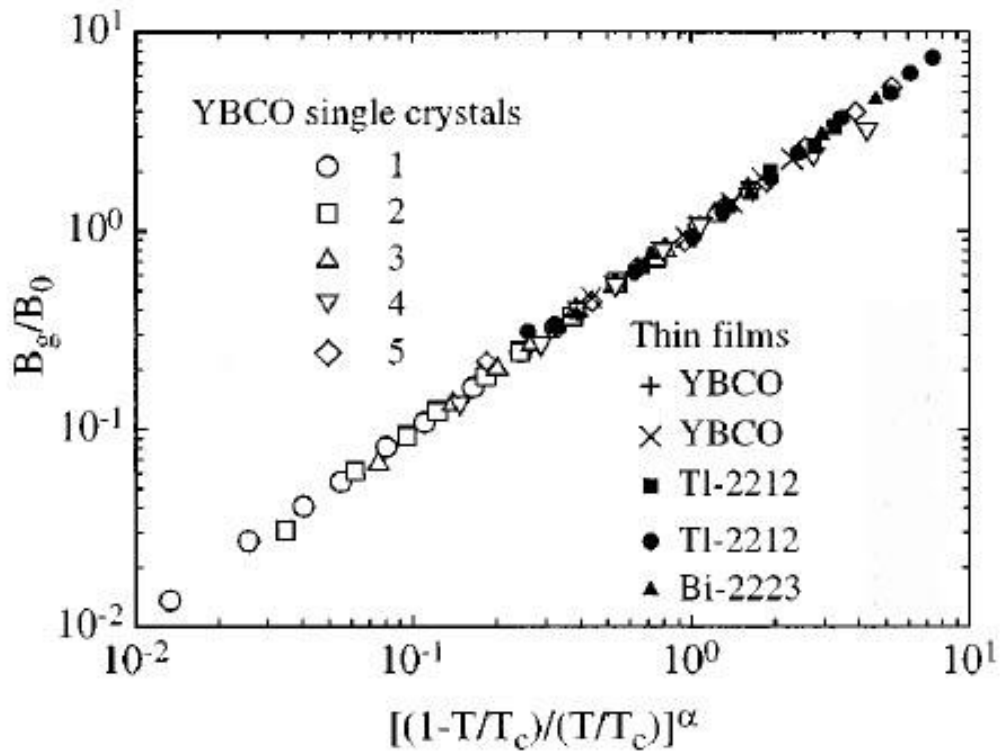


**Рис. 3.4.** Величина анизотропии  $\gamma$  в зависимости от температуры критического сверхпроводящего перехода для образцов  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  с различным содержанием кислорода. Обозначенные треугольниками значения  $\gamma$ , были получены в предположении  $B_0 \cong C\Phi_0/(\gamma d)^2$  и находятся в хорошем соответствии с данными работы [3.18], обозначенными кружками.

Применимость выражения (3.7) была нами исследована с использованием литературных данных для тонких пленок различного состава.  $B_0$  оценивалась, как  $B_g(T_c/2)$ , отношение  $B_g/B_0$  вычислялось, как функция  $[(1 - T/T_c)/(T/T_c)]^\alpha$ , где экспонента  $\alpha$  была единственным подгоночным параметром.

Данные для тонких пленок YBCO с  $T_c=57\text{K}$  и  $48.5\text{K}$  [3.15], а также более анизотропных сверхпроводников Tl-2212 [3.19,3.20] и Bi-2223 [3.21] показаны на рис. 3.5 вместе с нашими данными, представленными на рис. 3.3. Параметры  $B_0$  и  $\alpha$  для тонких пленок приведены в таблице 3.2. Из рис. 3.5 видно, что выражение (3.7) может быть использовано для отношения  $B_g/B_0$ , изменяющегося по крайней мере на три порядка величины. Экспонента  $\alpha$  не зависит от материала, из которого были изготовлены пленки, и составляет примерно 1 для YBCO и  $1.6 \div 1.8$  для пленок на основе Tl и Bi.





**Рис. 3.5.** Скэйлинг линии замерзания вихревого стекла согласно выражению (3.7). Показаны данные для кристаллов  $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$  с различным содержанием кислорода из данной работы, а также для тонких пленок YBCO (из работы [3.15]: + для пленки с  $T_c=57K$ , × для пленки с  $T_c=48.5K$ ), пленок Tl-2212 (из работ [3.19,3.20]), и пленки Bi-2223 (из работы [3.21]). Данные для  $B_0$ ,  $T_c$  и  $\alpha$  для кристаллов приведены в таблице 3.1, для тонких пленок – в таблице 3.2.

Рассмотрим далее теоретическое обоснование для применения выражения (3.7). В отсутствие беспорядка плавление вихревой решетки, может быть описано критерием Линдемана:

$$\langle u^2 \rangle_{th} = c_L^2 a_0^2 \quad (3.8),$$

где  $\langle u^2 \rangle_{th}$  - квадрат среднего смещения вследствие термических флуктуаций,  $c_L$  – параметр Линдемана ( $0.1 < c_L < 0.3$ ) и  $c_0$  – параметр элементарной ячейки вихревой решетки [3.22]. Вблизи  $T_c$  это дает температурную зависимость  $B \sim [(1 - T/T_c)/(T/T_c)]^\alpha$ , которая иногда упрощается до степенного закона  $(1 - T/T_c)^\alpha$  [23]. Блаттер и Ивлев включили в рассмотрение влияние квантовых флуктуаций  $\langle u^2 \rangle_q$  на переход плавления [3.24]. В этом случае

температурная зависимость линии плавления становится более сложной и не может быть получена в аналитической форме. Однако качественно, влияние квантовых флуктуаций приводит к смещению линии плавления в сторону низких температур, что соответствует величине  $\alpha$  менее 2.

И в той, и другой теории, подобно выражению (3.3), убывание магнитного поля происходит по закону  $1/\gamma^n$ , где  $n$  приблизительно равно 2. Таким образом, предложенная нами зависимость линии плавления от температуры и степени анизотропии, выглядит достаточно обоснованной.

**Таблица 3.2.** Критическая температура  $T_c$  и параметры  $B_0$  и  $\alpha$  из выражения (3.7) для различных тонких пленок. Пленки YBCO с различным содержанием кислорода (диапазон магнитных полей  $B=1\div 5\text{T}$ ), пленки Tl-2212 (диапазон магнитных полей  $B=0.5\div 5\text{T}$  в работе [3.19] и  $B=0.5\div 12\text{T}$  в работе [3.20]) и пленки Bi-2223 (диапазон полей  $B=0.5\div 6\text{T}$  [3.21]).

образец	$T_c$ (K)	$B_0, (T)$	$\alpha$	ссылка
YBCO	57.0	3.07	0.95	[3.15]
YBCO	48.5	2.17	1.12	[3.15]
Tl-2212	100	1.50	1.59	[3.19]
Tl-2212	102.5	1.61	1.82	[3.20]
Bi-2223	96	1.31	1.82	[3.21]

Предложенное нами для описания линии замерзания вихревого стекла выражение (3.7), как проиллюстрировано на рис. 3.3, отличается простотой и точностью. Тот факт, что одна и та же функциональная форма хорошо описывает экспериментальные данные по обе стороны от  $B^*$  предполагает, что магнитное поле  $B^*$ , при котором в ранних экспериментах начинается отклонение экспериментальных данных от зависимости  $B_g \sim (1 - T/T_c)^n$ , не должно быть ассоциировано с магнитным полем, при котором происходит размерный 3D-2D кроссовер. Отметим также, что в соответствии с нашими результатами один и тот же физический механизм должен определять природу начала диссипации в жидком вихревом состоянии по обе стороны от  $B^*$ , поскольку мы не нашли каких-либо изменений описывающих зависимость  $R(T)$  в выражении (3.2) критических экспонент, которые должны были бы зависеть от размерности вихревой системы. Перечисленные моменты находятся в хорошем соответствии с экспериментальными данными из работы [3.15], где также не наблюдалось каких-либо изменений критических экспонент, полученных из скейлинга вольт-амперных характеристик. Таким образом, мы можем сделать вполне однозначный вывод, что вихревая система по обе стороны от  $B^*$  является трехмерной.

Полученные нами результаты имеют важные следствия для описания свойств твердой вихревой фазы. Следы размерного кроссовера в твердой вихревой фазе наблюдались как для чистых образцов [3.12,3.25], так и для образцов, содержащих большое количество дефектов [3.13,3.14]. Отсутствие каких-либо признаков 3D-2D кроссовера в жидком вихревом состоянии и плавная форма линии замерзания вихревого состояния в наших образцах предполагает, что кроссовер не может не продолжаться выше линии замерзания вихревого стекла, ни заканчивать линию вихревого стекла в критической (трикритической) точке. По этой причине полученная нами фазовая диаграмма для дефектных образцов отличается от диаграммы  $B(T)$

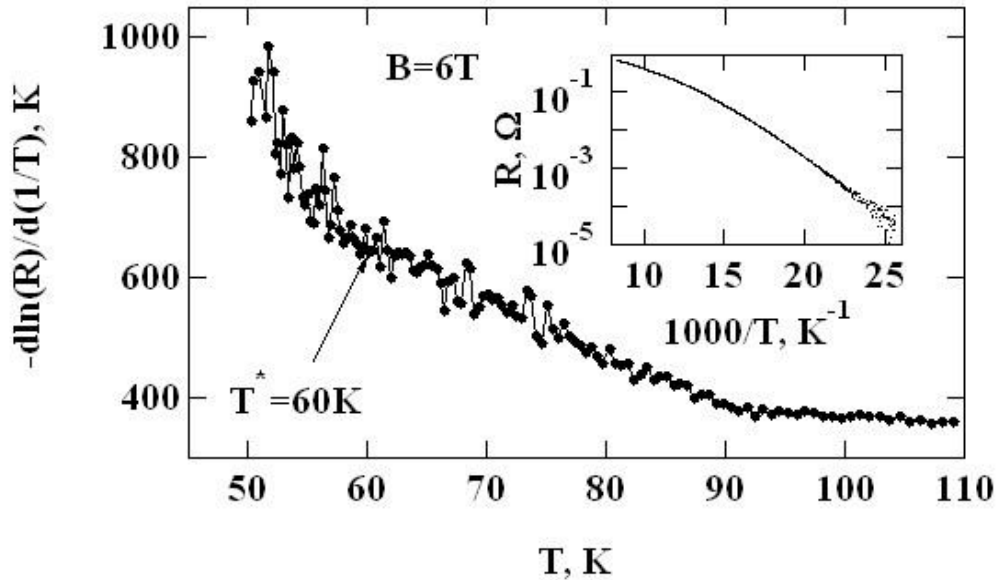
для чистых образцов, где линия плавления вихревой решётки заканчивается критической (трикритической) точкой [3.23]. Одно из возможных объяснений состоит в подавлении размерного 3D-2D кроссовера при приближении к линии замерзания вихревого стекла, как это наблюдалось в [3.14].

### **3.3. Свойства жидкого вихревого состояния в чистых и легированных свинцом высококачественных кристаллах $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{10+\delta}$ .**

В данном разделе мы приводим результаты наших исследований свойств жидкой вихревой системы в чистых и легированных свинцом кристаллах  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{10+\delta}$  [A20,A21] в магнитных полях до 6Т, приложенных параллельно оси  $c$ .

На вставке на рис.3.6 в координатах Аррениуса представлена зависимость  $R(T)$  образца  $(\text{Bi,Pb})_2\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{10+\delta}$  ((Bi,Pb)-2223), измеренная в магнитном поле 6Т. Отчетливо видно, что приложение магнитного поля привело к гораздо более существенному уширению сверхпроводящего перехода по сравнению с описанными в предыдущем разделе результатами для кристаллов YBCO с различным содержанием кислорода, при этом зависимость  $R(T)$  аналогично кристаллам YBCO в средней части резистивного перехода также показывает активационный характер сопротивления  $R \sim \exp(-U_0/k_B T)$ . Для более детального анализа поведения зависимости  $R(T)$  на главной панели рис.3.6 приведены эти же экспериментальные данные в виде  $d \ln R / d(1/T)$ , как функции от температуры. Построенные таким образом на графике данные представляют температурную зависимость активационной энергии. При понижении температуры от  $\sim 100\text{K}$  до  $\sim 60\text{K}$ , активационная энергия слегка увеличивается, а при дальнейшем уменьшении температуры ниже  $T^*=60\text{K}$  её

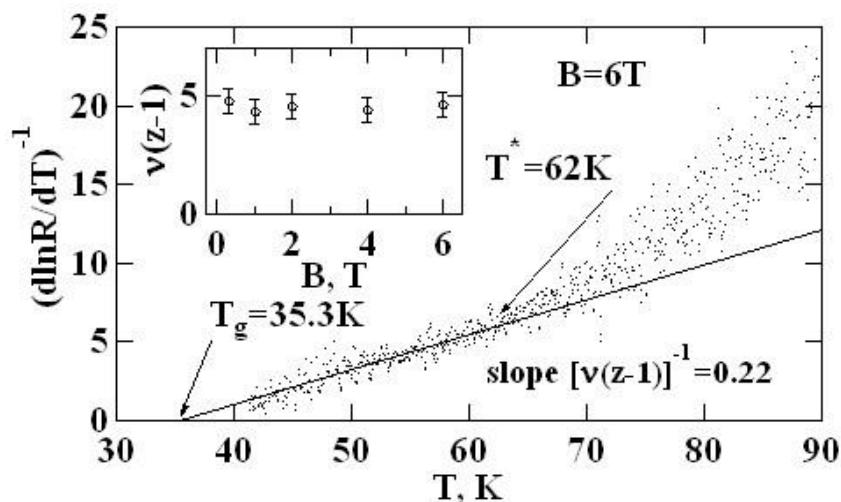
рост ускоряется. Аналогичное поведение, ранее обнаруженное в монокристаллах Bi-2212 [3.8], было интерпретировано, как переход в критическую область, связанную с низкотемпературным трехмерным фазовым переходом в твердую фазу вихревого стекла.



**Рис. 3.6.** Температурная зависимость активационной энергии для образца (Bi,Pb)-2223 в магнитном поле 6Т //с.  $T^*$  показывает верхнюю границу критической области. Вставка: Температурная зависимость сопротивления в координатах Аррениуса  $\log R(1/T)$ .

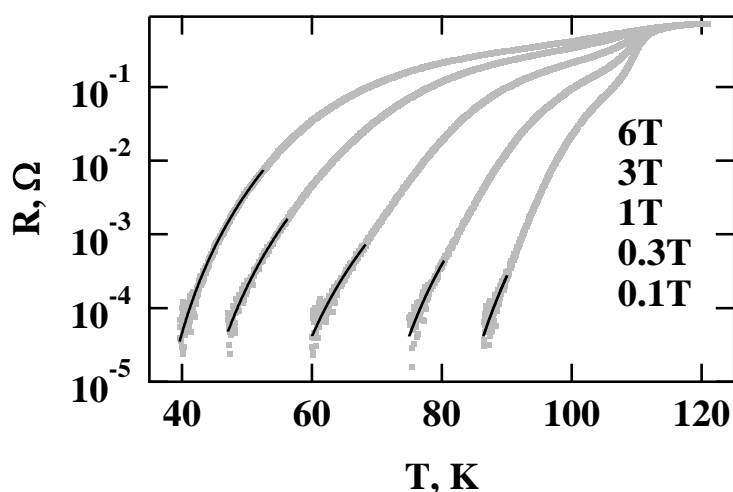
Как уже отмечалось в предыдущем разделе, согласно модели вихревого стекла [3.6] в критической области скейлинга сопротивление должно описываться выражением (3.2). По этой причине в соответствии с соотношением Фогеля-Фулчера (3.6) обратная логарифмическая производная сопротивления  $(d \ln R / dT)^{-1}$  должна линейно зависеть от температуры и экстраполироваться к нулю при  $T = T_g$  с наклоном  $1/\nu(z - 1)$ . На рис. 3.7 показаны данные для образца (Bi,Pb)-2223 при 6Т, описывающиеся в рамках модели вихревого стекла с  $T_g=35.3\text{K}$  и наклоном  $1/\nu(z - 1) = 0.22$ . Степенная зависимость сопротивления от температуры имеет место в пределах критической области скейлинга при температурах ниже  $T^*$ .  $T^*$ ,

определенная таким путем практически совпадает с температурой  $T^*$ , полученной из данных на рис. 3.6.



**Рис.3.7.** Главная панель:  $d\ln/d(1/T)$  монокристалла (Bi,Pb)-2223 в зависимости от температуры при  $B=6T$ . Аппроксимация экспериментальных данных в рамках модели вихревого стекла с  $T_g=35.3K$  и  $[v(z-1)]^{-1} = 0.22$  изображена сплошной линией.  $T^*$  показывает начало отклонения от модели вихревого стекла при повышении температуры. Вставка: критические экспоненты  $v(z-1)$ , полученные для различных магнитных полей.

На рис.3.8 показано сопротивление нелегированного кристалла Bi-2223, в зависимости от температуры в магнитных полях до  $6T //c$ .



**Рис. 3.8.** Зависимость  $R(T)$  кристалла Bi-2223 в нескольких магнитных полях  $//c$ . Линиями показана аппроксимация в рамках модели вихревого стекла. Поле растет для кривых справа налево.

Как и в случае кристаллов, легированных Рb, увеличение магнитного поля приводит к существенному уширению сверхпроводящего перехода. Также на рис.3.8 представлены результаты аппроксимации эксперимента выражением  $R = R_0(T - T_g)^{\nu(z-1)}$  с подгоночными параметрами  $T_g$ ,  $\nu(z - 1)$  и  $R_0$ , представленными в таблице 3.3.

В таблице 3.3 приведены суммарные данные для  $T_g$  и  $\nu(z - 1)$  в кристаллах Bi-2223 и (Bi,Pb)-2223 в нескольких магнитных полях. Видно, что  $T_g$  монотонно уменьшается с ростом магнитного поля, а критическая экспонента  $\nu(z - 1)$  в пределах экспериментальной ошибки практически совпадает для чистых и легированных свинцом кристаллов Bi-2223 и не зависит от величины приложенного магнитного поля. Полученная в нашем эксперименте величина  $\nu(z - 1)$  близка к величине  $\nu(z - 1) = 5.2 \pm 0.5$ , наблюдавшейся ранее в кристаллах Bi-2223 с наличием фазы Bi-2212 [3.10]. С другой стороны, в экспериментах по изучению свойств вихревого стекла в монокристаллах YBCO [3.7] и Bi-2212 [3.8] была получена величина  $\nu(z - 1) = 6.5 \pm 1.5$ , что несколько выше, чем в нашем случае.

Также, необходимо отметить, что критическая область скейлинга  $\Delta T$  наблюдаемая в наших экспериментах, подобно результату, полученному в монокристаллах Bi-2212 [3.8], достаточно широка, достигая примерно 20К в магнитном поле 6Т. Размер этой области  $\Delta T/T_g \sim 1$  существенно больше по сравнению с шириной критической области скейлинга, обнаруженной в монокристаллах YBCO, где ее величина составила  $\Delta T/T_g \approx 0.05$ , что более характерно для типичной критической области скейлинга [3.7]. Вполне вероятно, что данный результат отражает более сильную анизотропию кристаллов Bi-2223 по сравнению с кристаллами YBCO. Как показали недавние исследования анизотропии соединения Bi-2223, это соединение является сильно анизотропным сверхпроводником с величиной  $\gamma$  около 50 [3.26].

**Таблица 3.3.** Температура плавления вихревого стекла  $T_g$  и критическая экспонента  $\nu(z - 1)$  для кристаллов Bi-2223 и (Bi,Pb)-2223 в нескольких магнитных полях.

**Bi-2223**

Магнитное поле, Т	$T_g$ , К	$\nu(z - 1)$
0.1	78.2±5.0	5.3±2.4
0.3	66.5±3.0	5.1±1.2
1.0	49.3±3.0	4.9±1.0
3.0	38.2±2.0	5.0±0.4
6.0	34.3±2.0	4.6±0.4

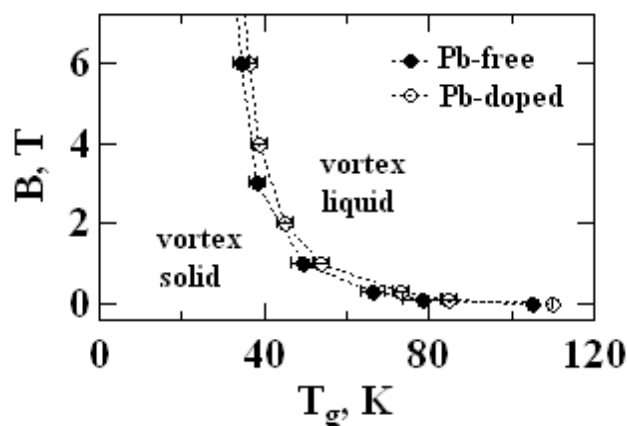
**(Bi,Pb)-2223**

Магнитное поле, Т	$T_g$ , К	$\nu(z - 1)$
0.1	84.5±6.0	5.2±2.6
0.3	73.0±4.0	4.8±1.4
1.0	53.5±3.0	4.4±1.2
2.0	44.9±2.0	4.6±0.5
4.0	38.5±2.0	4.4±0.4
6.0	35.3±2.0	4.6±0.4

На рис.3.9 представлена магнитная фазовая диаграмма чистых и легированных свинцом кристаллов Bi-2223. Видно, что линия плавления вихревого стекла для кристаллов Bi-2223 лежит ниже аналогичной линии для монокристаллов (Bi,Pb)-2223. Этот результат выглядит вполне естественно, так как концентрация центров пиннинга должна быть выше в монокристаллах (Bi,Pb)-2223 вследствие присутствия примесей свинца, приводя тем самым к повышению температуры плавления вихревого стекла. Этот результат находится в согласии, также, и с ранее опубликованным



наблюдением повышения линии необратимости в сильно легированных свинцом кристаллах Bi-2212 [3.27].



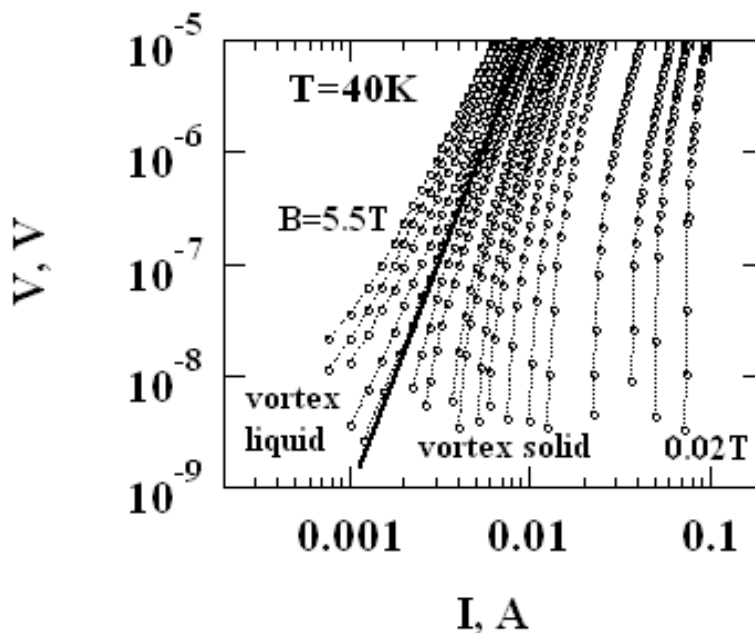
**Рис. 3.9.** Линия плавления вихревого стекла чистых и легированных свинцом кристаллов Bi-2223. Пунктирная линия соединяет экспериментальные точки для улучшения восприятия графика.

Весьма малая площадь поперечного сечения наших  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{10+\delta}$  кристаллов порядка  $10^{-10}$ - $10^{-11}$   $\text{m}^2$  обеспечивает уникальную возможность прямого измерения вольт-амперных характеристик и плотности критического тока вплоть до сравнительно низких температур около 40К, используя транспортный ток менее 0.1А. В наших экспериментах вольтамперные характеристики измерялись по точкам. В каждой точке вплоть до максимального тока 90mA, использованного при  $T=40\text{K}$  и  $B=0.02\text{T}$  мы не наблюдали никакого увеличения напряжения на образце в течение нескольких минут при фиксированной величине тока. Кроме того, все вольтамперные характеристики были полностью обратимы. Два этих результата свидетельствуют об отсутствии какого-либо перегрева образцов во время измерений.

Результаты наших измерений вольтамперных характеристик чистых и с примесью свинца монокристаллов  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{10+\delta}$  дают дополнительную поддержку описанию поведения вихревой системы в рамках модели

вихревого стекла [3.6], согласно которой положительная кривизна  $I - V$  кривых, построенных на графике в двойной логарифмической шкале, свидетельствует о жидком состоянии вихревой системы, тогда как отрицательная кривизна отражает твердое состояние. Прямая линия в шкале  $\log I - \log V$  соответствует фазовому переходу вихревой системы из твердого в жидкое состояние.

В качестве примера на рис. 3.10 представлен набор вольтамперных характеристик, полученных при  $T=40\text{K}$  в различных магнитных полях. В малых полях вольтамперные характеристики показывают явно выраженную отрицательную кривизну, а при увеличении магнитного поля их кривизна плавно меняется на положительную. Прямая линия при магнитном поле 3.5Т соответствует переходу вихревого стекла из твердого состояния в жидкое. В соответствии с моделью вихревого стекла [3.6], при более высоких полях критический ток в точности равен нулю.



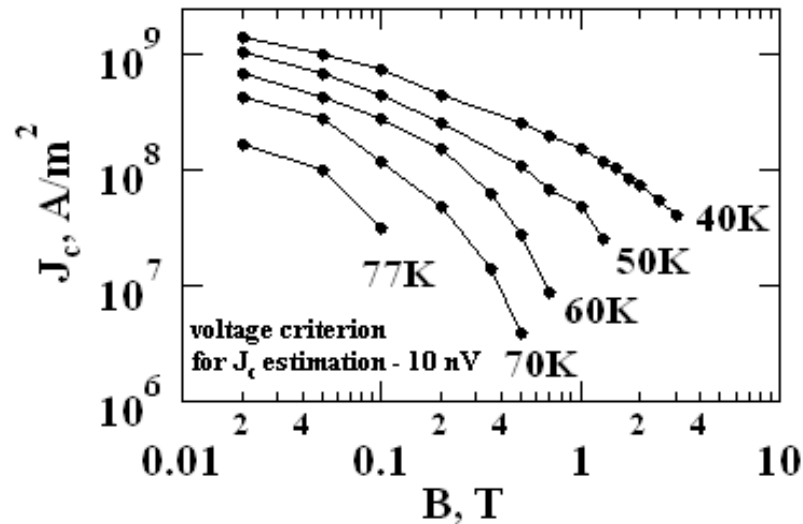
**Рис.3.10.** Вольтамперные характеристики монокристаллов Bi-2223 при  $T=40\text{K}$  и  $B=0.02\text{T}, 0.05\text{T}, 0.1\text{T}, 0.2\text{T}, 0.5\text{T}, 0.7\text{T}, 1\text{T}, 1.3\text{T}, 1.5\text{T}, 1.7\text{T}, 2\text{T}, 2.5\text{T}, 3\text{T}, 3.5\text{T}, 4\text{T}, 4.5\text{T}, 5\text{T}, 5.5\text{T}$ . Увеличение магнитного поля соответствует кривым справа налево. Пунктирная линия соединяет экспериментальные точки для улучшения восприятия графика. Сплошная линия соответствует переходу плавления примерно при 3.5Т.

Таким образом, наши результаты ясно показывают наличие фазового перехода из твердого состояния вихревой системы в жидкое в чистых и легированных свинцом монокристаллах Bi-2223, подобно тому, как это ранее наблюдалось в соединениях YBCO и Bi-2212 [3.6,3.7].

Соединение  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{10+\delta}$  с критической температурой сверхпроводящего перехода  $T_c \approx 110\text{K}$  является одним из перспективных кандидатов для практических применений. В последние годы значительный прогресс был достигнут в изготовлении протяженных Bi-2223/Ag проводов и лент. Но, несмотря на значительные усилия в ненулевом магнитном поле плотность критического тока сверхпроводящих элементов на основе  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{10+\delta}$  уступает при температурах выше 30-40K проводникам на основе YBCO [3.28]. Для того, чтобы понять природу ограниченной токонесущей способности проводов и лент на основе Bi-2223 представляется существенным выделить вклад таких технологических факторов, как недостаточная плотность, пониженная межгранулярная связь, разориентация в плоскости  $ab$  и относительно оси  $c$ , а также определить собственную токонесущую способность высококачественных проводников на основе  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{10+\delta}$ . По этой причине исследование транспортных характеристик соединения  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{10+\delta}$  в виде кристаллов, где отсутствуют перечисленные выше технологические факторы, которые могут ограничивать величину  $j_c$ , представляет значительный интерес для оценки токонесущего потенциала этого соединения.

На рис. 3.11 показаны полевые зависимости  $j_c$ , определенные с критерием по напряжению  $V=10^{-8}\text{V}$  при различных температурах. Отметим здесь, что использование любого критерия по напряжению для определения плотности критического тока из транспортных измерений приводит к некоторому завышению величины плотности критического тока. В частности, при температурах выше температуры плавления, где, согласно

модели вихревого стекла величина  $j_c$  в точности равна нулю, оценка величины  $j_c$  по напряжению дает конечные значения. По этой причине на рис.3.11 мы приводим данные для величины  $j_c$ , полученные только при температурах ниже перехода плавления.



**Рис. 3.11.** Зависимость плотности критического тока монокристаллов Bi-2223 от магнитного поля при различных температурах. Сплошная линия соединяет экспериментальные точки для улучшения восприятия графика.

Величины  $j_c$ , полученные в нашем исследовании для высококачественных кристаллов Bi-2223 близки к величинам  $j_c$ , ранее опубликованным для проводников Bi-2223/Ag [3.29-3.31], хотя обычно в монокристаллических материалах наблюдается пониженная плотность критического тока в силу малой плотности центров пиннинга. С другой стороны, как мы уже отмечали, в монокристаллических материалах должно отсутствовать влияние на критический ток таких технологических факторов, как недостаточная плотность и разориентация гранул. Отсюда можно предположить, что в нашем случае, как и в случае опытных промышленных образцов, где влияние технологических факторов на плотность критического тока уже существенно снижено, собственный низкий уровень пиннинга и высокая анизотропия соединения Bi-2223 являются основными факторами,

ограничивающими величины  $j_c$  в этом соединении. Здесь мы должны отметить, что обычно ленты Bi-2223 легированы свинцом. Поэтому было бы более правильным сравнивать плотность критического тока в лентах Bi-2223 с величинами  $j_c$  в монокристаллах (Bi,Pb)-2223. Наши данные по исследованию линии плавления вихревого стекла для  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{10+\delta}$  и  $\text{Bi}_{1.7}\text{Pb}_{0.3}\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{10+\delta}$  кристаллов, приведенные на рис.3.9 показывают слегка увеличенный пиннинг в монокристаллах (Bi,Pb)-2223, что предполагает более высокие значения  $j_c$  в кристаллах, легированных свинцом. Таким образом, мы не можем полностью исключить некоторое влияние технологических факторов на величину плотности критического тока в легированных свинцом Bi-2223 лентах. Тем не менее, завершая это обсуждение, можно сделать вывод, что дальнейшее увеличение плотности критического тока в проводниках на основе Bi-2223 в первую очередь требует увеличения количества эффективных центров пиннинга, например, за счет создания колонных дефектов при радиационном облучении, либо сильной степени легирования свинцом, либо каких-либо вариаций химического состава соединения Bi-2223.

### 3.4. Выводы

В заключение, подведем итоги главы 3, в которой приведены результаты наших исследований природы плавления вихревой системы в магнитных полях, направленных вдоль оси  $c$  в монокристаллах  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  с различным содержанием кислорода и, соответственно, с различной степенью анизотропии, а также чистых и легированных свинцом высококачественных кристаллов  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{10+\delta}$ .

1. Показано, что в кристаллах  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  с различным содержанием кислорода и, соответственно, различной степенью анизотропии, в магнитном поле  $B//c$ , линия плавления вихревого стекла  $B_g(T)$  хорошо

описывается эмпирическим выражением  $B_g(T) = B_0[(1 - T/T_c)/(T/T_c)]^\alpha$  с  $\alpha \approx 1$ .

- Показано, что предложенное нами эмпирическое выражение для линии плавления вихревого стекла в кристаллах  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  с различным содержанием кислорода может успешно применяться для описания этой линии в более анизотропных купратных высокотемпературных сверхпроводниках на основе Tl и Bi.
- Показано, что в кристаллах  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{10+\delta}$  и  $(\text{Bi,Pb})_2\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{10+\delta}$  в магнитном поле  $B//c$  сопротивление в начале резистивного перехода степенным образом зависит от температуры  $R = R_0(T - T_g)^{\nu(z-1)}$ , при этом показатель степени  $\nu(z - 1) = 4.6 \pm 0.5$  одинаков для чистых и легированных свинцом кристаллов и не зависит от величины приложенного магнитного поля. Данный результат находится в согласии с моделью вихревого стекла.
- Определено положение линии плавления вихревого стекла на магнитной фазовой диаграмме, которая отделяет фазу твердого вихревого стекла с отличным от нуля критическим током от диссипативной жидкой фазы. Впервые показано, что линия плавления вихревого стекла для легированных свинцом кристаллов  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{10+\delta}$  сдвинута в сторону высоких температур по сравнению с чистыми монокристаллами  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{10+\delta}$ .
- Измеренная методом прямого пропускания транспортного тока величина критического тока  $j_c \sim 10^5 \text{ A/cm}^2$  в монокристаллах  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{10+\delta}$  при температуре кипения жидкого азота определяет предел плотности критического тока данного соединения без ограничения такими внешними факторами, как границы зерен, плотность упаковки материала, разориентация зерен относительно кристаллографических осей и пр.

## ГЛАВА 4. Динамика вихревой системы и эффект Холла в кристаллах $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ в магнитном поле параллельно слоям $\text{CuO}_2$ .

### 4.1. Вводные замечания

В купратных сверхпроводниках вследствие их слоистой кристаллической структуры параметр порядка модулирован в направлении вдоль оси  $c$ , достигая максимальной величины в сверхпроводящих слоях и убывая при смещении в изолирующие (слабо проводящие) промежутки между ними. В результате в магнитном поле, направленном параллельно плоскостям  $ab$ , свободная энергия сверхпроводящего образца минимальна, когда вихри локализованы в областях между сверхпроводящими слоями  $\text{CuO}_2$ . Следствием такой модуляции параметра порядка является собственный (intrinsic) пиннинг, препятствующий движению вихрей в направлении перпендикулярно плоскостям  $ab$ . Расположенные между слоями джозефсоновские вихри или их сегменты под действием создаваемой транспортным током силы Лоренца, могут перемещаться из одного межслойного зазора в другой. При этом происходит соответствующая подстройка системы двумерных вихрей (pancakes) в сверхпроводящих слоях, вследствие чего в такой системе возникает диссипация [4.1,4.2]. Понятно, что при анализе результатов экспериментов в магнитном поле, приложенном параллельно слоям  $\text{CuO}_2$  купратных ВТСП, необходимо учитывать возможное влияние собственного пиннинга на динамику вихревой системы.

