

На правах рукописи

Шевчун Артём Фёдорович

ЭВОЛЮЦИЯ ТЕМПЕРАТУРНЫХ ЗАВИСИМОСТЕЙ  
ПОВЕРХНОСТНОГО ИМПЕДАНСА КРИСТАЛЛОВ ВТСП ПРИ  
ИЗМЕНЕНИИ УРОВНЯ ДОПИРОВАНИЯ

01.04.07 — физика конденсированного состояния

Автореферат

диссертации на соискание учёной степени  
кандидата физико-математических наук

Черноголовка — 2006

Работа выполнена в Институте физики твёрдого тела РАН.

Научный руководитель: доктор физико-математических наук  
Михаил Рюрикович Трунин

Официальные оппоненты: доктор физико-математических наук,  
профессор  
Евгений Григорьевич Максимов

доктор физико-математических наук,  
Валерий Владимирович Рязанов

Ведущая организация: Институт проблем технологии микроэлек-  
троники и особо чистых материалов РАН  
(Черноголовка)

Защита состоится “\_\_\_” \_\_\_\_\_ 2006 в \_\_\_ ч. \_\_\_ мин. на за-  
седании Диссертационного совета Д 002.100.01 при Институте физики  
твёрдого тела РАН по адресу: 142432, г. Черноголовка, ул. Институт-  
ская 2.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ИФТТ РАН.

Отзывы на автореферат, заверенные гербовой печатью организации,  
просьба направлять по указанному адресу в двух экземплярах не позд-  
нее, чем за две недели до защиты.

Автореферат разослан “\_\_\_” \_\_\_\_\_ 2006.

Учёный секретарь диссертационного совета  
д-р физ.-мат. наук

В. Н. Зверев

## ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

### Объект исследования и актуальность темы.

С открытием высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП) возникла новая обширная область физики конденсированных сред, объединяющая исследования металлов, полупроводников и диэлектриков, магнитоупорядоченных, низкоразмерных и сильноанизотропных систем, т.е. область физики, изучающая удивительное разнообразие свойств ВТСП, меняющихся под действием разных факторов.

К числу экспериментальных методов изучения сверхпроводящих материалов выше и ниже температуры  $T_c$  сверхпроводящего перехода относят измерения температурных зависимостей поверхностного импеданса  $Z(T) = R(T) + iX(T)$  в абсолютных единицах (Омах) на сверхвысоких частотах  $\omega/2\pi \sim 10$  ГГц при малых ( $< 0.1$  Э) амплитудах переменного поля  $H_\omega e^{i\omega t}$ . Действительная часть импеданса, поверхностное сопротивление  $R(T)$ , связана с потерями энергии электромагнитной волны при отражении от сверхпроводника. Мнимая часть, реактанс  $X(T)$ , определяет недиссипативную энергию, запасенную в поверхностном слое исследуемого образца. Только прецизионные СВЧ-методы позволили измерить  $Z(T)$  в классических сверхпроводниках с  $T_c < 10$  К. Эти измерения оказались очень информативными: величина щели  $\Delta$  извлекалась из температурных зависимостей поверхностного сопротивления  $R(T) \propto e^{-\Delta/k_B T}$  и реактанса  $X(T) \propto e^{-\Delta/k_B T}$  при  $T < T_c/2$ , глубина проникновения  $\lambda(T)$  поля в сверхпроводник – из реактанса  $X(T) = \omega\mu_0\lambda(T)$  при  $T < T_c$ , длина  $l$  свободного пробега электронов – из измерений  $R(T)$  и  $X(T)$  в нормальном состоянии ( $T \geq T_c$ ). В случае локальной электродинамики комплексная проводимость сверхпроводника может быть легко найдена из измеренных в абсолютных единицах компонент импеданса:  $\sigma(T) = \sigma_1(T) - i\sigma_2(T) = i\omega\mu_0/Z^2(T)$ . Демонстрацией применимости теории Бардина-Купера-Шриффера (БКШ) для объяснения свойств классических сверхпроводников было немонотонное в области  $0.8 < T/T_c < 1$  поведение (когерентный пик) действительной части микроволновой проводимости  $\sigma_1(T)$  [1].

Однако уже первые исследования импеданса и проводимости ВТСП

не соответствовали выводам теории БКШ: когерентный пик в  $\sigma_1(T)$  отсутствовал, а в области низких температур вместо экспоненциальных наблюдались степенные температурные зависимости  $Z(T)$ .

В ВТСП величины  $Z$  и  $\sigma$  характеризуются двумя основными компонентами:  $Z_{ab}$  и  $\sigma_{ab}$  в слабоанизотропных  $ab$ -плоскостях  $\text{CuO}_2$  и  $Z_c$  и  $\sigma_c$  поперек купратных плоскостей. Наиболее изученной является узкая область фазовой диаграммы ВТСП, соответствующая оптимальному допированию  $p \approx 0.16$  ( $p$  – концентрация дырок, приходящихся на атом меди в плоскости  $\text{CuO}_2$ ) и максимальным значениям критической температуры  $T_c = T_{c, \text{max}}$ . Прецизионные измерения  $Z(T)$  в  $ab$ -плоскостях оптимально допированных высококачественных монокристаллов ВТСП позволили сделать общий вывод – ферми-жидкостный подход, включающий сильное электрон-фононное взаимодействие и анизотропию параметра порядка, достаточен для описания основных экспериментальных фактов, каковыми являются [2]:

- линейный ход удельного сопротивления  $\Delta\rho_{ab}(T) \propto T$  при  $T > T_c$  (электрон-фононное взаимодействие);
- отсутствие характерного для классических сверхпроводников когерентного пика в действительной части микроволновой проводимости  $\sigma_1(T)$  в  $ab$ -плоскостях при  $0.8 < T < T_c$  (сильная связь);
- линейные зависимости  $\Delta\lambda_{ab}(T) \propto T$  и  $\Delta R_{ab}(T) \propto T$  при  $T < T_c/4$  (доминирующий вклад  $d$ -компоненты параметра порядка).

В последние годы значительные усилия были направлены на изучение природы и свойств ВТСП во всей области фазовой диаграммы. Оказалось, что в области с пониженным относительно оптимального уровня допирования в этих материалах наблюдаются многочисленные аномалии электронных свойств как в нормальном, так и в сверхпроводящем состояниях, связанные с подавлением плотности состояний одночастичных возбуждений вблизи уровня Ферми. Такое поведение соответствует общей концепции псевдощели.

Происхождение псевдощели остается неясным. Предлагаемые теоретические сценарии могут быть разделены на две категории. Первая основывается на идее, что псевдощель является предвестником сверх-

проводимости, когда при некоторой температуре  $T^* > T_c$  образуются куперовские пары, но их фазовая когерентность достигается лишь при  $T = T_c$ . Другая предполагает, что псевдощелевое состояние не связано со сверхпроводящим как таковым, а скорее конкурирует с ним, и обязано либо динамическим флуктуациям (спиновым, зарядовым или структурным), либо волнам зарядовой плотности с  $d$ -симметричным параметром порядка ( $d$ -density wave – DDW). В рамках этих подходов трактуются аномалии электронных свойств недодопированных ВТСП, наблюдавшиеся при температурах как выше  $T_c$ , так и в ее окрестности.

По мере приближения к диэлектрической фазе ( $p \approx 0.05$ ) конкуренция псевдощелевого и сверхпроводящего параметров порядка становится наиболее эффективной, что приводит в  $ab$ -плоскости при  $T \ll T_c$  к особенностям в  $p$ - and  $T$ -зависимостях плотности сверхпроводящей жидкости  $n_s(T, p) \propto \sigma_2(T, p)$ , измеряемой микроволновыми методами.

Имеется еще одно, явно неразработанное в мировой практике направление исследований, существенное для понимания механизма высокотемпературной сверхпроводимости – исследования при сверхнизких температурах (как бы это ни было странно для высокотемпературных сверхпроводников):

– для СВЧ-применений ВТСП чрезвычайно существенен вопрос о происхождении остаточных потерь,  $R_{res} = R(T = 0)$ , учет которых в микроволновых исследованиях определяет вид низкотемпературных и частотных зависимостей проводимости. Если в классических сверхпроводниках значение  $R_{res}$  четко определено как уровень плато у кривой  $R(T)$  при  $T < T_c/4$ , то в кристаллах ВТСП никакого плато нет, и за величину  $R_{res}$  в них обычно принимается значение  $R(T = 0)$ , полученное экстраполяцией к нулевой температуре линейного участка кривой  $R(T)$  при  $T \ll T_c$ . В опытах с классическими сверхпроводниками было установлено, что величина  $R_{res}$  определяется разного рода дефектами поверхностного слоя образца; на основании этого факта считается, что, чем меньше  $R_{res}$ , тем выше качество образца. В самых лучших кристаллах ВТСП остаточное сопротивление в десятки раз превышает величину  $R_{res}$  в обычных сверхпроводниках. За последние годы развития методов выращивания

кристаллов ВТСП величину  $R_{res}$  в них заметно уменьшить не удалось, но было установлено, что в совершенных медно-оксидных кристаллах ВТСП разного химического состава, приготовленных разными способами величина остаточного поверхностного сопротивления приблизительно одинакова:  $R_{res} \sim 100$  мкОм на частоте 10 ГГц. Этот факт указывает на "внутреннее", присущее всем высококачественным кристаллам ВТСП происхождение остаточных потерь.

– линейный в интервале  $2 < T < 25$  К температурный ход глубины проникновения поля в  $ab$ -плоскости оптимально допированных кристаллов ВТСП не может простирается до очень близких к абсолютному нулю температур – это противоречило бы третьему закону термодинамики. Как изменится эта зависимость при  $T < 2$  К – неизвестно.

Целью диссертационной работы являлось экспериментальное исследование эволюции температурных зависимостей поверхностного импеданса кристаллов ВТСП при изменении уровня допирования в них.

Для достижения указанных целей требовалось решение следующих задач:

1. разработка и апробация методики прецизионных измерений температурных зависимостей компонент поверхностного импеданса сверхпроводников в миллиметровом диапазоне длин волн и температурном интервале от 0.4 до 120 К;
2. определение в абсолютных единицах электродинамических величин, характеризующих сверхпроводящее и нормальное состояния ВТСП;
3. поиск и изучение особенностей температурных зависимостей линейного микроволнового отклика монокристаллов ВТСП;
4. рассмотрение моделей, которые были бы применимы для описания специфических закономерностей поведения высокочастотного отклика ВТСП при разных уровнях допирования и сверхнизких температурах.

