

538.945

ЭЛЕКТРОННЫЙ ПАРАМАГНИТНЫЙ РЕЗОНАНС И СВЯЗАННЫЕ С НИМ ЯВЛЕНИЯ В ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНЫХ СВЕРХПРОВОДНИКАХ

А.А. Романюха, Ю.Н. Швачко, В.В. Устинов

(Институт физики металлов УрО АН СССР, Екатеринбург)

СОДЕРЖАНИЕ

1. Введение	37
2. Некоторые физические свойства Y—Ba—Cu—O	38
3. ЭПР в оксидных сверхпроводниках	40
3.1. ЭПР на собственных локализованных моментах в оксидных сверхпроводниках.	
3.2. ЭПР в кислорододефицитных образцах $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$.	
3.3. Исследование ВТСП-материалов методом ЭПР при введении в них примесей.	
3.4. Влияние облучения на ЭПР-свойства $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$.	
3.5. Использование ЭПР для детектирования распределения вихрей в высокотемпературных сверхпроводниках.	
3.6. ЭПР на двойниках в сверхпроводящих монокристаллах $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$.	
4. Низкополевой сигнал (НПС) в ВТСП керамиках	52
4.1. Основные экспериментальные результаты.	
4.2. Модель НПС в керамиках.	
4.3. НПС в монокристаллах ВТСП.	
4.4. Модель формирования НПС в монокристаллах $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$.	
4.5. Характеристика слабых связей.	
5. Гистерезис СВЧ поглощения	69
6. Заключение	72
Список литературы	74

1. Введение

К настоящему времени уже опубликовано много обзорных статей, посвященных различным аспектам высокотемпературной сверхпроводимости (см., например, [1 — 6]). Однако в них практически не обсуждаются вопросы, связанные с электронным парамагнитным резонансом (ЭПР) в этих соединениях.

Применение ЭПР для исследования сверхпроводников началось в 70-е годы (см. обзоры [7 — 9] и цитированную в них литературу). Большинство работ этого времени было выполнено на интерметаллических сверхпроводниках (например, $LaRu_2$, $CeRu$, $LaEr$, $LaAl_2$ и др.), в которые в качестве спинового зонда вводился магнитный редкоземельный ион (чаще всего Gd, Er или Eu), что делало возможным при определенных условиях наблюдение сигнала ЭПР. Эти эксперименты позволили получить важную информацию о виде зависимости температуры сверхпроводящего перехода от концентрации магнитных примесей, измерить величину энергетической щели, оценить ин-

тегралы взаимодействия электронных подсистем с решеткой и между собой и другое [7 — 9]. Однако общая библиография таких работ сравнительно невелика — немногим более 30 работ за почти 20 лет исследований. На наш взгляд, это связано прежде всего со сложностью наблюдения ЭПР в металлах и интерметаллидах, так как сильное обменное взаимодействие магнитных моментов редкоземельных ионов с электронами проводимости и между собой часто критически ушибляет сигнал ЭПР, так что его наблюдение становится невозможным. К тому же не всегда удается ввести магнитный ион в решетку интерметаллида.

После открытия в 1986 г. явления высокотемпературной сверхпроводимости произошло резкое увеличение количества публикаций, посвященных ЭПР в сверхпроводниках, и уже сейчас по этому вопросу опубликовано более 100 работ. Полученные результаты показывают существенные отличия поведения параметров сигнала ЭПР в высокотемпературных сверхпроводниках от ранее изученных. К тому же в ВТСП-материалах обнаружен ряд новых эффектов, ранее не встречавшихся или недостаточно изученных в интерметаллических сверхпроводниках. К таким эффектам могут быть отнесены так называемый низкополевой сигнал, низкополевые осцилляции СВЧ поглощения, а также гистерезисные явления в СВЧ поглощении.

Цель данного обзора — анализ сложившейся ситуации в ЭПР-исследованиях высокотемпературных сверхпроводников и перспектив развития этого направления.

В начале обзора мы проанализируем имеющие отношение к обсуждаемой теме свойства $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$, затем обсудим результаты исследований ЭПР в ВТСП, сосредоточившись на соединениях на основе $Y-Ba-Cu-O$, в четвертом разделе рассмотрим данные по низкополевому сигналу (НПС), пятый раздел будет посвящен гистерезису СВЧ поглощения, и в шестом разделе мы подведем итоги и обсудим возможные направления развития ЭПР-исследований в ВТСП-материалах.