Экспериментально проявление собственного пиннинга наблюдалось при вращении образца в магнитном поле при температуре вблизи  $T_c$ , как резкий минимум сопротивления в положении, когда угол между направлением приложенного магнитного поля и плоскостями  $ab$  оказывался равен нулю [4.3]. Также, эффект собственного пиннинга был обнаружен при

измерениях кривых намагниченности кристаллов  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  в магнитном поле  $\parallel ab$ , где наблюдались осцилляции, период которых соответствовал переходу между последовательными соизмеримыми с параметром кристаллической решетки вдоль оси  $c$  конфигурациями вихревой системы [4.4]. При этом следует отметить, что угол между направлением магнитного поля и плоскостями  $ab$  экспериментального образца, в котором наблюдался эффект собственного пиннинга, чрезвычайно мал и не превышает величину  $\sim 1^\circ$  [4.3,4.4].

Отметим еще один момент, касающийся природы вихрей в кристаллах  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  в нашей экспериментальной геометрии с магнитным полем, направленным параллельно слоям  $\text{CuO}_2$ . Мы уже отмечали, что кристаллы  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  с оптимальной концентрацией кислорода обладают наименьшей анизотропией ( $\gamma \approx 7-8$ ) по сравнению с другими купратными высокотемпературными сверхпроводниками  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$ ,  $\text{Tl}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$  и  $\text{HgBa}_2\text{CaCu}_2\text{O}_6$ . Тем не менее, даже в  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  длина когерентности вдоль оси, составляющая примерно  $2\text{Å}$ , существенно меньше межслойного расстояния  $d=8.4\text{Å}$ , что не исключает возможность джозефсоновской связи между сверхпроводящими слоями  $\text{CuO}_2$  и, соответственно, джозефсоновскую природу вихрей в магнитном поле  $B \parallel ab$ . Однако, при исследовании различных купратных ВТСП Клейнер и Мюллер в противоположность соединениям  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$  и  $\text{Tl}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$  не обнаружили никаких проявлений внутреннего (intrinsic) эффекта Джозефсона в оптимально легированных кислородом кристаллах  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  [4.5]. Это обстоятельство позволило авторам работы [4.5] предположить, что в  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  с оптимальным легированием вихри, ориентированные параллельно плоскостям  $ab$ , имеют обычную абрикосовскую природу.

Далее, в разделе 4.2, мы представим наши результаты исследования плавления вихревой решетки в кристаллах  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  с оптимальным



содержанием кислорода в магнитном поле  $B//ab$  [A22,A23]. В разделе 4.3 представлены результаты исследования особенностей плавления вихревой системы в кристаллах  $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$  с различной степенью содержания кислорода и, соответственно, различной степенью анизотропии [A24,A25] и, наконец, в разделе 4.4 рассмотрены результаты исследования эффекта Холла в кристаллах  $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$  в магнитном поле, направленном параллельно плоскостям  $ab$  [A26].

#### **4.2. Динамика вихревой системы в кристаллах $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ с оптимальным содержанием кислорода.**

Как уже отмечалось в предыдущих главах, плавление вихревой системы может быть фазовым переходом первого или второго рода в зависимости от плотности дефектов в образце. В электрических транспортных измерениях это проявляется, либо как скачок сопротивления в случае перехода I рода при плавлении упорядоченной вихревой решетки, либо как плавный рост сопротивления при плавлении неупорядоченной вихревой системы, которое является фазовым переходом II рода [4.6-4.8]. Первые эксперименты в магнитном поле  $B//ab$  показали, что в присутствии собственного пиннинга наличие или отсутствие скачка сопротивления зависит не только от степени дефектности образца, но и от направления транспортного тока, и, соответственно, направления силы Лоренца, действующей на вихри со стороны транспортного тока [4.9-4.11].

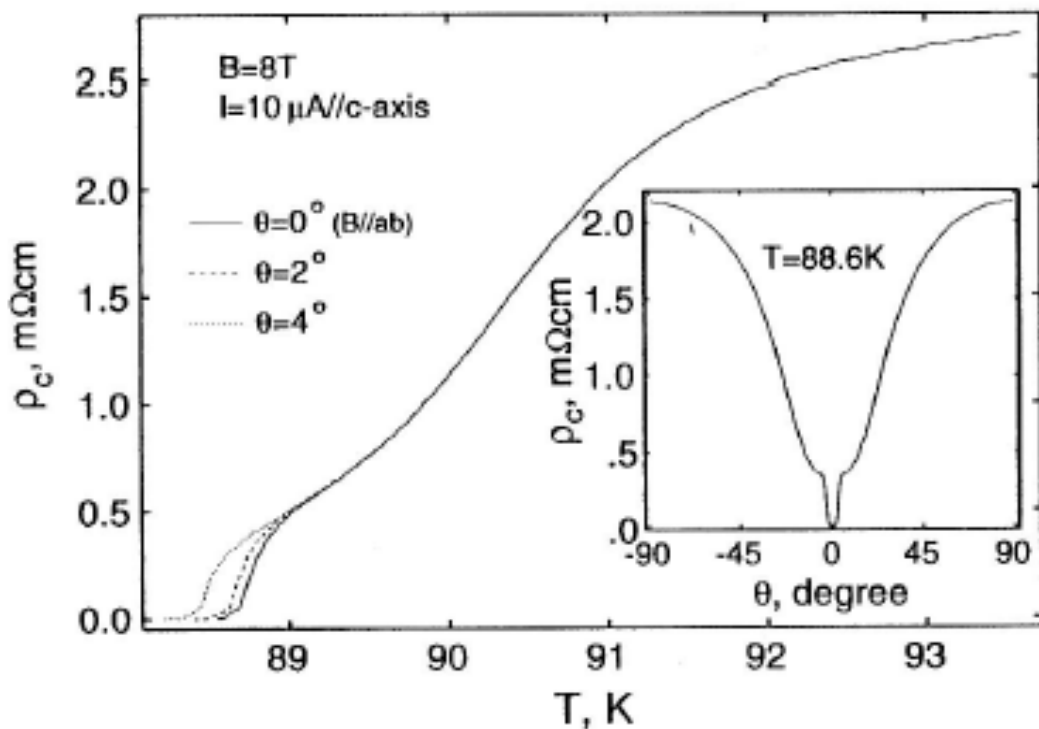
Так, в частности, в геометрии  $B//ab$  с транспортным током, направленным вдоль оси  $c$ , Шараламбуа и др. [4.9,4.10] наблюдали резкий гистерезисный скачок сопротивления, сопровождавшийся сильной нелинейностью по току, который был интерпретирован, как плавление вихревой решетки при переходе I рода. В то же время, в эксперименте с

магнитным полем, также приложенным параллельно плоскостям  $ab$ , но с транспортным током, текущим в также плоскости  $ab$  перпендикулярно направлению магнитного поля ( $I//ab, I \perp B$ ), такой переход был подавлен [4.11]. Более того, в работе [4.11] было высказано предположение, что периодический потенциал пиннинга вдоль оси  $c$  подавляет образование упорядоченной вихревой решетки. При этом плавление вихревой системы является фазовым переходом II рода с возникновением волны вихревой плотности с трансляционной периодичностью вдоль оси  $c$ , подобно трансформации из нематического (nematic) в смектическое (smectic) состояние в жидких кристаллах [4.12]. При этом в эксперименте с  $B//ab$  и  $I//ab$  также было обнаружено, что подавление скачка сопротивления при переходе вихревой системы из твердого в жидкое состояние происходит в узком угловом интервале, когда отклонение направления магнитного поля относительно плоскости  $ab$  не превышает  $0.1^\circ$  [4.11].

Для того, чтобы убедиться насколько существенна точность ориентации магнитного поля в нашей геометрии  $B//ab$  и  $I//c$  мы провели предварительный эксперимент в держателе образца с возможностью ориентации образца относительно направления магнитного поля с точностью  $0.01^\circ$ . На рис.4.1 показана температурная зависимость сопротивления вдоль оси  $c$ , измеренная при нескольких ориентациях образца относительно магнитного поля. Видно, что отклонение плоскостей  $ab$  от направления магнитного поля до  $4^\circ$  не приводит к подавлению скачка сопротивления. Приведенная на вставке на рис.4.1 угловая зависимость  $\rho_c$  показывает, что особенность  $\rho_c$  вблизи ориентации  $B//ab$  так же, как и в эксперименте с  $B//ab$  и  $I//ab$  существует, однако ее угловая полуширина составляет порядка  $5^\circ$ .

Для проведения детальных исследований динамики вихревой системы вблизи точки плавления в параллельном поле в последующих экспериментах мы применили мульти-контактную конфигурацию псевдо-трансформатора

магнитного потока (см. рис.1.9). Использование такого метода в геометрии эксперимента, когда магнитное поле приложено параллельно плоскостям  $ab$  исследуемого кристалла, открывает новые возможности. В частности, сохраняя направление тока  $\parallel c$ , магнитного поля в плоскости  $ab$ , и поворачивая кристалл на  $90^\circ$  вокруг оси  $c$  можно реализовать измерения корреляции скорости вихрей в жидком вихревом состоянии как в направлении вдоль магнитного поля, так и перпендикулярно полю.



**Рис.4.1.** Резистивный переход кристалла  $YBa_2Cu_3O_{7.8}$  с током вдоль оси  $c$  для нескольких углов ориентации образца относительно магнитного поля. На вставке показана угловая зависимость  $\rho_c$  при температуре 88.6K чуть выше начала перехода.

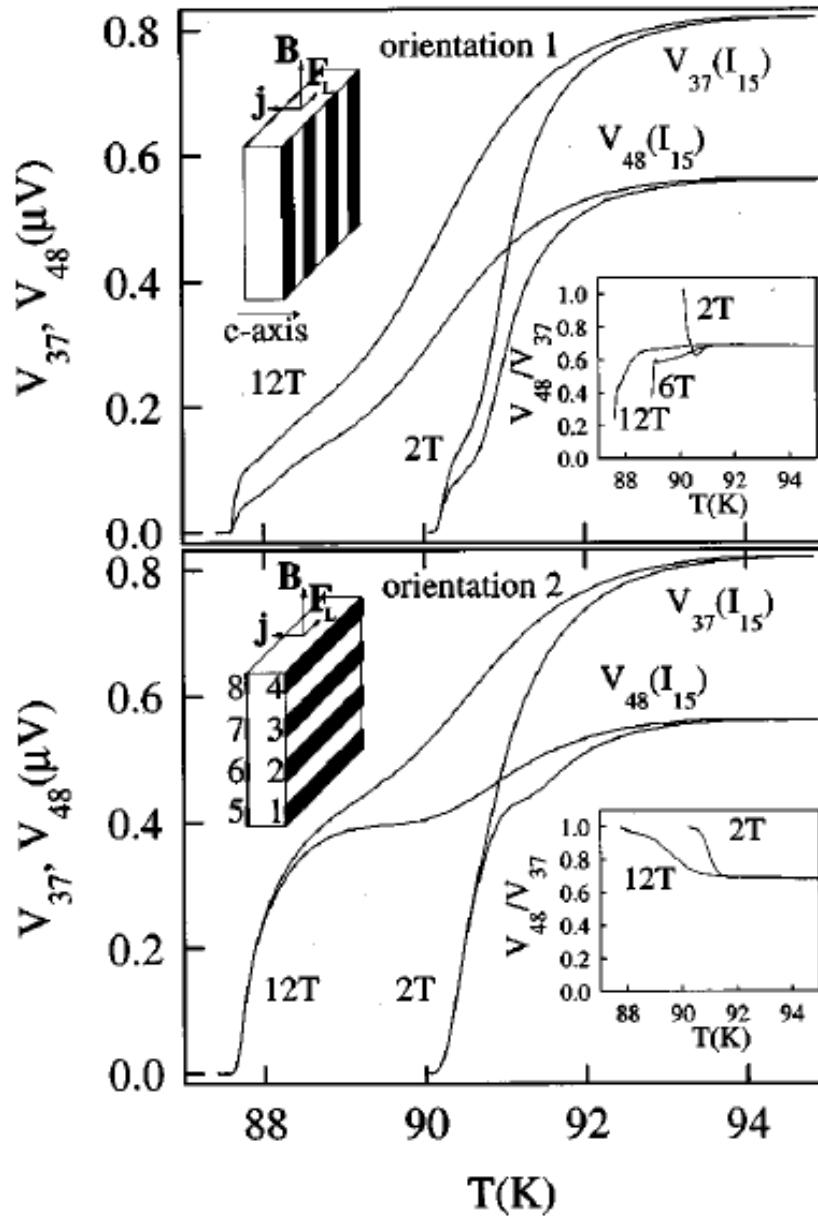
В двух геометриях эксперимента, показанных на рис.4.2, реализуется две различных распределения силы Лоренца ( $F_L = j \times B$ ), действующей на вихри. В обоих случаях транспортный ток протекает между контактами 1-5. В ориентации 1, показанной на верхней панели рис.4.2, сила Лоренца

одинакова вдоль каждого вихря и убывает по мере удаления от контактов 1-5 в направлении контактов 4-8. В ориентации 2, приведенной на нижней панели рис.4.2, одинаковая сила Лоренца действует на каждый вихрь, и ее величина убывает при движении от контактов 1-5 вдоль направления вихря к контактам 4-8. В результате, в ориентации 1, отношение напряжений  $V_{48}/V_{37}$  отражает корреляцию скорости вихрей в направлении перпендикулярно магнитному полю (поперечную корреляцию), тогда как в ориентации 2, то же самое отношение напряжений  $V_{48}/V_{37}$  отражает корреляцию скоростей вдоль вихря (продольную корреляцию).

Типичные результаты эксперимента показаны на рис.4.2. Измерения проводились при различных величинах приложенного поля в интервале 0.5-12Т. На рис.4.2. приведены данные только для 2 и 12Т. В нормальном состоянии  $V_{37}(I_{15}) > V_{48}(I_{15})$ , отражая неравномерное распределение тока по сечению образца, возникающее вследствие комбинированного эффекта конфигурации контактов, геометрии кристаллов и анизотропии сопротивления. При этом отношение напряжений  $V_{48}/V_{37}$  одинаково в обеих ориентациях и слабо зависит от температуры. При более низких температурах около 90К, в жидком вихревом состоянии зависимости  $V_{37}(T)$  и  $V_{48}(T)$  так же, как их отношение, ведут себя в ориентациях 1 и 2 различным образом.

В ориентации 1 оба напряжения  $V_{37}(T)$  и  $V_{48}(T)$  с понижением температуры показывают скачок напряжения подобно предыдущим наблюдениям, которые были интерпретированы, как фазовый переход I рода плавления вихревой решетки [4.9,4.10]. Более того, при  $B \leq 2Т$  при понижении температуры напряжение  $V_{48}(T)$  начинает приближаться к  $V_{37}(T)$  и, начиная с температуры  $T_m$ , оба напряжения в точности совпадают. Измерения вольтамперных характеристик ( $I - V$ ), которые мы опишем чуть ниже, показывают, что  $T_m$  совпадает с температурой, при которой  $I - V$

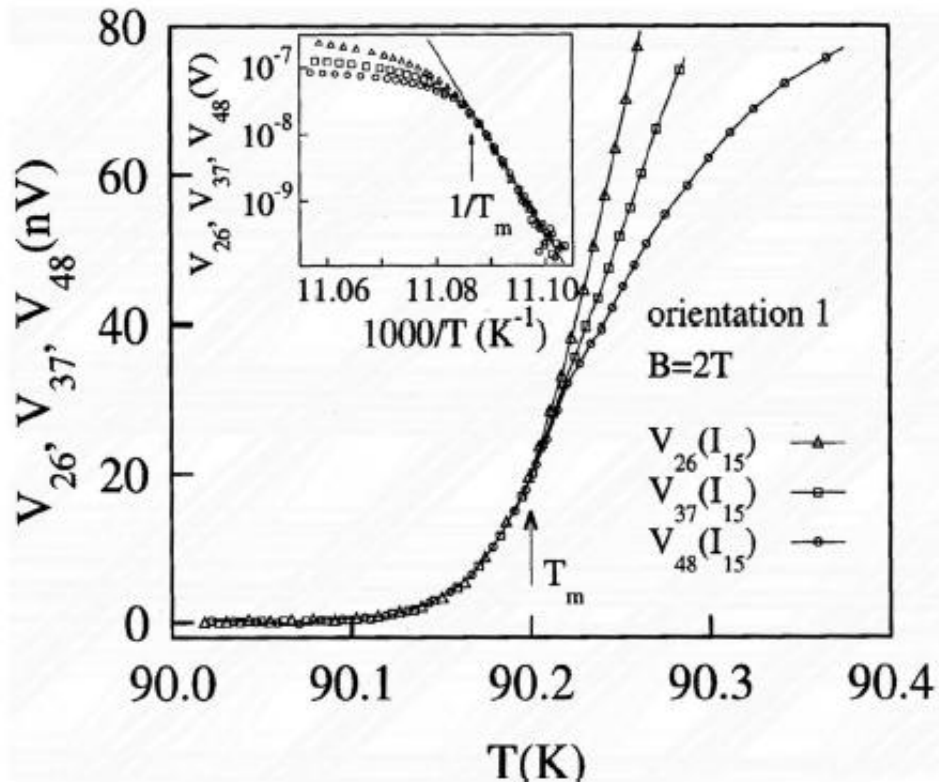
характеристики начинают проявлять нелинейность. Таким образом, мы можем идентифицировать  $T_m$ , как температуру плавления вихревой решетки.



**Рис.4.2.** Верхняя и нижняя панель:  $V_{37}(T)$  и  $V_{48}(T)$  с током  $I_{15}$  в ориентации 1 и 2 соответственно в магнитном поле 2 и 12Т, приложенном параллельно плоскостям  $ab$ . На верхних вставках на обеих панелях показана контактная конфигурация и геометрия эксперимента. На нижних вставках приведено отношение напряжений  $V_{48}/V_{37}$  в соответствующих ориентациях ( $V_{48}$  – напряжение между контактами 4-8 и т.д.).

Для результатов в магнитном поле  $B=2\text{T}$  более детально температурная зависимость отклика напряжения показана на рис.4.3. В узком температурном интервале между  $T = 90.07\text{K}$  и  $T_m = 90.20\text{K}$  мы обнаружили  $V_{26}=V_{37}=V_{48}$ . В том же самом температурном интервале эти три напряжения показывают ярко выраженное активационное поведение  $\ln V \sim 1/T$  (вставка на рис.4.2), что предполагает термически активированное когерентное движение вихревой решетки, как единого целого, которое индуцирует одинаковое напряжение на трёх различных парах контактов. При более высоких полях отношение напряжений  $V_{48}/V_{37}$  стремится к нулю, как показано на нижней вставке верхней панели рис.4.1 при  $6\text{T}$  и  $12\text{T}$ . Для  $B \geq 2\text{T}$  поперечная корреляция вихрей уменьшается с уменьшением температуры, в отличие от области полей  $\leq 2\text{T}$ , и переход плавления вихревой решётки сдвинут к порогу разрешения по напряжению в нашем эксперименте. Этот результат соотносится с представленным в литературе обсуждением о совпадении линии необратимости с плавлением вихревой решётки, либо с линией, где пиннинг перестает удерживать вихревую решетку от движения (depinning). Таким образом, наши результаты поддерживают точку зрения, что для магнитных полей  $B//ab \leq 2\text{T}$  линия плавления вихревой решетки расположена выше линии необратимости [4.13].

После поворота образца на  $90^\circ$  вокруг оси  $c$ , уменьшение  $V_{37}(T)$  и  $V_{48}(T)$  с уменьшением температуры в нижней части сверхпроводящего перехода происходит не так быстро, как в ориентации 1. Также, в отличие от результатов, показанных в ориентации 1, мы наблюдали,  $V_{37} = V_{48}$  во всем исследованном диапазоне магнитных полей до  $12\text{T}$ . Более того, в ориентации 1  $V_{37}(T) = V_{48}(T)$  вплоть до температуры  $T_m$  тогда как в ориентации 2  $V_{37}(T) = V_{48}(T)$  вплоть до температуры  $T_{br}$ , превышающей  $T_m$ . В частности, для  $B = 2\text{T}$  мы наблюдали  $T_{br}=90.5\text{K}$ , в то время, как уже отмечено ранее  $T_m=90.20\text{K}$ .



**Рис.4.3.** Температурная зависимость  $V_{26}(T), V_{37}(T), V_{48}(T)$  в ориентации 1 в магнитном поле  $B=2T$  с током  $I_{15}$  вблизи температуры плавления вихревой решётки  $T_m$ . Сплошные линии представлены на рисунке для удобства восприятия. На вставке эти же данные представлены в координатах Аррениуса, где сплошной линией показана линейная аппроксимация.  $T_m$  - температура плавления вихревой решётки.

С теоретической точки зрения, вопрос, как происходит плавление вихревой решётки до сих пор остаётся противоречивым. Согласно Карнейро и др. [4.14], при плавлении вихревой решётки, продольная и поперечная корреляция вихрей должны исчезать одновременно подобно сублимации. Как уже отмечалось в главе 2, Блаттер и др. [2.2] рассмотрели сценарий двухступенчатого перехода плавления. При этом авторы [2.2] не исключили возможность, когда имеет место единственный фазовый плавления, выше которого вихри сохраняют сильную продольную корреляцию вдоль толщины образца в некотором температурном интервале. Наши результаты позволяют сделать вывод, что для полей  $B//ab$ , так же, как и в случае  $B//c$  в кристаллах

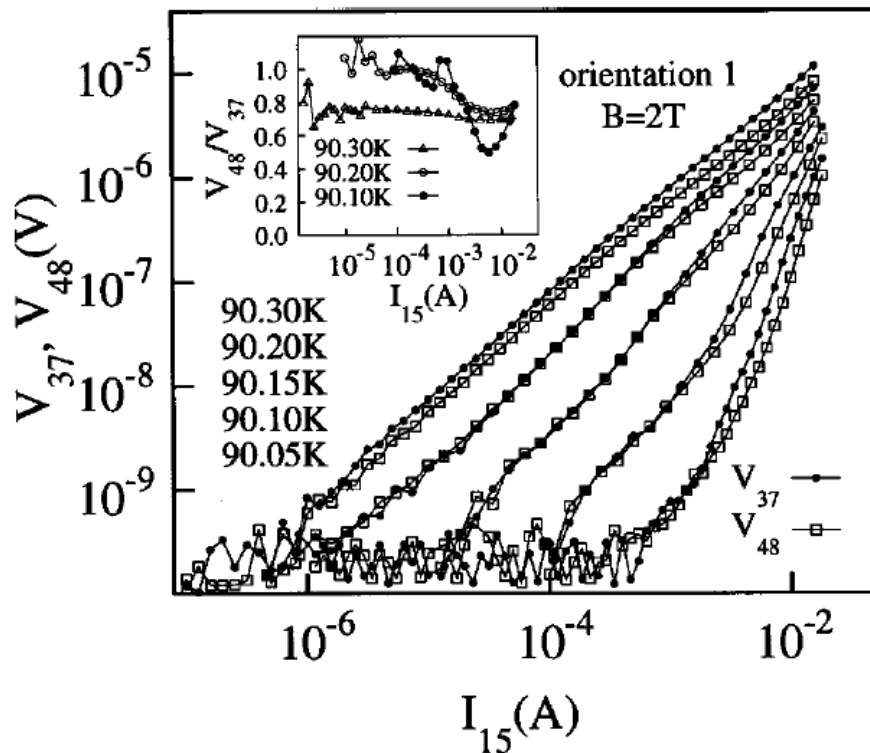
$\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  с оптимальным легированием кислородом в некотором интервале температур выше  $T_m$  вихри сохраняют сильную продольную корреляцию, которая плавно убывает с повышением температуры [4.15,4.16].

Все представленные выше результаты были получены в режиме омического (линейного) отклика напряжения. Чтобы проиллюстрировать динамику вихревой решётки на рис. 4.4 мы приводим зависимости  $V_{37}(T)$  и  $V_{48}(T)$  от тока  $I_{15}$  в ориентации 1 в магнитном поле 2Т. При температурах выше температуры плавления вихревой решётки  $T_m=90.20\text{К}$   $I\text{V}$  – характеристики для обоих напряжений  $V_{37}(T)$  и  $V_{48}(T)$  показывают омическое поведение с отношением напряжений  $V_{48}(T)/V_{37}(T) < 1$ , которое слабо зависит от величины приложенного тока (см. вставку на рис.4.4). Для температур ниже  $T_m=90.20\text{К}$  из рис.4.4 подобно публиковавшимся ранее результатам [4.6,4.17] можно видеть быстро развивающееся с понижением температуры нелинейное поведение, напоминающее  $s$  – форму. При температурах ниже  $T_m$  в пределе малых токов напряжение  $V_{37}(T) = V_{48}(T)$  линейно по току. Такое поведение может рассматриваться как термически активированное когерентное (упругое) движение достаточно прочной вихревой решётки, как уже отмечалось при обсуждении рис.4.3.

С увеличением тока  $I - V$  характеристики начинают отклоняться от линейного омического поведения. Появление нелинейности примерно совпадает с моментом, когда отношение напряжений  $V_{48}(T)/V_{37}(T)$  становится меньше единицы, что отражает плавный переход от упругого (когерентного) к пластическому (дефектному) движению вихревой решетки. При еще больших токах происходит более ярко выраженный при низких температурах (вставка на рис.4.4) рост отношения напряжений  $V_{48}(T)/V_{37}$  с увеличением тока. Такое поведение, по-видимому, отражает возвратный переход к линейному режиму при больших токах, который характеризуется однородным движением свободной от дефектов вихревой решётки, когда



сила Лоренца, действующая на вихревую решетку со стороны транспортного тока, значительно превышает силу пиннинга. Это наблюдение находится в качественном согласии с результатами компьютерного моделирования структуры движущейся вихревой решетки, показывая переход от некогерентного к когерентному движению вихревой решетки при увеличении транспортного тока выше некоторой критической величины [4.18,4.19].



**Рис.4.4.**  $IV$ -характеристики для  $V_{37}$  и  $V_{48}$  в ориентации 1 в магнитном поле  $B=2T$  с током  $I_{15}$  вблизи температуры плавления вихревой решетки  $T_m$ . Показанные на графике температуры соответствуют кривым слева направо. На вставке приведено отношение напряжений  $V_{48}(T)/V_{37}(T)$  для кривых, показанных на основной панели.

Таким образом, на основании полученных нами результатов можно сделать вывод, что в магнитном поле  $B//ab$ , так же, как и в конфигурации  $B//c$ , в чистых образцах  $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$  вихревая система при температурах ниже  $T_m$  замерзает в когерентную вихревую решетку. Этот вывод получает

убедительную поддержку из эксперимента Шиллинга и др. по измерению теплоемкости кристаллов  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ , не содержащих границ двойников, при двух ориентациях магнитного поля  $B//c$  и  $B//ab$ , которые однозначно показали, что в обеих ориентациях переход плавления вихревой решетки является переходом первого рода, сопровождающимся скрытой теплотой плавления [4.20].

Различие наших результатов с данными работы [4.11], где скачок сопротивления при плавлении вихревой решетки в геометрии  $B//ab$  и  $I//ab$  был подавлен, находит следующее объяснение. В конфигурации  $B//ab$  и  $I//ab$  вихри под действием силы Лоренца должны двигаться в направлении перпендикулярно слоям, в котором собственный пиннинг, действуя, как своеобразный тормоз, препятствует когерентному движению вихревой решетки. В то же время в нашей геометрии  $B//ab$  и  $I//ab$ , собственный пиннинг не оказывает влияния на движение вихрей, поскольку это движение под действием силы Лоренца происходит вдоль слоев.

Добавим также, что влияние пиннинга на границах двойников в нашей экспериментальной геометрии также минимально, поскольку границы двойников составляют угол  $45^\circ$  с направлением приложенного магнитного поля. Аналогичный вывод был получен в экспериментах на кристаллах  $\text{YBa}_2\text{Cu}_4\text{O}_8$ , в магнитном поле  $B//ab$  с транспортным током, направленным вдоль слоев  $I//c$  [4.21].

### **4.3. Переход вихревой системы из твердого состояния в жидкое в кристаллах $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ с различным содержанием кислорода.**

В предыдущем разделе мы показали, что в «чистых» образцах  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  с оптимальным легированием кислородом в магнитном поле  $B//ab$  транспортные свойства, отражающие динамику вихревой системы,

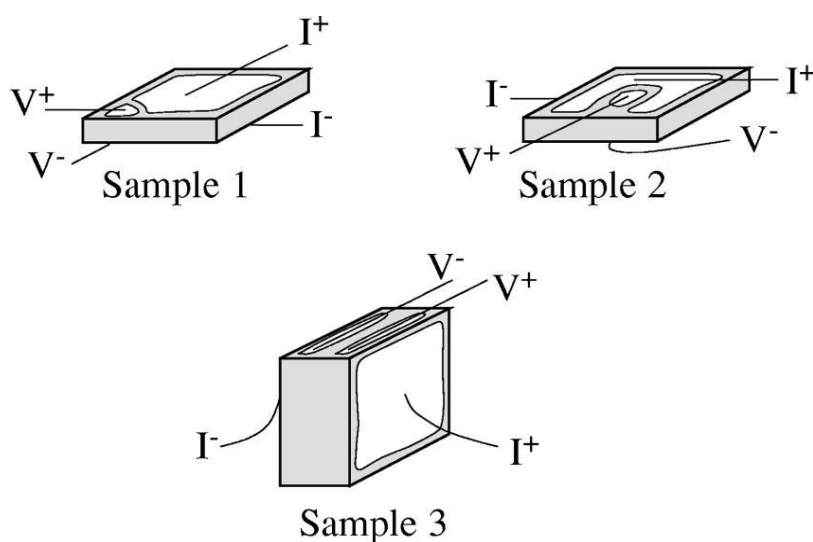
существенным образом зависят от направления транспортного тока, и соответственно направления силы Лоренца, действующей на вихри. В данном разделе мы рассмотрим свойства вихревой системы в образцах с увеличенным по сравнению с оптимально легированными образцами количеством дефектов. Весьма удобным объектом для проведения таких исследований являются кристаллы  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ , в которых увеличение дефицита кислорода по сравнению с оптимально легированными кристаллами приводит к росту числа дефектов. Кроме того, изменение концентрации кислорода в кристаллах  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  позволяет контролируемым образом изменять их анизотропию, что также представляет интерес с точки зрения исследования особенностей вихревой динамики вблизи перехода из твердого в жидкое состояние.

В магнитных полях  $//ab$  и транспортным током, также текущим вдоль плоскостей, Лундквист и др. [4.22-4.24] наблюдали практически не зависящий от величины приложенного поля переход плавления в случае, когда магнитное поле было точно ориентировано относительно плоскостей  $ab$ . Этот результат был интерпретирован в рамках модели, рассматривающей подавление связи между сверхпроводящими плоскостями и переход к двумерному поведению [4.24]. Позднее, Гордеев и др. [4.25] на фоне практически не зависящего от поля перехода плавления вихревой системы обнаружили его осциллирующее поведение, что было интерпретировано, как доказательство существования смектической вихревой фазы. С целью дальнейшего прояснения ситуации мы провели эксперименты, подобные работам [4.22-4.25], изменив направление транспортного тока с параллельного плоскостям ( $I//ab$ ) на перпендикулярное ( $I//c$ ).

Для того, чтобы быть максимально уверенными в результатах с точки зрения возможных неоднородностей в распределении тока в нашем эксперименте для более анизотропных образцов (#1-#3), мы использовали

три различных конфигурации контактов, показанных на рис.4.5, а также для образца #4 восьми-контактную конфигурацию псевдо-трансформатора потока (см. рис.4.2), где контакты 1-5, 2-6 и 3-7 использовались в качестве токовых, а контакты 4-8 – в качестве потенциальных.

Типичные размеры образцов  $0.4 \times 0.4 \times 0.05 \text{ мм}^3$ , за исключением образцов #3 и #4, толщина которых составила около  $0.15 \text{ мм}^3$ . Анизотропия образцов была оценена с использованием рис.3.3, где приведена полученная нами эмпирическая зависимость анизотропии от температуры сверхпроводящего перехода  $T_c$  для кристаллов  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  с различным содержанием кислорода. Свойства образцов суммированы в таблице 4.1



**Рис.4.5.** Три контактные конфигурации, использованные в эксперименте. Образец #3 имеет конфигурацию контактов наиболее соответствующую измерениям с током, направленным вдоль оси  $c$ .

На рис.4.6 приведена угловая зависимость сопротивления  $\rho_c(\theta)$  для образца #2 вблизи ориентации  $B//ab$ . При более высоких температурах подобные пики ранее наблюдались для кристаллов  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$  [4.26,4.27] и были интерпретированы как результат повышенной

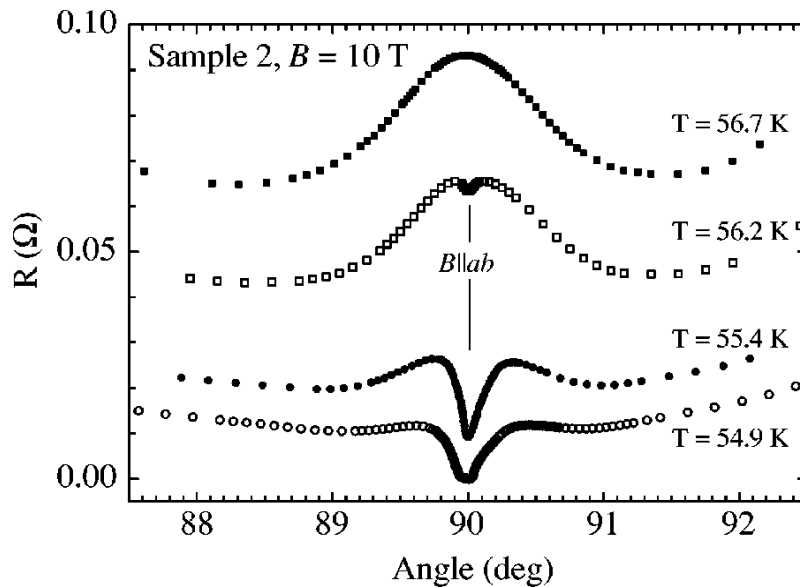
подвижности джозефсоновских вихрей вдоль слоев  $\text{CuO}_2$ , когда дополнительный пиннинг двумерных вихрей в плоскостях (pancakes) минимален вследствие точной ориентации  $B//ab$ . Однако при более низких температурах мы обнаружили, что пик постепенно сменяется узким провалом, подобно тому, как обычно наблюдается в геометрии  $B//ab$  с током  $I//ab$ . Поведение  $\rho_c(\theta)$ , показанное на рис.4.6 также характерно и для образца #3, тогда как на менее анизотропном образце #1 мы наблюдали только узкие провалы.