Научная новизна:

1. впервые установлено, что соединение  $\text{Ba}_{0.4}\text{K}_{0.6}\text{Bi}_3\text{O}_3$  с  $T_c \approx 11$  К является сверхпроводником с  $s$ -типом спаривания в отличие от оптимально допированного  $\text{Ba}_{0.6}\text{K}_{0.4}\text{Bi}_3\text{O}_3$  с  $T_c \approx 30$  К, демонстрирующего поведение, аналогичное наблюдаемому в кристаллах ВТСП;
2. впервые показано, что поведение плотности сверхпроводящей жидкости кристалла  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ , в котором уровень допирования кислородом  $x$  варьировался от 0.07 до 0.47, коррелирует с выводами DDW модели псевдощели в ВТСП;
3. впервые обнаружен рост поверхностного сопротивления в купратных плоскостях подвергшихся серии отжигов кристаллов  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$  с  $T_c \approx 90$  К при  $T < 7$  К с понижением температуры.

Научная и практическая ценность. Исследования, проведенные в данной работе, позволяют, с одной стороны, приблизиться к ответу на основной вопрос физики ВТСП – "Каков же механизм высокотемпературной сверхпроводимости?" – а с другой, указать реальные значения параметров образцов ВТСП, перспективных для использования в СВЧ электронике.

Основные положения, выносимые на защиту состоят в следующем:

1. исследование эволюции температурных зависимостей поверхностного импеданса кристаллов  $\text{Ba}_{1-x}\text{K}_x\text{Bi}_3\text{O}_3$  при изменении содержания калия в них;
2. исследование в температурном интервале  $5 < T < 200$  К плотности  $n_s(T, p) \propto \sigma_2(T, p)$  сверхпроводящей жидкости кристалла  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ , в котором уровень допирования кислородом  $x$  варьировался от 0.07 до 0.47, что соответствует изменению концентрации дырок  $p$ , приходящихся на атом меди в плоскости  $\text{CuO}_2$ , в интервале  $0.16 \geq p \geq 0.078$ ;
3. исследование в температурном интервале  $0.4 < T < 120$  К поверхностного импеданса купратных плоскостей кристаллов  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$  с  $T_c \approx 90$  К после проведения серии отжигов.

Личный вклад автора. Материал, представленный в диссертации получен при непосредственном участии автора в постановке задач исследований, в выполнении экспериментов и в обсуждении полученных результатов. Диссертационная работа выполнена в лаборатории электронной кинетики ИФТТ РАН в период с 2002 г. по 2006 г.

Апробация работы. Результаты работы докладывались и обсуждались на следующих конференциях:

1. “Applied Electrodynamics of High- $T_c$  Superconductors”, (Харьков, Украина, 2003);
2. “European Conference on Applied Superconductivity-2003”, (Соренто, Италия, 2003);
3. “Фундаментальные проблемы высокотемпературной сверхпроводимости”, (Звенигород, Россия, 2004);
4. “High-Temperature Superconductors in High-Frequency Fields-2004”, (Барселона, Испания, 2004);
5. “Физика-2005”, (Баку, Азербайджан, 2005).

Публикации. Основные результаты диссертационной работы опубликованы в 4 статьях, список которых приведёт в конце автореферата. Общее количество публикаций по теме диссертации — 6. Работы, вошедшие в диссертацию, были выполнены при поддержке РФФИ (гранты № 03-02-16812, 02-02-08004 и 04-02-17358).

Объём и структура диссертации. Диссертационная работа состоит из введения, пяти глав, заключения и списка цитированной литературы. Общий объём диссертации — 85 страниц текста, включая 34 рисунка, одну таблицу и список литературы из 106 наименований.

Основное содержание работы.

В главе 1 приведены формулы, определяющие связь поверхностного импеданса и комплексной проводимости, рассмотрены известные феноменологические и микроскопические модели высокочастотного линейного отклика сверхпроводников.



В параграфе 1.1 обсуждается связь между поверхностным импедансом и проводимостью.

Хорошо известно, что сверхпроводящее состояние ВТСП характеризуется очень малой длиной когерентности  $\xi_0$ , определяющей масштаб парной корреляции электронов. Неравенство  $\xi_0 \ll \lambda$ , справедливое в ВТСП при  $T < T_c$ , означает, что поле не меняется на длине  $\xi_0$ , и, следовательно, можно использовать простое локальное соотношение

$$Z = R + iX = \left( \frac{i\omega\mu_0}{\sigma_1 - i\sigma_2} \right)^{1/2} \quad (1)$$

для связи импеданса и комплексной проводимости  $\sigma = \sigma_1 - i\sigma_2$  сверхпроводника. Из (1) находим выражения для действительной  $\sigma_1$  и мнимой  $\sigma_2$  компонент проводимости через составляющие импеданса:

$$\sigma_1 = \frac{2\omega\mu_0 R X}{(R^2 + X^2)^2}, \quad \sigma_2 = \frac{\omega\mu_0 (X^2 - R^2)}{(R^2 + X^2)^2}. \quad (2)$$

Выше температуры сверхпроводящего перехода длина свободного пробега  $l$  носителей мала по сравнению со скин-глубиной  $\delta_n$ , что соответствует условию нормального скин-эффекта. Формулы (1) и (2) описывают и нормальное состояние ВТСП (при  $T \geq T_c$ ), в котором  $R_n(T) = X_n(T) = \sqrt{\omega\mu_0/2\sigma_n(T)}$ ,  $\sigma_n \equiv \sigma_1(T \geq T_c)$ ,  $\sigma_2=0$ .

Измерения температурных зависимостей  $Z(T)$  в абсолютных единицах (в Омах), позволяющие определить  $\sigma(T)$ , являются экспериментальной проверкой любой, феноменологической или микроскопической, теории, описывающей электромагнитные свойства сверхпроводника. В следующих пяти параграфах рассмотрены известные модели линейного микроволнового отклика сверхпроводников.

Параграф 1.2 В двухжидкостной модели Гортера и Казимира ГК [3] выражения для компонент комплексной проводимости имеют вид:

$$\sigma_1 = \frac{n_n e^2 \tau}{m} \frac{1}{1 + (\omega\tau)^2}, \quad \sigma_2 = \frac{n_s e^2}{m\omega} \left[ 1 + \frac{n_n}{n_s} \frac{(\omega\tau)^2}{1 + (\omega\tau)^2} \right]. \quad (3)$$

где  $n_n$  – число нормальных, а  $n_s$  – сверхпроводящих носителей (и те, и другие обладают одинаковыми зарядами  $e$  и массами  $m$ ), причем при любой температуре  $T \leq T_c$  полная концентрация носителей  $n = n_n + n_s$ .

В модели ГК величина  $\tau$  – время релаксации нормальных носителей – не зависит от температуры. Поэтому температурная зависимость компонент проводимости (3) определяется только функциями  $n_n(T)$  и  $n_s(T) = n - n_n(T)$ . В модели ГК  $n_s(t) = n(1 - t^4)$ ,  $t = T/T_c$ , приводит к известной зависимости  $\lambda(t) = \lambda_L(0)(1 - t^4)^{-1/2}$ , где  $\lambda_L(0) = (m/\mu_0 n e^2)^{1/2}$  – лондоновская глубина проникновения поля в сверхпроводник.

Параграф 1.3 Согласно теории БКШ [1] в основном состоянии ( $T = 0$ ) сверхпроводника все электроны связаны в куперовские пары, и мерой этой связи является величина  $\Delta(0)$ , определяющая щель в спектре одночастичных возбуждений. При этом два электрона, составляющие пару, находятся в состоянии взаимного движения с орбитальным моментом  $L = 0$  и в синглетном по спину состоянии, т.е. полный спин куперовской пары  $S = 0$ . Приведены общие формулы электродинамики сверхпроводников в БКШ модели, из которых получены простые аналитические выражения для компонент проводимости в двух предельных случаях теории БКШ.

В отличие от ГК модели зависимости  $Z(T)$  и  $\sigma(T)$  в БКШ модели имеют следующие основные особенности:

- 1) преобладающий при  $T < T_c/2$  экспоненциальный ход  $Z(T)$ ,  $\sigma(T) \propto \exp[-\Delta(0)/k_B T]$ ;
- 2) рост  $\sigma_1(T)$  в интервале  $0.85 < T/T_c < 1$  (когерентный пик).

Параграф 1.4 В теории БКШ константа электрон-фононной связи  $g$  предполагается малой. Сверхпроводники, для которых неравенство  $g \ll 1$  не выполняется, получили название сверхпроводников с сильной связью. Количественная теория для них строится на основе численных решений уравнений Элиашберга [4], которые учитывают эффект запаздывания в электрон-фононном взаимодействии. Поверхностный импеданс  $Z(T)$  и проводимость  $\sigma(T)$  в теории [4] имеют следующие особенности:

- 1) при  $g < 2$  основные соотношения теории БКШ для  $Z(T)$  и  $\sigma(T)$  могут быть применены для сверхпроводников с сильной связью с учетом ренормализации массы  $m^* = m(1 + g)$ ;
- 2) с увеличением  $g$  когерентный пик в проводимости  $\sigma_1(T)$  уменьшается, а, если константа связи достаточно велика ( $g > 2$ ), исчезает совсем [5];

3) численно рассчитанные кривые  $\lambda^2(0)/\lambda^2(T)$  в изотропной модели сильной связи оказались похожими на зависимость  $n_s(t)/n = 1 - t^4$  в двухжидкостной модели.

В параграфе 1.5 приведен простой способ описания всей совокупности наблюдаемых зависимостей  $Z(T)$  и  $\sigma(T)$  в купратных слоях ВТСП, предложенный в [6]. Идея состоит в обобщении двухжидкостной модели ГК на случай ВТСП, общим признаком которых являются большие значения  $T_c$ . В металлах при таких температурах существенны процессы неупругого рассеяния квазичастиц и, следовательно, естественным изменением ГК модели должен быть учет зависимости времени релаксации  $\tau(T)$  квазичастиц "нормальной жидкости" от температуры. Полагая, что процессы рассеяния в этой жидкости подобны происходящим в обычных металлах, для функции  $\tau(T)$  в нормальном и сверхпроводящем состояниях ВТСП используется формула Блоха-Грюнайзена (электрон-фононное рассеяние) и оставляется независящее от температуры время релаксации на примесях  $\tau(0)$ , фигурирующее в ГК модели:

$$\frac{1}{\tau(t)} = \frac{1}{\tau(0)} \left[ 1 + \frac{t^5 J_5(\kappa/t)/J_5(\kappa)}{\beta} \right], \quad J_5(\kappa/t) = \int_0^{\kappa/t} \frac{z^5 e^z dz}{(e^z - 1)^2}, \quad (4)$$

где  $t \equiv T/T_c$ ,  $\kappa = \Theta/T_c$  ( $\Theta$  – дебаевская температура) и  $\beta$  – численный параметр,  $\beta = \tau(T_c)/[\tau(0) - \tau(T_c)]$ . Продолжая формальную аналогию с металлами, можно сказать, что  $\beta$  характеризует "степень чистоты" ВТСП:  $\beta \approx \tau(T_c)/\tau(0) \ll 1$ , если  $\tau(0) \gg \tau(T_c)$ . Величина, отвечающая температуре  $\Theta$  в ВТСП, оценивается в несколько сотен градусов. При  $T < \Theta/10$  ( $\kappa > 10t$ ) второе слагаемое в квадратных скобках (4) пропорционально  $T^5$ ; при  $T > \Theta/5$  ( $\kappa < 5t$ ) оно пропорционально  $T$ . Таким образом, при  $\beta < 1$  обратное время релаксации (коэффициент затухания квазичастиц) равно  $1/\tau(0)$  в области  $T \ll T_c$ , а с увеличением температуры плавно растет степенным образом от  $\propto T^5$  до  $\propto T$  в районе  $T_c$ , обеспечивая при  $T > T_c$  линейный ход сопротивления  $\Delta\rho(T) \propto 1/\tau(T) \propto T$ .