2. Некоторые физические свойства $Y-Ba-Cu-O$

Характерной особенностью применения метода ЭПР, так же, впрочем, как и других методов магнитного резонанса, является то, что для обработки экспериментальных результатов необходимо применение какой-либо физической модели, что предполагает предварительное знание основных структурных, магнитных и электрических свойств образца. На рис. 1 изображена структура $YBa_2Cu_3O_7$ и показаны обозначения атомов, которые будут использоваться в дальнейшем; рисунок взят из работы [10]. Заметим, что атомы меди в этой структуре имеют две неэквивалентные позиции — Cu1 и Cu2. Cu1 находится в так называемой "цепочке" с кислородом O4, валентность этой меди 2+. Как было показано в ряде работ (см., например, [10]), взаимодействие между магнитными моментами Cu1 носит ферромагнитный характер. Cu2, так называемая "плоскостная" медь, находится в центре ромба, в узлах которого расположены кислородные атомы O2 и O3, взаимодействие между Cu2 антиферромагнитное [11]. Наличие в структуре $YBa_2Cu_3O_7$ выраженных плоскостей приводит к заметной плоскостной анизотропии свойств этого соединения, например, отношение вторых критических полей для магнитного поля, перпендикулярного плоскости образца и параллельного равно 6 [12]. Стехиометрический состав $YBa_2Cu_3O_7$ имеет орторомбическую симметрию с $a = 3,823 \text{ \AA}$, $b = 3,884 \text{ \AA}$, $c = 11,670 \text{ \AA}$ при 300 К. Данные по температурной зависимости статической магнитной восприимчивости для

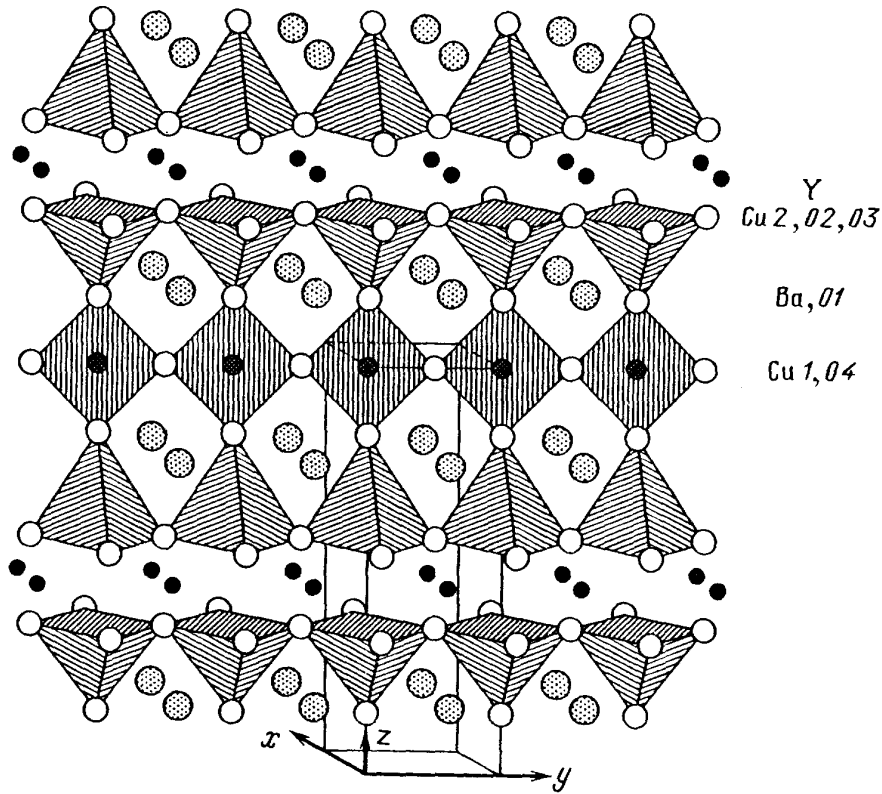


Рис. 1. Структура $YBa_2Cu_3O_7$ [10]