**Таблица 4.1.** Свойства исследовавшихся кристаллов  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ . В качестве  $T_c$  была выбрана температура, при которой сопротивление уменьшалось ниже экспериментального разрешения в нулевом магнитном поле. Ширина перехода определена по критерию 10%-90%. Величина анизотропии оценена с использованием рис.3.3

образец	$T_c$ (К)	$T$ отжига ( $^{\circ}\text{C}$ )	среда отжига	$\gamma$
#1	70.6	550	воздух	24
#2	59.2	600	воздух	29
#3	60.6	600	воздух	29
#4	80	520	воздух	15

На рис.4.7 показан резистивный переход для образца #3 в магнитном поле точно ориентированном параллельно плоскостям  $ab$ . Для полей менее 6Т наблюдается обычное уширение резистивного перехода с ростом магнитного поля. Зависимость  $\rho_c(T)$  хорошо описывается выражением (3.2), а температура плавления вихревого стекла может быть определена с использованием выражения Фогеля – Фулчера (3.6).

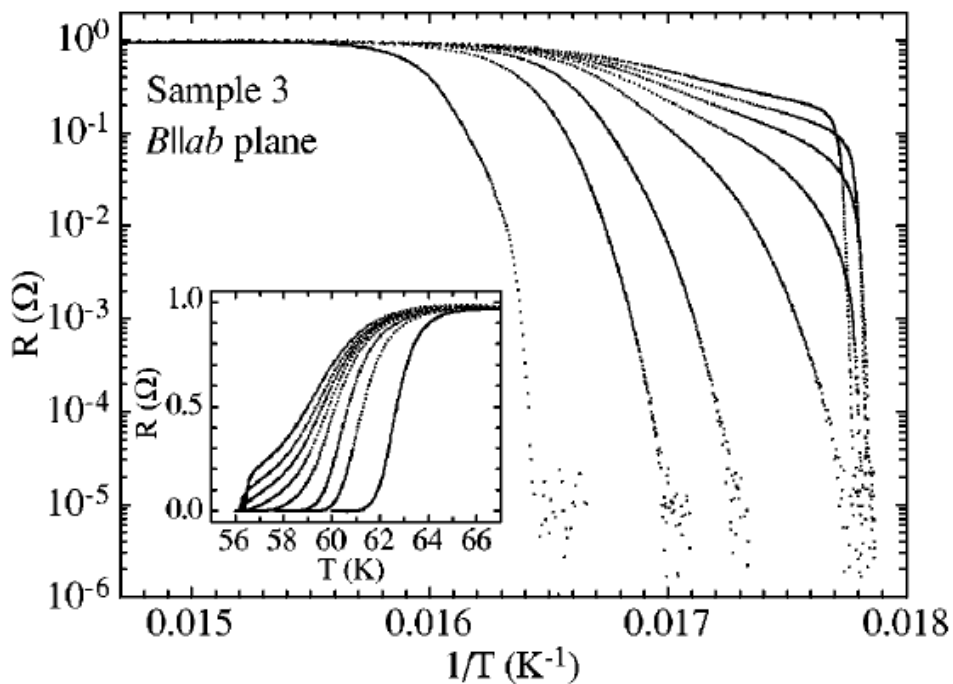
Гораздо больший интерес представляет область больших полей, где на зависимости  $\rho_c(T)$  развивается точка резкого излома, после которой сопротивление резко падает в ноль. В этой области зависимость  $\rho_c(T)$  уже не описывается выражением (3.2), и температура перехода вихревой системы из жидкого в твердое состояние может быть оценена, как температура, при которой появляется напряжение выше порога чувствительности нашей аппаратуры ( $\sim 100\text{pV}$ ). Поскольку падение сопротивления происходит очень резко, ошибка в определении  $T_m$  не превосходит  $0.2\text{K}$ .



**Рис.4.6.** Угловая зависимость  $\rho_c(\theta)$  для образца #2 в поле магнитном 10Т вблизи ориентации  $B//ab$ . С уменьшением температуры при приближении к температуре перехода плавления вихревой системы максимум при  $\theta=90^\circ$  сменяется резким провалом.

На рис.4.7 отчетливо видно, что кривая  $\rho_c(T)$ , измеренная в поле 12Т, падает к нулю при более высокой температуре, чем кривая  $\rho_c(T)$  при 10Т. Это показывает, что мы наблюдаем поведение кривой плавления вихревой системы, полученное с током вдоль оси  $c$ , подобное осцилляционному поведению, наблюдававшемуся Гордеевым и др. с током вдоль плоскостей  $ab$  [4.25]. Точно такой же характер кривой плавления мы наблюдали и для

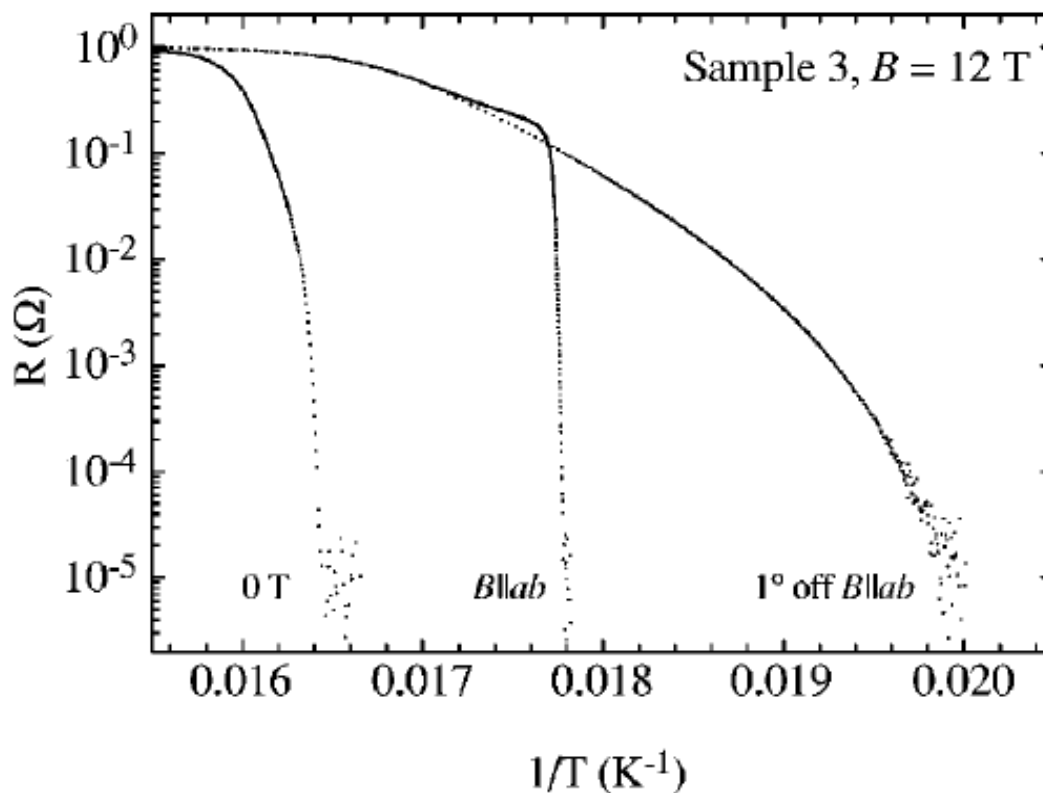
образца #2. Для образца #1 в нижней части резистивного перехода вплоть до самых высоких полей в нашем эксперименте (12Т) сопротивление может быть описано выражением (3.2), при этом для полей 8, 10 и 12Т, температура  $T_g$ , определенная с использованием выражения (3.6) практически не меняется. Отсюда можно заключить, что кривая плавления вихревой системы насыщается с ростом поля в режиме, когда сопротивление линейно по току.



**Рис.4.7.** Кривые сверхпроводящего перехода для образца #3. В верхней части рисунка (выше 0.1Ω) сопротивление монотонно растет с ростом магнитного поля //ab (кривые слева направо соответствуют полям 0, 1, 2, 4, 6, 8, 10, 12 Т). В нижней части перехода кривая при 12Т падает к нулю при более высокой температуре, чем кривые в полях 6, 8 и 10 Т. На вставке те же самые данные  $\rho_c(T)$  в обычных координатах.

Для наименее анизотропного в данной работе образца #4 в диапазоне исследованных полей до 12Т, насыщение  $T_g$  не было обнаружено. По этой причине в дальнейшем обсуждении мы сконцентрируем внимание на свойствах образцов #1 - #3. Описанное поведение крайне чувствительно к ориентации образца относительно направления приложенного магнитного

поля. Как показано для образца #3 на рис.4.8, введение небольшого угла между направлением поля и плоскостями  $ab$  приводит к подавлению обнаруженного эффекта, что однозначно показывает на его связь со слоистой структурой образцов и соответствующим собственным пиннингом.

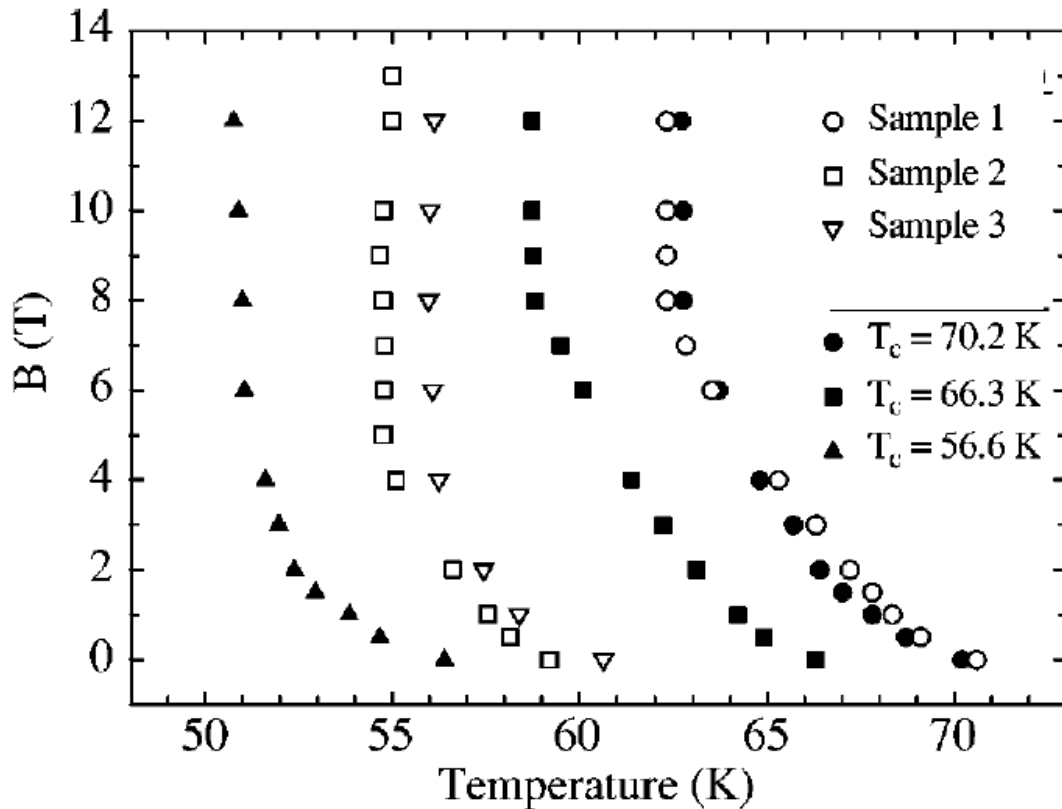


**Рис.4.8.** Кривые резистивного перехода для образца 3 в магнитном поле 12Т в координатах Аррениуса в точной ориентации образца относительно магнитного поля и при отклонении в  $1^\circ$ . Также, для сравнения показан переход в нулевом поле.

Зависимость температуры перехода вихревой системы из твердого в жидкое состояние от магнитного поля в геометрии  $B // ab$  с током  $I // c$  показана сплошными символами на рис.4.9. Для всех исследованных образцов переход практически не зависит от поля выше некоторого поля  $B^*$ , которое растет с увеличением анизотропии образцов. Так, для образца #1  $B^* \approx 8T$ , для образцов #2 и #3  $B^* \approx 4T$ . Из анизотропной модели Гинзбурга-Ландау с использованием величин анизотропии, представленных в таблице



4.1 можно оценить, что  $B^* \approx 4\text{T}$  соответствует расстоянию между вихрями в направлении вдоль оси  $c$ , которое примерно в 1.5 раза превышает параметр кристаллической решетки  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  вдоль оси  $c$  [4.24], что ведет к несоизмеримому (frustrated) вихревому состоянию при  $B^*$ . При более высоких полях вихревое состояние становится соизмеримым, когда расстояние между вихрями сравнивается с параметром  $c$  кристаллической решетки. Поскольку вертикальный переход наблюдался нами для всех трех образцов с разными контактными конфигурациями, можно заключить, что возможная в образцах #1 и #2 компонента транспортного тока вдоль слоев  $ab$  не оказала заметного влияния на конечный результат.



**Рис.4.9.** Линия перехода вихревой системы из твердого в жидкое состояние в образцах  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  с различным содержанием кислорода. Контурные символы представляют наши данные с током  $I//c$ , сплошными символами показаны данные с током  $I//ab$  из работы [4.24]. Для двух перпендикулярных направлений транспортного тока линия плавления не зависит от величины приложенного поля, начиная с некоторой величины поля, уменьшающейся с ростом анизотропии.

О насыщении кривой плавления вихревой решетки с увеличением магнитного поля ранее сообщалось для сверхпроводящих переходов в многослойных структурах  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}/\text{PrBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  [4.28], а также для измерений критического тока в тонких пленках  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$  [4.29]. В этих экспериментах транспортный ток протекал в плоскости  $ab$ , и насыщение линии плавления рассматривалось, как результат двумерного характера исследуемых материалов. Также, подобное поведение наблюдалось в кристаллах  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  с дефицитом кислорода с током  $I//ab$  [4.22-4.24]. Данные из работ [4.22-4.24] для сопоставления с нашими данными также показаны на рис.4.9 сплошными символами.

Интересно отметить подобие поведения образцов с током  $I//ab$  и с током  $I//c$ . Это наиболее очевидно для двух образцов с одинаковыми величинами  $T_c$ , данные для которых попадают практически на одну кривую. Это предполагает, что один и тот же физический механизм обуславливает вертикальный переход для образцов с током  $I//ab$  и с током  $I//c$ .

В случае измерений с транспортным током в плоскости было предположено, что переход к вертикальному росту линии плавления может быть связан с 3D-2D переходом [4.24], либо образованием смектического вихревого состояния, когда термические флуктуации перпендикулярно плоскостям подавлены, тогда как термические флуктуации вдоль слоев  $ab$  разрушают любой порядок в этом направлении [4.25,4.30,4.31]. Однако, в обоих этих случаях сопротивление вдоль оси  $c$  должно оставаться конечным, что противоречит нашим наблюдениям. В качестве одного из объяснений можно предположить, что дефекты, связанные с дефицитом кислорода вносят, дополнительные центры пиннинга, которые могут подавлять переход в смектическое вихревое состояние. С другой стороны, заметим, что выяснение природы рассмотренного нами в этом разделе сужения сверхпроводящих переходов в магнитном поле и насыщения линии

плавления вихревой системы с увеличением поля, скорее всего, требует других подходов.

#### **4.4. Эффект Холла в монокристаллах $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ с магнитным полем в плоскости $ab$ и транспортным током, направленным параллельно оси $c$ .**

Одной из особенностей эффекта Холла в  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  в нормальном состоянии является отрицательный знак коэффициента Холла,  $R_H$ , в магнитных полях, направленных параллельно слоям  $ab$ , в противоположность положительному знаку  $R_H$  в магнитном поле  $B//c$  [4.32]. Кроме того, при температурах ниже  $T_c$  в поле  $B//c$  было обнаружено, что знак коэффициента Холла меняет знак при приближении к нулю [4.33–4.36], а продольное и холловское сопротивления демонстрируют соотношение скэйлинга [4.37–4.40]. В то же время, детальные данные по изучению эффекта Холла в геометрии  $B//ab$  и  $I//c$  в смешанном состоянии до появления наших результатов в литературе практически отсутствовали. По этой причине представляло интерес исследовать эффект Холла в магнитном поле, приложенном параллельно плоскостям  $ab$  с транспортным током вдоль оси  $c$  для того, чтобы определить, наблюдаются ли в такой экспериментальной конфигурации, подобно ситуации  $B//c$  и  $I//ab$ , смена знака  $R_H$  и скэйлинг продольного и холловского сигнала.

Прежде, чем перейти к изложению наших результатов, рассмотрим чуть более подробно основные результаты исследования эффекта Холла в плоскости  $ab$  в магнитном поле, приложенном  $//c$ . В соединении  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  знак  $\rho_{xy}$  меняется с положительного на отрицательный при понижении температуры [4.33], тогда как в более анизотропных материалах  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$ ,  $\text{Tl}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$  и  $\text{HgBa}_2\text{CaCu}_2\text{O}_6$  [4.34–4.36] при дальнейшем понижении температуры  $\rho_{xy}$  вновь меняет знак и становится положительным. Ещё один аспект эффекта Холла в геометрии  $H//c$  с током, приложенным в

плоскостях  $ab$ , также привлекая большое внимание теоретиков и экспериментаторов, - соотношение скейлинга (scaling) между поперечным (холловским) и продольным сопротивлением:  $\rho_{xy} = A[\rho_{xx}(T)]^\beta$ , где по наблюдениям многочисленных исследовательских групп на различных купратах в виде монокристаллов или пленок ( $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-8}$ ,  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$ ,  $\text{Tl}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$ ,  $\text{HgBa}_2\text{CaCu}_2\text{O}_6$ ) величина  $\beta$  лежит в интервале  $1.5 \div 2$  [4.37-4.40].

Возможная природа этих достаточно необычных для традиционных сверхпроводников наблюдений была рассмотрена в многочисленных теоретических работах (см., например [4.41] и ссылки в этой работе). В частности, Дорси и Фишер (ДФ) [4.42] предложили теорию скейлинга для эффекта Холла в купратных ВТСП вблизи перехода в вихревое стекло, базирующуюся на идее нарушенной симметрии «частица-дырка». Они показали, что в этом случае холловское сопротивление пропорционально продольному сопротивлению  $\rho_{xx}^a$ , где величина экспоненты  $a$  определяется величиной специально введенной в этой модели экспоненты асимметрии  $\lambda_v$ . Феноменологическая модель Винокура, Гешкенбейна, Фейгельмана и Блаттера (ВГФБ) [4.43] предполагает, что скейлинг холловского и продольного сопротивления с экспонентой  $\beta=2$  является характерной чертой вихревого состояния, динамика которого определяется наличием беспорядка (термически активированное течение магнитного потока, вихревое стекло и др.). Ванг, Донг и Тинг (ВДТ) [4.44] разработали объединенную теорию движения магнитного потока в смешанном состоянии сверхпроводников II рода в присутствии пиннинга и термических флуктуаций. В отличие от моделей ДФ и ВГФБ, которые рассматривают смену знака эффекта Холла в смешанном состоянии, как не универсальную специфическую особенность конкретного сверхпроводящего материала, теория ВДТ объясняет скейлинг между холловским и продольным сопротивлением и смену знака эффекта

Холла в рамках единой модели. Более того, в рамках модели ВДТ величина экспоненты  $\beta$  уменьшается от 2.0 до 1.5 с увеличением силы пиннинга в образце.

Для проведения наших исследований мы использовали два кристалла с максимальным размером вдоль оси  $c$ . Один из кристаллов (С1) с размерами  $0.29 \times 0.21 \times 0.32 \text{ мм}^3$  был естественно выращен и не подвергался никакой предварительной механической обработке, другой (С2) был получен путем скола из большого пластинчатого кристалла до размера  $0.2 \times 0.2 \times 0.3 \text{ мм}^3$ . Для того, чтобы содержание кислорода в образцах отличалось, они отжигались различным образом. Образец С1 для увеличения концентрации кислорода и приближения  $\delta$  к нулю отжигался последовательно при температурах  $460^\circ\text{C}$ ,  $400^\circ\text{C}$ ,  $350^\circ\text{C}$  и, наконец,  $300^\circ\text{C}$  в протоке кислорода в течение нескольких суток при каждой температуре. В итоге этот образец показал температурную зависимость сопротивления вдоль оси  $c$ ,  $\rho_c(T)$ , металлического типа ( $d\rho_c/dT > 0$ ) сразу выше  $T_c=91.0\text{K}$  (ширина перехода  $\Delta T_c \sim 0.2\text{K}$ ) и его удельное сопротивление при  $T=100\text{K}$  составило  $\rho_c \approx 4\text{m}\Omega\text{см}$ .

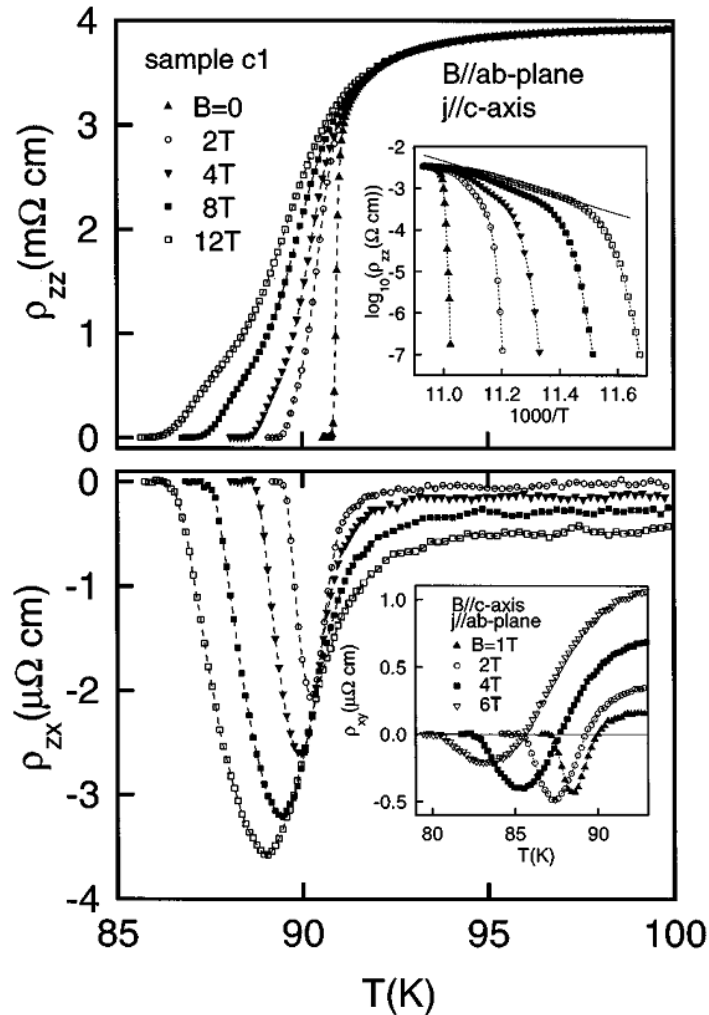
Образец С2 отжигался при  $T=450^\circ\text{C}$  в атмосфере воздуха в течение недели и по этой причине был ближе к оптимальному содержанию кислорода ( $\delta \approx 0.07$ ). Соответственно, для этого образца мы обнаружили зависимость  $\rho_c(T)$  с небольшим минимумом вблизи более высокой  $T_c=91.6\text{K}$  (ширина перехода  $\Delta T_c \sim 0.5\text{K}$ ), а также увеличенную величину  $\rho_c(100\text{K}) \approx 12\text{m}\Omega\text{см}$ . Измерения продольного сопротивления,  $\rho_{zz} \equiv \rho_c$ , проводились по стандартной линейной четырехконтактной схеме. Холловский сигнал измерялся с двух контактов на противоположных  $ac(bc)$  плоскостях кристаллов и определялся, как разница откликов в магнитных полях противоположных полярностей.

На рис. 4.10 показаны зависимости  $\rho_{zz}(T)$  и  $\rho_{zx}(T)$  для образца С1, измеренные в магнитных полях до 12Т. Для образца С2 были получены

аналогичные результаты за исключением чуть более широкого сверхпроводящего перехода и более высоких значений продольного и холловского сопротивления. Из рис.4.10 видно, что  $\rho_c(T)$  показывает значительное уширение резистивного перехода с ростом магнитного поля подобно обычно наблюдаемому поведению сопротивления в плоскости  $\rho_{xx} \equiv \rho_{ab}$  в магнитном поле  $H//c$ , тогда как поведение  $\rho_{zx}(T)$  существенно отличается от температурной зависимости холловского сопротивления  $\rho_{xy}(T)$ , измеренного на том же самом кристалле и показанного на вставке на нижней панели рис.4.10. При фиксированной величине магнитного поля и  $T < 90\text{K}$   $\rho_{zx}(T)$  показывает аномальный пик в отрицательном направлении подобно зависимости  $\rho_{xy}(T)$ . Однако, при температурах выше  $T_c$   $\rho_{zx}(T)$  насыщается к небольшой отрицательной величине, тогда как  $\rho_{xy}(T)$  показывает хорошо известную смену знака холловского сигнала. Выше  $T_c$   $\rho_{zx}(T)$  линейно растет с ростом магнитного поля и проявляет сильную нелинейность от магнитного поля ниже  $T_c$  подобно результатам Харриса и др., для  $\rho_{xz}(T)$ , которые были получены на  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7.8}$  кристаллах с примерно таким же содержанием кислорода [4.45]. Более того, в соответствии с правилом Онзагера наши данные для  $\rho_{zx}(B, T)$  находятся в хорошем количественном согласии с данными Харриса и др. [4.45] для  $\rho_{xz}(B, T)$ . Сразу же отметим, что на зависимостях  $\rho_{zz}(T)$  образцов С1 и С2 в отличие от результатов, описанных в разделе 4.2, скачок сопротивления, отражающий плавление вихревой решетки практически не виден, что, по-видимому, связано с большей плотностью дефектов по сравнению с образцами, исследовавшимися в разделе 4.2, вследствие других условий термообработки.

Начнем анализ полученных экспериментальных результатов с поведения  $\rho_{zz}(T)$  в окрестности  $T_c$  в магнитном поле  $H//ab$ . На вставке на верхней панели рис.4.10  $\rho_{zz}$ , как функция температуры, показано в

координатах Аррениуса. В средней части перехода отчетливо видна область, где  $\ln(\rho_{zz})$  линейно зависит от  $1/T$ , что отражает активационную природу сопротивления в этом температурном интервале,  $\rho_{zz}(T) \sim \exp(-U/k_B T)$ . При дальнейшем понижении температуры наклон зависимости  $\ln(\rho_{zz})$ , как функции  $1/T$ , начинает быстро расти, что свидетельствует о включении другого механизма диссипации, когда  $\rho_{zz} \rightarrow 0$ .



**Рис.4.10.** Продольное  $\rho_{zz}$  (верхняя панель) и холловское  $\rho_{zx}$  (нижняя панель) сопротивление образца C1, как функция температуры в магнитных полях до 12Т, измеренные одновременно. На вставке на верхней панели показаны данные для  $\rho_{zz}$  в координатах Аррениуса. Линией показана линейная аппроксимация в магнитном поле 12Т. На вставке на нижней панели показана холловское сопротивление в плоскости  $ab$  для того же самого образца C1. Для этих измерений были прежние контакты для измерения холловского сопротивления параллельно оси  $c$  были аккуратно механически удалены и нанесены новые контакты для измерения эффекта Холла в плоскости  $ab$ .

Как уже отмечалось в главе 3, согласно модели вихревого стекла, развитой Фишером и др. [3.6], при приближении к температуре  $T_g$  зависимость сопротивления от температуры описывается выражением  $\rho \sim (T - T_g)^{\nu(z-1)}$  и согласно соотношению Фогеля-Фулчера (3.6) зависимость логарифмической производной сопротивления от температуры должна описываться прямой линией с наклоном  $1/\nu(z-1)$  и экстраполироваться к нулю при  $T_g$ .

На основной панели на рис. 4.11 мы приводим данные для образца С2, которые описываются в рамках модели вихревого стекла с  $T_g = 84.4 \pm 0.2 \text{ К}$  и  $1/\nu(z-1) = 0.15$ . Степенная зависимость  $\rho_{zz}(T - T_g)$  в узком температурном интервале ниже  $T^*$  в пределах области критического скэйлинга  $\Delta T = T^* - T_g \approx 2.5 \text{ К}$ . Величина  $\Delta T$  уменьшается с уменьшением магнитного поля, что также соответствует модели вихревого стекла.

На верхней вставке на рис. 4.11 показана начальная часть температурной зависимости сопротивления с главной панели этого рисунка, которая в координатах  $\log_{10} \rho_{zz}(T) - \log_{10}(T/T_g - 1)$  проявляет линейную зависимость с наклоном  $\nu(z-1) = 6.6$ , что подтверждает правильный выбор  $T_g$ . Данные для других величин магнитного поля выглядят аналогично, и соответствующие критические экспоненты, в пределах экспериментальной погрешности не зависящие от магнитного поля, показаны на нижней вставке на рис. 4.11. Критическая экспонента  $\nu(z-1) = 6.5 \pm 1.0$ , найденная в нашем эксперименте, находится в прекрасном соответствии с величиной  $\nu(z-1) = 6.5$ , полученной ранее в рамках модели вихревого стекла для продольного сопротивления монокристаллов [4.46] и тонких пленок [4.8]  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  в магнитном поле  $\parallel c$ . В то же время наш результат значительно превышает величину экспоненты  $\nu(z-1) = 1.4$ , наблюдавшуюся для  $\rho_{xx}$  в экспериментальной конфигурации  $B \parallel ab$  и  $I \parallel ab$  [4.11]. Столь большая разница, как уже отмечалось ранее, связана с существенным влиянием

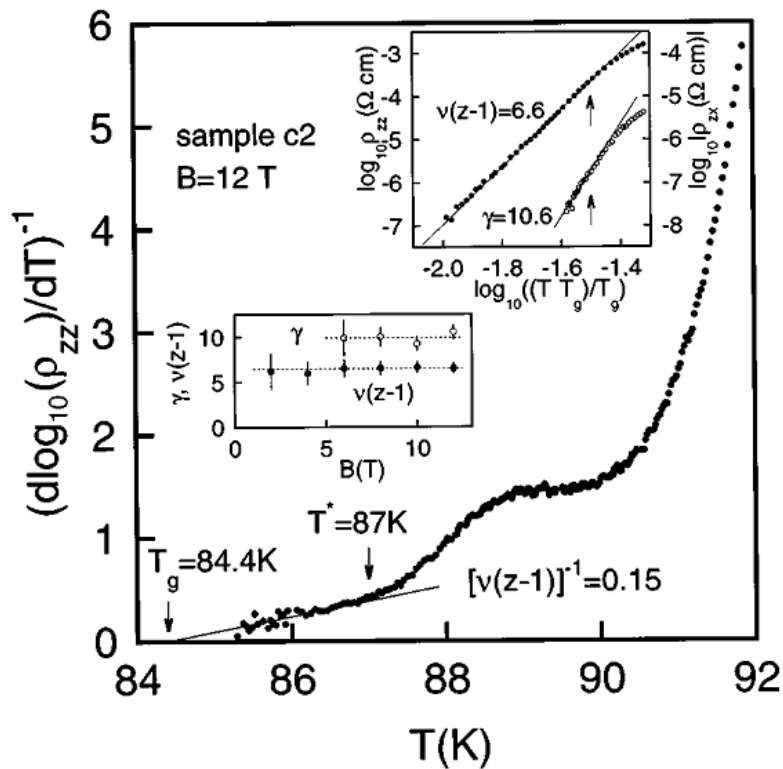


собственного пиннинга на движение вихрей в направлении перпендикулярно слоям  $ab$  в геометрии эксперимента [4.11]. В нашей геометрии  $B//ab$  и  $I//c$  вихри, движущиеся под действием силы Лоренца вдоль слоев, не испытывают тормозящего воздействия собственного пиннинга, в результате чего их динамика определяется только случайно распределёнными точечными дефектами, подобно тому, как это имеет место в геометрии  $B//c$   $I//ab$ .

На верхней вставке на рис. 4.11, подобно продольному сопротивлению вдоль оси  $c$ , холловское сопротивление в направлении перпендикулярно слоям  $\text{CuO}_2$  следует степенной зависимости в некотором температурном интервале выше  $T_g$ :  $|\rho_{zx}(T)| \sim (T - T_g)^\gamma$ . Величины  $\gamma$  (не путать с параметром анизотропии  $\gamma$  в других разделах), полученные для различных магнитных полей показаны на нижней вставке на рис.4.11. Ошибка в определении  $\gamma$  растёт с уменьшением магнитного поля вследствие сжатия области критического скэйлинга. В пределах экспериментальной ошибки величина  $\gamma$  составляет  $9.9 \pm 1.0$  в хорошем соответствии с величиной  $\gamma = 10.4 \pm 1.5$  для  $|\rho_{xy}(T)|$ , полученной в геометрии  $B//c$  [4.37]. Таким образом, мы можем сделать вывод, что в нашей экспериментальной геометрии с магнитным полем параллельным слоям  $\text{CuO}_2$  и транспортным током, приложенным вдоль оси  $c$ , поведение продольного и холловского сопротивления описывается в рамках моделей, рассматривающих эффект Холла в присутствии жидкого вихревого стекла, подобно результатам, полученным в традиционной конфигурации магнитного поля и тока ( $B//c$ ,  $I//ab$ ) [4.37-4.40].

Степенная зависимость  $\rho_{zz}$  и  $\rho_{zx}$  от  $(T - T_g)$  предполагает соотношение скэйлинга между ними:  $|\rho_{zx}(T)| \sim (T - T_g)^\gamma$ . На рис.4.12 мы приводим наши данные в координатах  $\log_{10}|\rho_{zx}| - \log \rho_{zz}$  для нескольких величин магнитных полей. Для каждого образца данные, полученные в различных полях, укладываются на одну прямую линию. Таким образом мы

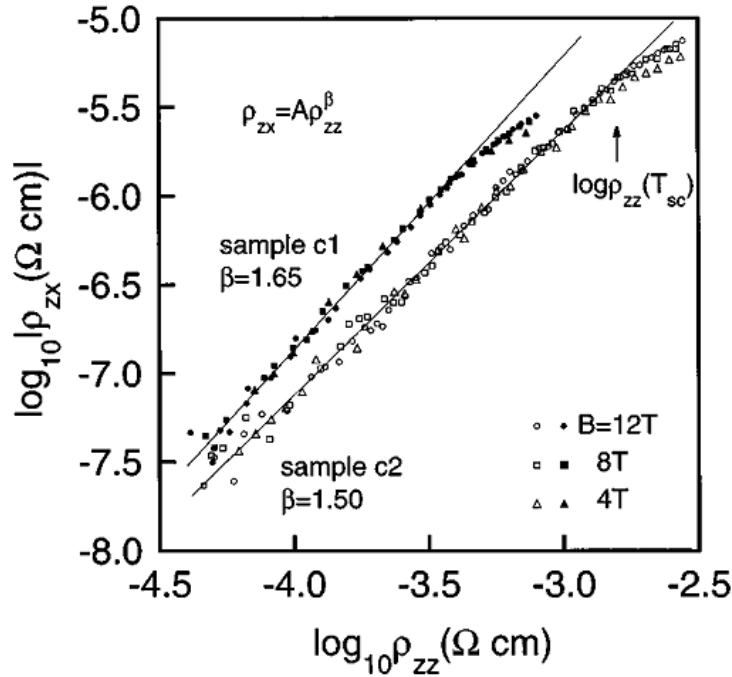
получаем независимый от величины магнитного поля показатель степени  $\beta = 1.65 \pm 0.1$  для образца C1 и  $\beta = 1.5 \pm 0.1$  для образца C2.