В параграфе 1.6 рассматривается модель слабой связи с  $d$ -симметрией параметра порядка.

Считается, что параметр порядка в ВТСП соединениях имеет  $d$ -

симметрию, хотя микроскопический механизм, приводящий к появлению сильного притяжения с такой симметрией, до сих пор не ясен. Однако наиболее важные черты ВТСП можно понять на примере обобщения теории БКШ на случай орбитального момента пары  $L = 2$ , которое состоит в постулировании сильно анизотропного потенциала притяжения в виде  $V_{\mathbf{k}\mathbf{k}'} = -2V \cos(2\varphi_{\mathbf{k}}) \cos(2\varphi_{\mathbf{k}'})$ , где угол  $\varphi_{\mathbf{k}}$  отсчитывается от направления кристаллографической оси. Щель  $\Delta_{k_x^2 - k_y^2}(T)$  в спектре одночастичных возбуждений также зависит от направления квазиимпульса  $\mathbf{k}$  возбуждения и имеет вид  $\Delta_{k_x^2 - k_y^2}(T) = \Delta_0(T) \cos(2\varphi)$ , где  $\Delta_0$  – максимальная величина щели.

Сверхпроводник с  $d$ -симметрией орбитального момента пары обладает двумя важнейшими свойствами:

- 1) щель  $\Delta_{k_x^2 - k_y^2}$  равна нулю вдоль четырех линий цилиндрической Ферми-поверхности;
- 2) в  $d$ -состоянии происходит изменение фазы волновой функции пары в зависимости от направления вектора  $\mathbf{k}$ .

В области температур  $T < T_c/3$ , в отличие от полученной в модели БКШ экспоненциальной зависимости изменения глубины проникновения поля  $\Delta\lambda(T) \equiv \lambda(T) - \lambda(0)$ , в случае  $d$ -симметрии параметра порядка  $\Delta\lambda(T)$  имеет линейную температурную зависимость:

$$\frac{\lambda^2(0)}{\lambda^2(T)} \approx 1 - 2 \ln 2 \frac{T}{\Delta_0(T)}. \quad (5)$$

Введение примесей приводит к изменению температурной зависимости  $\Delta\lambda(T)$  от линейной к квадратичной [7].

В главе 2 описаны конструкция низкотемпературной вставки и экспериментальной установки, подробно рассматривается методика измерения температурных зависимостей обеих компонент поверхностного импеданса.

Параграф 2.1. Приведено описание низкотемпературной вставки в криостат, которая была спроектирована и изготовлена для прецизионных измерений поверхностного импеданса материалов в миллиметровом диапазоне длин волн в интервале температур  $0.4 < T < 120$  К.

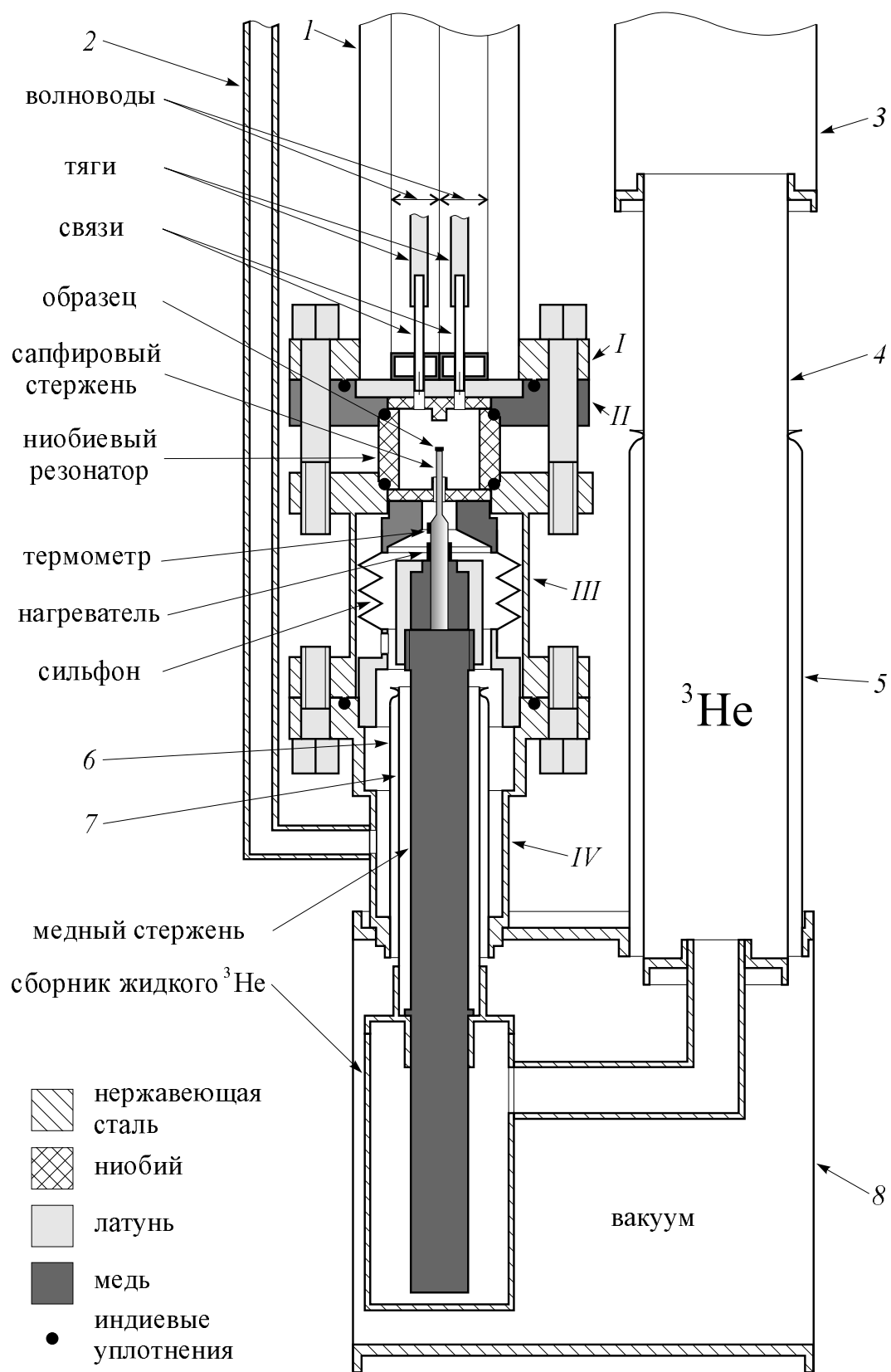
На рис. 1 показана та часть вставки, которая помещена в жидкий

$^4\text{He}$ . Вставку условно можно разделить на две части: резонаторный блок и блок охлаждения образца.

Основной частью резонаторного блока является объемный цилиндрический ниобиевый резонатор, внутренние диаметр и высота которого равны 14 мм. Он состоит из двух крышек и цилиндрической части. В резонаторе возбуждается мода  $H_{011}$  на частоте 28.2 ГГц. Эта мода вырождена с модой  $E_{111}$ , поэтому для подавления и смещения по частоте моды  $E_{111}$  относительно  $H_{011}$  на крышках резонатора оставлены цилиндрические выступы.

Два размещенных в трубке 1 передающих СВЧ-сигнал волновода внутреннего сечения  $3.4 \times 7.2 \text{ мм}^2$  заканчиваются изгибами волноводов типа Е-уголков. Короткие стороны этих уголков припаиваются к поддерживающей их латунной шайбе, в них просверлены отверстия, совмещенные с отверстиями в верхней крышке резонатора. Для исключения прямого просачивания микроволнового сигнала между латунной шайбой и верхней крышкой резонатора вокруг отверстий проложены тонкие индиевые уплотнения (на рис. 1 они не показаны). В образованные каналы вставлены связи - коаксиальные волноводы с петлями на конце. Размеры петель были подобраны экспериментально. Тефлоновые части коаксиальных волноводов закреплены в тросах, преобразующих вращательное движение регуляторов, расположенных вне криостата при комнатной температуре, в поступательное движение связей. Изменяя расстояние между петлями и резонатором, можно плавно менять степень связи СВЧ-тракта с резонатором непосредственно во время гелиевого опыта.

Нижняя крышка резонатора прижимается к его цилиндрической части сильфоном, играющим роль пружины. Через отверстие в центре нижней крышки в резонатор входит сапфировый стержень диаметром 1 мм, на верхнем торце которого с помощью апьезона закрепляют образец. Вне резонатора к сапфировому стержню крепятся  $\text{RuO}_2$  термометр и нагреватель, к ним по обеспечивающей жесткость конструкции толстостенной трубке 2 подведены провода. Сапфировый стержень вклеен в медный держатель, который латунной гайкой плотно прижимается к торцу медного стержня. Медный стержень диаметром 10 мм и длиной



**Рис. 1.** Конструкция помещенной в криостат части вставки.

110 мм припаян к сборнику жидкого  $^3\text{He}$ .