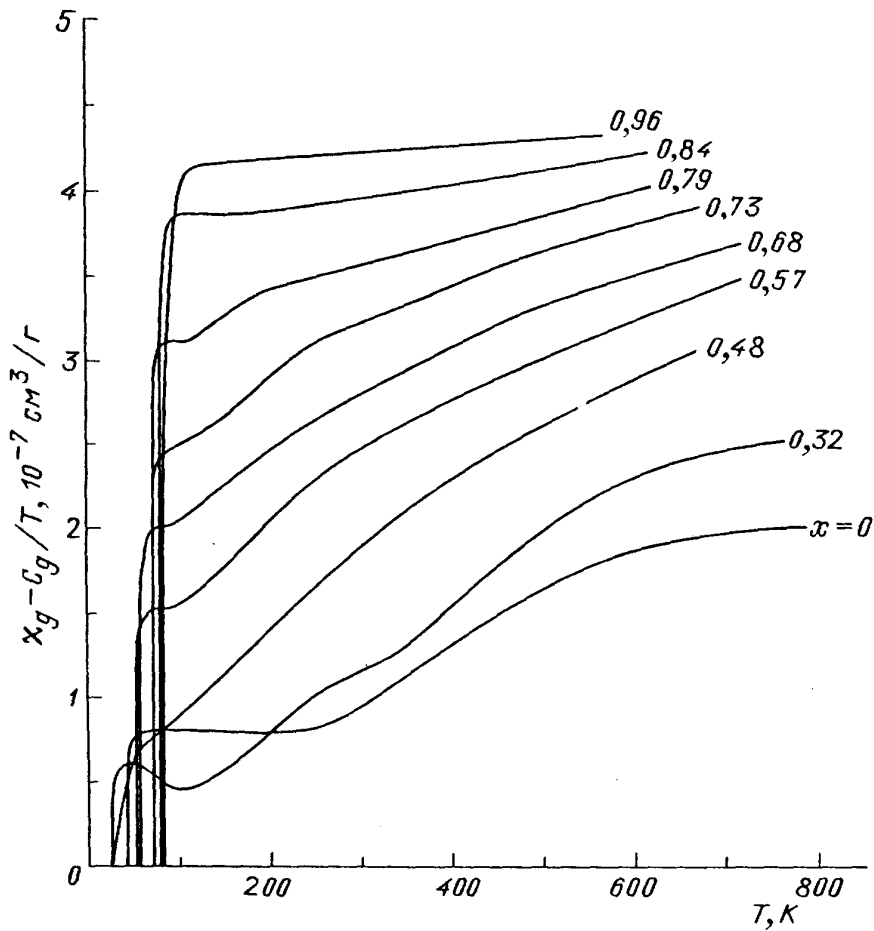


Рис. 2. Температурная зависимость статической магнитной восприимчивости без кюриподобного вклада от примесей (C_g/T) для различных концентраций кислорода в $YBa_2Cu_3O_{6+x}$ [19]

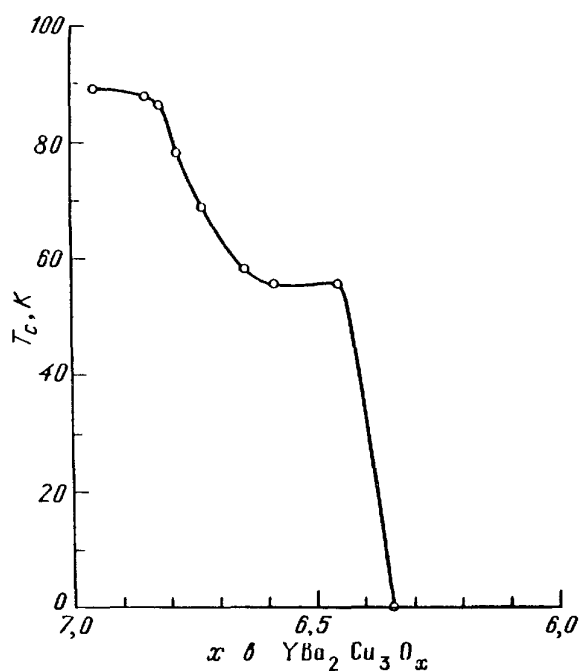


Рис. 3. Зависимость температуры сверхпроводящего перехода T_c от концентрации кислорода x в $YBa_2Cu_3O_x$ [10]

Кюри—Вейсса (см. рис. 2). Наконец, в $YBa_2Cu_3O_6$ наблюдается антиферромагнетизм с $T_N = 400 - 500$ К [22 — 31].