**Рис.4.11.** На главной панели показана зависимость  $(d \log_{10} \rho_{zz} / dT)^{-1}$  от температуры для образца C2 в поле 12Т. Сплошной линией показана линейная аппроксимация в рамках модели вихревого стекла с  $T_g = 84.4\text{K}$  и  $1/\nu(z-1)=0.15$ .  $T^*$  обозначает начало отклонения  $(d \log_{10} \rho_{zz} / dT)^{-1}$  от линейной зависимости с ростом температуры. На верхней вставке сплошными кружками показана зависимость  $\rho_{zz}$  и контурными кружками  $\rho_{zx}$  от  $(T - T_g)/T_g$  с  $T_g = 84.4\text{K}$  в двойных логарифмических координатах. Сплошными линиями показана линейная аппроксимация в рамках модели вихревого стекла с величинами критических экспонент, указанными на рисунке. Стрелки соответствуют температуре  $T^*$  на основной панели. На нижней вставке приведены величины критических экспонент  $\gamma$  и  $\nu(z-1)$  для различных магнитных полей.

Эти величины близки к результатам исследований эффекта Холла в плоскости с  $\beta = 1.7 \pm 0.2$  для тонких пленок  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  [4.37],  $\beta = 1.5 \pm 0.1$  для монокристаллов  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  с колонными дефектами и немногим меньше  $\beta = 2.0 \pm 0.2$  для необлученных монокристаллов  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  с меньшим уровнем дефектов [4.47].

Из данных для образца С2 при  $B=12\text{T}$ , показанных на рис.4.12 и верхней вставки на рис.4.11 можно видеть, что соотношение скэйлинга между  $\rho_{zz}$  и  $\rho_{zx}$  выполняется в температурном интервале вплоть до  $T_{sc}$ , который шире области критического скэйлинга  $\Delta T = T^* - T_g$ , при этом  $\rho_{zz}(T_{sc})$  примерно на порядок величины превышает  $\rho_{zz}(T^*)$ .



**Рис.4.12.**  $\log_{10}|\rho_{zx}|$  в зависимости от  $\log \rho_{zz}$  для образца С1 (сплошные символы) и для образца С2 (сплошные символы), полученные при различных температурах в магнитном поле 4, 8 и 12Т. Сплошными линиями показана линейная аппроксимация для обоих образцов.  $\rho_{zz}(T_{sc})$  обозначает начало отклонения от зависимости  $|\rho_{zx}(T)| \sim [\rho_{zz}(T)]^\beta$  для образца С2 в магнитном поле 12Т.

Наблюдаемая нами степенная зависимость  $\rho_{zz}$  и  $\rho_{zx}$  от  $(T - T_g)$  также, как и соотношение скэйлинга между ними в целом согласуется с выводами теории ДФ за исключением того обстоятельства, что в нашем случае скэйлинг  $|\rho_{zx}(T)| \sim [\rho_{zz}(T)]^\beta$  сохраняется до более высоких температур ( $T_{sc}$ ) по сравнению с результатом модели ДФ. Обнаруженный нами расширенный температурный диапазон скэйлинга качественно описывается в модели

ВГФБ, где скэйлинг не зависит от типа жидкого вихревого состояния. Однако в этой теории показатель степени скэйлинга  $\beta$  в точности равен 2, что превышает полученные нами величины  $1.5 \div 1.65$  даже с учетом экспериментальной погрешности. Теория ВДТ дает величину  $\beta$ , которая уменьшается с увеличением силы пиннинга и в пределе сильного пиннинга достигает значение  $\beta = 1.5$ , согласуется с нашими результатами, включая уменьшение  $\beta$  от 1.65 случае образца С1 до величины 1.5 для образца С2, где можно ожидать большую плотность дефектов вследствие более высокого удельного сопротивления по сравнению с образцом С1. Более того, из рис.4.12 видно, что константа  $A$  в выражении  $|\rho_{zx}(T)| = A[\rho_{zz}(T)]^\beta$  меньше для образца с большим сопротивлением, что также качественно описывается в рамках модели ВДТ. В то же время в противоположность этой модели, обнаруженное нами отсутствие смены знака коэффициента Холла не подтверждает связь между сменой знака  $R^H$  и соотношением скэйлинга между  $\rho_{zz}$  и  $\rho_{zx}$ , которые в соответствии с моделью ВДТ должны сопутствовать друг другу.

Таким образом, можно констатировать достаточно хорошее согласие наших экспериментальных результатов с теоретическими моделями, рассматривающими эффект Холла в жидком вихревом состоянии в геометрии  $B//c$  и  $I//ab$  [4.42-4.44]. Обнаруженное согласие не кажется удивительным, несмотря на то, что теоретические модели были развиты для случая хаотически расположенных дефектов, тогда как в экспериментах в магнитном поле  $B//ab$  на матрицу случайно распределенных дефектов накладывается собственный пиннинг. Как уже отмечалось ранее, собственный пиннинг никак не сказывается на динамике вихрей, движущихся под действием силы Лоренца вдоль слоев. Поскольку холловский угол  $\theta_H \sim \tan \theta_H = \rho_{zx}/\rho_{zz} \sim 10^{-3}$  мал, вполне логично предположить, что и на холловскую компоненту движения вихрей

собственный пиннинг также не оказывает существенного влияния. Это обстоятельство позволяет сопоставить результаты измерений эффекта Холла в нашей геометрии, подобно геометрии  $B//c$  и  $I//ab$ , с выводами моделей [4.42-4.44]. Отметим также, что данное утверждение находит поддержку в работе Харриса и др. [4.48], где было показано, что эффект Холла в жидком вихревом состоянии в кристаллах  $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$  хорошо описывается моделью анизотропных масс [4.49].

#### 4.5. Выводы

В заключение, кратко сформулируем основные итоги главы 4.

1. Показано, что в кристаллах  $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$  с содержанием кислорода, близким к оптимальному ( $T_c > 80K$ ), в магнитном поле  $B//ab$ , воздействие собственного пиннинга на динамику вихревой системы существенным образом зависит от направления транспортного тока. В противоположность экспериментальной конфигурации  $I//ab$  и  $I \perp B$ , его влияние минимально, когда транспортный ток  $I//c$ . В частности, в оптимально легированных кислородом «чистых» кристаллах с током  $I//c$ , плавление вихревой решетки сопровождается скачком сопротивления, подобно геометрии  $B//c$  и  $I//ab$ . В кристаллах с дефицитом кислорода немногим больше оптимального ( $90K > T_c > 80K$ ), поведение сопротивления вблизи температуры плавления вихревого ансамбля описывается в рамках модели вихревого стекла  $\rho \sim (T - T_g)^{\nu(z-1)}$ .
2. Показано, что в кристаллах  $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$  с большим дефицитом кислорода ( $T_c \sim 60 \div 70K$ ) и, соответственно, большой анизотропией ( $\gamma \sim 25 \div 30$ ) в конфигурации  $B//ab$  и  $I//c$ , начиная с магнитных полей  $\sim 4-6T$ , линия плавления вихревой системы насыщается и проявляет черты осциллирующего поведения в зависимости от величины приложенного

поля. Данный эффект наблюдается в ограниченном диапазоне угловой ориентации магнитного поля относительно плоскостей  $ab$  ( $\theta < 1^\circ$ ), что указывает на его связь с присутствием собственного пиннинга. Однако полностью природа такого поведения остается невыясненной, поскольку в образцах с меньшей анизотропией в нашей экспериментальной геометрии  $B//ab$  и  $I//c$  влияние собственного пиннинга на динамику вихревой решётки было минимальным.

3. Показано, что сопротивление Холла, как функция температуры, в жидком вихревом состоянии в магнитном поле  $B//ab$  проявляет аномальный пик, растущий с ростом поля и, в противоположность эффекту Холла с магнитным полем  $B//c$ , не меняет знак в диапазоне магнитных полей до 12Т. На начальном участке роста сопротивления сразу выше температуры плавления вихревого стекла  $T_g$  выполняется соотношение скэйлинга между продольным и холловским сопротивлением  $|\rho_{zx}(T)| \sim [\rho_{zz}(T)]^\beta$  с экспонентой  $\beta = 1.6 \pm 0.1$ . Описанное поведение качественно согласуется с выводами теоретических моделей, рассматривающих эффект Холла в жидком вихревом состоянии купратных сверхпроводников.

## ГЛАВА 5. Анизотропные свойства кристаллов $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ с примесями Fe и Zn.

### 5.1. Вводные замечания

Анизотропия  $\gamma = (m_c/m_{ab})^{1/2} = \xi_{ab}/\xi_c = \lambda_c/\lambda_{ab} \approx (\rho_c/\rho_{ab})^{1/2}$  является одним из ключевых параметров для понимания физики купратных ВТСП. Помимо того, что анизотропия количественно определяет свойства этих соединений в различных кристаллографических направлениях, она, наряду с высоким уровнем термических флуктуаций, вносит существенный вклад в многообразие новых свойств вихревой системы, наблюдаемых в купратах в смешанном состоянии. Среди таких свойств, как уже отмечалось в предыдущих главах, можно отметить фазовый переход плавления вихревого стекла, сильное уширение сверхпроводящего перехода с увеличением приложенного магнитного поля, распад когерентных вдоль приложенного магнитного поля на двумерные плоские вихри, независимо движущиеся в отдельных слоях  $\text{CuO}_2$ . Анализ перечисленных свойств в зависимости от магнитного поля и температуры позволяет провести оценку анизотропии исследуемых образцов. Кроме того, как будет показано далее, величина анизотропии может быть непосредственно получена путем определения длин когерентности в направлении вдоль слоев  $\text{CuO}_2$ ,  $\xi_{ab}$ , и в перпендикулярном направлении вдоль оси  $c$ ,  $\xi_c$ , из анализа результатов исследования флуктуаций проводимости при температурах выше  $T_c$ .

В данной главе мы представляем результаты определения анизотропии кристаллов  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  с примесями железа и цинка различными методами, базирующимися на магнетотранспортных измерениях [A9,A10,A27-A29]. Как известно из литературы (см., например, [A30,A31]) примеси железа и цинка сильно подавляют температуру сверхпроводящего перехода  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ , тогда как их влияние на анизотропию до появления наших работ практически не исследовалось. Также в данной главе мы проводим сопоставление полученных результатов с нашими данными по определению анизотропии

кристаллов  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  с различным содержанием кислорода, которые были получены в главе 3 с использованием эмпирического соотношения (3.7), описывающего температурную зависимость линии необратимости в образцах с различной анизотропией.

## 5.2. Анизотропия глубины проникновения в кристаллах $\text{YBa}_2(\text{Cu}_{1-x}\text{M}_x)_3\text{O}_{7-\delta}$ ( $\text{M}=\text{Fe}, \text{Zn}$ ) из измерений магнетотранспортных свойств в жидком вихревом состоянии в геометрии $H//I//c$

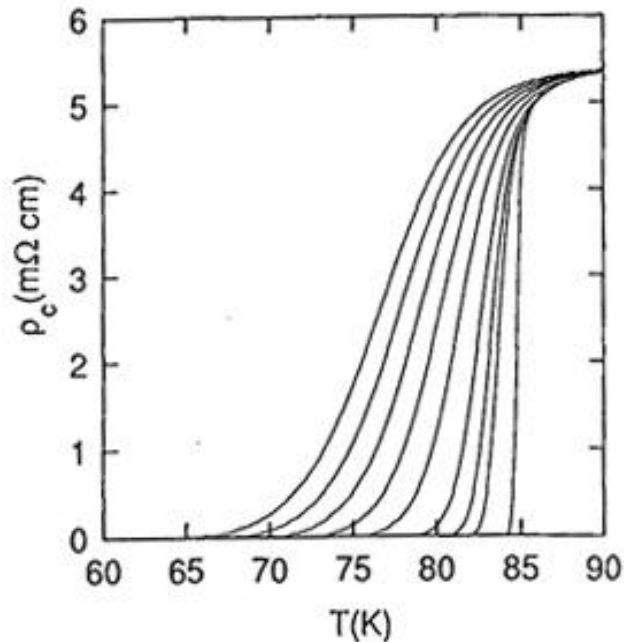
Как нами было показано в главе 2 в жидком вихревом состоянии в магнитном поле, приложенном параллельно оси  $c$ , в некотором температурном интервале выше температуры плавления вихри сохраняют продольную корреляцию на длине, сопоставимой с толщиной образца. При дальнейшем повышении температуры корреляционная длина вихрей вдоль оси  $c$  начинает уменьшаться, что сопровождается появлением диссипации. В модели Дэмена и др. [5.1] в системе джозефсоновски связанных сверхпроводящих слоев была рассмотрена зависимость критического тока вдоль оси  $c$  от приложенного  $//c$  магнитного поля при фиксированной температуре. В соответствии с этой моделью критический ток вдоль оси  $c$  обращается в нуль в поле:

$$B_D = \frac{\phi_0^3}{4\pi^2 \mu_0 s e T \lambda_{ab}^2(T) \gamma^2}, \quad (5.1)$$

где  $\gamma = \lambda_c / \lambda_{ab}$  - степень анизотропии,  $s$  - расстояние между слоями,  $e=2.718\dots$  и  $\lambda_{ab}(T) = \lambda_0 / \sqrt{1 - (T/T_c)^2}$  - глубина проникновения при нулевой температуре. В выражении (5.1) анизотропия  $\gamma$  является единственным подгоночным параметром. Таким образом, зная положение линии  $B_D(T)$  на магнитной фазовой диаграмме, можно определить анизотропию исследуемого образца.



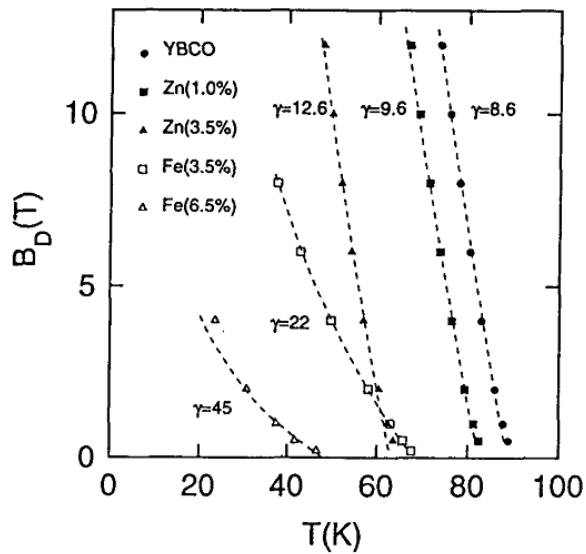
На рис.5.1 в качестве примера мы приводим данные по измерению температурной зависимости сопротивления вдоль оси  $c$  образца  $YBa_2(Cu_{0.99}Zn_{0.01})_3O_{7-\delta}$  с в магнитном поле, приложенном вдоль оси  $c$ .



**Рис. 5.1.** Резистивные сверхпроводящие переходы образца  $YBa_2(Cu_{0.99}Zn_{0.01})_3O_{7-\delta}$  с транспортным током вдоль оси  $c$  в магнитном поле 0, 0.5, 1, 2, 4, 6, 8, 10 и 12Т (справа налево), приложенном параллельно оси  $c$ .

Аналогичные результаты были получены для не содержащего примесей кристалла  $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ , а также образцов  $YBa_2(Cu_{0.965}Zn_{0.035})_3O_{7-\delta}$ ,  $YBa_2(Cu_{0.965}Fe_{0.035})_3O_{7-\delta}$  и  $YBa_2(Cu_{0.935}Fe_{0.065})_3O_{7-\delta}$  с той лишь разницей, что для образцов с примесью железа сопротивление вдоль оси  $c$  с понижением температуры проходит через максимум и затем падает к нулю (см. рис.2.18). Как уже отмечалось в главе, 2 такое поведение зависимости  $\rho_c(T)$  в параллельном поле напоминает температурную зависимость сопротивления вдоль оси  $c$  сильно анизотропных кристаллов  $Bi_2Sr_2CaCu_2O_{8+\delta}$  и, тем самым, предполагает рост анизотропии с увеличением концентрации примеси железа в кристаллах  $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ .

Для того чтобы получить максимально возможно однородное по сечению образца распределение тока, направленного вдоль оси  $c$ , мы использовали мульти-контактную конфигурацию, как это показано на рис.2.18, при этом  $\rho_c$  оценивалось нами из напряжения  $V_{26}$  с током через контакты  $I_{15}$ ,  $I_{37}$  и  $I_{48}$  одновременно. Для определения точек  $B_D(T)$  на магнитной фазовой диаграмме мы использовали критерий 10  $\mu V$ , когда появлялась возможность получить отчетливый на фоне шума отклик напряжения. На рис.5.2 представлена полученная таким образом магнитная фазовая диаграмма для чистого образца  $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$  и кристаллов, легированных примесями железа и цинка, с процентным содержанием примесей, указанным на рисунке. Также на рисунке пунктирными линиями представлены результаты аппроксимации экспериментальных данных выражением (5.1) с подгоночным параметром  $\gamma$  для каждого из исследованных образцов.



**Рис. 5.2.** Магнитная фазовая диаграмма образцов  $YBa_2(Cu_{1-x}M_x)_3O_{7-\delta}$  ( $M=Fe, Zn$ ) с  $x=0$ ,  $x=0.01$  и  $x=0.035$  для цинка;  $x=0.035$  и  $x=0.065$  для железа. Пунктирными линиями показана аппроксимация экспериментальных данных выражением (5.1) с величиной подгоночного параметра  $\gamma$ , показанной на рисунке для каждого исследованного образца.

### 5.3 Анизотропия длины когерентности в кристаллах $\text{YBa}_2(\text{Cu}_{1-x}\text{M}_x)_3\text{O}_{7-\delta}$ ( $\text{M}=\text{Fe}, \text{Zn}$ ) из измерений флуктуаций проводимости в геометрии $H//I//c$ .

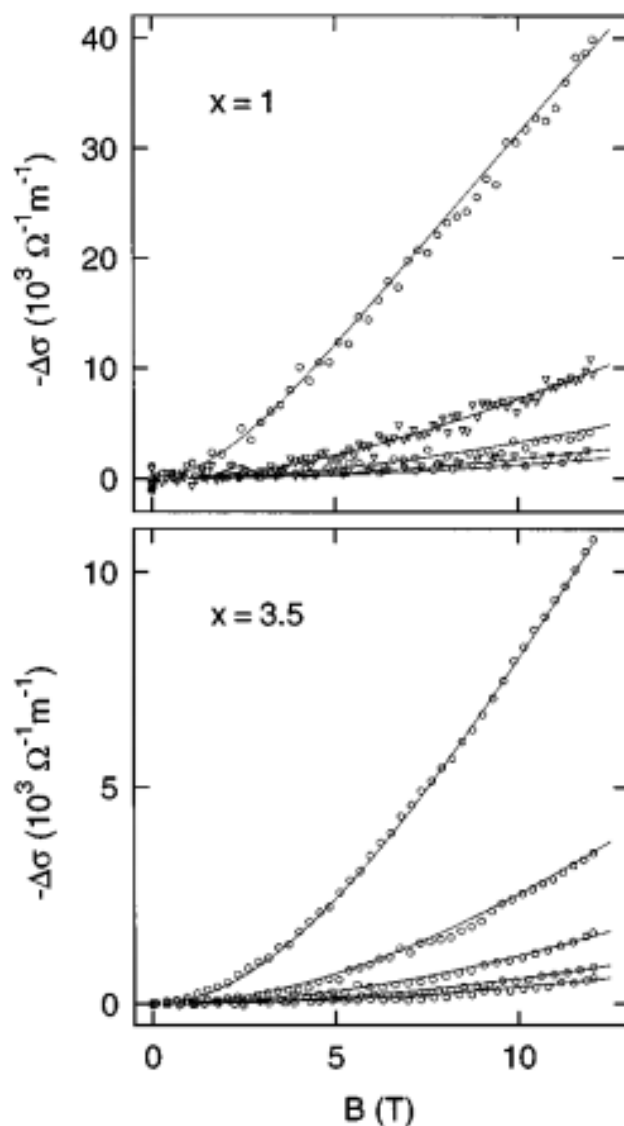
Сверхпроводящие флуктуации, т.е. появление при температурах выше  $T_c$  сверхпроводящих пар с коротким временем жизни, оказывает существенное влияние на свойства сверхпроводников в этом температурном интервале, в частности на электропроводность. Анализ флуктуационного вклада в электропроводность позволяет напрямую определить длины когерентности исследуемого ВТСП материала вдоль плоскостей  $ab$  и в перпендикулярном направлении. Мы провели измерения магнетопроводимости  $\Delta\rho(B) = \rho(B) - \rho(0)$  кристаллов  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  с примесями железа и цинка. На рис.5.3 в качестве примера показана измеренная при различных температурах зависимость магнетопроводимости кристалла  $\text{YBa}_2(\text{Cu}_{0.99}\text{Zn}_{0.01})_3\text{O}_{7-\delta}$  от магнитного поля. Магнетопроводимость является суммой нескольких вкладов:

$$\Delta\sigma(B, T) = \Delta\sigma^{AL} + \sigma^{MT} + \Delta\sigma^{DOS} = \Delta\sigma(B, T, T_c \xi_{ab}(0), \xi_c(0)) \quad (5.2),$$

которые описываются, выражениями, приведенными, например, в [5.2]. Соответствующий анализ дает результаты определения длины когерентности для образцов  $\text{YBa}_2(\text{Cu}_{1-x}\text{Zn}_x)_3\text{O}_{7-\delta}$  и  $\text{YBa}_2(\text{Cu}_{1-x}\text{Fe}_x)_3\text{O}_{7-\delta}$ , приведенные в таблице 5.1.

**Таблица 5.1** Длина когерентности для образцов  $\text{YBa}_2(\text{Cu}_{1-x}\text{Zn}_x)_3\text{O}_{7-\delta}$

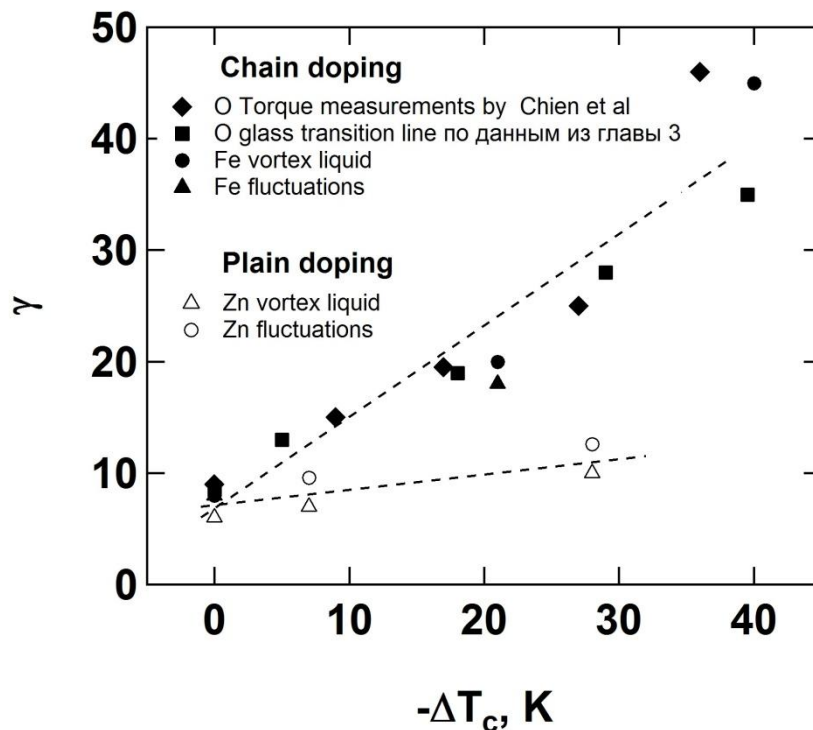
Состав	$T_c, \text{K}$	$\xi_{ab}, \text{\AA}$	$\xi_c, \text{\AA}$
$\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$	$92.0 \pm 0.2$	$15 \pm 0.5$	$2.5 \pm 0.3$
$\text{YBa}_2(\text{Cu}_{1-x}\text{Zn}_x)_3 \text{O}_{7-\delta} \ x=0.01$	$85.6 \pm 0.2$	$14 \pm 1.0$	$2.0 \pm 0.5$
$\text{YBa}_2(\text{Cu}_{1-x}\text{Zn}_x)_3 \text{O}_{7-\delta} \ x=0.035$	$70.0 \pm 1.5$	$15 \pm 1.0$	$1.5 \pm 0.5$
$\text{YBa}_2(\text{Cu}_{1-x}\text{Fe}_x)_3 \text{O}_{7-\delta} \ x=0.035$	$81.8 \pm 1.5$	$12.7 \pm 0.5$	$0.5 \div 1.2$



**Рис. 5.3.** Магнетопроводимость образцов  $\text{YBa}_2(\text{Cu}_{0.99}\text{Zn}_{0.01})_3\text{O}_{7-\delta}$  и  $\text{YBa}_2(\text{Cu}_{0.965}\text{Zn}_{0.035})_3\text{O}_{7-\delta}$ . При температурах 75.9, 82.3, 89.5, 97.5 и 104.2К (кривые сверху вниз). Сплошными линиями показана аппроксимация экспериментальных данных выражением (5.2).

На рис.5.4 приведены суммарные данные наших исследований анизотропии образцов  $\text{YBa}_2(\text{Cu}_{1-x}\text{M}_x)_3\text{O}_{7-\delta}$  ( $\text{M}=\text{Fe}, \text{Zn}$ ), в сопоставлении с данными по анизотропии образцов  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  с различным содержанием кислорода, которые были представлены в главе 3. Кроме того, на рисунке представлены данные из работы Чена [5.3] по влиянию дефицита кислорода на анизотропию кристаллов  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ .

Из рис.5.4 видно, что анизотропия кристаллов  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  растет гораздо быстрее при добавлении примеси железа по сравнению с примесью цинка. Качественно этот результат не удивителен, поскольку из многочисленных структурных исследований известно, что железо замещает медь в цепочках  $\text{CuO}$ , тогда как легирование цинком сопровождается замещением меди в плоскостях  $\text{CuO}_2$ . Из кристаллографических соображений понятно, что легирование железом приводит к дополнительному связыванию электронов атомов кислорода в цепочках и, тем самым, понижению проводимости вдоль оси  $c$  с соответствующим ростом анизотропии. Отметим также, что наши экспериментальные данные находятся в хорошем соответствии с данными, полученными в главе 3 из исследования влияния дефицита кислорода, а также результатами Чена [5.3] по исследованию анизотропии в кристаллах  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  с различным содержанием кислорода.



**Рис. 5.4.** Анизотропия образцов  $\text{YBa}_2(\text{Cu}_{1-x}\text{M}_x)_3\text{O}_{7-\delta}$  ( $\text{M}=\text{Fe}, \text{Zn}$ ) и образцов  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  с различным содержанием кислорода.

## 5.4 Выводы

В заключение, подведем итоги главы 5, в которой приведены результаты наших исследований влияния примесей железа и цинка на анизотропию кристаллов  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  в сопоставлении с данными по изменению анизотропии в кристаллах  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  с различным содержанием кислорода.

1. Показано, что определение анизотропии кристаллов  $\text{YBa}_2(\text{Cu}_{1-x}\text{M}_x)_3\text{O}_{7-\delta}$  ( $\text{M}=\text{Fe}, \text{Zn}$ ) двумя независимыми методами: из анализа положения линии 3D-2D перехода на магнитной фазовой диаграмме и из анализа температурной зависимости флуктуационного вклада в проводимость в различных магнитных полях, дает одинаковые в пределах экспериментальной ошибки результаты.
2. Показано, что легирование кристаллов  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  примесями железа и цинка приводит к подавлению  $T_c$  и линейному росту анизотропии с увеличением концентрации примесей и соответствующим уменьшением  $T_c$ . При этом анализ роста  $\gamma$ , как функции  $-\Delta T_c$  показывает, что влияние примеси железа на анизотропию  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  сравнимо с ростом анизотропии при уменьшении концентрации кислорода и примерно в несколько раз больше по сравнению с примесью цинка. Данный эффект вероятно связан с различным типом замещения атомов меди примесями Fe и Zn: железо замещает атомы меди преимущественно в цепочках  $\text{CuO}$ , оказывая влияние на концентрацию носителей, подобное уменьшению содержания кислорода в цепочках, тогда как примеси цинка главным образом занимают позиции в плоскостях  $\text{CuO}_2$ , изменяя соответствующий баланс заряда.

## ГЛАВА 6. Анизотропные свойства и магнитная фазовая диаграмма кристаллов $MgB_2$ .

### 6.1. Вводные замечания

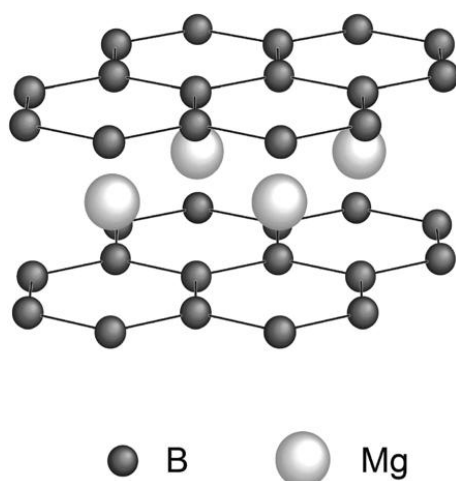
Открытие в самом начале 2001 года сверхпроводимости в дибориде магния,  $MgB_2$  [6.1], стимулировало значительный интерес к изучению сверхпроводящих свойств этого соединения, а также особенностей других физических и химических свойств  $MgB_2$ , включая материаловедческие аспекты. К моменту начала данной работы в 2001 году, большинство экспериментов по исследованию свойств  $MgB_2$  было проведено на поликристаллических образцах, случайная ориентация кристаллитов и присутствие посторонних фаз в которых во многих случаях обуславливали значительный разброс опубликованных результатов. Очевидно, что дальнейший прогресс в изучении свойств  $MgB_2$  мог быть достигнут только при исследовании монокристаллических образцов этого соединения.

Данная глава посвящена описанию наших результатов по исследованию магнетотранспортных свойств кристаллов  $MgB_2$ . В первом разделе приведены вводные замечания, касающиеся кристаллической и электронной структуры  $MgB_2$ , а также основных свойств этого соединения в сверхпроводящем и нормальном состоянии. В последующих разделах представлены результаты экспериментов по исследованию анизотропии магнетотранспортных свойств  $MgB_2$ , эффекта Холла, а также магнитной фазовой диаграммы [A4, A32-A37].

Диборид магния, в состав которого входят только элементы с  $s$  – и  $p$  – оболочками, является достаточно давно известным химическим соединением. Кристаллическая структура  $MgB_2$  показана на рис. 6.1. Расположение атомов бора подобно позициям атомов углерода в графите.

Каждый из атомов бора окружен тремя атомами бора, находящимися на одинаковом расстоянии. Точно такая же кристаллическая структура обнаружена еще у целого боридов переходных металлов, часть из которых в дефектной структуре, как например,  $Nb_2B_5$ , являются низкотемпературными сверхпроводниками.

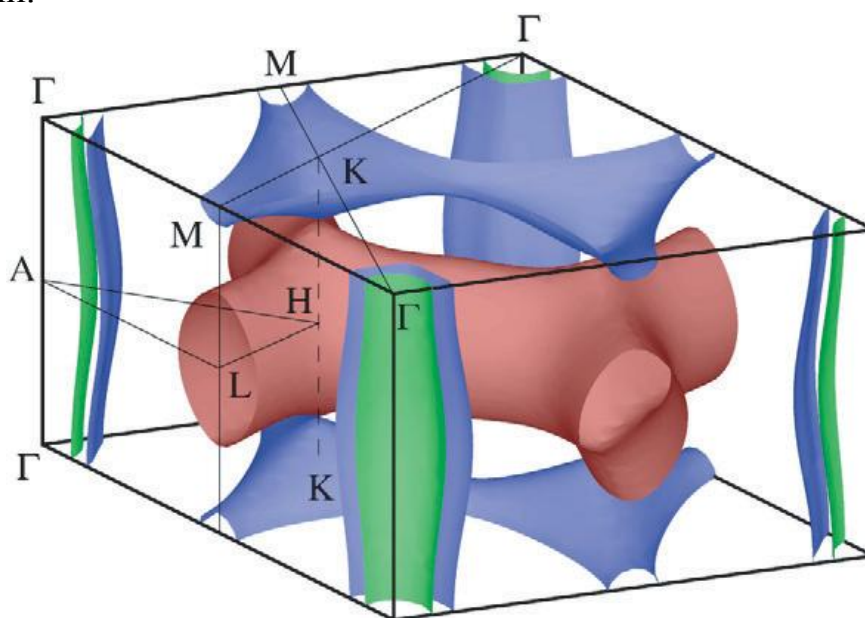
Исследования  $MgB_2$ , проведенные сразу после открытия сверхпроводимости в этом соединении показали, что диапазон возможных химических изменений его состава не слишком широк, и, как правило, приводит к нарушению однофазности и ухудшению сверхпроводящих свойств [6.2]. В частности, изоструктурное замещение бора углеродом или магния алюминием сопровождается резким уменьшением  $T_c$ . Синтез  $MgB_2$  в однофазном стехиометрическом виде достаточно сложен, а рост монокристаллов требует использования специальной техники высокого давления, при этом рост монокристаллов  $MgB_2$  под высоким давлением в псевдо-тройной системе Mg-B-N оказался наиболее успешным [A4-A6,6.3,6.4].



**Рис.6.1.** Кристаллическая структура  $MgB_2$ , состоящая из плоских гексагональных центрированных сеток магния и графитоподобных сеток бора, чередующихся вдоль оси  $c$  в последовательности  $Mg/B_2/Mg/B_2\dots$ , как показано на рисунке (из работы [6.5]).



Анализ экспериментальных данных по исследованию теплоемкости и ядерного магнитного резонанса в  $MgB_2$  в нормальном состоянии в сопоставлении с результатами модельных расчетов зонной структуры данного соединения (см., например, обзор [6.5] и ссылки в нем) позволяет сделать вывод о том, что диборид магния является типичным металлом. В этой связи возникает вопрос, по какой причине  $MgB_2$  является сверхпроводником с необычно высокой температурой сверхпроводящего перехода. Согласно модельным расчетам [6.6] электронная структура  $MgB_2$ , показанная на рис.6.2, аналогична зонной структуре графита с некоторыми различиями.



**Рис.6.2.** Поверхность Ферми  $MgB_2$ , полученная в результате расчетов зонной структуры. Зеленые и голубые дырочные цилиндры в точке  $\Gamma$  образуют  $\sigma$  –зоны; голубые дырочные и красные электронные образуют  $\pi$  –зоны (из работы [6.6]).