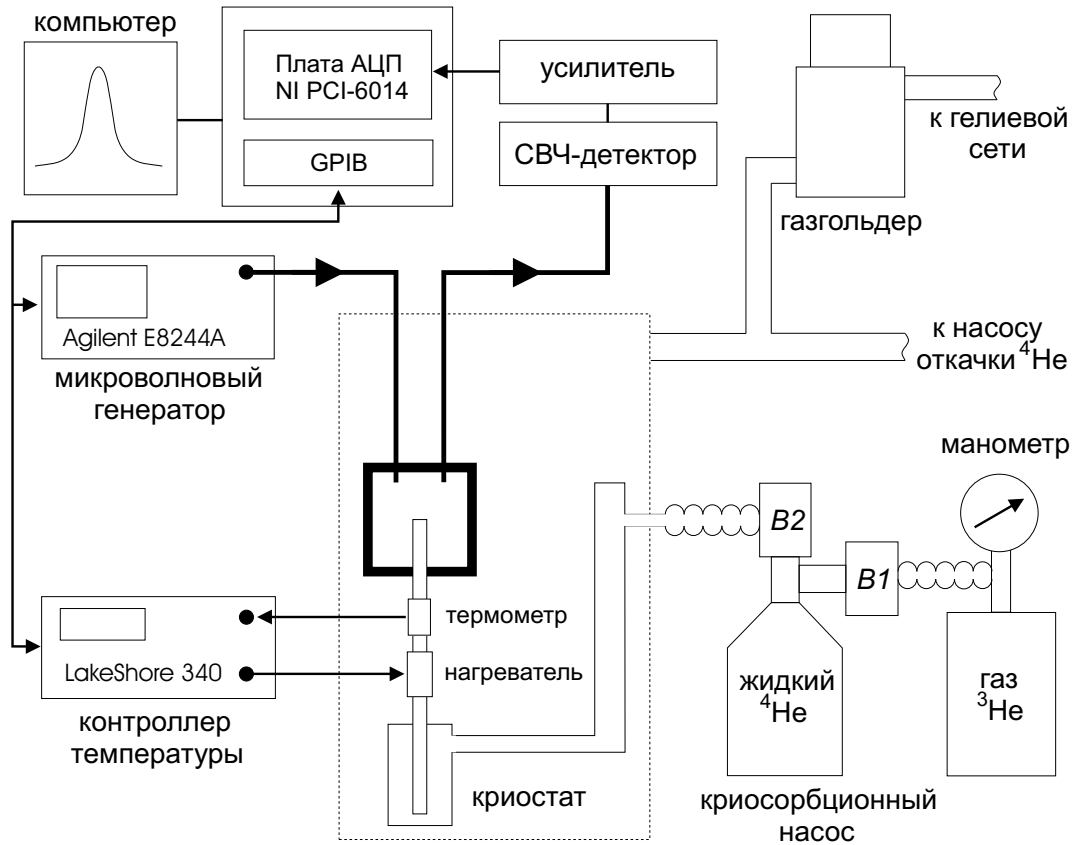
Трубка 1, внутренние части волноводов, внутренняя часть резонатора и верхняя часть медного стержня составляют одну вакуумную полость, откачиваемую перед началом эксперимента через трубку 2. Все разборные соединения в цепочке деталей фланец I - фланец II - цилиндрическая часть резонатора - фланцы детали III - фланец детали IV герметизируются индиевыми уплотнениями и зажимаются латунными болтами. Для доступа к сапфировому стержню латунные болты, соединяющие фланцы деталей III и IV, выкручиваются, и резонаторный блок на трубке 1 поднимается вверх, при этом сапфировый стержень, нижняя крышка резонатора на сильфоне и деталь IV остаются на месте.

При подаче в блок охлаждения образца газообразный  $^3\text{He}$  проходит через трубки 3 и 4. При откачке  $^4\text{He}$  из полости криостата до температуры 1.4 К на стенках этих трубок  $^3\text{He}$  конденсируется. Из трубки 4 конденсат попадает в сборник жидкого  $^3\text{He}$ , и охлаждает медный стержень. На трубке 4 закреплена вакуумная рубашка, состоящая из трубок 5 – 8, верхней и нижней крышек. В процессе изготовления вакуумная рубашка была тщательно откачена до высокого вакуума.

Используемый в блоке охлаждения образца газообразный  $^3\text{He}$  хранится при комнатной температуре в баллоне (см. рис. 2). Баллон соединяется с криогенным насосом гибким сильфонным шлангом через вентиль 1. Насос изготовлен из заваренной снизу тонкостенной трубки из нержавеющей стали, заполненной на треть используемым в качестве сорбента активированным углем, и укрепленного сверху вентиля 2. Для охлаждения насоса используется транспортный сосуд Дьюара СТГ-40.

В параграфе 2.2 приведена схема автоматизированной системы для измерения температурных зависимостей добротности и резонансной частоты (рис. 2).

Персональный компьютер через GPIB адаптер Agilent 82357A задает частоту и мощность излучаемого высокостабильным генератором Agilent PSG-L E8244A сигнала. Прошедшая через резонатор СВЧ-волна попадает на измерительный детектор, который работает в квадратичном режиме. Сигнал с детектора через усилитель подается на плату АЦП



**Рис. 2.** Измерительная схема.

NI PCI-6014, которая производит ввод измеренного напряжения в компьютер.

Регулировку температуры сапфирового стержня производит контроллер LakeShore 340, который по четырехточечной схеме производит измерение сопротивления термометра, находящегося на сапфировом стержне. Охлаждающим контуром для регулирования температуры является криосистема, в качестве нагревателя используется находящееся на сапфировом стержне сопротивление.

Можно выделить три температурных диапазона работы установки:

а) при работе в интервале температур  $5 < T < 120$  К давление над жидким  $^4\text{He}$  в криостате поддерживается постоянным с помощью специальной системы и газгольдера;

б) при работе в интервале температур  $2 < T < 5$  К газ  $^4\text{He}$  из полости криостата откачивается механическим насосом до давления 2 мм рт. столба, что соответствует температуре жидкого  $^4\text{He}$  1.4 К;

в) при работе в интервале температур  $0.4 < T < 2$  К газ  $^3\text{He}$  кон-



денсифицируется в сборнике, и откачивается крионасосом.

После установки требуемой температуры стержня регистрируется зависимость прошедшей через резонансную систему СВЧ-мощности от частоты, и из полученной зависимости определяются значения резонансной частоты, добротности и амплитуды резонансной кривой.

Параграф 2.3 содержит описание обработки резонансной кривой.

Измерения сверхпроводящих образцов начинают с низкой температуры и проводят при минимальных связях СВЧ-тракта с резонатором, при которых достигается максимальная точность измерения малых потерь. Измеренная экспериментально зависимость прошедшей через резонансную систему СВЧ-мощности от частоты аппроксимируется формулой

$$P(f) = \frac{Q^2 P_0}{4Q^2 \left(\frac{f-f_0}{f_0}\right)^2 + 1}, \quad (6)$$

где  $Q$  – добротность резонансной системы,  $P_0$  – независимая от частоты константа. Таким способом на нашей установке определялись добротности в диапазоне значений  $(0.3 - 4) \cdot 10^6$ .

При приближении температуры к  $T_c$  потери энергии в образце растут, и добротность резонансной системы уменьшается. При этом, как видно из формулы (6), проходящий через резонатор сигнал падает, что делает практически невозможным продолжать при том же положении петель связей измерения  $P(f)$ . Поэтому степень связи СВЧ-тракта с резонатором увеличивают. Если петли связей находятся практически в резонаторе, наблюдаемая резонансная кривая не может быть описана формулой (6), так как регистрируемый детектором СВЧ-сигнал проходит не только через резонатор, но еще и через дополнительный канал – непосредственно с одной петли связи на другую. Поэтому

$$P(f) = |A(f) + B \exp[i\varphi]|^2, \quad (7)$$

где  $A(f)$  – амплитуда колебания без прямого просачивания,  $B$  – амплитуда колебания сигнала прямого просачивания, а  $\varphi$  – фаза сигнала прямого просачивания относительно вынуждающей силы. С использованием формулы (7) определялись добротности в диапазоне значений  $(0.2 - 3) \cdot 10^5$ .

Параграф 2.4 содержит вывод соотношений, связывающих измеряемые величины и компоненты поверхностного импеданса.

Монокристалл ВТСП обычно имеет форму пластинки с размерами  $a \sim b \sim 1$  мм,  $c \sim 0.1$  мм. Образец устанавливался на торце сапфирового стержня так, чтобы ось  $c$  кристалла была направлена вдоль поля  $\mathbf{H}_\omega$ ,  $\mathbf{H}_\omega \parallel c$ . При этом высокочастотные токи, определяющие микроволновый отклик кристалла в нормальном и сверхпроводящем состояниях, циркулируют только в  $ab$ -плоскостях. В этом случае температурные зависимости действительной и мнимой частей поверхностного импеданса определяются из измеренных температурных зависимостей добротности  $Q(T)$  и изменения резонансной частоты  $\Delta f(T)$  резонатора с образцом в сравнении с  $Q_0(T)$  и  $\Delta f_0(T)$  пустого резонатора из соотношений:

$$R(T) = \Gamma [Q^{-1}(T) - Q_0^{-1}(T)], \quad (8)$$

$$X(T) = -\frac{2\Gamma}{f_0} [\Delta f(T) - \Delta f_0(T)] + X_0, \quad (9)$$

где  $\Gamma = \frac{\omega \mu_0 \int_V H^2 dV}{\int_S H_z^2 dS}$  – геометрический фактор образца,  $X_0$  – аддитивная константа. Величина  $X_0$  может быть найдена из условия равенства мнимой и действительной частей импеданса в нормальном состоянии:  $R(T) = X(T)$  при  $T > T_c$ .

Параграф 2.5 посвящен факторам, влияющим на точность измерений: повторяемости, влиянию давления и тепловому расширению образца.

Глава 3 содержит результаты измерений поверхностного импеданса кристалла  $\text{Ba}_{0.4}\text{K}_{0.6}\text{BiO}_3$  с  $T_c \approx 11$  К.

В металлической фазе при ( $x > 0.35$ )  $\text{Ba}_{1-x}\text{K}_x\text{BiO}_3$  является сверхпроводником. Поскольку это оксид, обладающий структурой перовскита, напрашивается аналогия с купратными ВТСП. Действительно, температура сверхпроводящего перехода  $\text{Ba}_{1-x}\text{K}_x\text{BiO}_3$  при оптимальном допировании ( $x \approx 0.4$ ) довольно велика —  $T_c \approx 30$  К (что было рекордом среди не содержащих меди сверхпроводников до появления  $\text{MgB}_2$ ) и его традиционно относят к ВТСП. При этом, однако,  $\text{Ba}_{1-x}\text{K}_x\text{BiO}_3$  не содержит

атомов переходных металлов, не имеет аналогов плоскостей  $\text{CuO}_2$ , а его свойства практически изотропны.