Равномерность распределения по образцу содержания кислорода в соединении Y—Ba—Cu—O сильно зависит от условий синтеза [6, 10]. Многочисленные исследования поверхности оксидных сверхпроводников (см., например, [32 — 34]) показали на существование дефицита кислорода в их приповерхностном слое. Это приводит к появлению полупроводниковых и диэлектрических слоев на границах сверхпроводящих зерен в керамических образцах или таких же слоев на границах двойников в монокристаллах. Поскольку скин-глубина в СВЧ-диапазоне, обычно используемом в ЭПР-исследованиях, для комнатной температуры составляет около 10 мкм, такая неоднородность образцов не может не сказаться на результатах измерений. К тому же это может приводить к влиянию на СВЧ свойства эффекта Джоузефсона и зависимости свойств образца от времени, прошедшего после синтеза. В таких сложных экспериментальных условиях важно выработать критерий отбора и достоверности результатов измерений.

3. ЭПР в оксидных сверхпроводниках

Для наблюдения электронного парамагнитного резонанса необходимо наличие в исследуемом материале магнитных моментов. С этой точки зрения возможны различные экспериментальные ситуации. Во-первых, магнитные моменты (как локализованные, так и связанные с носителями тока) могут существовать в самом исследуемом веществе, во-вторых, для этих целей в образец могут вводиться магнитные примеси и, наконец, локализованные моменты в образце могут быть созданы его облучением какими-либо частицами. Рассмотрим последовательно результаты исследований этих трех типов экспериментов.

$YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ достаточно противоречивы. Однако большинство авторов считает, что при $T > T_c$ магнитная восприимчивость стехиометрической фазы практически не зависит от температуры (рис. 2). Надежно установлено, что проводимость этого соединения дырочная, но данные по ее абсолютной величине при комнатной температуре колеблются в разных работах в пределах трех порядков относительно 10^{-3} Ом·см [13]. Свойства всех высокотемпературных сверхпроводников критически зависят от содержания в них кислорода [14 — 21]. Уменьшение его количества приводит к постепенной деградации сверхпроводящих свойств (рис. 3), к переходу от орторомбической структуры к тетрагональной, диэлектризации и появлению температурной зависимости статической магнитной восприимчивости типа

3.1. ЭПР на собственных локализованных моментах в оксидных сверхпроводниках. Большая часть экспериментов была выполнена на $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ [35 — 57] и $\text{GdBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ [37, 49, 55, 58 — 62], хотя исследовались и другие соединения [63 — 65]. Опубликованные данные по ЭПР в оксидных сверхпроводниках весьма противоречивы. Значительная часть авторов сообщает о наблюдении ЭПР в сверхпроводящих образцах $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ [35 — 42]. Другие — либо о его отсутствии в этом соединении, либо о связи этого сигнала с какой-либо примесной фазой [43 — 57]. Абсолютное большинство авторов считают, что регистрируемый сигнал ЭПР связан с Cu^{2+} . Однако есть и другие версии, например, в работе [36] он связывается с кислородом, а авторы [49] считают, что наблюдаемый ими сигнал является суперпозицией сигналов от $\text{Cu}1-$, $\text{Cu}2-$ и O^- -моментов.

Для правильной оценки полученных экспериментальных результатов в случае сверхпроводящих образцов можно использовать ряд обстоятельств. Поскольку $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ и другие оксидные сверхпроводники обладают заметной проводимостью при комнатной температуре, то на форме резонансной линии должен сказаться скин-эффект. Как впервые показал Дайсон [66], в этом случае резонансная линия будет обладать заметной асимметрией и ее форма будет описываться следующим выражением:

$$P = \frac{\omega H_1^2}{4} (\delta A) \omega \chi_0 T_2 \cdot \frac{1}{2} \frac{1 - T_2(\omega - \omega_0)}{1 + T_2^2(\omega - \omega_0)^2}, \quad (3.1)$$

где P — мощность, поглощаемая образцом в резонансе, χ_0 — восприимчивость подсистемы локализованных моментов, ω — микроволновая частота, δ — скин-глубина, T_2 — время спин-спиновой релаксации, ω_0 — резонансная частота, A — площадь поверхности образца.