Две трехмерных металлических  $\pi$  –зоны образованы  $p_z$ -орбиталями бора. Одна из них дырочного типа, другая – электронного. Две  $\sigma$  –зоны, образованные ковалентными  $p_{xy}$  орбиталями, в отличие от графита, где они расположены глубоко под энергией Ферми, пересекают уровень Ферми. В то

время как заряды из  $\pi$  –зон распределены по всему кристаллу, дырки  $\sigma$  –зон локализованы в слоях бора и, таким образом,  $\sigma$  –зоны характеризуются квази-двумерным поведением. При этом определяющую роль в сверхпроводящем спаривании играет сильное взаимодействие прифермиевских  $\sigma$  –зон бора и высокочастотных фононных мод графитоподобных слоев атомов бора.

Согласно расчетам Мазина и др. [6.7] рассеяние между  $\sigma$  –и  $\pi$  –зонами невелико, поскольку  $p_{xy}$  –орбитали в плоскости  $ab$  и межплоскостные орбитали  $p_z$  ортогональны, вследствие чего интегралы перекрытия, которые определяют межзонное взаимодействие и межзонное рассеяние на примесях, малы.

Перечисленные результаты модельных расчетов зонной структуры  $MgB_2$  хорошо подтверждаются данными экспериментов по исследованию особенностей электронных состояний  $MgB_2$  методами фотоэлектронной и рентгеновской спектроскопии, а также спектроскопии энергетических потерь электронов [6.5]. Влияние фононных возбуждений на величину  $T_c$  в дибориде магния было изучено в экспериментах по измерению изотопического эффекта путем замещения изотопов бора  $^{11}B$  и магния  $^{24}Mg$  на изотопы  $^{10}B$  и  $^{26}Mg$ , соответственно [6.8,6.9]. Оказалось, что в соответствии с теоретическими расчетами замещение изотопов бора приводит к существенно большему изменению величины  $T_c$  по сравнению с замещением изотопа магния (изотопический коэффициент в случае изотопов бора  $\alpha_B = \Delta \ln T_c / \Delta \ln M_B = 0.26$ , где  $M_B$  атомная масса изотопа бора, тогда как для изотопов магния  $\alpha_{Mg} = \Delta \ln T_c / \Delta \ln M_{Mg} = 0.02$ , где  $M_{Mg}$  атомная масса изотопа магния).

Как следует из модельных расчетов, еще одной особенностью диборида магния является образование двух щелей в спектре электронных возбуждений при переходе  $MgB_2$  в сверхпроводящее состояние. Данный

вывод получил целый ряд экспериментальных подтверждений из измерений теплоемкости, теплопроводности, глубины проникновения и спектроскопических исследований [6.5]. Согласно различным экспериментальным данным величина щели, образующейся при переходе в сверхпроводящее состояние на  $\pi$  – зонах, составляет  $1.5 \div 3.5$  мэВ, тогда как щель на  $\sigma$  – зонах оценивается в  $5.5 \div 8.0$  мэВ.

Уже в первых экспериментах по исследованию анизотропии свойств диборида магния, ожидаемой вследствие сильно анизотропной поверхности Ферми  $\text{MgB}_2$ , было показано, что параметры кристаллической решетки в плоскости  $ab$  и вдоль оси  $c$ , как функции температуры или давления, ведут себя различным образом [6.10]. В частности, отношение  $c/a$  уменьшается с увеличением давления и уменьшением температуры, показывая, тем самым, что межплоскостное расстояние гораздо более чувствительно к температуре и давлению, чем решеточные параметры в плоскости, отражая более сильную связь В-В в плоскости по сравнению с межплоскостной связью Mg-В. В последующих экспериментах, включая наши работы, была обнаружена анизотропия электросопротивления и эффекта Холла  $\text{MgB}_2$  в нормальном состоянии, и верхнего критического магнитного поля [A4,A32-A37].

## **6.2. Анизотропия электросопротивления монокристаллов $\text{MgB}_2$ в нормальном состоянии.**

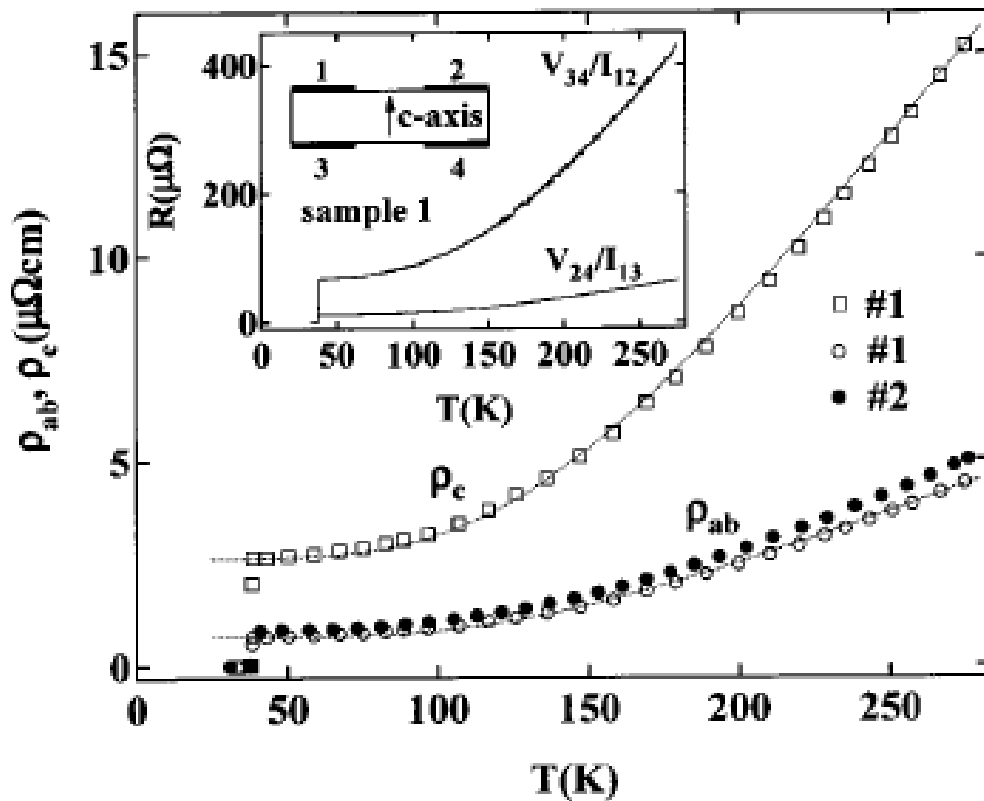
Слоистая кристаллическая структура диборида магния предполагает анизотропию его физических свойств. В данном разделе приведены результаты наших исследований анизотропии сопротивления при температурах выше  $T_c$ . В силу малых размеров кристаллов приготовление контактов, обеспечивающих однородное распределение тока вдоль плоскостей  $ab$  и вдоль оси  $c$  для прямого измерения компонент

сопротивления  $\rho_{ab}$  и  $\rho_c$  в одном и том же эксперименте, представляется весьма сложной задачей. По этой причине для измерения анизотропии сопротивления нами была использована геометрия эксперимента, в которой на каждой из  $ab$  плоскостей кристалла было расположено по два контакта, как показано на рис.6.3.

На вставке на рис.6.3 приведены данные, полученные в измерениях с неоднородным током, приложенным вдоль плоскостей  $ab$  ( $I_{12}$ ) и с током, направленным вдоль оси  $c$  ( $I_{13}$ ). Вследствие суммарного эффекта конфигурации контактов, геометрии кристалла и анизотропии сопротивления величины  $R_1 = V_{34}/I_{12}$  и  $R_2 = V_{24}/I_{13}$  довольно сильно различаются, при этом отношение сопротивлений  $R_1/R_2 \approx 6$  слабо зависит от температуры. Для того, чтобы получить величины удельного сопротивления  $\rho_{ab} \equiv \rho_{xx}$  и  $\rho_c \equiv \rho_{zz}$  экспериментальные данные были пересчитаны в рамках модели Монтгомери [6.11]. Поскольку размеры электрических контактов к образцу соизмеримы с размерами самого образца, конечный размер контактов был учтен в нашем анализе. При этом предполагалось, что ток равномерно входит в образец со всей площади контакта. Также, было сделано предположение, что потенциальные контакты не вносят возмущение в распределение тока в образце, в силу чего потенциальные контакты измеряют среднюю величину потенциала на границе между контактом и образцом. Эти предположения представляются оправданными, поскольку проводимость образца гораздо выше проводимости контактной площадки.

Полученные в результате нашего анализа результаты для  $\rho_{ab}(T)$  и  $\rho_c(T)$  показаны на рис.6.3. Значения  $\rho_{ab}(T)$  для кристаллов 1 и 2, вычисленные в рамках модели Монтгомери и напрямую измеренные с равномерным распределением тока, соответственно, совпадают в пределах 10%, что подтверждает правильность нашего анализа. Приведенные на

рис.6.3 результаты наглядно показывают анизотропию сопротивления монокристалла  $MgB_2$ .



**Рис.6.3.** Температурная зависимость удельного сопротивления вдоль плоскостей и вдоль оси с монокристалла  $MgB_2$  (кристалл 1) в магнитном поле Земли, полученная в результате пересчета экспериментальных данных в рамках модели Монтгомери. Для сравнения также показана зависимость  $\rho_{ab}(T)$ , полученная на кристалле 2 с равномерным распределением по сечению образца тока, направленного вдоль плоскостей. Пунктирными линиями показана аппроксимация уравнением (6.1). На вставке показана конфигурация контактов и экспериментальные данные, полученные непосредственно в эксперименте с током приложенным между контактами 1-2 ( $I_{12}$ ) и контактами 1-3 ( $I_{13}$ ).

Сразу выше  $T_c$  отношение сопротивлений  $\rho_c/\rho_{ab} \approx 3.6$ . С повышением температуры это отношение незначительно уменьшается до  $\sim 3.4$  при  $T=273K$ . Данный результат демонстрирует подобную температурную зависимость для  $\rho_{ab}$  и  $\rho_c$  и, соответственно, один и тот же механизм рассеяния для транспорта заряда вдоль плоскостей  $ab$  и перпендикулярно к

ним. Следует также отметить, что сравнительно недавно анизотропия сопротивления  $\text{MgB}_2$  исследовалась в тонких пленках с осью  $c$ , ориентированной под углом менее  $90^\circ$  к поверхности подложки [6.12]. Полученное в этой работе отношение сопротивлений  $\rho_c/\rho_{ab} \approx 4.6-5.4$  сопоставимо с нашими данными, учитывая простоту использованной в работе [6.12] модели.

Анализ наших данных для  $\rho_{ab}(T)$ , и  $\rho_c(T)$  показывает, что обе температурные зависимости хорошо описываются выражением Блоха-Грюнайзена для сопротивления [6.13]:

$$\rho = \rho_0 + C * (4\pi)^2 (2T/\Theta_D)^5 \int_0^{\Theta_D/2T} x^5 / (\sinh x)^2 dx \quad (6.1),$$

где  $\Theta_D$  – температура Дебая,  $\rho_0$  – остаточное сопротивление и  $C$  коэффициент пропорциональности. Пунктирными линиями на рис.6.3 показана аппроксимация  $\rho_{ab}(T)$  и  $\rho_c(T)$  выражением (6.1) с параметрами, указанными в таблице 6.1.

Таким образом, в согласии с результатами теоретических расчетов зонной структуры и электрон-фононного взаимодействия в дибориде магния, может быть сделан вывод о том, что основной вклад в электрический транспорт вдоль плоскостей  $ab$   $\text{MgB}_2$  и вдоль оси  $c$  вносит электрон-фононное рассеяние.

**Таблица 6.1.** Параметры аппроксимации  $\rho_{ab}(T)$  и  $\rho_c(T)$  выражением (6.1)

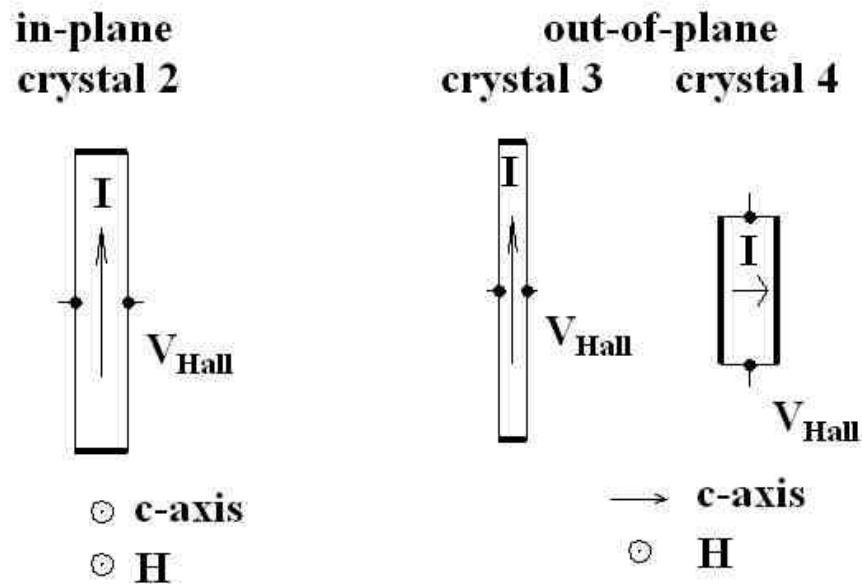
	$\Theta_D$ , К	$\rho_0$ , $\mu\Omega\text{cm}$	$C$ , $\mu\Omega\text{cm}$
$\rho_{ab}(T)$	880	0.69	0.25
$\rho_c(T)$	880	2.62	0.86

### 6.3. Анизотропный эффект Холла в монокристаллах $MgB_2$ в нормальном состоянии.

Туннельные эксперименты, измерения теплоемкости, и глубины проникновения в  $MgB_2$  однозначно свидетельствуют о двухщелевой сверхпроводимости в этом соединении, что также подтверждается и теоретическими расчетами. В частности, существование двух щелей в энергетическом спектре  $MgB_2$  в сверхпроводящем состоянии, большая из которых ассоциируется с квази-двумерными  $\sigma$  – зонами  $p$  – типа, а меньшая – с трехмерными  $\pi$  – зонами  $n$  – типа, было предсказано расчетами из первых принципов [6.14]. Для дальнейшего понимания зонной структуры  $MgB_2$  и природы носителей заряда в данном соединении представляло значительный интерес проведение исследований эффекта Холла. К моменту выполнения данной работы были опубликованы результаты измерения эффекта Холла в поликристаллических [6.15] и пленочных [6.16,6.17] образцах  $MgB_2$ . Оба эти эксперимента показали положительный знак коэффициента Холла ( $p$  – тип носителей) и примерно на порядок величины меньшее значение коэффициента Холла по сравнению с низкотемпературными сверхпроводниками  $Nb_3Sn$  и  $Nb_3Ge$ . Однако, другие результаты этих экспериментов весьма противоречивы. В частности, это относится к температурной зависимости коэффициента Холла [6.15-6.17]. Кроме того, в измерениях эффекта Холла при температурах ниже  $T_c$ , в смешанном состоянии Джин и др. [6.16] наблюдали изменение знака коэффициента Холла в окрестности сверхпроводящего перехода, тогда как Канг и др. [6.17] смены знака коэффициента Холла в смешанном состоянии не обнаружил.

При измерениях эффекта холловский сигнал  $\rho_{ij}$  определялся нами как антисимметричная часть поперечного сопротивления при приложении магнитного поля в двух противоположных направлениях и коэффициент

Холла,  $R_{ij}^H$ , вычислялся как  $R_{ij}^H = \rho_{ij}/H$ . Геометрия контактов показана на рис.6.4. Измерения эффекта Холла в плоскости (кристалл 2) осуществлялись с равномерно распределенным по сечению образца током, текущим параллельно плоскостям  $ab \equiv xy$  и магнитным полем, направленным вдоль оси  $c \equiv z$ . При измерениях эффекта Холла с магнитным полем, направленным вдоль плоскостей  $ab$  компоненты холловского сопротивления  $\rho_{xz}$  и  $\rho_{zx}$  определялись с однородным по сечению образца током вдоль плоскостей  $ab$  (кристалл 2) и током параллельным оси  $c$  (кристаллы 3 и 4).



**Рис.6.4.** Схема эксперимента по измерению эффекта Холла в плоскости  $ab$  и вдоль оси  $c$ . На левой панели (кристалл 2) магнитное поле приложено параллельно оси  $c$ , ток течет вдоль плоскости  $ab$ , напряжение Холла измеряется в плоскости  $ab$  в направлении перпендикулярно току. На правой панели магнитное поле приложено вдоль плоскостей  $ab$ . В кристалле 3 ток течет вдоль плоскостей  $ab$ , в кристалле 4 ток направлен вдоль оси  $c$ . В обоих случаях (кристаллы 3 и 4) напряжение тока измеряется в направлении перпендикулярно току.



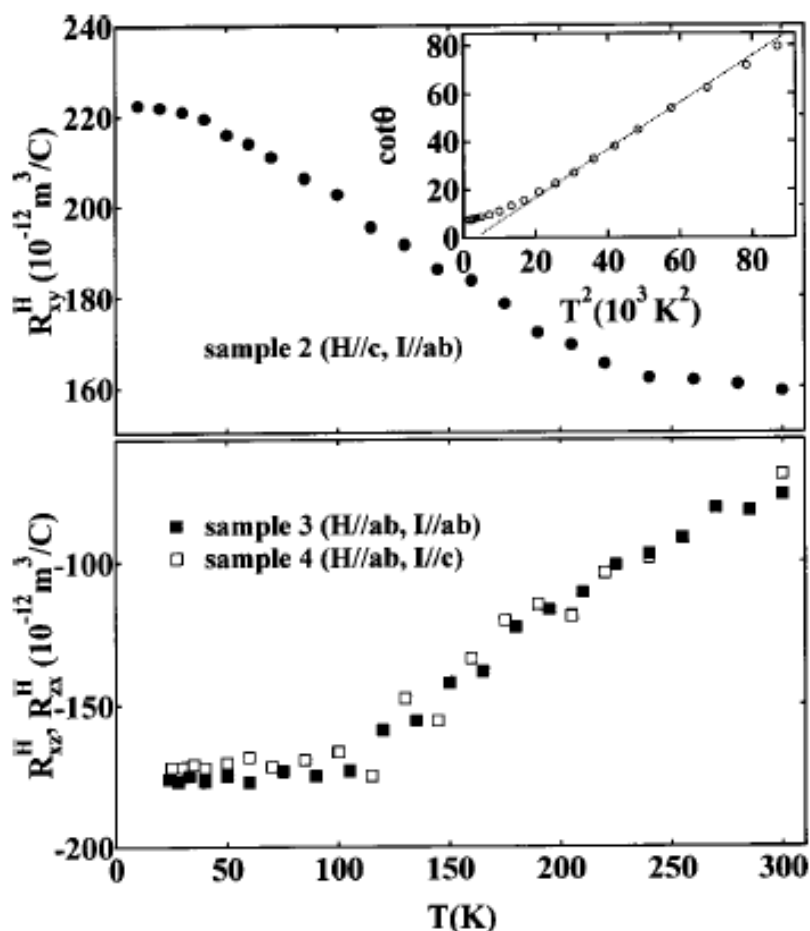
Подобно предыдущим исследованиям на поликристаллических образцах и неупорядоченных пленках [6.15-6.17], в наших экспериментах с магнитным полем, приложенным параллельно оси  $c$ , мы обнаружили положительный знак коэффициента Холла  $R_{xy}^H \equiv R_{ab}^H$ . В то же время, в измерениях с магнитным полем, направленным параллельно плоскостям  $ab$ , знак  $R_c^H$  оказался отрицательным, что соответствует доминирующему вкладу в проводимость носителей  $n$  – типа (см. рис. 6.5).

Для того, чтобы лучше понять полученный результат, рассмотрим эффект Холла в простейшей модели двух параболических зон с электронами и дырками в качестве носителей. В этом случае коэффициент Холла является суммой вкладов от каждой зоны:

$$R^H = \frac{p\mu_p^2 - n\mu_n^2}{ec(p\mu_p + n\mu_n)^2} \quad (6.2),$$

$e$  – заряд электрона,  $c$  – скорость света,  $n$  и  $p$  – плотности электронов и дырок соответственно,  $\mu_n$  и  $\mu_p$  – соответствующие подвижности. Из выражения (6.2) следует, что положительный или отрицательный знак коэффициента является следствием преобладания электронного или дырочного вклада. Таким образом, положительный и отрицательный знаки  $R^H$ , обнаруженные при двух взаимно-перпендикулярных ориентациях магнитного поля относительно образца могут получены, имея в виду сильно анизотропную подвижность по крайней мере для одного типа носителей, как это имеет место в  $MgB_2$  для носителей  $n$  – типа  $\sigma$  – зон. Зависимость коэффициента Холла от температуры также может найти объяснение в рамках модели двух параболических зон, если принять во внимание возможность различной

температурной зависимости электронной и дырочной подвижностей в выражении (6.2).



**Рис.6.5.** Температурная зависимость коэффициента Холла с магнитным полем, приложенным параллельно оси  $c$ ,  $R_{xy}^H$ , (верхняя панель), и с магнитным полем, направленным параллельно плоскостям  $ab$  (нижняя панель). Во втором случае холловский отклик измерялся на двух кристаллах с током параллельным плоскостям  $ab$ ,  $R_{xz}^H$ , (кристалл 3) и током параллельным оси  $c$ ,  $R_{zx}^H$ , (кристалл 4). В согласии с правилом Онзагера данные для кристаллов 3 и 4 в пределах экспериментальной погрешности совпадают. На вставке показана температурная зависимость котангенса холловского угла в магнитном поле 5Т. Линией обозначена линейная аппроксимация в промежуточном температурном интервале 150÷220К.

Реальная зонная структура  $\text{MgB}_2$ , поверхность Ферми которой состоит из двух квази-двумерных дырочных плоскостей ( $\sigma$ -зоны) и двух

трехмерных, напоминающих соты  $\pi$ -зон, намного сложнее упрощенной модели двух параболических зон. Расчеты зонной структуры  $\text{MgB}_2$  предполагают практически изотропную подвижность электронов и дырок в  $\pi$ -зонах и сильную анизотропию массы дырок и, соответственно, подвижность в  $\sigma$ -зонах. Так, в частности, численные расчеты независимых компонент холловского тензора в рамках модели жестких зон показывают [6.18], что анизотропный вклад дырочных состояний доминирует в положительном холловском отклике в плоскости, тогда как вклад электронных состояний  $\pi$ -зон преобладает в  $n$ -типе эффекта Холла в случае, когда магнитное поле приложено параллельно плоскостям  $ab$ . Таким образом, наше экспериментальное наблюдение двух типов носителей в  $\text{MgB}_2$  находится в качественном согласии с теоретическими расчетами.

Предполагая вклад только дырок и электронов в  $R_{xy}^H$  и  $R_c^H \equiv R_{xz}^H \equiv R_{zx}^H$ , соответственно, и используя выражение (6.2) мы можем оценить верхний предел концентрации электронов и дырок  $n \sim 3.4 \times 10^{22} \text{ см}^{-3}$  и  $p \sim 2.6 \times 10^{22} \text{ см}^{-3}$ . Полученные значения на порядок величины меньше ранее опубликованных данных для поликристаллических образцов  $\text{MgB}_2$  [6.15-6.17].

Такая значительная разница в оценках концентрации носителей выглядит вполне естественно, поскольку в поликристаллических образцах полученная в эксперименте величина коэффициента Холла может представлять сумму вкладов противоположных полярностей от случайно ориентированных гранул, что может привести к завышению оценки концентрации носителей.

В завершение данного раздела необходимо отметить, что разные знаки эффекта Холла в  $\text{MgB}_2$  напоминают эффект Холла в  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ , где также наблюдается эффект Холла  $p$ -типа с магнитным полем, приложенным перпендикулярно слоям и эффект Холла  $n$ -типа в случае, когда магнитное поле параллельно плоскостям [6.19, A26]. Однако данная аналогия не

распространяется на температурную зависимость эффекта Холла в  $\text{MgB}_2$  и купратных высокотемпературных сверхпроводниках. В частности, эффект Холла в купратных ВТСП показывает сильную температурную зависимость коэффициента Холла в плоскости, которая сразу выше  $T_c$  дает квадратичную от температуры зависимость котангенса холловского угла  $\coth \theta_H = \rho_{xx}/\rho_{xy}$  (см., например [6.20]) в широком температурном интервале. В то же время согласно нашим результатам, показанным на вставке на рис.6.5, в  $\text{MgB}_2$  зависимость  $\cosh \theta_H \sim T^2$  не наблюдается.

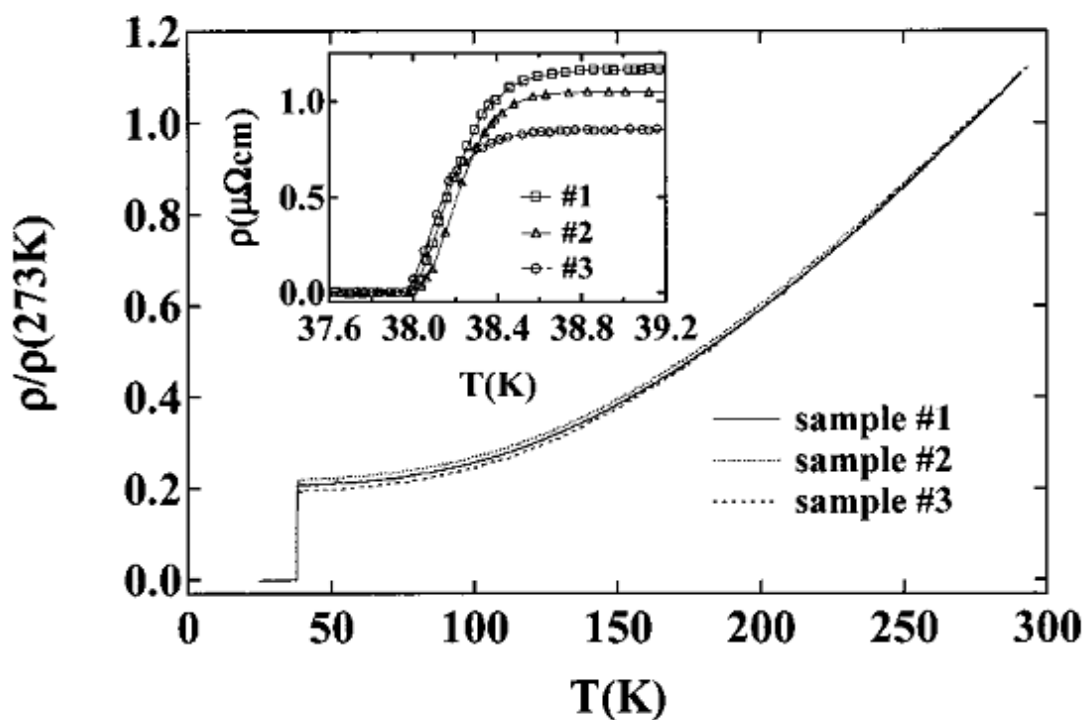
#### **6.4. Анизотропия верхнего критического поля кристаллов $\text{MgB}_2$ .**

Как уже отмечалось в предыдущих разделах, наличие в кристаллической решетке  $\text{MgB}_2$  чередующихся слоев бора и магния предполагает анизотропию физических свойств этого соединения, в том числе и в сверхпроводящем состоянии. Первые измерения анизотропных сверхпроводящих свойств диборида магния были проведены на тонких пленках [6.21,6.22], ориентированных кристаллитов микронных размеров [6.23] и мелкодисперсных порошках [6.24]. Однако результаты, полученные различными группами, оказались весьма противоречивыми.

По данным, полученным на пленках и ориентированных кристаллитах  $\text{MgB}_2$ , оценка анизотропии верхнего критического поля,  $\gamma$ , составила  $1.7 \div 2.0$ , тогда как по результатам измерений на мелкодисперсных порошках была получена оценка  $\gamma = 6 \div 9$ . В нашей работе анизотропия  $H_{c2}$  диборида магния была определена прямым образом путем измерения транспортных свойств монокристаллов  $\text{MgB}_2$ , закрепленных на вращающемся держателе образца, в магнитном поле.

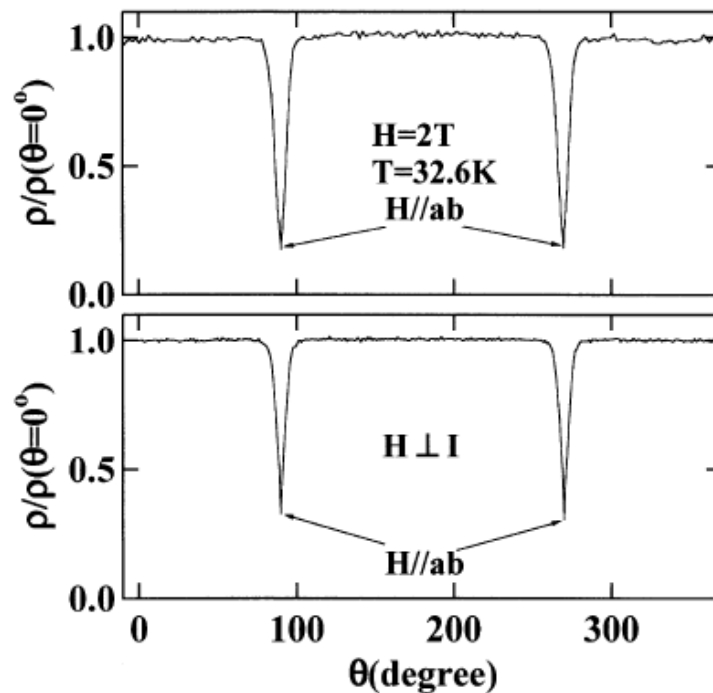
На рис.6.6 приведена зависимость  $R(T)$  вдоль плоскостей кристаллов в магнитном поле Земли для трех образцов  $\text{MgB}_2$ . Отметим, что результаты,

полученные на различных монокристаллах, показывают прекрасную воспроизводимость. Этот факт подчеркивает высокое качество кристаллов, использовавшихся в нашей работе. В частности, для всех исследованных кристаллов мы обнаружили резкий сверхпроводящий переход с  $T_c \sim 38.5\text{K}$ , определенной по началу сверхпроводящего перехода (2% от полной амплитуды перехода), и шириной перехода (10% - 90%) менее  $0.3\text{K}$ . Оценка удельного сопротивления при температуре несколько выше сверхпроводящего перехода ( $T=40\text{K}$ ) дает величину  $\rho \sim 1 \pm 0.15 \mu\Omega\text{cm}$ . Небольшой разброс в величинах  $\rho$  для разных образцов скорее всего связан с некоторой неопределенностью в геометрии контактов, обусловленной малым размером монокристаллов.



**Рис.6.6.** Нормированная температурная зависимость электросопротивления вдоль плоскостей кристалла для трех различных монокристаллов  $\text{MgB}_2$  с измерительным током  $0.5\text{mA}$ . На вставке показан сверхпроводящий переход в увеличенном масштабе.

Наглядным свидетельством анизотропии сверхпроводящих свойств  $\text{MgB}_2$  является показанная на рис.6.7 угловая зависимость сопротивления при вращении магнитного поля вокруг двух взаимно перпендикулярных осей, лежащих в плоскости  $ab$  (углы  $\theta=0^\circ$ ,  $180^\circ$  и  $360^\circ$  соответствуют ориентации магнитного поля  $H//c$ ). Величина температуры и магнитного поля выбраны таким образом, что при  $\theta=0^\circ$  образец находится чуть выше сверхпроводящего перехода. При приближении  $\theta$  к  $90^\circ$  образец начинает переходить в сверхпроводящее состояние, что отражается в уменьшении его сопротивления. Этот результат дает дополнительное доказательство высокого качества наших монокристаллов, поскольку любое отклонение от идеальной кристаллической структуры должно приводить к более сложной форме кривой  $R(\theta)$ .



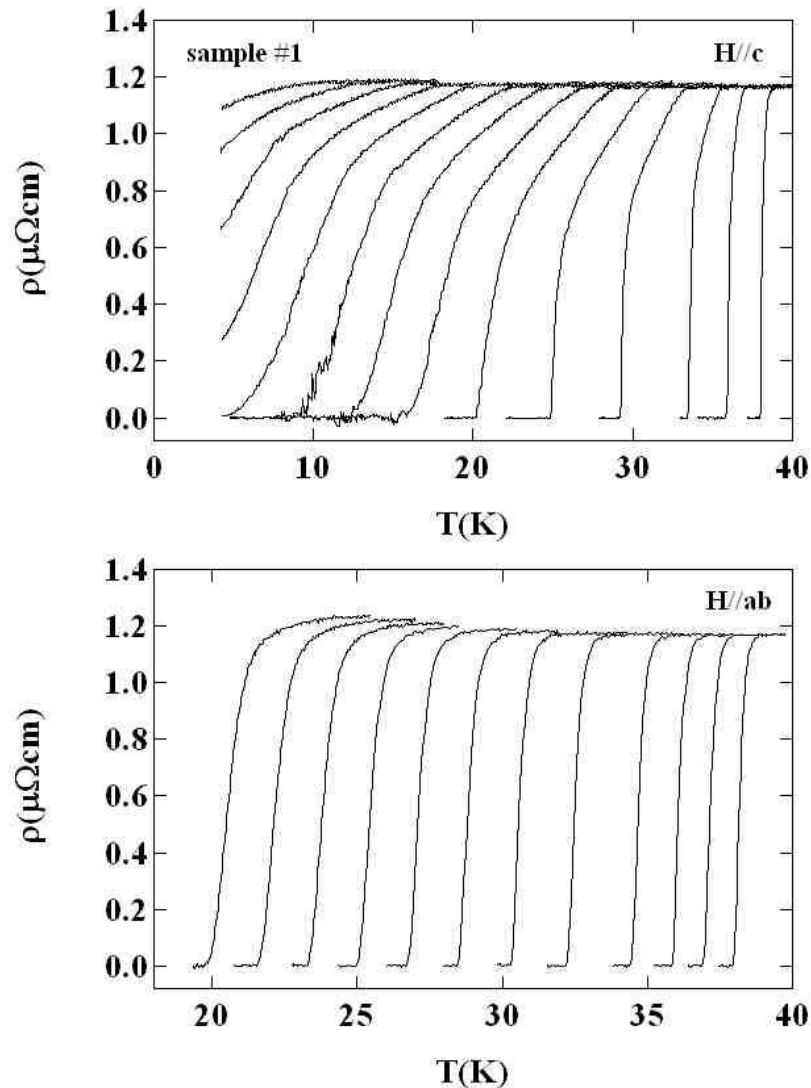
**Рис.6.7.** Угловая зависимость сопротивления при вращении образца относительно магнитного поля.  $\theta=90^\circ$  и  $\theta=270^\circ$  соответствуют направлению магнитного поля параллельно слоям  $ab$ . На нижней панели направление тока перпендикулярно магнитному полю при всех углах  $\theta$ . На верхней панели угол между направлением тока и магнитным полем изменяется по мере изменения угла между магнитным полем и плоскостями  $ab$ .