Измерения температурных зависимостей поверхностного импеданса оптимально допированного кристалла  $\text{Ba}_{0.6}\text{K}_{0.4}\text{BiO}_3$  ( $T_c \approx 30$  К) на частоте 9.4 ГГц были приведены в статье [6]. Как и в кристаллах ВТСП с тетрагональной решеткой, в нем наблюдали линейные температурные зависимости  $\lambda(T)$  и  $R(T)$  при  $T < T_c/2$ ; их экстраполяции к  $T \rightarrow 0$  дают значения  $\lambda(0) \approx 300$  нм и  $R_{res} \approx 10$  мОм.

Еще одним общим признаком оптимально допированных купратных ВТСП и  $\text{Ba}_{0.6}\text{K}_{0.4}\text{BiO}_3$  является положительная кривизна температурной зависимости верхнего критического поля  $B_{c2}(T)$ .

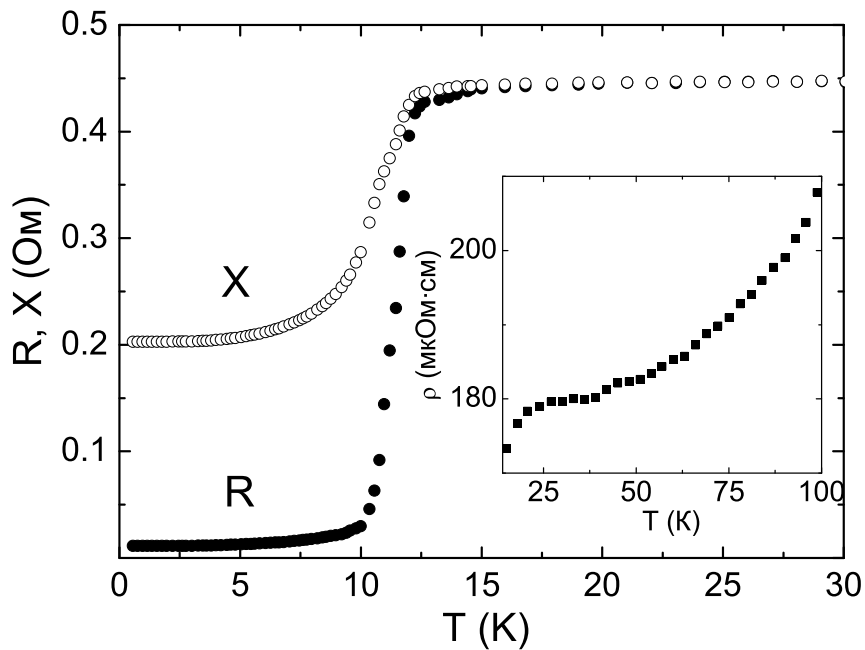
Температура сверхпроводящего перехода изучаемого образца  $\text{Ba}_{0.4}\text{K}_{0.6}\text{BiO}_3$  была  $T_c \approx 11$  К. Образец был выращен из расплава состава К:Ва:Ви=226:1.2:6.3 при температуре 300<sup>0</sup> С, время роста составляло 9 ч [8]. Он имел форму параллелепипеда размером  $0.35 \times 0.4 \times 0.5$  мм<sup>3</sup>, его геометрический фактор  $\Gamma = 27$  кОм.

В нашей лаборатории были проведены измерения температурной зависимости второго критического поля  $B_{c2}(T)$  в этом кристалле, которая хорошо описывается теорией БКШ. Извлеченное из величины второго критического поля  $B_{c2}(0) = 0.44$  Тл значение длины когерентности  $\xi_0 = 27$  нм.

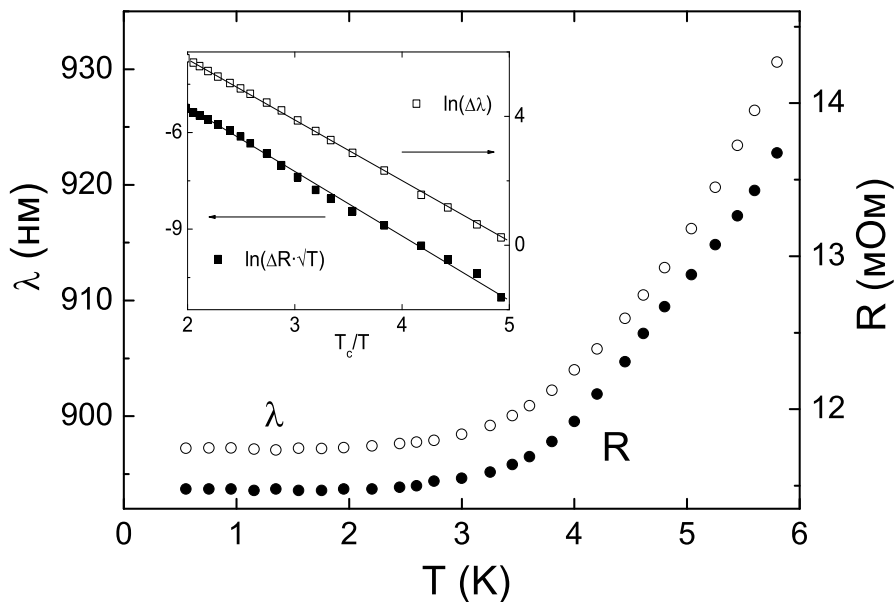
На рис. 3 приведены температурные зависимости компонент поверхностного импеданса  $R(T)$  и  $X(T)$  в нормальном и сверхпроводящем состояниях кристалла  $\text{Ba}_{0.4}\text{K}_{0.6}\text{BiO}_3$ .

При  $T > T_c$  выполняется условие нормального скин-эффекта  $R(T) = X(T)$ , что позволяет найти температурную зависимость удельного сопротивления кристалла  $\rho(T) = 2R^2(T)/\omega\mu_0$ , изображенную на вставке.

Кривые  $R(T)$  и  $\lambda(T) = X(T)/\omega\mu_0$  в интервале  $0.4 \leq T \leq 6$  К показаны на рис. 4. Как и в классических сверхпроводниках, в данном кристалле при  $T < T_c/4$  сопротивление  $R(T)$  выходит на независящий от  $T$  уровень остаточных потерь  $R_{res} \approx 11.5$  мОм. Также в этом температурном интервале глубина проникновения поля не зависит от  $T$  и при



**Рис. 3.** Поверхностное сопротивление  $R(T)$  и реактанс  $X(T)$  в сверхпроводящем и нормальном (фрагмент) состояниях кристалла ВКВО на частоте 28.2 ГГц. На вставке – зависимость  $\rho(T)$  в интервале  $10 < T \leq 100$  К.



**Рис. 4.** Зависимости  $R(T)$  и  $\lambda(T) = X(T)/\omega\mu_0$  в кристалле ВКВО при низкой температуре. На вставке логарифм зависимостей  $\Delta R(T) \cdot \sqrt{T} = [R(T) - R_{res}] \cdot \sqrt{T}$  (сплошные квадраты) и  $\Delta\lambda(T) = [\lambda(T) - \lambda(0)]$  (пустые квадраты) сравнивается с расчетами в модели БКШ (сплошные линии); их наклоны определяют величину щели  $\Delta(0)$ .

$T \rightarrow 0$  равна  $\lambda(0) \approx 900$  нм.

На вставке к рис. 4 через экспериментальные точки при  $T < T_c/2$  проведены прямые, которые соответствуют БКШ-зависимостям  $\Delta R(T) = R(T) - R_{res} = \frac{A}{\sqrt{T}} \exp[-\Delta(0)/k_B T]$ ,  $\Delta\lambda(T) = \lambda(T) - \lambda(0) = B \exp[-\Delta(0)/k_B T]$ , где  $A$  и  $B$  – константы, а  $\Delta(0)$  – величина сверхпроводящей щели при  $T = 0$ . Обе зависимости дают значение  $\Delta(0) \approx (2 \pm 0.1) k_B T_c$ . Коэффициент в последнем выражении больше теоретического БКШ значения 1.76, что указывает на необходимость использования теории сильной связи Элиашберга для точного описания свойств этого сверхпроводника. Экспоненциальное поведение  $Z(T)$  при  $T < T_c/2$  свидетельствует о  $s$ -симметрии параметра порядка в нем.

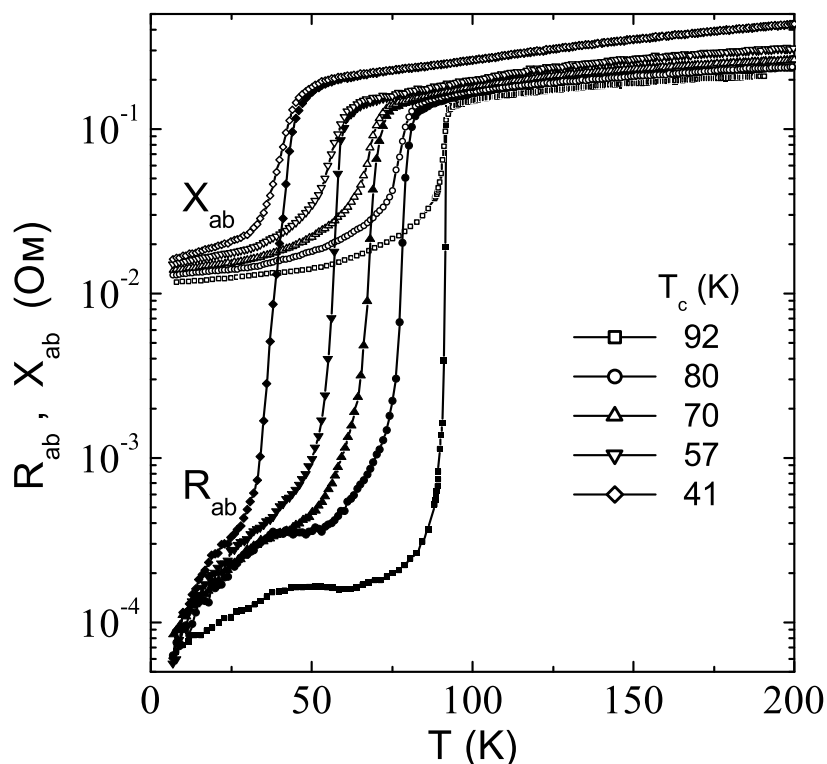
Экспериментально найденное значение  $\sigma_2(0)/\sigma(T_c) = 9.3$ , поэтому из формулы теории БКШ  $\frac{\sigma_2(0)}{\sigma(T_c)} = \frac{v_F}{\omega(l+\xi_0)}$  находим, что длина пробега носителей  $l \approx 5 \xi_0 = 135$  нм, скорость Ферми  $v_F = \frac{\pi \xi_0 \Delta(0)}{\hbar} \approx 3 \cdot 10^5$  м/с. При  $T = T_c$  время релаксации  $\tau = l/v_F \approx 5 \cdot 10^{-13}$  с.