Для ЭПР на локализованных моментах в проводнике отношение максимума к минимуму первой производной поглощаемой в резонансе мощности должно быть около 3, причем эта асимметрия резонансного сигнала должна изменяться по определенному закону (согласно (3.1)) с температурой и изменением размера зерна. К тому же, как правило, ширина линии с понижением температуры в проводящих образцах меняется в соответствии с эмпирическим соотношением

$$\Delta H_{1/2} = a + b(T - \vartheta), \quad (3.2)$$

здесь ϑ — парамагнитная температура Кюри, а b — корринговский наклон ширины линии:

$$b = \pi k_B [J_{sf} \rho(E_f)]^2 / g \mu_B, \quad (3.3)$$

где k_B — постоянная Больцмана, μ_B — магнетон Бора, J_{sf} — интеграл обменного взаимодействия локализованных моментов с электронами проводимости, $\rho(E_F)$ — плотность состояний электронов на уровне Ферми. Отсюда, в частности, следует, что остаточная ширина линии ЭПР должна быть близка по величине к ΔH сигнала от Cu^{2+} в диэлектриках.

Как показали ЭПР-исследования в сверхпроводящих интерметаллидах [7 — 9], переход в сверхпроводящее состояние сопровождается резким изменением g -фактора, ширины линии и ее интенсивности, которая пропорцио-

нальна спиновой восприимчивости. После перехода в сверхпроводящее состояние форма резонансного сигнала изменяется и описывается выражением, отличным от (3.1) [8].

Если рассмотреть с точки зрения изложенных соображений опубликованные результаты по ЭПР в высокотемпературных сверхпроводниках, то нет случая, где выполнялось хотя бы большинство указанных выше признаков.

Наблюдаемый сигнал чаще всего соответствует терму $\text{Cu}^{2+} d_{x^2-y^2}$. Форма регистрируемого сигнала (рис. 4), как правило, соответствует случаю анизотропного g -фактора, что характерно скорее для соединений с низкой электропроводностью. Температурная зависимость ширины регистрируемых сигналов демонстрирует замечательное разнообразие: в работах [35, 38, 39] сообщается о температурно-независимых спектрах, тогда как авторы [36, 41, 42] указывают на сильную температурную зависимость ширины линии в образцах примерно такого же состава. В ряде работ сигнал, наблюдаемый в сверхпроводящих образцах, связывался с так называемой "зеленой" фазой Y_2BaCuO_5 , что достаточно

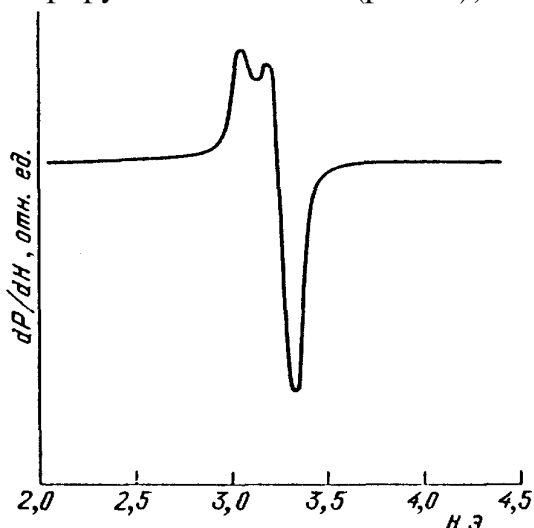


Рис. 4. Вид сигнала ЭПР на примесях от керамического образца $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$

убедительно доказывается с помощью сравнения результатов ЭПР-измерений на образцах, приготовленных по разным технологиям. Однако значение ЭПР-параметров и их температурные зависимости в сверхпроводящих образцах существенно отличаются от этих данных для "зеленой" фазы. Ключ к пониманию этих отличий, по-видимому, связан с особенностями электронных свойств диэлектрических и полупроводниковых фаз, существующих на поверхности сверхпроводящих зерен. Заслуживает интереса возможность использования локализованных моментов в этих фазах в качестве зондов для исследования сверхпроводящих свойств [49]. В пользу примесного происхождения сигнала от сверхпроводящих образцов свидетельствуют также и некоторые особенности экспериментов, в которых ЭПР регистрировался в них. Например, в работах [35, 49] сообщается о значительной ширине сверхпроводящего перехода в образцах, где наблюдался сигнал, а в работе [36] использовались только свежеприготовленные образцы.