Исходные данные для определения анизотропии верхнего критического поля монокристаллов  $\text{MgB}_2$  показаны на рис.6.8. На этом рисунке изображены резистивные сверхпроводящие переходы в магнитных полях до 6Т, приложенных перпендикулярно к плоскостям магния и бора (верхняя панель) и в полях до 9Т в ориентации  $H//ab$  (нижняя панель). В обеих ориентациях направление транспортного тока перпендикулярно магнитному полю.

Прежде, чем мы приступим к описанию анизотропных свойств монокристаллов  $\text{MgB}_2$ , отметим шумы, которые появляются в ориентации  $H//c$  в нижней части сверхпроводящего перехода при  $T < 15\text{K}$  (см. верхнюю панель рис.6.8). Хотя было обнаружено, что уровень шума снижается при уменьшении величины измерительного тока, этот шум может быть отчетливо виден при самой малой величине транспортного тока 0.2 мА, использовавшегося в нашем эксперименте. Весьма похожее поведение было также обнаружено и в других исследованных нами образцах, что указывает на то что, этот шум не является приборным, и, скорее всего, отражает собственные свойства кристаллов соединения  $\text{MgB}_2$ . Поскольку рассмотрение природы этого шума выходит за рамки данного раздела, мы не будем проводить его дальнейшее обсуждение.

Анизотропное поведение кристаллов  $\text{MgB}_2$  отчетливо видно из рис.6.8, где приложение магнитного поля  $H//c$  приводит к более быстрому подавлению сверхпроводимости по сравнению с ориентацией  $H//ab$ . Кроме того, с увеличением магнитного поля структура сверхпроводящего перехода меняется различным образом для двух различных ориентаций поля. В случае  $H//ab$  рост магнитного поля приводит к практически параллельному смещению сверхпроводящего перехода в сторону низких температур с незначительным увеличением ширины перехода  $\Delta T$ . С другой стороны, в ориентации  $H//c$  мы обнаружили необычное изменение формы резистивного

сверхпроводящего перехода, когда резкий переход сразу ниже  $T_c$  в диапазоне  $T \sim 30 - 40\text{K}$  сменяется в интервале  $T \sim 20 - 30\text{K}$  квази-двуступечатым переходом с двумя ярко выраженными наклонами  $dR/dT$  и быстро увеличивающейся шириной  $\Delta T$ , и, наконец, с дальнейшим понижением температуры при  $T < 20\text{K}$  подобно геометрии  $H//ab$  практически параллельно смещается с ростом магнитного поля в сторону низких температур.



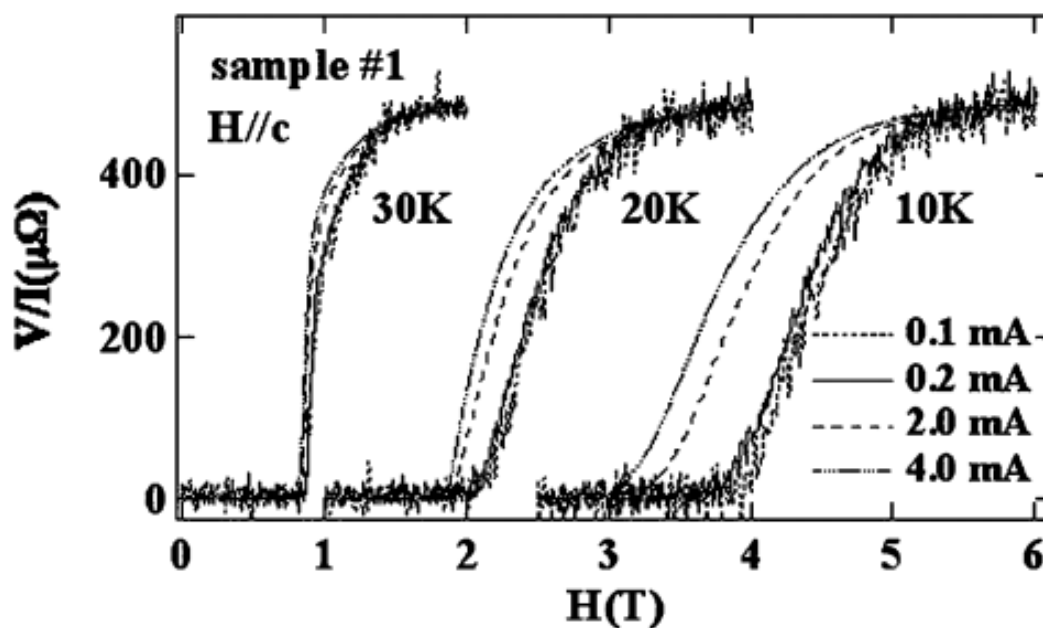
**Рис.6.8.** Верхняя панель: Сверхпроводящие переходы в различных магнитных полях (справа налево): 0, 0.2, 0.5, 1, 1.5, 2, 2.5, 3, 3.5, 4, 4.5, 5, 5.5, и 6Т, приложенных перпендикулярно плоскостям  $ab$ . Нижняя панель: сверхпроводящие переходы в параллельном поле (справа налево): 0, 0.2, 0.5, 1, 2, 3, 4, 5, 6, 7, 8 и 9Т. В обеих ориентациях измерительный ток 0.5 мА и его направление перпендикулярно магнитному полю.



Аналогичное поведение воспроизводимо наблюдалось и в других наших образцах, а также другими исследовательскими группами [6.25], свидетельствуя в пользу того, что данное поведение является характерным свойством монокристаллических образцов  $\text{MgB}_2$ .

Наблюдаемая в  $\text{MgB}_2$  при  $T \sim 25$  К трансформация структуры сверхпроводящего перехода напоминает резистивное поведение чистых кристаллов  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ , вблизи критической точки на линии плавления вихревой решетки, когда резкий скачок сопротивления, отражающий плавление вихревой решетки, сменяется плавным резистивным переходом, связанным с плавлением вихревого стекла при магнитных полях, превышающих критическое поле (см., например, [6.26]). Значительное уширение резистивного сверхпроводящего перехода в купратных ВТСП ассоциируется с широкой областью жидкого вихревого состояния, расположенной между линией плавления вихревой системы (вихревой решетки или вихревого стекла) и линией  $H_{c2}(T)$ . Из многочисленных экспериментов на купратных ВТСП хорошо известно, что жидкое вихревое состояние характеризуется линейным откликом от приложенного транспортного тока [6.26]. Однако в отличие от купратных ВТСП область уширенного резистивного перехода в  $\text{MgB}_2$  демонстрирует сильную нелинейность по току. Нелинейное поведение  $I$  – отклика в монокристаллах  $\text{MgB}_2$  показано на рис.6.9 и рис.6.10, где приведены результаты измерения резистивных переходов, как функции магнитного поля и температуры, соответственно, с использованием измерительного тока в диапазоне  $0.1 \div 4$  мА. Следует отметить, что аналогичное нелинейное поведение было обнаружено и при измерениях в бессиловой конфигурации, когда магнитное поле параллельно приложенному транспортному току  $I // H // c$ . Из рис.6.9 видно, что нелинейный отклик напряжения, нарастающий с ростом магнитного поля, не может быть связан с перегревом образцов с ростом

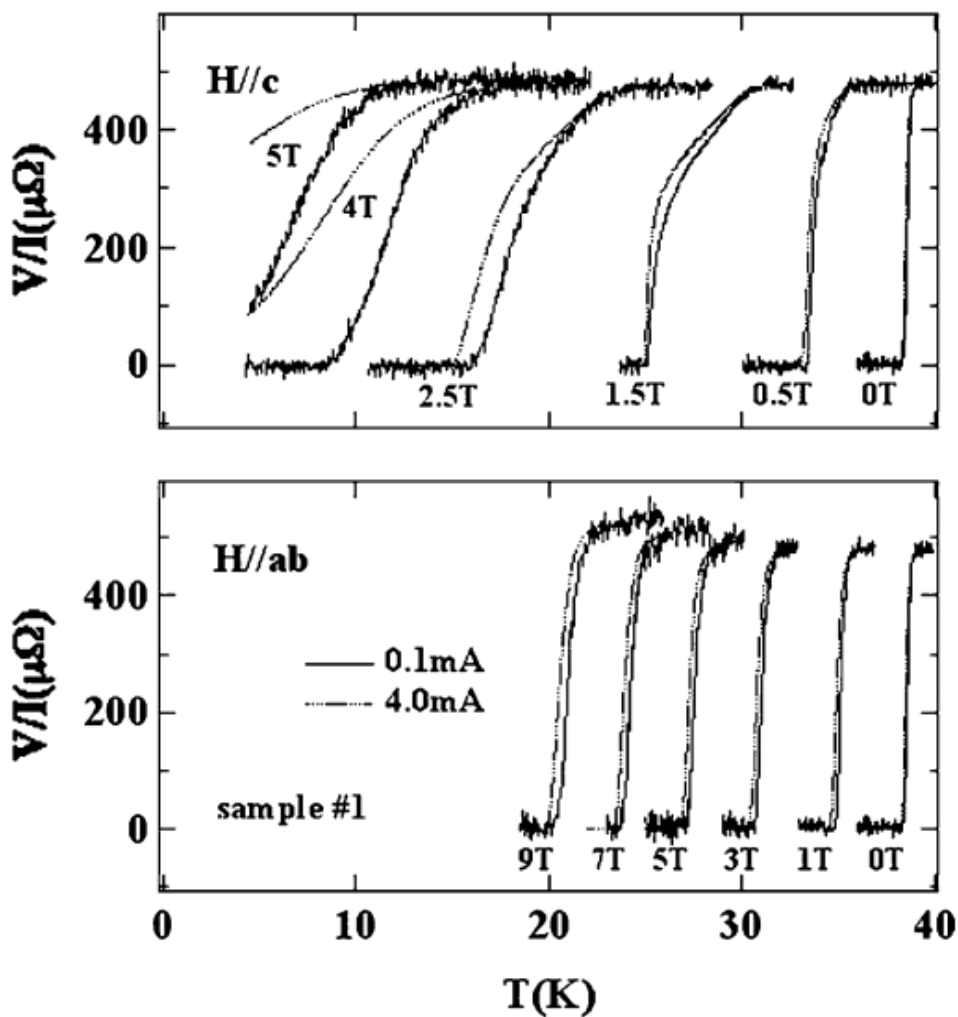
измерительного тока, поскольку нелинейность отсутствует в нулевом поле и гораздо слабее проявляется в конфигурации  $I//ab$ . Из рис.6.9 и рис.6.10 также можно видеть, что зависящее от тока уширение сверхпроводящего перехода, наблюдаемое при высоких температурах ( $T > 25\text{K}$ ) сильно отличается от нашего наблюдения в низкотемпературной области магнитной фазовой диаграммы ( $T < 25\text{K}$ ). В частности, при высоких  $T$  отклик напряжения начинает расти при температуре, практически не зависящей от величины транспортного тока через образец, тогда как при  $T < 25\text{K}$  индуцированное током уширение перехода растет с увеличением магнитного поля (рис.6.9) или уменьшением температуры (рис.6.10).



**Рис.6.9.** Отклик напряжения в зависимости от магнитного поля при различных значениях транспортного тока и температуры, как указано на рисунке.

В ряде работ подобное наблюдение нелинейного отклика напряжения было интерпретировано, как проявление поверхностной сверхпроводимости

на боковых поверхностях пластинчатого кристалла, параллельных приложенному вдоль оси  $c$  магнитному полю [6.27]. Согласно Сан-Жаму и Де-Женну [6.28] поверхностная сверхпроводимость может зародиться на поверхности раздела сверхпроводник-изолятор, параллельной приложенному магнитному полю, в поле  $H_{c3}$ , превышающем верхнее критическое поле  $H_{c2}$  в 1.695раза.

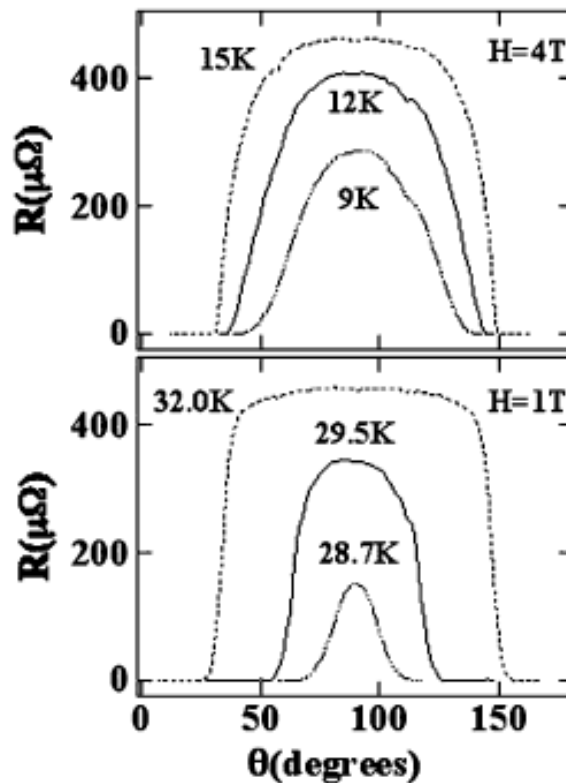


**Рис.6.10.** Типичное нелинейное поведение отклика напряжения в зависимости от температуры при различных значениях транспортного тока и магнитного поля, как указано на рисунке. На верхней панели поле приложено параллельно оси  $c$ , на нижней панели – параллельно плоскостям  $ab$ .

Однако, наши данные для кристаллов  $MgB_2$  не соответствуют этому результату. Так, в частности, отношение двух магнитных полей,

соответствующих появлению нелинейного отклика напряжения и его обращению в ноль монотонно уменьшается от  $\sim 1.8$  при  $T=30\text{K}$  до  $\sim 1.4$  при  $T=10\text{K}$  (см. рис.6.9).

Для того, чтобы провести еще одну проверку возможного влияния поверхностной сверхпроводимости на резистивное поведение кристаллов  $\text{MgB}_2$  мы осуществили измерения угловой зависимости сопротивления с высоким угловым разрешением при нескольких температурах и магнитных полях, соответствующих различным частям резистивного сверхпроводящего перехода.



**Рис.6.11.** Угловая зависимость сопротивления с током, приложенным вдоль плоскостей  $ab$ , в окрестности сверхпроводящего перехода при  $H=4\text{T}$  (верхняя панель) и  $H=1\text{T}$  (нижняя панель).  $\theta=90^\circ$  соответствует магнитному полю  $H//c$ .

Понятно, что величина  $H_{c3}$  весьма чувствительна к ориентации магнитного поля и должна быстро уменьшаться с увеличением угла между

направлением  $H$  и боковой поверхностью образца [6.28]. В подобном эксперименте можно ожидать наблюдение немонотонной угловой зависимости сопротивления с провалом вблизи угла  $\theta=90^\circ$ , который соответствует ориентации магнитного поля  $H$  параллельно оси  $c$  и боковым граням кристалла. Представленные на рис.6.11 результаты не обнаруживают, какой-либо немонотонной особенности вблизи угла  $\theta=90^\circ$ , тем самым, демонстрируя отсутствие вклада поверхностной сверхпроводимости в резистивное поведение кристалла в геометрии  $H//c$ . Отметим также, что в нашем эксперименте мы использовали несколько монокристаллов  $MgB_2$  с различным качеством боковых поверхностей. Все они показали воспроизводимое поведение с точки зрения нелинейного отклика напряжения к транспортному току (рис.6.9 и рис.6.10) и угловой зависимости сопротивления (рис.6.11), что дает еще один аргумент в поддержку отсутствия вклада поверхностной сверхпроводимости в резистивное поведение монокристаллов  $MgB_2$ .

Обсудим еще одну возможную причину нелинейного уширения резистивного сверхпроводящего перехода, связанную с флуктуациями проводимости. Из многочисленных экспериментов на купратных ВТСП, а также обычных низкотемпературных сверхпроводниках хорошо известно, что избыточная проводимость, возникающая выше  $H_{c2}$  вследствие термических флуктуаций также может приводить к уменьшению сопротивления нормального состояния и, тем самым, уширению резистивного сверхпроводящего перехода (см., например [6.29]). Ширина критической области может быть оценена, как

$$|T_c - T| < \frac{1}{2} T_c \left[ T_c / H_c^2 \xi_c \xi_{ab}^2 \right]^2 \quad (6.3),$$

где  $H_c$  - термодинамическое критическое поле и  $\xi_{ab}$  [6.29]. В купратных ВТСП с  $T_c$  порядка 100К и чрезвычайно малыми длинами когерентности  $\xi_{ab} \sim 1.5$  нм и  $\xi_c \sim 0.2$  нм область избыточной проводимости распространяется более, чем на 10К выше  $T_c$ . С другой стороны, для  $MgB_2$ , где  $T_c$  примерно в 2.5 раза ниже, чем в купратных ВТСП, а длины когерентности вдоль плоскостей и перпендикулярно к ним на порядок больше, критическая область в нулевом магнитном поле составляет величину  $\sim 0.01$ К.

В сравнительно высоких магнитных полях, приложенных параллельно оси  $c$ , когда циклотронный радиус куперовской пары становится меньше, чем длина когерентности, ширина критической области увеличивается, и для  $H=3$ Т оценивается  $\sim 0.6$ К [6.30]. Однако, уширение сверхпроводящего перехода  $\Delta T \sim 10$ К, полученное в нашем эксперименте при  $T < 25$  К (см. рис.6.8 и рис.6.10), превышает эту оценку более, чем на порядок величины. Таким образом, мы приходим к заключению, что флуктуационные эффекты также не могут привести к наблюдаемому в эксперименте уширению резистивного сверхпроводящего перехода в магнитных полях, приложенных параллельно оси  $c$ .

Поскольку уширение резистивного сверхпроводящего перехода кристаллов  $MgB_2$  не находит удовлетворительного объяснения в рамках моделей вихревой жидкости, поверхностной сверхпроводимости и флуктуационной проводимости, заслуживает внимания возможность интерпретировать необычные магнетотранспортные свойства этого соединения с использованием того обстоятельства, что  $MgB_2$  является двухщелевым сверхпроводником.

Однако, в отсутствие каких-либо теоретических моделей, рассматривающих транспортные свойства двухщелевого сверхпроводника в смешанном состоянии, мы можем лишь высказать предположение, что наблюдаемое в  $MgB_2$  изменение структуры резистивного сверхпроводящего

перехода в геометрии  $H//c$  при температуре  $\sim 20-25\text{K}$  (см. рис.6.7), может быть следствием анизотропной многозонной электронной структуры данного соединения.

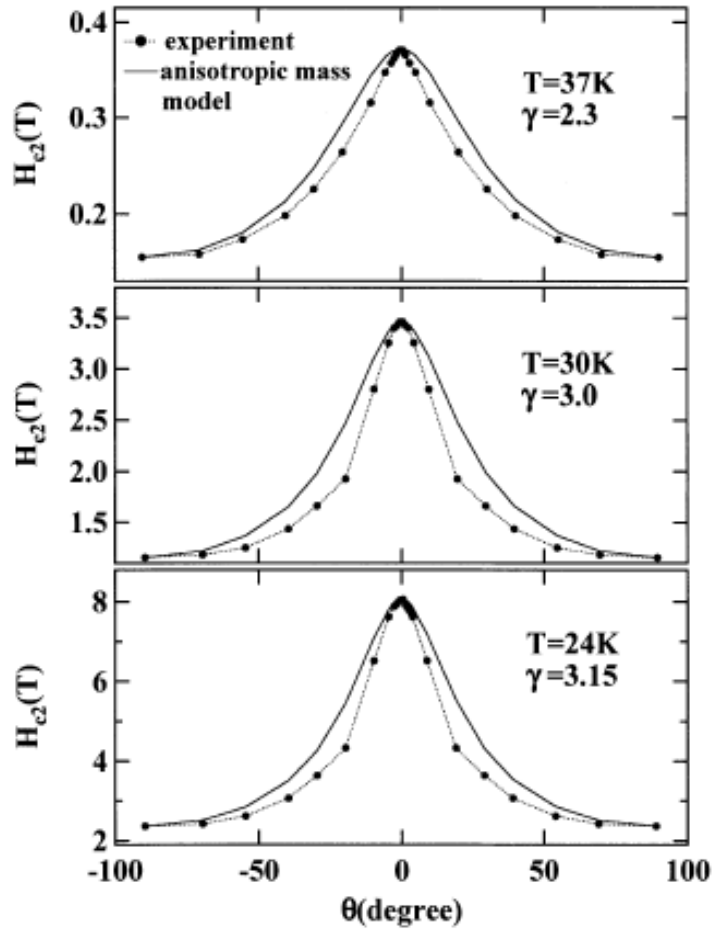
Рассмотрим далее результаты измерений угловой зависимости верхнего критического поля. Для каждой фиксированной ориентации образца относительно направления приложенного магнитного поля величина  $H_{c2}(\theta)$ , где  $\theta$  – угол между направлением магнитного поля и плоскостью  $ab$  кристалла, определялась путем измерения зависимости  $R(H)$  при различных фиксированных температурах.

На рис.6.12 показаны результаты измерений при трех различных температурах. Также для каждой из температур на этом рисунке показаны зависимости  $H_{c2}(\theta)$ , которые были получены в рамках модели анизотропных масс [6.31]:

$$H_{c2}(\theta) = H_{c2//}(\cos^2 \theta + \gamma^2 \sin^2 \theta)^{-0.5}. \quad (6.4)$$

Непосредственно из рисунка сразу же могут быть сделаны два вывода: во-первых, анизотропия верхнего критического поля  $\gamma = H_{c2//}/H_{c2\perp}$  зависит от температуры, монотонно уменьшаясь при приближении к  $T_c$ , и, во-вторых, угловая зависимость  $H_{c2}(\theta)$  отклоняется от кривой, описываемой выражением (6.4).

Заметим при этом, что обнаруженное отклонение не зависит от способа определения  $T_c$  (по началу, середине или концу резистивного сверхпроводящего перехода). Подобное отклонение наблюдалось и в последующих экспериментах [6.32], где исследовались транспортные и тепловые свойства кристаллов  $\text{MgB}_2$ .



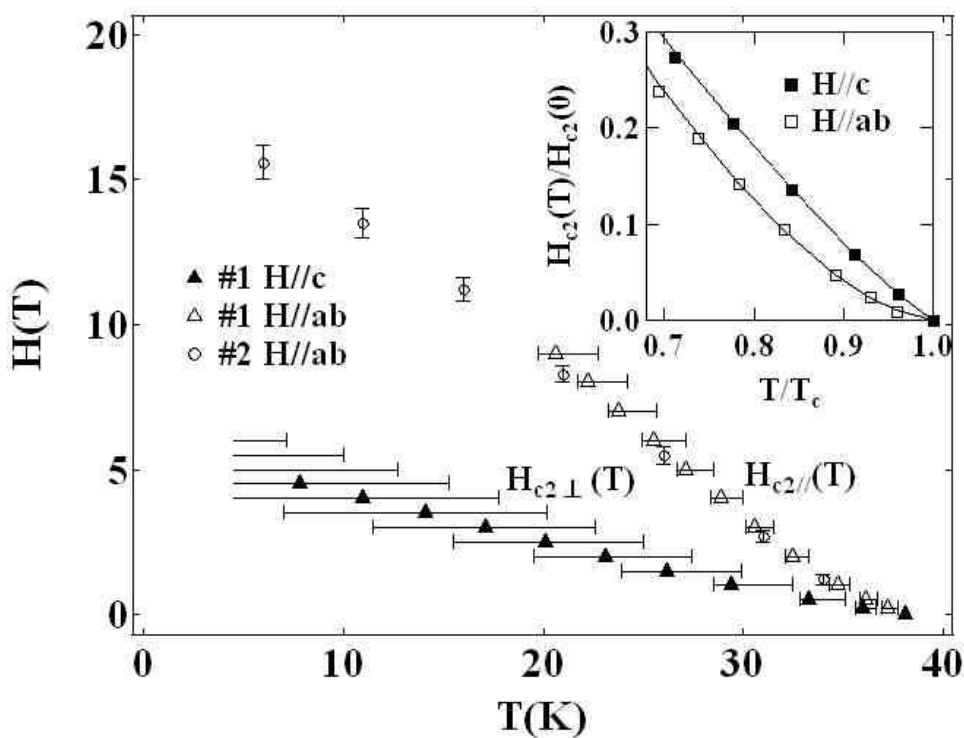
**Рис.6.12.** Угловая зависимость верхнего критического поля  $H_{c2}(\theta)$  при трех различных температурах. Сплошными линиями показана зависимость  $H_{c2}(\theta)$ , рассчитанная в рамках модели анизотропных масс. Пунктирные линии соединяют экспериментальные точки  $H_{c2}(\theta)$  для удобства восприятия рисунка.

### 6.5. Магнитная фазовая диаграмма кристаллов $\text{MgB}_2$ .

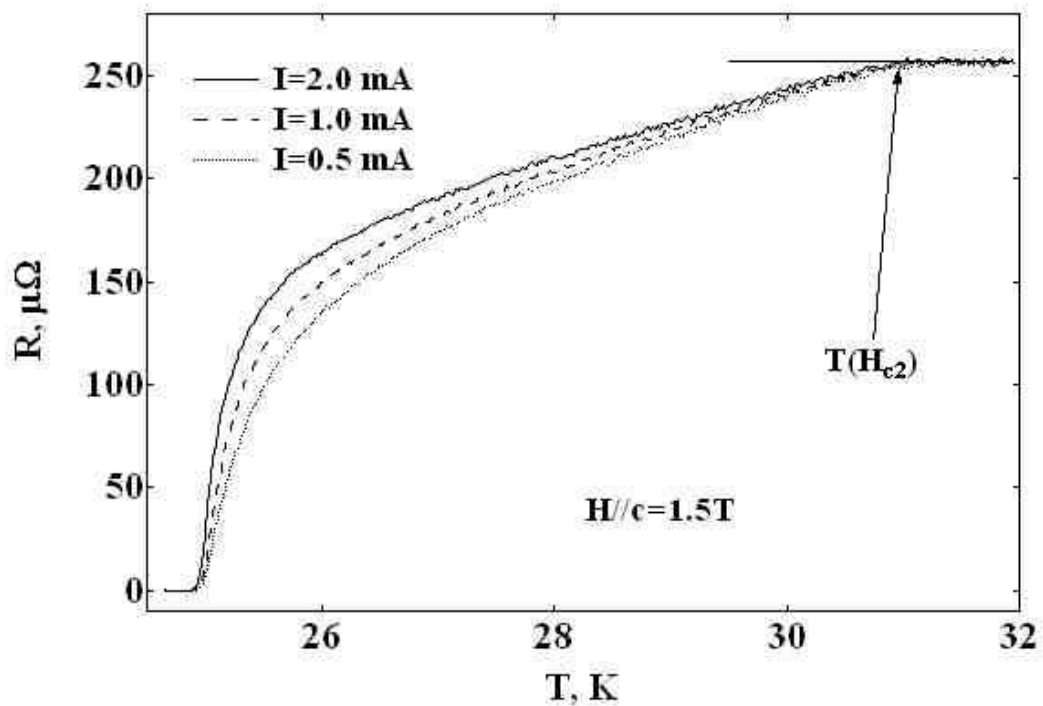
Рассмотрим магнитную фазовую диаграмму, построенную на основании наших результатов резистивных измерений в геометриях  $H//c$  и  $H//ab$ , приведенных на рис.6.7. Поскольку на образце 1 измерения проводились в фиксированных магнитных полях при изменении температуры, для каждой величины магнитного поля на рис. 6.13 показаны



три точки, как функции температуры: начало перехода, середина перехода и конец перехода, когда сопротивление обращается в нуль в пределах экспериментальной погрешности. С другой стороны, на образце 2 измерения проводились в импульсных магнитных полях при фиксированной температуре. По этой причине те же три точки (начало, середина и конец перехода) показаны на рис.6.13, как функция магнитного поля. Величина  $H_{c2}$  определялась по началу сверхпроводящего перехода и одновременному отклонению от омического поведения, как показано на рис.6.14.



**Рис.6.13.** Магнитная фазовая диаграмма монокристаллического  $MgB_2$ , полученная из данных по измерению резистивных сверхпроводящих переходов, как функции температуры (образец 1) и магнитного поля (образец 2). Для образца 1 вертикальные черточки обозначают начало и конец сверхпроводящего перехода, треугольник – середину перехода, для образца 2 начало и конец перехода обозначены горизонтальными черточками, середина перехода – кружочками. Для обоих образцов линиями показана ширина перехода. На вставке показана зависимость нормированного второго критического поля, как функция нормированной температуры для магнитного поля приложенного вдоль оси  $c$  и параллельно слоям  $ab$  ( $H_{c2//}(0)=21T$ ,  $H_{c2\perp}(0)=7.3T$ ,  $T_c=38.5K$ ). Линиями показана аппроксимация выражением (6.5).



**Рис.6.14.** Резистивный сверхпроводящий переход при нескольких величинах тока в магнитном поле 1.5Т, приложенном вдоль оси  $c$ . Стрелка указывает способ определения  $H_{c2}$  по отклонению зависимости  $R(T)$  от горизонтального хода и одновременному появлению нелинейности резистивного отклика.

Как видно из рис.6.13, данные для кристаллов #1 и #2 практически совпадают. Для обеих ориентаций магнитного поля кривые  $H_{c2}(T)$  отчетливо проявляют положительную кривизну в интервале температур  $\sim 30 \div 40$ К. При дальнейшем понижении температуры  $H_{c2//}(T)$  и  $H_{c2\perp}(T)$  линейно растут с уменьшением температуры и ниже  $\sim 15 \div 20$ К начинают насыщаться, как имеет место в случае стандартных сверхпроводников второго рода. Анизотропия верхнего критического поля,  $\gamma = H_{c2//}/H_{c2\perp} = (m_c/m_{ab})^{1/2}$ , вычисленная для образца 1 при различных температурах, показывает температурную зависимость, увеличиваясь от  $\gamma=2.2$  вблизи  $T_c$ , до  $\gamma \approx 3$  при  $T=30$ К подобно приведенным выше результатам измерений угловой зависимости верхнего критического поля  $H_{c2}(\theta)$  при различных

температурах. При дальнейшем уменьшении температуры  $\gamma$  остается практически неизменной.

Полученная величина  $\gamma \approx 3$  ставит соединение  $\text{MgB}_2$  в промежуток между сильно анизотропными купратными ВТСП, где величина достигает значений  $\gamma \approx 50 \div 200$  в  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$  [6.31], и слабо анизотропными ( $\gamma \approx 1 \div 1.15$ ) содержащими бор слоистыми сверхпроводниками  $R\text{Ni}_2\text{B}_2\text{C}$  ( $R=\text{Y}, \text{Lu}$ ) с кристаллической структурой, состоящей из чередующихся слоев  $RC$  и  $\text{Ni}_2\text{B}_2$  [6.33]. Из имеющихся экспериментальных данных мы можем оценить  $H_{c2\perp}(0) \approx 7 \div 7.5\text{T}$  и  $H_{c2//}(0) = \gamma H_{c2\perp}(0) \approx 21 \div 22\text{T}$ .

Согласно известным выражениям для анизотропных сверхпроводников  $H_{c2\perp}(T) = \phi_0 / 2\pi \xi_{ab}^2$ , где  $\phi_0$  - квант потока и  $\gamma = H_{c2//}(0) / H_{c2\perp}(0) = \xi_{ab}(0) / \xi_c(0)$ . Отсюда можно легко получить длину когерентности в плоскости  $\xi_{ab}(0) \sim 68 \text{ \AA}$  и длину когерентности перпендикулярно слоям  $\xi_c(0) \sim 23 \text{ \AA}$ . Отметим здесь, что при проведении данных оценок мы не учитывали двухщелевой характер сверхпроводимости в  $\text{MgB}_2$ . По этой причине полученные величины длин когерентности вдоль плоскостей  $ab$  и перпендикулярно к ним отражают эффективные значения  $\xi_{ab}(0)$  и  $\xi_c(0)$ .

Зная полученную из измерений при  $T \sim T_c$  величину удельного сопротивления в плоскости  $ab$   $\rho_{ab} \sim 1$  мкомсм, скорость Ферми в плоскости  $ab$   $\sim 4.9 \times 10^7$  см/сек [6.6] и концентрацию носителей для двух свободных электронов на элементарную ячейку  $\sim 6.7 \times 10^{22} \text{ см}^{-3}$ , мы можем оценить длину свободного пробега электронов вдоль плоскостей  $ab$   $\sim 240 \text{ \AA}$ . Согласно нашим данным, анизотропия удельного сопротивления в нормальном состоянии  $\rho_c / \rho_{ab} \approx 3.6$ . Используя оценку скорости Ферми в направлении перпендикулярно плоскостям  $4.76 \times 10^7$  см/сек [6.6], мы можем получить длину свободного пробега электронов в направлении перпендикулярно плоскостям  $\sim 60 \text{ \AA}$  вблизи  $T_c$ . Таким образом, длина свободного пробега незначительно превышает длину когерентности, что позволяет сделать

вывод о том, что сверхпроводящее соединение  $\text{MgB}_2$  в виде монокристаллов близко к чистому пределу ( $l \gg \xi$ ) сверхпроводников второго рода.

Обнаруженная нами в  $\text{MgB}_2$  положительная кривизна зависимости  $H_{c2}(T)$  вблизи  $T_c$ , в температурном диапазоне выше  $0.7 \cdot T/T_c$  для обеих ориентаций магнитного поля  $H//c$  и  $H//ab$  хорошо описывается эмпирическим выражением

$$\frac{H_{c2}(T)}{H_{c2}(0)} = A * \left(1 - \frac{T}{T_c}\right)^\alpha \quad (6.5)$$

с параметрами  $A$  и  $\alpha$ , перечисленными в таблице 2. Отметим, что величина  $\alpha = 1.59$  в ориентации  $H//ab$  является, насколько нам известно, одной из наибольших, наблюдавшихся в исследованиях температурной зависимости верхнего критического поля различных сверхпроводников.

**Таблица 6.2.** Параметры аппроксимации зависимостей  $H_{c2}(T)$  выражением (4) в параллельной и перпендикулярной ориентации магнитного поля.