Таким образом,  $\text{Ba}_{0.4}\text{K}_{0.6}\text{BiO}_3$  с  $T_c \approx 11$  К является лондоновским сверхпроводником с синглетным  $s$ -типом спаривания и достаточно сильным электрон-фононным взаимодействием.

В главе 4 приведены результаты измерений температурных зависимостей поверхностного импеданса в кристалле  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$  с различным уровнем допирования. Обсуждается влияние псевдощели на плотность сверхпроводящей жидкости.

Параграф 4.1 содержит результаты измерений поверхностного импеданса кристалла  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$  на частоте 9.4 ГГц, в котором уровень допирования кислородом  $x$  варьировался от 0.07 до 0.47. Изучаемый образец имел форму вытянутого параллелепипеда с размерами  $a \times b \times c = 0.4 \times 1.6 \times 0.1$  мм<sup>3</sup>. Геометрический фактор образца равен  $\Gamma = 90$  кОм.

Для уменьшения содержания кислорода образец отжигался в течение двух суток в воздухе при высоких температурах и атмосферном давлении, после чего проводилась закалка в жидком азоте. Отжиг при температурах 500, 520, 550, 600, 720 °С привел, соответственно, к критическим температурам  $T_c = 92, 80, 70, 57, 41$  К. Ширина сверхпроводящего



**Рис. 5.**  $R_{ab}(T)$  (сплошные символы) и  $X_{ab}(T)$  (пустые символы) монокристалла YBCO с различным содержанием кислорода.

перехода, согласно измерениям восприимчивости на частоте 100 кГц, составляла 0.5 К в оптимально допированном ( $x = 0.07$ ) состоянии, но увеличивалась с ростом  $x$ , достигая 4 К при  $x = 0.47$ . Используя эмпирическое соотношение [9]  $T_c = T_{c, max}[1 - 82.6(p - 0.16)^2]$  с  $T_{c, max} = 92$  К при  $p = 0.16$  ( $x = 0.07$ ), находим концентрации  $p = 0.12, 0.106, 0.092, 0.078$  дырок, приходящихся на атом меди в плоскости  $\text{CuO}_2$ , для остальных четырех состояний  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$  с меньшими  $T_c$  и  $x = 0.26, 0.33, 0.40, 0.47$  соответственно. Кривые поверхностного импеданса  $Z_{ab}(T)$  образца при изменении содержания кислорода в нем приведены на рис. 5.

Как следует из рис. 5, при каждом  $x$  в нормальном состоянии ( $T > T_c$ ) действительные и мнимые части поверхностного импеданса кристалла  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$  совпадают:  $R_{ab}(T) = X_{ab}(T)$ .

В  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.93}$  ( $p = 0.16$ ) температурная зависимость  $R_{ab}(T)$  в сверхпроводящем состоянии имеет широкий пик в области  $T \sim T_c/2$ , присущий высококачественным оптимально допированным кристаллам YBCO. С уменьшением  $p$  пик в области  $T \sim T_c/2$ , как видно из рис. 5, переходит в плато в случае  $T_c = 80$  К и исчезает в образцах с более

низкими критическими температурами. Остаточные потери в кристаллах не претерпевают существенных изменений и остаются на уровне  $R_{res} \sim 40$  мкОм.

Экстраполяция к  $T \rightarrow 0$  линейными отрезками измеренных кривых  $\lambda_{ab}(T) = X_{ab}(T)/\omega\mu_0$  для пяти состояний кристалла  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$  при  $T < T_c/3$  дает следующие значения  $\lambda_{ab}(0)$ : 152, 170, 178, 190, 198 нм для  $p = 0.16, 0.12, 0.106, 0.092, 0.078$  соответственно.

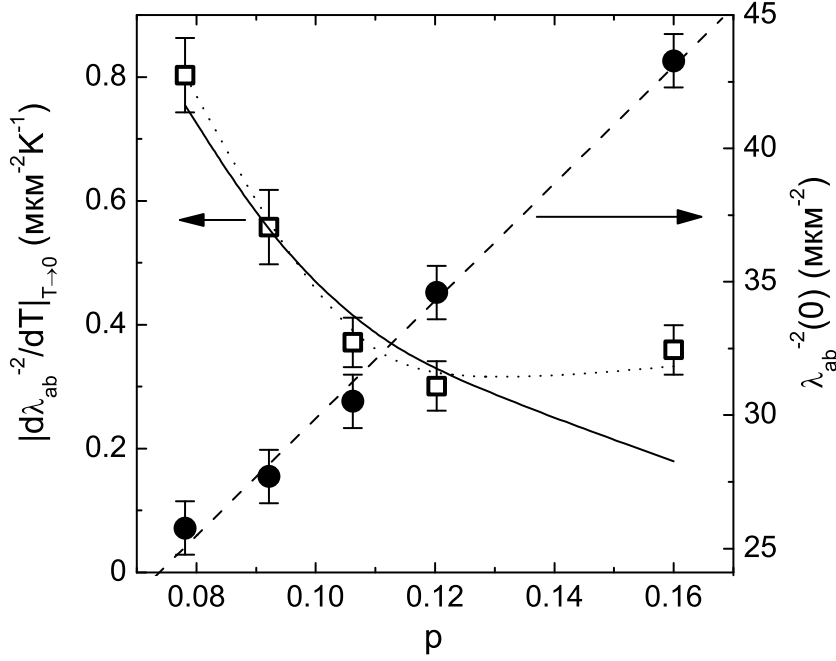
В параграфе 4.2 обсуждаются модели псевдощелевого состояния фазовой диаграммы купратных ВТСП.

В чистом сверхпроводнике с  $d$ -симметрией щели величина  $\Delta n_s(T) \equiv n_s(T) - n_0$  линейно зависит от температуры  $T \ll T_c$ :  $\Delta n_s(T) \propto (-T/\Delta_0)$ , где  $n_0 \equiv n_s(0)$  и  $\Delta_0 \equiv \Delta(0)$  - плотность сверхпроводящей жидкости и амплитуда щели при  $T = 0$ . Эта зависимость надежно подтверждена измерениями лондоновской глубины проникновения  $\lambda_{ab}(T) = \sqrt{m/\mu_0 e^2 n_s(T)}$  электромагнитного поля, затухающего в купратных  $ab$ -плоскостях оптимально допированных ВТСП:  $\Delta\lambda_{ab}(T) \propto T$  при  $T < T_c/3$ . Производная  $|dn_s(T)/dT|$  при  $T \rightarrow 0$  определяет величину  $n_0/\Delta_0$ .

Для объяснения эффекта падения плотности состояний одночастичных возбуждений вблизи уровня Ферми, обнаруженного во многих экспериментах с недодопированными ВТСП при  $T \gtrsim T_c$ , развивались концепции псевдощели. Было установлено, что псевдощелевой параметр порядка имеет ту же  $d$ -симметрию, что и сверхпроводящий, и влияет на спектр квазичастиц при  $T < T_c$ . Это влияние в модели [10, 11], основанной на формировании парных электронных возбуждений с конечным импульсом при  $T > T_c$ , приводит к росту  $\Delta_0(p)$ , и следует ожидать уменьшения производной  $|dn_s(T)/dT|_{T \rightarrow 0} \propto n_0(p)/\Delta_0(p)$ .

Обратное поведение  $|dn_s(T)/dT|$  следует из DDW сценария псевдощели [12, 13]. В этой модели DDW параметр порядка  $W(p, T)$  прямо вводится в квазичастичную зонную структуру. Щель  $\Delta_0(p)$  монотонно уменьшается с уменьшением  $p$ . В результате DDW модель предсказывает рост наклона кривых  $n_s(T, p)/n_0$  при низких  $T$  и  $p < 0.1$ .

В параграфе 4.3 приводятся результаты измерений плотности



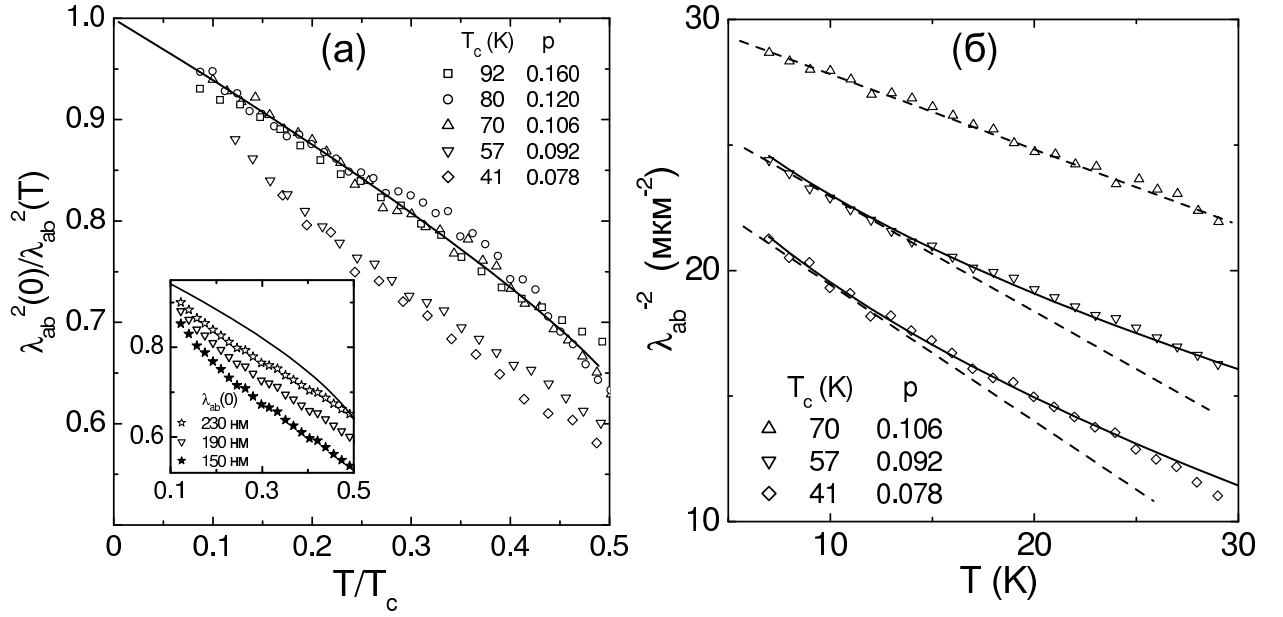
**Рис. 6.** Значения  $\lambda_{ab}^{-2}(0) = n_0\mu_0e^2/m$  (правая шкала) и наклоны  $|d\lambda_{ab}^{-2}(T)/dT|_{T \rightarrow 0} = |dn_s(T)/dT|_{T \rightarrow 0}\mu_0e^2/m$  (левая шкала) как функции  $p = 0.16 - \sqrt{(1 - T_c/T_{c, max})/82.6}$  с  $T_{c, max} = 92$  К в  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ . Планки погрешностей соответствуют экспериментальной точности. Штриховая и пунктирная линии проведены на глаз. Сплошная линия – зависимость  $|dn_s(T)/dT| \propto p^{-2}$ .

сверхпроводящей жидкости и обсуждается их связь с теориями псевдощелевого состояния.

В нашем эксперименте при уменьшении концентрации дырок вдвое (от  $p = 0.16$  до  $p = 0.078$ ) величина  $\lambda_{ab}^{-2}(0) = n_0\mu_0e^2/m$  также уменьшается приблизительно в два раза, как это следует из рис. 6. В DDW модели  $n_0(p) \propto p$  в интервале  $0.07 < p < 0.17$ .

На рис. 6 приведены также зависимости от  $p$  наклонов  $|d\lambda_{ab}^{-2}(T)/dT|_{T \rightarrow 0} \propto |dn_s(T)/dT|_{T \rightarrow 0}$  кривых  $\lambda_{ab}^{-2}(T)$ , полученные из данных  $\lambda_{ab}(T)$  при  $T < T_c/3$ . В интервале  $0.1 < p \leq 0.16$  величина  $|d\lambda_{ab}^{-2}(T)/dT|$  меняется слабо, что соответствует выводам [12]. Однако при  $p \lesssim 0.1$  происходит ее резкий рост: наклон  $\lambda_{ab}^{-2}(T)$  увеличивается в 2.5 раза при уменьшении  $p$  от 0.12 до 0.08. Сплошная линия на рис. 6 изображает зависимость  $|d\lambda_{ab}^{-2}(T)/dT| \propto p^{-2}$ . Пунктирная линия на рис. 6, проведенная через все экспериментальные значения





**Рис. 7.** а)  $\lambda_{ab}^2(0)/\lambda_{ab}^2(T) = n_s(T)/n_0$  при  $T < T_c/2$  в  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$  с разными уровнями допирования. Сплошная линия – зависимость  $\lambda_{ab}^2(0)/\lambda_{ab}^2(T)$  в чистом  $d$ -волновом сверхпроводнике. На вставке приведены экспериментальная кривая  $n_s(T)/n_0$  для  $p = 0.092$  (треугольники) и кривые, построенные с увеличенными (светлые звезды) и уменьшенными (сплошные звезды) на 40 нм значениями  $\lambda_{ab}(0)$ ; б) сравнение экспериментальных кривых  $\lambda_{ab}^{-2}(T) \propto n_s(T)$  (символы) с линейной  $\Delta\lambda_{ab}^{-2}(T) \propto (-T)$  (штриховые линии) и корневой  $\Delta\lambda_{ab}^{-2}(T) \propto (-\sqrt{T})$  (сплошные линии) зависимостями в умеренно допированном ( $p = 0.106$ ,  $x = 0.33$ ) и сильно недодопированных ( $p = 0.092$ ,  $x = 0.40$ ;  $p = 0.078$ ,  $x = 0.47$ ) кристаллах  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ .

$|d\lambda_{ab}^{-2}(T)/dT|$ , отражает поведение этой величины в DDW модели.

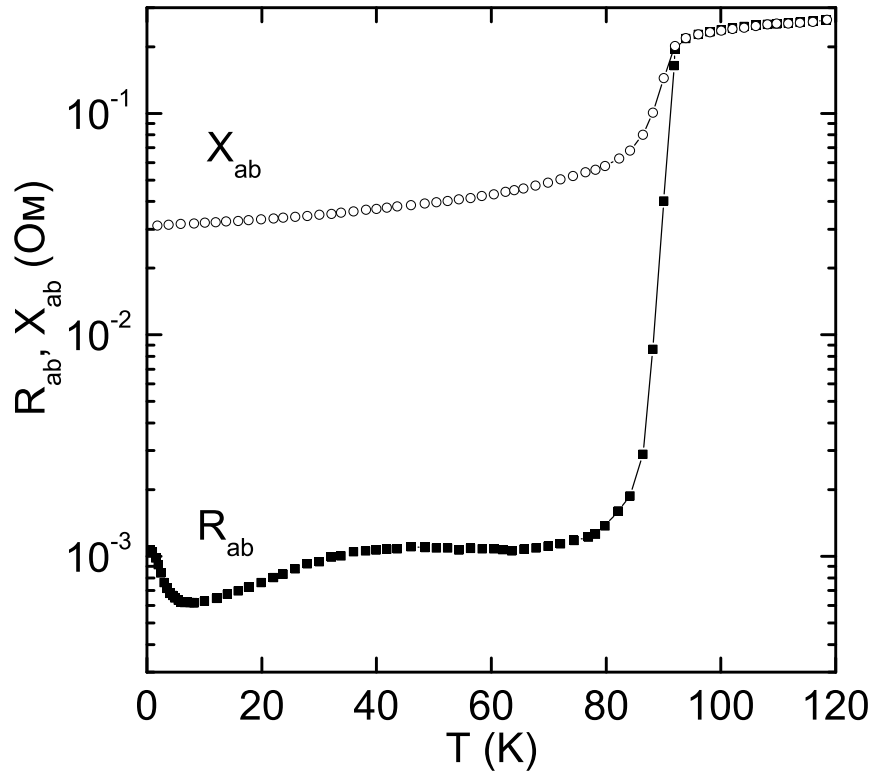
Другим подтверждением этой концепции псевдощели служит изменение температурной зависимости плотности сверхпроводящей жидкости  $\Delta n_s(T)$  при низких  $T$  в сильно недодопированном  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ . На рис. 7а приведены в нормированном виде  $\lambda_{ab}^2(0)/\lambda_{ab}^2(T) = n_s(T)/n_0$  для всех состояний кристалла  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$  с разными  $p$  (символы) при  $T < T_c/2$ . Сплошной линией изображена зависимость  $n_s(T)/n_0$  в чистом  $d$ -волновом сверхпроводнике. Явной особенностью сильно недодопированных ( $p = 0.078$  и  $p = 0.092$ ) состояний является вогнутость кривых  $n_s(T)/n_0$  на фоне зависимости для  $d$ -сверхпроводника и кривых  $n_s(T)/n_0$

для состояний с  $p = 0.16$ ,  $p = 0.12$  и  $p = 0.106$ . Следует отметить, что эта особенность несильно зависит от значений  $\lambda_{ab}(0)$ . Это продемонстрировано на вставке рис. 7а, где экспериментальные данные  $n_s(T)/n_0$  для  $p = 0.092$  (треугольники) сравниваются с полученными путем увеличения  $\lambda_{ab}(0)$  (светлые звезды) и уменьшения (сплошные звезды) на 40 нм – величину, значительно превосходящую экспериментальную неточность  $\sim 5$  нм определения  $\lambda_{ab}(0)$ .

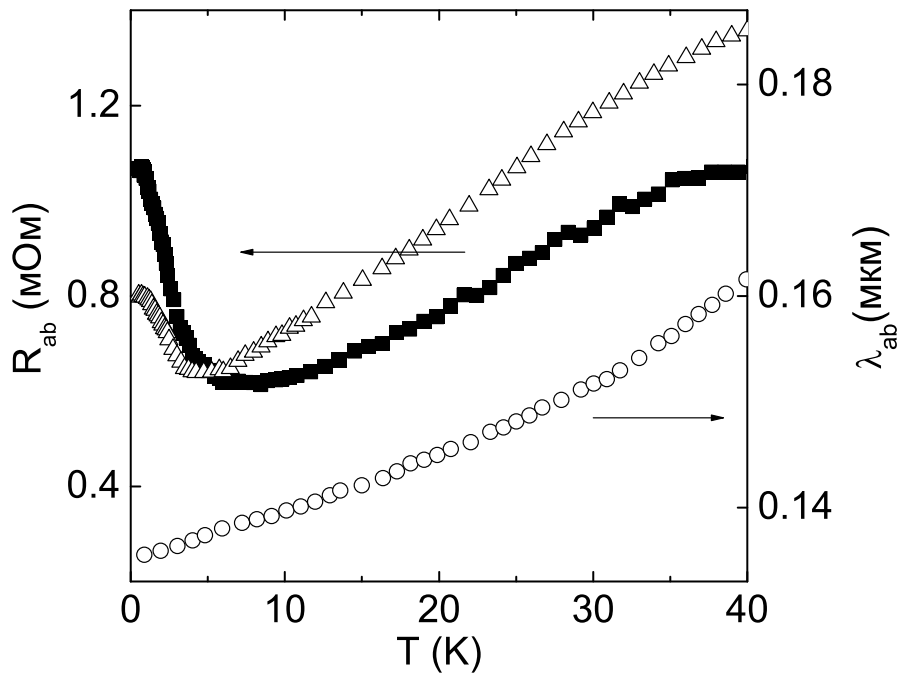
Поведение  $n_s(T)/n_0$  на рис. 7а противоречит выводам концепции псевдощели [11], как предвестника сверхпроводимости, но согласуется с DDW сценарием. Согласно [13], хотя при асимптотически низких температурах  $n_s(T)$  по-прежнему остается линейной функцией  $T$ , возникает промежуточная область температур, в которой  $n_s(T)$  ведет себя как  $\sqrt{T}$ . Действительно, в промежуточном интервале температур  $0.1 T_c < T \lesssim 0.5 T_c$  экспериментальные зависимости  $n_s(T)$  в  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.60}$  и  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.53}$  с  $p < 0.1$  не линейны и близки к корневым. Это демонстрирует рис. 7б, где измеренные кривые  $\lambda_{ab}^{-2}(T) \propto n_s(T)$  сравниваются с линейной ( $\propto T$ ) в  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.67}$  ( $p = 0.106$ ) и  $\sqrt{T}$ -зависимостями  $\Delta\lambda_{ab}^{-2}(T) = -3\sqrt{T}$  ( $\lambda_{ab}$  и  $T$  выражены в мкм и К) в  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.60}$  ( $p = 0.092$ ) и  $\Delta\lambda_{ab}^{-2}(T) = -3.5\sqrt{T}$  в  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.53}$  ( $p = 0.078$ ). Штриховые линии на рис. 7б соответствуют продолженной в область высоких температур линейной экстраполяции кривых  $\lambda_{ab}(T)$  при  $T < T_c/3$ .