	$A$	$\alpha$
$H//c$	1.225	1.185
$H//ab$	1.62	1.59

Перейдем далее к обсуждению наших экспериментальных результатов, касающихся особенностей поведения верхнего критического магнитного поля в  $\text{MgB}_2$ . Как уже было отмечено, угловая зависимость  $H_{c2}(\theta)$  отклоняется от кривой (6.4), полученной в рамках анизотропной теории Гинзбурга-Ландау [6.31]. Также в рамках этой теории не находят объяснения обнаруженные нами рост анизотропии верхнего критического поля  $\gamma_{Hc2} = H_{c2//}/H_{c2\perp}$  при понижении температуры и положительная кривизна зависимостей  $H_{c2//}(T)$  и  $H_{c2\perp}(T)$  вблизи  $T_c$ . Перечисленные особенности были

рассмотрены в целом ряде теоретических работ в рамках моделей, учитывающих специфическую зонную структуру соединения  $\text{MgB}_2$  [6.34-6.36]. Как уже отмечалось в начале данной главы, согласно существующим на сегодняшний день представлениям о природе сверхпроводимости в  $\text{MgB}_2$ , особенности его сверхпроводящих свойств обусловлены наличием двух групп носителей, связанных с квази-двумерными  $\sigma$  – зонами и трехмерными  $\pi$  – зонами слабо взаимодействующими между собой. В результате при понижении температуры в  $\text{MgB}_2$  возникает два сверхпроводящих конденсата с отличающимися в несколько раз энергиями щелей. При этом большая щель возникает на квази-двумерных  $\sigma$  – зонах, а малая – на трехмерных  $\pi$  – зонах. Конденсаты  $\sigma$  – и  $\pi$  – зон характеризуются своими собственными длинами когерентности, при этом длина когерентности  $\sigma$  – зоны вдоль оси  $c$ ,  $\xi_{\sigma,z}$ , много меньше, чем длина когерентности  $\pi$  – зоны вдоль оси  $c$ ,  $\xi_{\pi,z}$ . Согласно Даму и Скополю [6.34] цилиндрические  $\sigma$  – зоны вносят доминирующий вклад в  $H_{c2}$  при низких температурах, что приводит к большей анизотропии. В то же время при температурах, близких к  $T_c$ , преобладающую роль играют  $\pi$  – зоны, характеризующиеся большими скоростями Ферми вдоль оси  $c$ , что сильно уменьшает анизотропию. Таким образом, сильная температурная зависимость анизотропии  $H_{c2}$  и позитивная кривизна зависимости  $H_{c2}(T)$  вблизи  $T_c$  являются следствием кроссовера от низкотемпературного режима, где главную роль играют  $\sigma$  – зоны, к высокотемпературному режиму со смешанным вкладом  $\pi$  – и  $\sigma$  – зон.

Также, мы можем отметить, что обнаруженное нами отклонение экспериментальной угловой зависимости  $H_{c2}(\theta)$  от выражения (6.4), полученного в модели анизотропных масс находит качественное объяснение в рамках модели, предложенной Кошелевым и Голубовым [6.35,6.36]. В этой модели показано, что главной причиной отклонения наблюдаемых свойств  $\text{MgB}_2$  от анизотропной теории Гинзбурга-Ландау является специфическая

электронная структура этого соединения. В предложенной в работах [6.35,6.36] модели более «сильные»  $\sigma$  –зоны воздействуют на параметр порядка в «слабых»  $\pi$  –зонах в сторону его уменьшения вдоль оси  $c$ . Это означает, что почти во всем температурном диапазоне ниже  $T_c$  эффективная длина когерентности вдоль оси  $c$ ,  $\xi_z$ , меньше  $\xi_{\pi,z}$ . Переход в область, где свойства  $MgB_2$  описываются анизотропной теорией Гинзбурга-Ландау, имеет место только в тот момент, когда  $\xi_z$  начинает превышать  $\xi_{\pi,z}$ , что происходит в непосредственной близости от  $T_c$ . За пределами этой области изменения параметра порядка не описываются анизотропной теорией Гинзбурга-Ландау, что и приводит к отклонению экспериментальной зависимости  $H_{c2}(\theta)$  от выражения (6.4).

## 6.6. Выводы

В заключение, подведем итоги главы 6, где описаны результаты исследования магнитной фазовой диаграммы диборида магния и его анизотропных свойств в нормальном и сверхпроводящем состоянии.

1. Впервые изучена анизотропия сопротивления  $MgB_2$  в нормальном состоянии. Определено, что отношение сопротивлений вдоль оси  $c$ ,  $\rho_c$ , и параллельно плоскостям  $ab$ ,  $\rho_{ab}$ , сразу выше  $T_c$  составляет примерно 3.5 и практически не зависит от температуры вплоть до 300К. Показано, температурная зависимость  $\rho_{ab}$  и  $\rho_c$  хорошо описывается выражением Блоха-Грюнайзена, что предполагает основной вклад электрон-фононного рассеяния в электрический транспорт в  $MgB_2$ .
2. Впервые исследован эффект Холла в кристаллах  $MgB_2$  с магнитным полем, приложенным перпендикулярно плоскостям  $ab$  и параллельно к ним. Показано, что знак коэффициента Холла соответствует преобладающему  $p$  –типу носителей в том случае, когда магнитное поле

приложено перпендикулярно плоскостям  $ab$ , в то время как, в измерениях с магнитным полем, направленным параллельно плоскостям  $ab$ , доминирует вклад в проводимость носителей  $n$ -типа. Полученный результат предполагает многозонную анизотропную электронную структуру  $MgB_2$ . Определен верхний предел концентрации электронов  $n \sim 3.4 \times 10^{22} \text{ см}^{-3}$  и дырок  $p \sim 2.6 \times 10^{22} \text{ см}^{-3}$ .

3. Изучены магнетотранспортные свойства кристаллов  $MgB_2$  в смешанном состоянии при различных направлениях магнитного поля относительно кристаллографических осей. Показано, что анизотропия верхнего критического поля  $\gamma = H_{c2//}/H_{c2\perp}$  зависит от температуры, монотонно уменьшаясь при приближении к  $T_c$ . Впервые обнаружено, что угловая зависимость  $H_{c2}(\theta)$  не описывается в рамках модели анизотропных масс.
4. Получена оценка верхнего критического поля кристаллов  $MgB_2$  в перпендикулярном и параллельном магнитном поле:  $H_{c2\perp}(0) \approx 7 \div 7.5 \text{ Т}$  и  $H_{c2//}(0) \approx 21 \div 22 \text{ Т}$ , соответственно. Определена эффективная длина когерентности в плоскости  $\xi_{ab}(0) \sim 68 \text{ \AA}$  и в направлении перпендикулярно слоям  $\xi_c(0) \sim 23 \text{ \AA}$ . Определена длина свободного пробега электронов в плоскости и направлении перпендикулярно плоскостям в окрестности  $T_c$ :  $\sim 240 \text{ \AA}$  и  $\sim 60 \text{ \AA}$  соответственно. Таким образом, показано, что сверхпроводящее соединение  $MgB_2$  в виде монокристаллов близко к чистому пределу ( $l \gg \xi$ ) сверхпроводников второго рода.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В результате выполнения данной работы решены задачи исследования свойств вихревой системы купратных ВТСП с различной анизотропией и степенью дефектности вблизи фазового перехода плавления, а также исследования анизотропных свойств диборида магния в нормальном и сверхпроводящем состоянии и определения его магнитной фазовой диаграммы.

Ряд представленных в диссертационной работе результатов получен нами впервые. Значительный интерес для понимания фундаментальных свойств купратных ВТСП представляют экспериментальные данные о размерности вихревой системы соединения  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  вблизи фазового перехода плавления, применимости локальной электродинамики к описанию транспортных свойств кристаллов  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  и  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$  в смешанном состоянии, динамике вихревой системы в магнитных полях, направленных перпендикулярно и параллельно сверхпроводящим слоям  $\text{CuO}_2$ .

Результаты исследования анизотропных свойств соединения  $\text{MgB}_2$  в сверхпроводящем и нормальном состоянии во многом способствовали выяснению механизма сверхпроводимости в данном соединении.

Кроме того, полученные в работе данные о магнитной фазовой диаграмме соединения  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{10+\delta}$  и его токонесущей способности, влиянии примесей железа и цинка на критическую температуру и анизотропию соединения  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ , а также магнитной фазовой диаграмме соединения  $\text{MgB}_2$  обладают практической значимостью.



По результатам выполнения работы могут быть сформулированы следующие **основные результаты и выводы**:

1. Проведены измерения магнетотранспортных свойств  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  с различной концентрацией дефектов в смешанном состоянии кристаллов с использованием контактной конфигурации псевдо-трансформатора Живера. Показано, что с повышением температуры выше точки плавления вихревой системы в некотором температурном интервале вихри сохраняют сильную продольную корреляцию вдоль всей толщины исследуемого образца. При этом протекание транспортного тока вдоль оси  $c$  не сопровождается диссипацией, тогда как сопротивление образца вдоль плоскостей  $ab$  отлично от нуля.
2. Показано, что транспортные свойства слабо анизотропных кристаллов  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  ( $\gamma \sim 8$ ) в смешанном состоянии количественно описываются в рамках локальной электродинамики, тогда как в сильно анизотропных кристаллах  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$  локальная электродинамика для описания таких свойств неприменима.
3. Проведены измерения магнетотранспортных свойств в смешанном состоянии кристаллов  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$  в контактной конфигурации диска Корбино. Показано, что в температурном интервале выше точки плавления вихревой системы существует промежуточная фаза частично коррелированных в плоскости двумерных вихрей.
4. В магнитном поле  $B//c$  свойства вихревой системы в слабо анизотропных кристаллах  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  и сильно анизотропных кристаллах  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$  в смешанном состоянии различаются принципиальным образом: в  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  с понижением температуры вначале появляется продольная корреляция двумерных вихрей вдоль оси  $c$ , и в точке плавления происходит замерзание в твердое состояние протяженных трехмерных вихрей. В то же время в  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$  с понижением

температуры ниже  $T_c$  в первую очередь начинает расти поперечная корреляция движения двумерных панкэйков в отдельных слоях, и в точке плавления устанавливается их продольная корреляция вдоль оси  $c$ .

5. Впервые показано, что в кристаллах  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  с различным содержанием кислорода и, соответственно, различной степенью анизотропии, в магнитном поле  $B//c$ , линия плавления вихревого стекла  $B_g(T)$  хорошо описывается эмпирическим выражением  $B_g(T) = B_0[(1 - T/T_c)/(T/T_c)]^\alpha$  с  $\alpha \approx 1$ .
6. Показано, что предложенное нами эмпирическое выражение для линии плавления вихревого стекла в кристаллах  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  с различным содержанием кислорода может успешно применяться для описания этой линии в более анизотропных купратных высокотемпературных сверхпроводниках на основе  $\text{Tl}$  и  $\text{Bi}$ .
7. Впервые показано, что в чистых и легированных свинцом кристаллах  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{10+\delta}$  в магнитном поле  $B//c$  свойства вихревой системы описываются в рамках модели вихревого стекла, согласно которой в пределах критической области скейлинга сопротивление степенным образом зависит от температуры  $R = R_0(T - T_g)^{\nu(z-1)}$ . При этом показатель степени  $\nu(z - 1) = 4.6 \pm 0.5$  одинаков для чистых и легированных свинцом монокристаллов  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{10+\delta}$  и не зависит от величины приложенного магнитного поля.
8. Определено положение линии плавления вихревого стекла на магнитной фазовой диаграмме, которая отделяет фазу твердого вихревого стекла с отличным от нуля критическим током от диссипативной жидкой фазы. Впервые показано, что линия плавления вихревого стекла  $B_g(T)$  для легированных свинцом кристаллов  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{10+\delta}$  сдвинута в сторону высоких температур по сравнению с чистыми монокристаллами  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{10+\delta}$ .

9. Измеренная методом прямого пропускания транспортного тока величина критического тока  $j \sim 10^5$  А/см<sup>2</sup> в монокристаллах  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{10+\delta}$  при температуре кипения жидкого азота определяет предел плотности критического тока данного соединения без ограничения такими внешними факторами, как границы зерен, плотность упаковки материала, разориентация зерен относительно кристаллографических осей и пр.
10. Показано, что в магнитном поле  $B//ab$  в кристаллах  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  с содержанием кислорода, близким к оптимальному ( $T_c > 80\text{K}$ ), воздействие собственного пиннинга на динамику вихревой системы существенным образом зависит от направления транспортного тока: в противоположность экспериментальной конфигурации  $I//ab$  и  $I \perp B$ , его влияние минимально, когда транспортный ток  $I//c$ . В частности, в оптимально легированных кислородом «чистых» кристаллах с током  $I//c$ , плавление вихревой решетки сопровождается скачком сопротивления, подобно геометрии  $B//c$  и  $I//ab$ . В кристаллах с дефицитом кислорода немногим больше оптимального ( $90\text{K} > T_c > 80\text{K}$ ), содержащих повышенное количество дефектов по сравнению с оптимально легированными кислородом образцами, поведение сопротивления вблизи температуры плавления вихревого ансамбля описывается в рамках модели вихревого стекла  $\rho \sim (T - T_g)^{\nu(z-1)}$ .
11. Показано, что в кристаллах  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  с большим дефицитом кислорода ( $T_c \sim 60 \div 70\text{K}$ ) и, соответственно, большой анизотропией ( $\gamma \sim 25 \div 30$ ) в конфигурации  $B//ab$  и  $I//c$ , начиная с магнитных полей  $\sim 4\text{-}6\text{T}$ , линия плавления вихревой системы насыщается и проявляет черты осциллирующего поведения в зависимости от величины приложенного поля. Данный эффект наблюдается в ограниченном диапазоне угловой разориентации магнитного поля относительно плоскостей  $ab$  ( $\theta < 1^\circ$ ), что указывает на его связь с присутствием собственного пиннинга.

12. Показано, что сопротивление Холла, как функция температуры, в жидком вихревом состоянии магнитного поля  $B//ab$  проявляет аномальный пик, растущий с ростом поля и, в противоположность эффекту Холла с магнитным полем  $B//c$ , не меняет знак в диапазоне магнитных полей до 12Т. На начальном участке роста сопротивления сразу выше температуры плавления вихревого стекла  $T_g$  выполняется соотношение скэйлинга между продольным и холловским сопротивлением  $|\rho_{zx}(T)| \sim [\rho_{zz}(T)]^\beta$  с экспонентой  $\beta = 1.6 \pm 0.1$ . Описанное поведение качественно согласуется с выводами теоретических моделей, рассматривающих эффект Холла в жидком вихревом состоянии купратных сверхпроводников.
13. Показано, что определение анизотропии кристаллов  $YBa_2(Cu_{1-x}M_x)_3O_{7-\delta}$  ( $M=Fe, Zn$ ) двумя независимыми методами: из анализа положения линии 3D-2D перехода на магнитной фазовой диаграмме и из анализа температурной зависимости флуктуационного вклада в проводимость в различных магнитных полях, дает одинаковые в пределах экспериментальной ошибки результаты.
14. Показано, что легирование кристаллов  $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$  примесями железа и цинка приводит к подавлению  $T_c$  и линейному росту анизотропии с увеличением концентрации примесей и соответствующим уменьшением  $T_c$ . При этом анализ роста  $\gamma$ , как функции  $-\Delta T_c$  показывает, что влияние примеси железа на анизотропию  $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$  сравнимо с ростом анизотропии при уменьшении концентрации кислорода и в несколько раз больше по сравнению с примесью цинка. Данный эффект вероятно связан с различным типом замещения атомов меди примесями Fe и Zn: железо замещает атомы меди преимущественно в цепочках CuO, оказывая влияние на концентрацию носителей, подобное уменьшению содержания кислорода в цепочках, тогда как примеси цинка главным образом

занимают позиции в плоскостях  $\text{CuO}_2$ , изменяя соответствующий баланс заряда.

15. Впервые изучена анизотропия сопротивления  $\text{MgB}_2$  в нормальном состоянии. Определено, что отношение сопротивлений вдоль оси  $c$ ,  $\rho_c$ , и параллельно плоскостям  $ab$ ,  $\rho_{ab}$ , сразу выше  $T_c$  составляет примерно 3.5 и практически не зависит от температуры вплоть до 300К. Показано, температурная зависимость  $\rho_{ab}$  и  $\rho_c$  хорошо описывается выражением Блоха-Грюнайзена, что предполагает основной вклад электрон-фононного рассеяния в электрический транспорт в  $\text{MgB}_2$ .
16. Впервые исследован эффект Холла в кристаллах  $\text{MgB}_2$  с магнитным полем, приложенным перпендикулярно плоскостям  $ab$  и параллельно к ним. Показано, что знак коэффициента Холла соответствует преобладающему  $p$  – типу носителей в том случае, когда магнитное поле приложено перпендикулярно плоскостям  $ab$ , в то время как, в измерениях с магнитным полем, направленным параллельно плоскостям  $ab$ , доминирует вклад в проводимость носителей  $n$  – типа. Полученный результат предполагает многозонную анизотропную электронную структуру  $\text{MgB}_2$ . Определен верхний предел концентрации электронов  $n \sim 3.4 \times 10^{22} \text{ см}^{-3}$  и дырок  $p \sim 2.6 \times 10^{22} \text{ см}^{-3}$ .
17. Изучены магнетотранспортные свойства кристаллов  $\text{MgB}_2$  в смешанном состоянии при различных направлениях магнитного поля относительно кристаллографических осей. Показано, что анизотропия верхнего критического поля  $\gamma = H_{c2//} / H_{c2\perp}$  зависит от температуры, монотонно уменьшаясь при приближении к  $T_c$ . Впервые обнаружено, что угловая зависимость  $H_{c2}(\theta)$  не описывается в рамках модели анизотропных масс.
18. Получена оценка верхнего критического поля кристаллов  $\text{MgB}_2$  в перпендикулярном и параллельном магнитном поле:  $H_{c2\perp}(0) \approx 7 \div 7.5 \text{ Т}$  и  $H_{c2//}(0) \approx 21 \div 22 \text{ Т}$ , соответственно. Определена эффективная длина

когерентности в плоскости  $\xi_{ab}(0) \sim 68 \text{ \AA}$  и в направлении перпендикулярно слоям  $\xi_c(0) \sim 23 \text{ \AA}$ . Определена длина свободного пробега электронов в плоскости и направлении перпендикулярно плоскостям в окрестности  $T_c$ :  $\sim 240 \text{ \AA}$  и  $\sim 60 \text{ \AA}$  соответственно. Таким образом, показано, что сверхпроводящее соединение  $\text{MgB}_2$  в виде монокристаллов близко к чистому пределу ( $l \gg \xi$ ) сверхпроводников второго рода.

## АВТОРСКАЯ ЛИТЕРАТУРА

- A1. G. G. Kacharava, Yu. F. Eltsev, V. R. Karasik, E. Yu. Dovidenko, and G. A. Tsintsadze,  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$  single-crystal growth by the method of horizontally directed temperature gradient, *Supercond. Sci. Technol.* **4**, 707 (1991).
- A2. Ю. Ф. Ельцев, Способ получения монокристаллов высокотемпературных сверхпроводящих соединений типа «123», Патент РФ №2434081, МПК С30В 9/00, 29/22 (2010).
- A3. S. Lee, A. Yamamoto, Yu. Eltsev, S. Tajima, Single crystal growth of Pb-doped and Pb-free Bi-2223 using alkali chlorides flux technique, Proceedings of the spring meeting of the Physical Society of Japan (日本物理学会講演概要集), **56(1)**, 569 (2001).
- A4. S. Lee, H. Mori, T. Masui, Yu. Eltsev, A. Yamamoto and S. Tajima, Growth, structure analysis and anisotropic superconducting properties of  $\text{MgB}_2$  single crystals, *Journal of the Physical Society of Japan* **70**, 2255 (2001).
- A5. S. Lee, H. Mori, T. Masui, Yu. Eltsev, A. Yamamoto and S. Tajima, Single crystals of  $\text{MgB}_2$  superconductor grown under high pressure in Mg-B-N system, *Physica C* **378-381**, 33 (2002).
- A6. S. Lee, T. Masui, H. Mori, Yu. Eltsev, A. Yamamoto, and S. Tajima, Crystal growth and characterization of  $\text{MgB}_2$ : Relation between structure and superconducting properties, *Supercond. Sci. Technol.* **16**, 213 (2003).
- A7. Yu. Eltsev, W. Holm, and Ö. Rapp, Transition from intact to short decoupled vortices in the vortex liquid of  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ , *Phys. Rev. B* **49**, 12333 (1994).
- A8. Yu. Eltsev, W. Holm, and Ö. Rapp, Transition from integral to pancake like vortices in single crystal  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ , *Physica C* **235-240**, 2605 (1994).
- A9. Ö. Rapp, M. Andersson, J. Axnäs, Yu. Eltsev, B. Lundqvist and A. Rydh, Different estimates of the anisotropy from resistive measurements in high- $T_c$  superconductors, In *Symmetry and Pairing in Superconductors*, ed. by M. Ausloos and S. Kruchinin, v. 63 of *NATO Science Series 3: High Technology* (Kluwer Academic Publishers, Dordrecht, Netherlands, 1998), p. 289.

- A10. Yu. Eltsev and Ö. Rapp, Vortex liquid in single crystal  $\text{YBa}_2(\text{Cu}_{1-x}\text{Fe}_x)_3\text{O}_{7-\delta}$  of varying anisotropy, *Phys. Rev. B* **51**, R9419 (1995).
- A11. Ö. Rapp, T. Björnängen, Yu. Eltsev, and A. Rydh, Resistivity studies by multiterminal transport measurements on single crystal  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ , *J. Low Temp. Phys.* **131**, 1009 (2003).
- A12. J.-C. Grivel, Yu. Eltsev, M. Andersson, Ö. Rapp, A. Erb, E. Walker and R. Flukiger, First order melting transition observed from resistivity measurements in ultra-pure  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  single crystals with high twin boundary density, *Physica C* **322**, 203 (1999).
- A13. Yu. Eltsev and Ö. Rapp, Local versus non-local conductivity in  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ , *Phys. Rev. Lett.* **75**, 2446 (1995).
- A14. K. Nakao, Yu. Eltsev, J. G. Wen, S. Shibata and N. Koshizuka, Applicability of the Montgomery type analysis to the anisotropic resistivity of  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ , *Physica C* **322**, 79 (1999).
- A15. K. Nakao, Yu. Eltsev, J. G. Wen, S. Shibata and N. Koshizuka, Montgomery type analysis for the anisotropic resistivity of  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$  below and above  $T_C$ , *Advances in Supercond. XII: Proc. of the 12th Int. Symp. on Superconductivity (ISS'99)*, Morioka, Japan, Oct. 17-19, 1999, p. 338.
- A16. Yu. Eltsev, K. Nakao, S. Shibata and N. Koshizuka, Nonlocal electrodynamics in  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$  single crystal in a Corbino disk geometry, *Advances in Supercond. XII: Proc. of the 12th Int. Symp. on Superconductivity (ISS'99)*, Morioka, Japan, Oct. 17-19, 1999, p. 311.
- A17. Yu. Eltsev, K. Nakao, S. Shibata and N. Koshizuka, Transverse dynamic vortex correlation in a  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$  Corbino disk, *Physica C* **341-348**, 1107 (2000).
- A18. B. Lundqvist, A. Rydh, Yu. Eltsev, Ö. Rapp, and M. Andersson, Empirical scaling of the vortex glass line above 1T for high- $T_C$  superconductors of varying anisotropy, *Phys. Rev. B* **57**, R14064 (1998).
- A19. M. Andersson, Yu. Eltsev, B. Lundqvist, A. Rydh and Ö. Rapp, Vortex liquid properties in optimally doped and oxygen deficient  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  single crystals, *Physica C* **332**, 86 (2000).



- A<sup>20</sup>. Yu. F. Eltsev, S. Lee, K. Nakao, and S. Tajima, Vortex glass scaling in Pb-doped Bi-2223 single crystal, JETP Lett. 90, 584 (2009).
- A<sup>21</sup>. Yu. Eltsev, S. Lee, K. Nakao, and S. Tajima, The electrical transport properties of high quality Bi-2223 crystal, Supercond. Sci. Technol. 23, 055007 (2010).
- A<sup>22</sup>. Yu. Eltsev and Ö. Rapp, First order-like out-of-plane resistive transition in YBa<sub>2</sub>Cu<sub>3</sub>O<sub>7-δ</sub> for B exactly parallel to *ab*-planes, J. Low Temp. Phys. **117**, 1393 (1999).
- A<sup>23</sup>. Yu. Eltsev and Ö. Rapp, Flux lattice melting and non-local electrodynamics in YBa<sub>2</sub>Cu<sub>3</sub>O<sub>7-δ</sub> single crystal in magnetic field parallel to CuO<sub>2</sub> layers, Phys. Rev. B **60**, 14621 (1999).
- A<sup>24</sup>. B. Lundqvist, Ö. Rapp, M. Andersson, and Yu. Eltsev, Nearly field-independent in-plane vortex solid-to-liquid transition in the c-axis resistivity of oxygen deficient single crystals of YBa<sub>2</sub>Cu<sub>3</sub>O<sub>7-δ</sub>, Phys. Rev. B **64**, 060503(R), (2001).
- A<sup>25</sup>. T. Björnängen, R. Fors, Yu. Eltsev, Ö. Rapp, Vortex correlation parallel and perpendicular to H//ab in underdoped YBa<sub>2</sub>Cu<sub>3</sub>O<sub>7-δ</sub>, Physica C **408-410**, 564 (2004).
- A<sup>26</sup>. Yu. Eltsev and Ö. Rapp, Out-of-plane Hall effect in YBa<sub>2</sub>Cu<sub>3</sub>O<sub>7-δ</sub> vortex-glass behavior and scaling of c-axis and Hall resistivities, Phys. Rev. B **57**, R3237 (1998).
- A<sup>27</sup>. Yu. Eltsev and Ö. Rapp, Weakly increasing anisotropy in Zn-doped YBa<sub>2</sub>Cu<sub>3</sub>O<sub>7-δ</sub>, Czechoslovak Journal of Physics **46**, 1557 (1996).
- A<sup>28</sup>. J. Axnäs, W. Holm, Yu. Eltsev, and Ö. Rapp, Increased phase-breaking scattering rate in Zn-doped YBa<sub>2</sub>Cu<sub>3</sub>O<sub>7-δ</sub>, Phys. Rev. B **53**, R3003 (1996).
- A<sup>29</sup>. W. Holm, J. Axnäs, Yu. Eltsev, and Ö. Rapp, Fluctuation magnetoconductivity in Fe doped YBa<sub>2</sub>Cu<sub>3</sub>O<sub>7-δ</sub> single crystals. Sign change for *B* and *I* parallel to the planes, Physica C **261**, 117 (1996).
- A<sup>30</sup>. Yu. Eltsev and A. P. Sretenskii, Investigation of the resistive transition of YBa<sub>2</sub>(Cu<sub>1-x</sub>M<sub>x</sub>)<sub>3</sub>O<sub>7-δ</sub> (M=Fe, Al, Zn) samples in magnetic field, Progress in High Temperature Superconductivity, **32**, 611 (1992).

- <sup>A31.</sup> Yu. Eltsev and A. P. Sretenskii, Magnetic field influence on the resistive superconducting transition shape of  $\text{YBa}_2(\text{Cu}_{1-x}\text{M}_x)_3\text{O}_{7-\delta}$  (M=Fe, Al, Zn) ceramics, *Supercond. Sci. Technol.* **5**, 719 (1992).
- <sup>A32.</sup> Yu. Eltsev, S. Lee, K. Nakao, N. Chikumoto, S. Tajima, N. Koshizuka, and M. Murakami, Anisotropic superconducting properties of  $\text{MgB}_2$  single crystal probed by in-plane electrical transport measurements, *Phys. Rev. B* **65**, 140501(R) (2002).
- <sup>A33.</sup> Yu. Eltsev, S. Lee, K. Nakao, N. Chikumoto, S. Tajima, N. Koshizuka, and M. Murakami, Anisotropic superconducting properties of  $\text{MgB}_2$  single crystals, *Physica C* 378-381, 61 (2002).
- <sup>A34.</sup> S. Tajima, T. Masui, H. Uchiyama, J. W. Quilty, Yu. Eltsev, S. Lee, A. Yamamoto, and H. Mori, Electronic state of  $\text{MgB}_2$  superconductor, *Current Applied Physics*, **2**, 315 (2002).
- <sup>A35.</sup> Yu. Eltsev, K. Nakao, S. Lee, T. Masui, N. Chikumoto, S. Tajima, N. Koshizuka, and M. Murakami, Anisotropic resistivity and Hall effect in  $\text{MgB}_2$  single crystal, *Phys. Rev. B* **66**, 180504(R) (2002).
- <sup>A36.</sup> Yu. Eltsev, Resistive behavior and magnetic phase diagram of  $\text{MgB}_2$  single crystals, *Physica C* **385**, 162 (2003), *invited paper in Special Edition on  $\text{MgB}_2$* ,
- <sup>A37.</sup> Yu. Eltsev, K. Nakao, S. Lee, T. Masui, N. Chikumoto, S. Tajima, N. Koshizuka, and M. Murakami, Anisotropic electrical transport in  $\text{MgB}_2$  single crystal, *J. Low Temp. Phys.* **131**, 1069 (2003).

## ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

### Литература к главе 1.

- <sup>1.1</sup> R. A. Laudise, L. F. Schneemeyer, and R. L. Barns, Crystal growth of high temperature superconductors - Problems, successes, opportunities, *J. Cryst. Growth*, **85**, 569 (1987).
- <sup>1.2</sup> G. Balestrino, S. Barbanera, P. Paroli . Growth of single crystals of the high-temperature superconductor  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ , *J. Cryst. Growth*, **85**, 585 (1987).
- <sup>1.3</sup> H. J. Scheel, F. Licci. Crystal growth of  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ , *J. Cryst. Growth*, **85**, 607 (1987).
- <sup>1.4</sup> L. F. Schneemeyer, J. V. Waszczak, T. Siegrist, R. B. Van Dover, L. W. Rupp, B. Batlogg, R. J. Cava, and D. W. Murphy, Superconductivity in  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$  single crystals, *Nature*, **328**, 601 (1987).
- <sup>1.5</sup> B. Lundqvist, Experimental studies of the vortex solid-to-liquid transition and disorder in high-temperature superconductors, Doctoral dissertation, the Royal Institute of Technology, Stockholm, Sweden, TRITA-FYS 5256, November 2000 (ISBN 91-7170-647-X).
- <sup>1.6</sup> R. Busch, G. Ries, H. Werthner, G. Kreisemeyer, and G. Saemann-Ischenko, New aspects of the mixed state from six-terminal measurements on  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_x$  single crystals, *Phys. Rev. Lett.*, **69**, 522 (1992).
- <sup>1.7</sup> L. W. Lombardo and A. Kapitulnik, Growth of  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$  single-crystals using MGO crucibles, *J. Cryst. Growth* **118**, 483 (1992).
- <sup>1.8</sup> E. Giannini, R. Gladyshevskii, N. Clayton, N. Musolino, V. Garnier, A. Piriou, R. Flukiger, Growth, structure and physical properties of single crystals of pure and Pb-doped Bi-based high  $T_c$  superconductors, *Current Applied Physics* **8**, 115 (2008).
- <sup>1.9</sup> S. Lee, A. Yamamoto, S. Tajima, Fast synthesis and single crystal growth of Pb-free and Pb-doped Bi-2223 superconductors using alkali chlorides flux technique, *Physica C* **357-360**, 341 (2001).
- <sup>1.10</sup> M. Andersson, Rotatable sample holder, TRITA FYS 5245, the Royal Institute of Technology, Stockholm, Sweden.

## Литература к главе 2.

- 2.1 J. D. Jorgensen, B.W. Veal, A. P. Paulikas, L. J. Nowicki, G.W. Crabtree, H. Claus, and W. K. Kwok, Structural properties of oxygen-deficient  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ , *Phys.Rev. B* **41**, 1863 (1990).
- 2.2 G. Blatter, M. V. Feigel'man, V. B. Geshkenbein , A. I. Larkin, V. M. Vinokur, Vortices in high-temperature superconductors, *Rev. Mod. Phys.* **66**, 1125 (1994).
- 2.3 M. V. Feigel'man, V. B. Geshkenbein , A. I. Larkin, Pinning and creep in layered superconductors, *Physica C* **167**, 177 (1990).
- 2.4 J. R. Clem, Two-dimensional vortices in a stack of thin superconducting films: A model for high-temperature superconducting multilayers, *Phys. Rev. B* **43**, 7837 (1991).
- 2.5 R. G. Mints, V. G. Kogan, and J. R. Clem, Vortices in magnetically coupled superconducting layered systems, *Phys. Rev. B* **61**, 1623 (2000).
- 2.6 I. Giaever, Magnetic coupling between two adjacent type-II superconductors, *Phys. Rev. Lett.*, 15, 825 (1965).
- 2.7 R. Busch, G. Ries, H. Werthner, G. Kreiselmeyer, and G. Saemann-Ischenko, New aspects of the mixed state from six-terminal measurements on  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_x$  single crystals, *Phys. Rev. Lett.* **69**, 522 (1992).
- 2.8 H. Safar, E. Rodriguez, F. de la Cruz, P. L. Gammel, L. F. Schneemeyer, and D. J. Bishop, Observation of two-dimensional vortices in  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_x$ , *Phys. Rev. B* **46**, 14238 (1992).
- 2.9 H. Safar, P. L. Gammel, D. A. Huse, S. N. Majumdar, L. F. Schneemeyer, D. J. Bishop D. López, G. Nieva, and F. de la Cruz, Observation of a nonlocal conductivity in the mixed state of  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ : Experimental evidence for a vortex line liquid, *Phys. Rev. Lett.* **72**, 1272 (1994).
- 2.10 R. A. Doyle, W. S. Seow, Y. Yan, A. M. Campbell, T. Mochiku, K. Kadowaki, and G. Wirth, Local Electrodynamics in Heavy Ion Irradiated  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ , *Phys. Rev. Lett.* **77**, 1155 (1996).

- <sup>2.11</sup> D. López, E. F. Righi, G. Nieva, and F. de la Cruz, Coincidence of Vortex-Lattice Melting and Loss of Vortex Correlation along the  $c$  Direction in Untwinned  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  Single Crystals, *Phys. Rev. Lett.* **76**, 4034(1996).
- <sup>2.12</sup> E. F. Righi, S. A. Grigera, G. Nieva, D. López, and F. de la Cruz, Finite vortex correlation in the  $c$  direction in  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  above the first-order melting transition, *Phys. Rev. B* **55**, 14156(1997).
- <sup>2.13</sup> A. Rydh and Ö. Rapp, Strong Vortex Liquid Correlation from Multiterminal Measurements on Untwinned  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  Single Crystals, *Phys. Rev. Lett.* **86**, 1873(2001).
- <sup>2.14</sup> D. Lopez, L. Krusin-Elbaum, H. Safar, E. Righi, F. de la Cruz, S. Grigera, C. Feild, W. K. Kwok, L. Paulius, and G. W. Crabtree, Pinned Vortex Liquid above the Critical Point of the First-Order Melting Transition: A Consequence of Point-like Disorder, *Phys. Rev. Lett.*, **80**, 1070(1998).
- <sup>2.15</sup> H. C. Montgomery, Method for Measuring Electrical Resistivity of Anisotropic Materials, *J. Appl. Phys.*, **42**, 2971 (1971).
- <sup>2.16</sup> D. Huse and S. Majumdar, Nonlocal resistivity in the vortex liquid regime of type-II superconductors, *Phys. Rev. Lett.*, **71**, 2473 (1993).
- <sup>2.17</sup> E. H. Brandt, The flux line lattice in superconductors, *Reports on Progress in Physics* **58**, 1465 (1995).
- <sup>2.18</sup> L. F. Cohen, H. J. Jensen, Open questions in the magnetic behavior of high-temperature superconductors, *Reports on Progress in Physics* **60**, 1581 (1997).
- <sup>2.19</sup> G. Briceno, M. F. Crommie, and A. Zettl, Giant out-of-plane magnetoresistance in Bi-Sr-Ca-Cu-O: A new dissipation mechanism in copper-oxide superconductors?, *Phys. Rev. Lett.* **66**, 2164–2167 (1991).
- <sup>2.20</sup> C. D. Keener, M. L. Trawick, S. M. Ammirata, S. E. Hebboul, J. C. Garland, Nonlocal conductivity in  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$  crystals, *Phys. Rev. B* **55**, R708 (1997).
- <sup>2.21</sup> G. A. Levin, On the theory of measurement of anisotropic electrical resistivity by flux transformer method, *J. Appl. Phys.* **81**, 714 (1997).