Глава 5 содержит результаты измерений температурной зависимости поверхностного импеданса на частоте 28.2 ГГц в температурном интервале  $0.4 < T < 120$  К кристаллов  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$  из той же серии, что и описанные в предыдущей главе, но с которыми был проведен многократный дополнительный отжиг как в атмосфере, так и в токе кислорода. Последний отжиг в кислороде привел к  $T_c \approx 90$  К и ширине сверхпроводящего перехода 1.5 К. На рис. 8 приведены температурные зависимости компонент  $R_{ab}(T)$  и  $X_{ab}(T)$  в нормальном и сверхпроводящем состояниях кристалла  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ , который имел форму параллелепипеда размером  $0.5 \times 1.5 \times 0.1$  мм<sup>3</sup> и геометрический фактор  $\Gamma = 9.5$  кОм.

Равенство  $R_{ab}(T) = X_{ab}(T)$  при  $T > T_c$  свидетельствует о выполнении условия нормального скин-эффекта в  $ab$ -плоскостях монокристаллов



**Рис. 8.** Температурные зависимости поверхностного сопротивления  $R_{ab}(T)$  и реактанса  $X_{ab}(T)$  монокристалла  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$  на частоте 28.2 ГГц.



**Рис. 9.** Низкотемпературные части  $R_{ab}(T)$  (квадраты) и  $\lambda_{ab}(T) = X_{ab}(T)/\omega\mu_0$  (кружки). Треугольниками показано поведение  $R_{ab}(T)$  другого кристалла YBCO из той же серии образцов.

$\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ .

В сверхпроводящем состоянии зависимость  $R_{ab}(T)$  имеет характерный для оптимально допированных кристаллов  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.93}$  широкий пик в области  $T \sim T_c/2$ . При  $T_c/10 < T < T_c/3$  зависимости  $R_{ab}(T)$  и  $\lambda_{ab}(T) = X_{ab}(T)/\omega\mu_0$  – линейные. Их экстраполяция к  $T \rightarrow 0$  К приводит к значению поверхностного сопротивления  $R_{ab}(0) \approx 0.5$  мОм и глубине проникновения поля в купратные плоскости образца  $\lambda_{ab}(0) \approx 140$  нм.

Возможность проводить измерения в температурном интервале  $0.4 < T < 7$  К позволила обнаружить необычное поведение температурной зависимости поверхностного сопротивления: с понижением температуры сопротивление  $R_{ab}(T)$  возрастало. При этом температурная зависимость реактанса  $X_{ab}(T)$  с экспериментальной точностью оставалась линейной. Был измерен еще один монокристалл из той же серии образцов, и он показал качественно такое же поведение при низких температурах (см. рис. 9).

Рост поверхностного сопротивления при  $T < 10$  К наблюдался ранее только в кристаллах YBCO низкого качества с высоким значением остаточного сопротивления и в образцах с примесями Zn с пониженными значениями  $T_c$ . При этом он сопровождался увеличением глубины проникновения  $\lambda_{ab}(T)$  с уменьшением температуры, так что у кривых  $\lambda_{ab}(T)$  наблюдался минимум в районе 4-7 К.

Отчетливые минимумы у кривых  $R_{ab}(T)$  и  $\lambda_{ab}(T)$  при  $T \sim 5$  К и их рост при  $T < 5$  К наблюдались также в кристаллах GdBaCuO. При этом рост обеих компонент поверхностного импеданса был одного порядка величины, и при  $T \lesssim 2.5$  К он менялся на резкое падение  $R_{ab}(T)$  и  $X_{ab}(T)$ . Такое поведение поверхностного импеданса авторы связывают с объемным парамагнетизмом магнитных ионов Gd ( $\mu \approx 8\mu_B$ ), которые ниже температуры Нееля  $T_N = 2.25$  К имеют антиферромагнитный переход.

С точностью до погрешности наших измерений  $\Delta\lambda(T) \sim 1$  нм никаких особенностей у кривых  $\lambda_{ab}(T)$  на рис. 9 не наблюдается.

Следовательно, рост  $R_{ab}(T) = \frac{1}{2}\mu_0^2\omega^2\lambda^3\sigma_1$  при  $T < 10$  К может быть обусловлен только резким увеличением действительной части проводимости в  $ab$ -плоскостях  $\sigma_1(T)$ , определяемой в двухжидкостной модели

формулой (3), в которой примесное время релаксации квазичастиц  $\tau$  в кристаллах YBCO при  $T \ll T_c$  достигает  $10^{-11}$  с ( $1/\tau \approx 5$  К). В сверхпроводниках с  $d$ -симметрией параметра порядка с максимальной величиной щели  $\Delta_0$  квазичастицы возбуждаются термически вблизи нулей щели при  $\Delta_0 \gg T > 1/\tau$ , но все известные механизмы рассеяния их на точечных или протяженных дефектах не приводят к росту проводимости  $\sigma_1(T)$ , а, наоборот, зануляют ее:  $\sigma_1(T) \rightarrow 0$  при  $T \rightarrow 0$  [14].

Наличие даже малого количества примесей в  $d$ -сверхпроводнике приводит к конечной плотности квазичастиц с нулевой энергией. Рассеивание этих квазичастиц на примесях в борновском и унитарном пределе приводят к ненулевой проводимости  $\sigma_1(T) \neq 0$  при  $T < \sqrt{\Delta_0/\tau}$  [15].

В настоящее время неизвестно, как меняется  $\sigma_1(T)$  при переходе от теплового режима ( $T > 1/\tau$ ) к режиму беспорядка ( $T < 1/\tau$ ).

Основные результаты и выводы.

1. Главным методическим достижением работы является разработка и изготовление оригинальной установки для прецизионных измерений температурных зависимостей компонент поверхностного импеданса  $Z(T) = R(T) + iX(T)$  кристаллов сверхпроводников малого размера в температурном интервале от 0.4 до 120 К. Установка совмещает высокочастотную резонансную систему, измеряющую микроволновый отклик образца на частоте 28 ГГц, и блок охлаждения с использованием откачки паров  $^3\text{He}$ .
2. Установлено, что соединение  $\text{Ba}_{0.4}\text{K}_{0.6}\text{Bi}_3\text{O}_3$  с температурой сверхпроводящего перехода  $T_c \approx 11$  К является лондоновским сверхпроводником с синглетным  $s$ -типом спаривания и достаточно сильным электрон-фононным взаимодействием.
3. Исследовано поведение плотности  $n_s(T, p) \propto \sigma_2(T, p)$  сверхпроводящей жидкости кристалла  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ , в котором уровень допирования кислородом  $x$  варьировался от 0.07 до 0.47, что соответствует изменению концентрации дырок  $p$ , приходящихся на атом меди в плоскости  $\text{CuO}_2$ , в интервале  $0.16 \geq p \geq 0.078$ .

Обнаружено, что

- (i) при  $T \rightarrow 0$  плотность  $n_s(0, p)$  линейно растет с увеличением  $p$ ,  $n_s(0, p) \propto p$ ,
- (ii) наклон кривых  $n_s(T, p)$  при  $T \ll T_c$  слабо зависит от  $p$  в области  $0.16 > p > 0.10$ , однако он значительно увеличивается при дальнейшем уменьшении  $p$ ,
- (iii) этот рост наклона сопровождается сменой линейной температурной зависимости  $n_s(T, p) \propto -T$  при  $T < T_c/2$  на корневую  $n_s(T, p) \propto (-\sqrt{T})$ .

Все три экспериментальных факта подтверждают выводы DDW модели псевдощели в ВТСП.

4. При  $T < 7$  К с уменьшением температуры обнаружен аномальный

рост поверхностного сопротивления в купратных плоскостях кристаллов  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$  с  $T_c \approx 90$  К, подвергшихся многократному отжигу.

**Основное содержание диссертационной работы изложено в следующих публикациях:**

- [1\*] M.R. Trunin, Yu.A. Nefyodov, A.F. Shevchun, Superfluid density in the underdoped  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ : Evidence for d-density wave order of pseudogap, *Phys. Rev. Lett.* **92**, 067006 (2004)
- [2\*] M.R. Trunin, Yu.A. Nefyodov, A.F. Shevchun, Pseudogap in the microwave response of  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ , *Supercond.Sci. Technol.* **17**, 1082 (2004)
- [3\*] Yu.A. Nefyodov, A.F. Shevchun, A.M. Shuvaev, M.R. Trunin, Microwave surface impedance and complex conductivity of high- $T_c$  single crystals: Current state and unsolved problems, *J.Supercond.* **19**, (2005)
- [4\*] Г.Э. Цыдынжапов, А.Ф. Шевчун, М.Р. Трунин, В.Н. Зверев, Д.В. Шовкун, Н.В. Барковский, Л.А. Клинова, Наблюдение перехода от сверхпроводимости БКШ типа к высокотемпературной в кристаллах  $\text{Ba}_{1-x}\text{K}_x\text{BiO}_3$ , Письма в ЖЭТФ **83**, 473 (2006)

**Список цитированной литературы:**

- [1] J. Bardeen, L.N. Cooper, and J.R. Schrieffer, *Phys. Rev.* **108**, 1175 (1957)
- [2] M.R. Trunin and A.A. Golubov, in *Spectroscopy of High- $T_c$  Superconductors. A Theoretical View* (Ed. N M Plakida) (Taylor and Francis, London and New York, 2003), pp. 159–233
- [3] C.J. Gorter and H. Casimir, *Phys. Z.* **35**, 963 (1934)
- [4] Г.М. Элиашберг, *ЖЭТФ* **38**, 966 (1960)

- [5] А.Е. Каракозов, Е.Г. Максимов, А.А. Михайловский, ЖЭТФ **103**, 132 (1992)
- [6] М.Р. Трунин, А.А. Жуков, Г.Э. Цыдынжапов и др., Письма в ЖЭТФ **64**, 783 (1996)
- [7] P.J. Hirshfeld and N. Goldenfeld, Phys. Rev. B **48**, 4219 (1993)
- [8] Л.А. Клинкова, В.И. Николайчик, Н.В. Барковский и др., ЖНХ **46**, 715 (2001)
- [9] J.L. Tallon et al., Phys. Rev. B **51** 12911 (1995)
- [10] I. Kostzin, Q. Chen, Y-J. Као, and K. Levin, Phys. Rev. B **61**, 11662 (2001)
- [11] J. Stajic, A. Iyengar, K. Levin, B. R. Boyce, T. R. Lemberger, Phys. Rev. B **68**, 24520 (2003)
- [12] Q.-H. Wang, J.H. Han, and D.-H. Lee, Phys. Rev. Lett. **87**, 077004 (2001)
- [13] S. Tewari, H-Y. Kee, C. Nayak, and S. Chakravarty, Phys. Rev. B **64**, 224516 (2001)
- [14] A.C. Durst and P.A. Lee, Phys. Rev. B **65**, 094501 (2002)
- [15] P.A. Lee, Phys. Rev. Lett. **71**, 1887 (1993)