- <sup>2.22</sup> D. Lòpez, W. K. Kwok, H. Safar, R. J. Olsson, A. M. Petrean, L. Paulius, and G. W. Crabtree, Spatially Resolved Dynamic Correlation in the Vortex State of High Temperature Superconductors, *Phys. Rev. Lett.* **82**, 1277 (1999).
- <sup>2.23</sup> H. Safar, P. L. Gammel, D. J. Bishop, D. B. Mitzi, and A. Kapitulnik, SQUID picovoltometry of single crystal  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ : Observation of the crossover from high-temperature Arrhenius to low-temperature vortex-glass behavior. *Phys. Rev. Lett.*, **68**, 2672 (1992).
- <sup>2.24</sup> D. T. Fuchs, E. Zeldov, M. Rappaport, T. Tamegai, S. Ooi, and H. Shtrikman, Possible New Vortex Matter Phases in  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$ , *Phys. Rev. Lett.* **80**, 4971 (1998).

### Литература к главе 3.

- <sup>3.1</sup> G. Blatter, M. V. Feigel'man, V. B. Geshkenbein, A. I. Larkin, V. M. Vinokur, Vortices in high-temperature superconductors, *Rev. Mod. Phys.* **66**, 1125 (1994).
- <sup>3.2</sup> E. H. Brandt, The flux-line lattice in superconductors, *Rep. Prog. Phys.*, **58**, 1465 (1995).
- <sup>3.3</sup> E. Zeldov, D. Majer, M. Konczykowski, V. B. Geshekenbein, V. M. Vinokur, H. Shtrikman, Thermodynamic observation of first-order vortex-lattice melting transition in  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$ , *Nature*, **375**, 373 (1995).
- <sup>3.4</sup> A. Schilling, R. A. Fisher, N. E. Phillips, U. Welp, D. Dasgupta, W. K. Kwok, G. W. Crabtree, Calorimetric measurement of the latent heat of vortex-lattice melting in untwinned  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ , *Nature*, **382**, 791 (1996).
- <sup>3.5</sup> R. H. Koch, V. Foglietti, W. J. Gallagher, G. Koren, A. Gupta, and M. P. A. Fisher, Experimental evidence for vortex-glass superconductivity in Y-Ba-Cu-O, *Phys. Rev. Lett.*, **63**, 1511 (1989).
- <sup>3.6</sup> D. S. Fisher, M. P. A. Fisher, and D. A. Huse, Thermal fluctuations, quenched disorder, phase transitions, and transport in type-II superconductors, *Phys. Rev. B* **43**, 130 (1991).
- <sup>3.7</sup> P. L. Gammel, L. F. Schneemeyer, and J. Bishop, SQUID picovoltometry of  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$  single crystals: Evidence for a finite-temperature phase transition in the high-field vortex state, *Phys. Rev. Lett.*, **66**, 953 (1991).

- <sup>3.8</sup> H. Safar, P. L. Gammel, D. J. Bishop, D. B. Mitzi, and A. Kapitulnik, SQUID picovoltometry of single crystal  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ : Observation of the crossover from high-temperature Arrhenius to low-temperature vortex-glass behavior. *Phys. Rev. Lett.*, **68**, 2672 (1992).
- <sup>3.9</sup> H. Yamasaki, K. Endo, S. Kosaka, M. Umeda, S. Yoshida, and K. Kajimura, Current-voltage characteristics and quasi-two-dimensional vortex-glass transition in epitaxial  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$  films, *Cryogenics*, **35**, 263 (1995).
- <sup>3.10</sup> Q. Li, H. J. Wiesmann, M. Suenaga, L. Motowidlow, and P. Haldar, Observation of vortex-glass-to-liquid transition in the high- $T_c$  superconductor  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{10}$ , *Phys. Rev. B* **50**, 4256 (1994).
- <sup>3.11</sup> S. H. Han, Y. Zhao, C. F. Yang, C. H. Cheng, H. Zhang, G. D. Gu, G. J. Russell, and N. Koshizuka, Vortex-glass-liquid transition in  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{10}/\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{10}$  intergrowth single crystals, *Solid State Commun.* **105**, 31 (1998).
- <sup>3.12</sup> R. Cubitt, E. M. Forgan, G. Yang, S. L. Lee, D. McK. Paul, H. A. Mook, M. Yethiraj, P. H. Kes, T. W. Li, A. A. Menovsky, Z. Tarnawski and K. Mortensen, Direct observation of magnetic flux lattice melting and decomposition in the high- $T_c$  superconductor  $\text{Bi}_{2.15}\text{Sr}_{1.95}\text{CaCu}_2\text{O}_{8+x}$ , *Nature* **365**, 407-411 (1993).
- <sup>3.13</sup> H. Obara, M. Andersson, L. Fàbrega, P. Fivat, J.-M. Triscone, M. Decroux, and Ø. Fischer, Observation of a Field Induced Transition in the Vortex Solid of  $\text{DyBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7/(\text{Y}_{1-x}\text{Pr}_x)\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$  Superlattices, *Phys. Rev. Lett.* **74**, 3041 (1995).
- <sup>3.14</sup> H. H. Wen, A. F. Th. Hoekstra, R. Griessen, S. L. Yan, L. Fang, and M. S. Si, Field Induced Vanishing of the Vortex Glass Temperature in  $\text{Tl}_2\text{Ba}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$ , *Phys. Rev. Lett.* **79**, 1559 (1997).
- <sup>3.15</sup> Lifang Hou, J. Deak, P. Metcalf, M. McElfresh, and G. Preosti, Dependence of the vortex-solid phase transition of  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  thin films on anisotropy: Evidence for a universal phase boundary, *Phys. Rev. B* **55**, 11 806 (1997).
- <sup>3.16</sup> T. T. M. Palstra, B. Batlogg, R.B. van Dover, L. F. Scheemeyer, and J. V. Warszak, Dissipative flux motion in high-temperature superconductors, *Phys. Rev. B* **41**, 6621 (1990).

- <sup>3.17</sup> C. C. Almasan, M. C. de Andrade, Y. Dalichaouch, J. J. Neumeier, C. L. Seaman, M. B. Maple, R. P. Guertin, M. V. Kuric, and J. C. Garland, Evidence for scaling invariance and universality of the irreversibility line of high temperature superconductors, *Phys. Rev. Lett.* **69**, 3812 (1992).
- <sup>3.18</sup> T. R. Chien, W. R. Datars, B. W. Veal, A. P. Paulikas, P. Kostic, Chun Gu, and Y. Jiang, Dimensional crossover and oxygen deficiency in  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$  single crystals, *Physica C* **229**, 273 (1994).
- <sup>3.19</sup> J. Deak, M. McElfresh, D. W. Face, and W. L. Holstein, Evidence for two vortex phase transitions in  $\text{Tl}_2\text{Ba}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$  thin films, *Phys. Rev. B* **52**, R3880 (1995).
- <sup>3.20</sup> B. Lundqvist, J. Larsson, A. Herting, O. Rapp, M. Andersson, Z. G. Ivanov, and L.-G. Johansson, Cutoff of the vortex glass behaviour in Tl-2212 superconducting thin films, *Phys. Rev. B* **58**, 6580 (1998).
- <sup>3.21</sup> P. Wagner, U. Frey, F. Hillmer, and H. Adrian, Evidence for a vortex-liquid–vortex-glass transition in epitaxial  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{10+\delta}$  thin films, *Phys. Rev. B* **51**, 1206–1212 (1995).
- <sup>3.22</sup> A. Houghton, R. A. Pelcovits, and A. Sudbø, Flux lattice melting in high- $T_c$  superconductors, *Phys. Rev. B* **40**, 6763–6770 (1989).
- <sup>3.23</sup> W. K. Kwok, S. Fleshler, U. Welp, V. M. Vinokur, J. Downey, G.W. Crabtree, and M. M. Miller, Vortex lattice melting in untwinned and twinned single crystals of  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ , *Phys. Rev. Lett.* **69**, 3370 (1992).
- <sup>3.24</sup> G. Blatter and B. I. Ivlev, Quantum statistical mechanics of vortices in high-temperature superconductors, *Phys. Rev. B* **50**, 10 272 (1994).
- <sup>3.25</sup> M. F. Goffman, J. A. Herbsommer, F. de la Cruz, T. W. Li, and P. H. Kes, Vortex phase diagram of  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ :  $c$ -axis superconducting correlation in the different vortex phases, *Phys. Rev. B* **57**, 3663 (1998).
- <sup>3.26</sup> E. Giannini, R. Gladyshevskii, N. Clayton, N. Musolino, V. Garnier, A. Piriou, R. Flukiger, Growth, structure and physical properties of single crystals of pure and Pb-doped Bi-based high  $T_c$  superconductors, *Current Applied Physics* **8**, 115 (2008).



- <sup>3.27</sup> I. Chong, Z. Hiroi, M. Izumi, J. Shimoyama, Y. Nakayama, K. Kishio, T. Terashima, Y. Bando, M. Takano, High Critical-Current Density in the Heavily Pb-Doped  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$  Superconductor: Generation of Efficient Pinning Centers, *Science* **276**, 770 (1997).
- <sup>3.28</sup> S. Mukoyama, M. Yagi, H. Hirano, Y. Yamada, T. Izumi, Y. Shiohara, Development of HTS power cable using YBCO coated conductor, *Physica C* **445–448**, 1050 (2006).
- <sup>3.29</sup> S. Ueno, S. Takayama, M. Kiuchi, E.S. Otabe, T. Matsushita, N. Ayai, M. Kikuchi, K. Hayashi, K. Sato, Evaluation of critical current density in multifilamentary Bi-2223 tapes with different lead compositions, *Physica C* **469**, 1485 (2009).
- <sup>3.30</sup> Y. Nakamura, T. Machida, C. Kurihara, R. Inada, A. Oota, Fabrication and properties of Bi2223 tapes with CuO barrier formed by the in situ oxidation method, *Physica C* **469**, 1496 (2009).
- <sup>3.31</sup> S. Kobayashi, S. Yamade, M. Kikuchi, K. Yamazaki, J. Fujikami, N. Ayai, K. Hayashi, K. Sato, R. Hata, and H. Kitaguti, Limiting current mechanisms of Bi2223 wires in magnetic fields, *Supercond. Sci. Technol.* **21** 054009 (2008).

#### **Литература к главе 4.**

- <sup>4.1</sup> S. Chakraverty, B. I. Ivlev, and Y. N. Ovchinnikov, Resistivity of high-temperature superconductors: Is the vortex state a liquid?, *Phys. Rev. Lett.*, **64**, 3187 (1990).
- <sup>4.2</sup> S. Chakraverty, B. I. Ivlev, and Y. N. Ovchinnikov, Thermally activated flux creep in strongly layered high-temperature superconductors, *Phys. Rev. B*, **42**, 2143 (1990).
- <sup>4.3</sup> W. K. Kwok, U. Welp, V. M. Vinokur, S. Fleshler, J. Downey, and G. W. Crabtree, Direct observation of intrinsic pinning by layered structure in single-crystal  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ , *Phys. Rev. Lett.*, **67**, 390 (1991).
- <sup>4.4</sup> M. Oussena, P. A. J. de Groot, R. Gagnon, and L. Taillefer, Lock-in oscillations in magnetic hysteresis curves of  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$  single crystals, *Phys. Rev. Lett.*, **72**, 3606 (1994).

- 4.5 R. Kleiner and P. Muller, Intrinsic Josephson effects in high- $T_c$  superconductors, *Phys. Rev. B* **49**, 1327 (1994).
- 4.6 W. K. Kwok, S. Fleshler, U. Welp, V. M. Vinokur, J. Downey, G.W. Crabtree, and M. M. Miller, Vortex lattice melting in untwinned and twinned single crystals of  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ , *Phys. Rev. Lett.* **69**, 3370 (1992).
- 4.7 D. S. Fisher, M. P. A. Fisher, and D. A. Huse, Thermal fluctuations, quenched disorder, phase transitions, and transport in type-II superconductors, *Phys. Rev. B* **43**, 130 (1991).
- 4.8 R. H. Koch, V. Foglietti, W. J. Gallagher, G. Koren, A. Gupta, and M. P. A. Fisher, Experimental evidence for vortex-glass superconductivity in Y-Ba-Cu-O, *Phys. Rev. Lett.*, **63**, 1511 (1989).
- 4.9 M. Charalambous, J. Chaussy, P. Lejay, Evidence from resistivity measurements along the  $c$  axis for a transition within the vortex state for  $\text{H}\parallel ab$  in single-crystal  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ , *Phys. Rev. B* **45**, 5091 (1992).
- 4.10 M. Charalambous, J. Chaussy, P. Lejay, and V. Vinokur, Superheating of Abrikosov vortex lattice, *Phys. Rev. Lett.* **71**, 436 (1993).
- 4.11 W. K. Kwok, J. Fendrich, U. Welp, S. Fleshler, J. Downey, and G. W. Crabtree, Suppression of the first order vortex melting transition by intrinsic pinning in  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ , *Phys. Rev. Lett.* **72**, 1088 (1994).
- 4.12 D. R. Nelson and V. M. Vinokur, Boson localization and correlated pinning of superconducting vortex arrays, *Phys. Rev. B* **48**, 13060 (1993).
- 4.13 L. F. Cohen and H. J. Jensen, Open questions in the magnetic behaviour of high-temperature superconductors, *Rep. Prog. Phys.* **60**, 1581 (1997).
- 4.14 G. Carneiro, Longitudinal Superconductivity in Vortex-Line Phases: A Monte Carlo Study, *Phys. Rev. Lett.* **75**, 521 (1995).
- 4.15 M. V. Feigelman, V. B. Geshkenbein, L. B. Ioffe, and A. I. Larkin, Two-dimensional Bose liquid with strong gauge-field interaction, *Phys. Rev. B* **48**, 16 641 (1993).
- 4.16 Tao Chen and S. Teitel, Superconducting Coherence in a Vortex Line Liquid: Simulations with Finite  $\lambda$ , *Phys. Rev. Lett.* **74**, 2792 (1995).

- <sup>4.17</sup> J. A. Fendrich, W. K. Kwok, J. Giapintzakis, C. J. van der Beek, V. M. Vinokur, S. Fleshler, U. Welp, H. K. Viswanathan, and G.W. Crabtree, Vortex Liquid State in an Electron Irradiated Untwinned  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  Crystal, *Phys. Rev. Lett.* **74**, 1210 (1994).
- <sup>4.18</sup> D. W. Braun, G. W. Crabtree, H. G. Kaper, A. E. Koshelev, G. K. Leaf, D. M. Levine, and V. M. Vinokur, Structure of a Moving Vortex Lattice, *Phys. Rev. Lett.* **76**, 831 (1996).
- <sup>4.19</sup> I. Aranson and V. Vinokur, Surface Instabilities and Plastic Deformation of Vortex Lattices, *Phys. Rev. Lett.* **77**, 3208 (1996).
- <sup>4.20</sup> Schilling, A., R. A. Fisher, N. E. Phillips, U. Welp, W. K. Kwok, and G. W. Crabtree, Anisotropic latent heat of vortex-lattice melting in untwinned  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ , *Phys. Rev. Lett.*, **78**, 4833 (1997).
- <sup>4.21</sup> N. E. Hussey, H. Takagi, N. Takeshita, N. Mori, Y. Iye, S. Adachi, and K. Tanabe, Melting of the vortex lattice in  $\text{YBa}_2\text{Cu}_4\text{O}_8$  in parallel fields, *Phys. Rev. B* **59**, R11 668 (1999).
- <sup>4.22</sup> B. Lundqvist, O. Rapp, and M. Andersson, Vortex dynamics for in- and out-of-plane fields in oxygen deficient single crystals of  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ , *Physica B* **284-288**, 705 (2000).
- <sup>4.23</sup> B. Lundqvist, O. Rapp, and M. Andersson, Field independent vortex solid-to-liquid transition for  $B//ab$  in oxygen deficient single crystals of  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ , *Physica C* **341-348**, 1335 (2000).
- <sup>4.24</sup> B. Lundqvist, O. Rapp, and M. Andersson, Experimental evidence for a three-dimensional-two-dimensional crossover for magnetic fields parallel to the  $ab$  plane deficient single crystals of  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ , *Phys. Rev. B* **62**, 3542 (2000).
- <sup>4.25</sup> S. N. Gordeev, A. A. Zhukov, P. A. J. de Groot, A. G. M. Jansen, R. Gagnon, and L. Taillefer, Oscillatory Melting Temperature of the Vortex Smectic Phase in Layered Superconductors, *Phys. Rev. Lett.* **85**, 4594 (2000).
- <sup>4.26</sup> K. Kadowaki and T. Mochiku, Josephson junction character along the  $c$ -axis in  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ , *Physica B* **194-196**, 2239 (1994).

- <sup>4.27</sup> L. N. Bulaevskii, M. Maley, H. Safar, and D. Dominguez, Angular dependence of *c*-axis plasma frequency and critical current in Josephson-coupled superconductors at high fields, *Phys. Rev. B* **53**, 6634 (1996).
- <sup>4.28</sup> J. M. Triscone, O. Fischer, O. Brunner, L. Antognazza, A. D. Kent, and M. G. Karkut, YBa<sub>2</sub>Cu<sub>3</sub>O<sub>7</sub>/PrBa<sub>2</sub>Cu<sub>3</sub>O<sub>7</sub> superlattices: Properties of Ultrathin superconducting layers separated by insulating layers, *Phys. Rev. Lett.* **64**, 804 (1990).
- <sup>4.29</sup> P. Schmitt, P. Kummeth, L. Schultz, and G. Saemann-Ischenko, Two-dimensional behavior and critical-current anisotropy in epitaxial Bi<sub>2</sub>Sr<sub>2</sub>CaCu<sub>2</sub>O<sub>8+x</sub> thin films, *Phys. Rev. Lett.* **67**, 267 (1991).
- <sup>4.30</sup> L. Balents and D. R. Nelson, Fluctuations and Intrinsic Pinning in Layered Superconductors, *Phys. Rev. Lett.* **73**, 2618 (1994).
- <sup>4.31</sup> L. Balents and D. R. Nelson, Quantum smectic and supersolid order in helium films and vortex arrays, *Phys. Rev. B* **52**, 12 951 (1995).
- <sup>4.32</sup> S. W. Tozer, A. W. Kleinsasser, T. Penney, D. Kaiser, and F. Holtzberg, Measurement of anisotropic resistivity and Hall constant for single-crystal YBa<sub>2</sub>Cu<sub>3</sub>O<sub>7-x</sub>, *Phys. Rev. Lett.* **59**, 1768 (1987).
- <sup>4.33</sup> M. Galffy and E. Zirngiebl, Hall-effect of bulk YBa<sub>2</sub>Cu<sub>3</sub>O<sub>7-δ</sub>, *Solid State Commun.* **68**, 929 (1988).
- <sup>4.34</sup> S. N. Artemenko, I. G. Gorlova, and Y. I. Latishev, Change in the sign of the Hall effect in a superconducting transition in Bi<sub>2</sub>CaSr<sub>2</sub>Cu<sub>2</sub>O<sub>x</sub> single crystals *JETP Lett.* **49**, 403 (1989).
- <sup>4.35</sup> S. J. Hagen, C. J. Lobb, R. L. Greene, and M. Eddy, Flux-flow Hall effect in superconducting Tl<sub>2</sub>Ba<sub>2</sub>CaCu<sub>2</sub>O<sub>8</sub> films, *Phys. Rev. B* **43**, 6246 (1991).
- <sup>4.36</sup> W. N. Kang, S. H. Yun, J. Z. Wu, and D. H. Kim, Scaling behavior and mixed-state Hall effect in epitaxial HgBa<sub>2</sub>CaCu<sub>2</sub>O<sub>6+δ</sub> thin films, *Phys. Rev. B* **55**, 621 (1997).
- <sup>4.37</sup> J. Luo, T. P. Orlando, J. M. Graybeal, X. D. Wu, and R. Muenchausen, Scaling of the longitudinal and Hall resistivities from vortex motion in YBa<sub>2</sub>Cu<sub>3</sub>O<sub>7</sub>, *Phys. Rev. Lett.*, **68**, 690 (1992).

- <sup>4.38</sup> J. P. Rice, N. Rigakis, D. M. Ginsberg, and J. M. Mochel, Sign reversal of the Hall effect below  $T_c$  in untwinned single-crystal  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ , *Phys. Rev. B* **46**, 11050 (1992).
- <sup>4.39</sup> A. V. Samoilov, Universal behavior of the Hall resistivity of single crystalline  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_x$  in the thermally activated flux flow regime, *Phys. Rev. Lett.* **71**, 617 (1993).
- <sup>4.40</sup> A. V. Samoilov, Z. G. Ivanov, and L.-G. Johansson, Hall conductivity in  $\text{Tl}_2\text{Ba}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$  films in the mixed state, *Phys. Rev. B* **49**, 3667 (1994).
- <sup>4.41</sup> V. Berseth, Mixed state Hall effect in a twinned  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  single crystal, cond-mat/9907091, 1999.
- <sup>4.42</sup> A. T. Dorsey and M. P. A. Fisher, *Phys. Rev. Lett.*, Hall effect near the vortex-glass transition in high-temperature superconductors, **68**, 694 (1992).
- <sup>4.43</sup> V. M. Vinokur, V. B. Geshkenbein, M. V. Feigel'man, and G. Blatter, Scaling of the Hall resistivity in high- $T_c$  superconductors, *Phys. Rev. Lett.* **71**, 1242 (1993).
- <sup>4.44</sup> Z. D. Wang, J. Dong, and C. S. Ting, Unified theory of mixed state Hall effect in type-II superconductors: Scaling behavior and sign reversal, *Phys. Rev. Lett.* **72**, 3875 (1994).
- <sup>4.45</sup> J. M. Harris, N. P. Ong, and Y. F. Yan, *Phys. Hall effect of vortices parallel to  $\text{CuO}_2$  layers and the origin of the negative Hall anomaly in  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$* , *Rev. Lett.* **71**, 1455 (1993).
- <sup>4.46</sup> P. L. Gammel, L. F. Schneemeyer, and J. Bishop, SQUID picovoltometry of  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$  single crystals: Evidence for a finite-temperature phase transition in the high-field vortex state, *Phys. Rev. Lett.*, **66**, 953 (1991).
- <sup>4.47</sup> W. N. Kang, D. H. Kim, S. Y. Shim, J. H. Park, T. S. Hahn, S. S. Choi, W. C. Lee, J. D. Hettinger, K. E. Gray, and B. Glagola, Pinning Strength Dependence of Mixed-State Hall Effect in  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$  Crystals with Columnar Defects, *Phys. Rev. Lett.* **76**, 2993 (1996).
- <sup>4.48</sup> J. M. Harris, N. P. Ong, and Y. F. Yan, Harris, Ong, and Yan reply, *Phys. Rev. Lett.* **73**, 610 (1994).

- <sup>4.49</sup> G. Blatter, V. B. Geshkenbein, and A. I. Larkin, From isotropic to anisotropic superconductors: A scaling approach, *Phys. Rev. Lett.* **68**, 875 (1992).

### **Литература к главе 5.**

- <sup>5.1</sup> L. L. Daemen, L. N. Bulaevskii, M. P. Maley, and J. Y. Coulter, Critical current of Josephson-coupled systems in perpendicular field, *Phys. Rev. Lett.*, **70**, 1167 (1993).
- <sup>5.2</sup> W. Holm, O. Rapp, C.N. S. Johnson and U. Hellmersson, Magnetoconductivity in  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  thin films, *Phys. Rev. B* **52**, 3748 (1995).
- <sup>5.3</sup> T. R. Chien, W. R. Datars, B. W. Veal, A. P. Paulikas, P. Kostic, Chun Gu, and Y. Jiang, Dimensional crossover and oxygen deficiency in  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$  single crystals, *Physica C* **229**, 273 (1994).

### **Литература к главе 6.**

- <sup>6.1</sup> J. Nagamatsu, N. Nakagawa, T. Muranaka, Y. Zentani and J. Akimitsu, Superconductivity at 39K in magnesium diboride, *Nature* **410**, 63 (2001).
- <sup>6.2</sup> C. Buzea and T. Yamashita, Review of superconducting properties of  $\text{MgB}_2$ , *Supercond. Sci. Technol.* **14**, 115 (2001).
- <sup>6.3</sup> M. Xu, H. Kitazawa, Y. Takano, J. Ye, K. Nishida, H. Abe, A. Matsushita, G. Kido, Single crystal  $\text{MgB}_2$  with anisotropic superconducting properties, *Appl. Phys. Lett.* **79**, 2779 (2001).
- <sup>6.4</sup> J. Karpinski, S. M. Kazakov, J. Jun, M. Angst, R. Puzniak, A. Wisniewski, and P. Bordet, Single crystal growth of  $\text{MgB}_2$  and thermodynamics of Mg–B–N system at high pressure, *Physica C* **385**, 42 (2003).
- <sup>6.5</sup> X. X. Xi, Two-band superconductor magnesium diboride, *Rep. Prog. Phys.*, **71**, 116501 (2008).
- <sup>6.6</sup> J. Kortus, I. I. Mazin, K. D. Belashchenko, V. P. Antropov and L. L. Boyer, Superconductivity of metallic boron in  $\text{MgB}_2$ , *Phys. Rev. Lett.*, **86**, 4656 (2001).
- <sup>6.7</sup> I. I. Mazin, O. K. Andersen, O. Jepsen, O. V. Dolgov, J. Kortus, A. Golubov, A. B. Kuz'menko and van der D. Marel, Superconductivity in  $\text{MgB}_2$ : clean or dirty?, *Phys. Rev. Lett.*, **89**, 107002 (2002).

- <sup>6.8</sup> S. L. Bud'ko, G. Lapertot, C. Petrovic, C. E. Cunningham, N. Anderson and P. C. Canfield, Boron isotope effect in superconducting MgB<sub>2</sub>, Phys. Rev. Lett. **86** 1877 (2001).
- <sup>6.9</sup> D. G. Hinks, H. Claus and J. D. Jorgensen, The complex nature of superconductivity in MgB<sub>2</sub> as revealed by the reduced total isotope effect, Nature **411**, 457 (2001).
- <sup>6.10</sup> P. Bordet, M. Mezouar, M. Nunez-Regueiro, M. Monteverde, M. D. Nunez-Regueiro, N. Rogado, K. A. Regan, M. A. Hayward, T. He, S. M. Loureiro, and R. J. Cava, Absence of a structural transition up to 40 GPa in MgB<sub>2</sub> and the relevance of magnesium nonstoichiometry, Phys Rev B **64** 172502 (2001).
- <sup>6.11</sup> H.C. Montgomery, Method for Measuring Electrical Resistivity of Anisotropic Materials, J. Appl. Phys. **42**, 2971 (1971).
- <sup>6.12</sup> P. Orgiani, Ke Chen, Yi Cui, Qi Li, V. Ferrando, M. Putti, M. Iavarone, R. Di Capua, R. Ciancio, R. Vaglio, L. Maritato and X. X. Xi, Anisotropic transport properties in tilted *c*-axis MgB<sub>2</sub> thin films Supercond. Sci. Technol. **23**, 025012 (2010).
- <sup>6.13</sup> Н. Ашкрофт, Н. Мермин, *Физика твердого тела* (изд. «Наука», Москва, 1979).
- <sup>6.14</sup> A. Y. Liu, I. I. Mazin and J. Kortus J, Beyond Eliashberg Superconductivity in MgB<sub>2</sub>: Anharmonicity, Two-Phonon Scattering, and Multiple Gaps, Phys. Rev. Lett. **87**, 087005 (2001).
- <sup>6.15</sup> W. N. Kang, C. U. Jung, Kijoon H. P. Kim, Min-Seok Park, S. Y. Lee, Hyeong-Jin Kim, Eun-Mi Choi, Kyung Hee Kim, Mun-Seog Kim, and Sung-Ik Lee, Hole carrier in MgB<sub>2</sub> characterized by Hall measurements, Appl. Phys. Lett. **79**, 982 (2001).
- <sup>6.16</sup> R. Jin, M. Paranthaman, H. Y. Zhai, H. M. Christen, D. K. Christen, and D. Mandrus, Unusual Hall effect in superconducting MgB<sub>2</sub> films, Phys. Rev. B **64**, 220506 (2001).
- <sup>6.17</sup> W. N. Kang, Hyeong-Jin Kim, Eun-Mi Choi, Heon Jung Kim, Kijong H. P. Kim, H. S. Lee, and Sung-Ik Lee, Hall effect in *c*-axis-oriented MgB<sub>2</sub> thin films, Phys. Rev. B **65**, 134508 (2002).

- <sup>6.18</sup> G. Satta, G. Profeta, F. Bernardini, A. Continenza, and S. Massidda, Electronic and structural properties of superconducting MgB<sub>2</sub>, CaSi<sub>2</sub>, and related compounds, *Phys. Rev. B* **64**, 104507 (2001).
- <sup>6.19</sup> S. W. Tozer, A. W. Kleinsasser, T. Penney, D. Kaiser, and F. Holtzberg, Measurement of anisotropic resistivity and Hall constant for single-crystal YBa<sub>2</sub>Cu<sub>3</sub>O<sub>7-x</sub>, *Phys. Rev. Lett.* **59**, 1768 (1987).
- <sup>6.20</sup> P. W. Anderson, *The Theory of Superconductivity in High-Tc Cuprates* (Princeton University, Princeton, New Jersey, 1997).
- <sup>6.21</sup> S. Patnaik, L. D. Cooley, A. Gurevich, A. A. Polyanskii, J. Jiang, X. Y. Cai, A. A. Squitieri, M. T. Naus, M. K. Lee, J. H. Choi, L. Belenky, S. D. Bu, J. Letter, X. Song, D. G. Schlom, S. E. Babcock, C. B. Eom, E. E. Hellstrom, and D. C. Larbalestier, Electronic anisotropy, magnetic field temperature phase diagram and their dependence on resistivity in *c*-axis oriented MgB<sub>2</sub> thin films, *Supercond. Sci. Technol.* **14**, 315 (2001).
- <sup>6.22</sup> C. Ferdeghini, V. Ferrando, G. Grassano, W. Ramadan, E. Bellingeri, V. Braccinil, D. Marre, P. Manfrinetti, A. Palenzona, F. Borgatti, R. Felichi, and T.-L. Lee, Growth of *c*-oriented MgB<sub>2</sub> thin films by Pulsed Laser deposition: structural characterization and electronic anisotropy, cond-mat/0107031 (2001).
- <sup>6.23</sup> O. F. de Lima, R. A. Ribeiro, M. A. Avila, C. A. Cardoso, and A. A. Coelho, Anisotropic superconducting properties of aligned MgB<sub>2</sub> crystallites, *Phys. Rev. Lett.* **86**, 5974 (2001).
- <sup>6.24</sup> F. Simon, A. Janossy, T. Feher, F. Muranyi, S. Garaj, L. Forro, C. Petrovic, S. L. Bud'ko, G. Lapertot, V. G. Kogan, and P. C. Canfield, Anisotropy of superconducting MgB<sub>2</sub> as seen in electron spin resonance and magnetization data, *Phys. Rev. Lett.* **87**, 047002 (2001).
- <sup>6.25</sup> A. K. Pradhan, Z. X. Shi, M. Tokunaga, T. Tamegai, Y. Takano, K. Togano, H. Kito and H. Ihara, Electrical transport and anisotropic superconducting properties in single crystalline and dense polycrystalline MgB<sub>2</sub>, *Phys. Rev. B* **64**, 212509 (2001).
- <sup>6.26</sup> L.F. Cohen, H.J. Jensen, Open questions in the magnetic behaviour of high-temperature superconductors, *Rep. Prog. Phys.* **60**, 1581 (1997).



- <sup>6.27</sup> A. Rydh, U. Welp, J. M. Hiller, A. E. Koshelev, W. K. Kwok, and G. W. Crabtree, Surface contribution to the superconducting properties of MgB<sub>2</sub> single crystals, *Phys. Rev B* **68**, 172502 (2003).
- <sup>6.28</sup> D. Saint-James, P.G. de Gennes, Onset of superconductivity in decreasing fields, *Phys. Lett.* **7**, 306 (1963).
- <sup>6.29</sup> A.A. Varlamov, G. Balestrino, E. Milani, D.V. Livanov, The role of density of states fluctuations in the normal state properties of high  $T_c$  superconductors, *Adv. Phys.* **48**, 655 (1999).
- <sup>6.30</sup> T. Masui, S. Lee, S. Tajima, Origin of superconductivity transition broadening in MgB<sub>2</sub>, *Physica C* **383** 299 (2002).
- <sup>6.31</sup> G. Blatter, M. V. Feigel'man, V. B. Geshkenbein, A. I. Larkin, V. M. Vinokur, Vortices in high-temperature superconductors, *Rev. Mod. Phys.* **66**, 1125 (1994).
- <sup>6.32</sup> A. Rydh, U. Welp, A. E. Koshelev, W. K. Kwok, G. W. Crabtree, R. Brusetti, L. Lyard, T. Klein, C. Marcenat, B. Kang, K. H. Kim, K. H. P. Kim, H.-S. Lee, and S.-I. Lee, Two-band effects in the angular dependence of  $H_{c2}$  of MgB<sub>2</sub> single crystals, *Phys. Rev. B* **70**, 132503 (2004).
- <sup>6.33</sup> S. V. Shulga, S.-L. Drechsler, G. Fuchs, K.-H. Muller, K. Winzer, M. Heinecke, and K. Krug, Upper Critical Field Peculiarities of Superconducting YNi<sub>2</sub>B<sub>2</sub>C and LuNi<sub>2</sub>B<sub>2</sub>C, *Phys. Rev. Lett.*, **80**, 1730 (1997).
- <sup>6.34</sup> T. Dahm and N. Schopohl, Fermi surface topology and the upper critical field in two-band superconductors: application to MgB<sub>2</sub>, *Phys. Rev. Lett.*, **91**, 017001 (2003).
- <sup>6.35</sup> A. A. Golubov and A. E. Koshelev, Upper critical field in dirty two-band superconductors: breakdown of the anisotropic Ginzburg–Landau theory, *Phys. Rev. B* **68**, 104503 (2003).
- <sup>6.36</sup> A. E. Koshelev and A. A. Golubov, Why magnesium diboride is not described by anisotropic Ginzburg–Landau theory, *Phys. Rev. Lett.*, **92**, 107008 (2004).