Таким образом, ЭПР в сверхпроводящих образцах скорее всего связан с примесными несверхпроводящими фазами. Отсутствие резонансного сигнала от магнитных моментов Cu^{2+} в сверхпроводящих фазах, по-видимому, обусловлено сильным уширением линии ЭПР из-за их сильного обменного взаимодействия между собой и дырками. В пользу такой интерпретации свидетельствует и то, что проводимость в оксидных сверхпроводниках идет по "медным" плоскостям и цепочкам. К наиболее часто встречающимся примесным фазам в $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ относятся прежде всего кислорододефицитные фазы $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$, Y_2BaCuO_5 [43 — 45, 51, 67], $\text{Y}_2\text{Cu}_2\text{O}_5$ [68] и некоторые другие.

3.2. ЭПР в кислорододефицитных образцах $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$. Варьирование содержания кислорода в $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ приводит к значительному изменению физических свойств. При изменении его концентрации от 7 к 6, в $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ наблюдаются следующие особенности: структурный переход, температура сверхпроводящего перехода обнаруживает два плато вблизи 90 К и 60 К (см. рис. 3), исчезновение сверхпроводимости и появление антиферромагнетизма. Причем для $0,6 < \delta < 1$ эксперименты по нейтронной дифракции [69, 70] показывают непрерывное изменение T_N от 0 до 400 К. Столь интересные свойства сделали притягательными эти соединения для исследования методом ЭПР, который чувствителен к структурным и, особенно, локальным магнитным фазовым переходам [49, 57, 71, 72]. Однако результаты этих работ противоречивы, что неудивительно, так как результаты и других экспериментов на кислорододефицитных образцах $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$ зачастую не коррелируют между собой (см., например, [29, 73 — 76]). Такая ситуация, по-видимому, связана с тем, что для промежуточных концентраций кислорода существует несколько возможных метастабильных микроскопических расположений кислорода. Другими словами, два образца с одинаковым содержанием кислорода могут существенно отличаться наличием или отсутствием его микроскопического упорядочения, приводящего к отличию в наблюдаемых параметрах структуры и электронном поведении. Обычная процедура изготовления кислорододефицитных образцов заключается в нагреве $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ до температуры 500 — 900°C, при которой это соединение теряет кислород, и затем закалки до комнатной температуры. Однако быстрая закалка приводит к "замораживанию" высокотемпературного равновесного микроскопического состояния кислородной подрешетки, что обеспечивает широкий спектр свойств соединений $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ с одинаковым количеством кислорода в сильной зависимости от температуры отжига. Вышесказанное делает необходимым тщательную аттестацию кислорододефицитных образцов с помощью чувствительных к структурным и магнитным характеристикам методов, например нейтронной и рентгеновской дифракции, магнитной восприимчивости. К тому же в такой ситуации становится особенно важным использование однофазных образцов $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$, которые затем отжигаются для изменения концентрации кислорода. Как уже здесь отмечалось, одним из наиболее чувствительных методов для проверки однофазности является ЭПР. В работе [57] указанные условия были выполнены. Резонансный сигнал наблюдался при $T < 50$ К на образцах $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6,28}$, $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6,15}$ и $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6,10}$.

На рис. 5 приведены температурные зависимости параметров сигнала ЭПР для этих образцов. Одним из интересных результатов здесь было обнаружение дробно-степенного закона для температурной зависимости интегральной интенсивности сигнала ЭПР: $\chi_s \sim T^{-\alpha}$ с $\alpha = 0,71; 0,82; 0,95$ для $\delta = 0,72; 0,85; 0,90$. Такая зависимость ранее неоднократно наблюдалась для квазиодномерных соединений [77, 78]. Поскольку к тому же магнитные моменты в позиции $\text{Cu}(2)^{2+}$ связаны между собой сильным обменным взаимодействием, которое должно сильно уширять сигнал ЭПР, то можно согласиться с выводами [11, 57], что наблюдаемый сигнал связан с $\text{Cu}(1)^{2+}$. Этот результат согласуется с выводами работы [10], где с помощью электронной микроскопии показано, что при уменьшении количества кислорода в $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ его содержание ме-

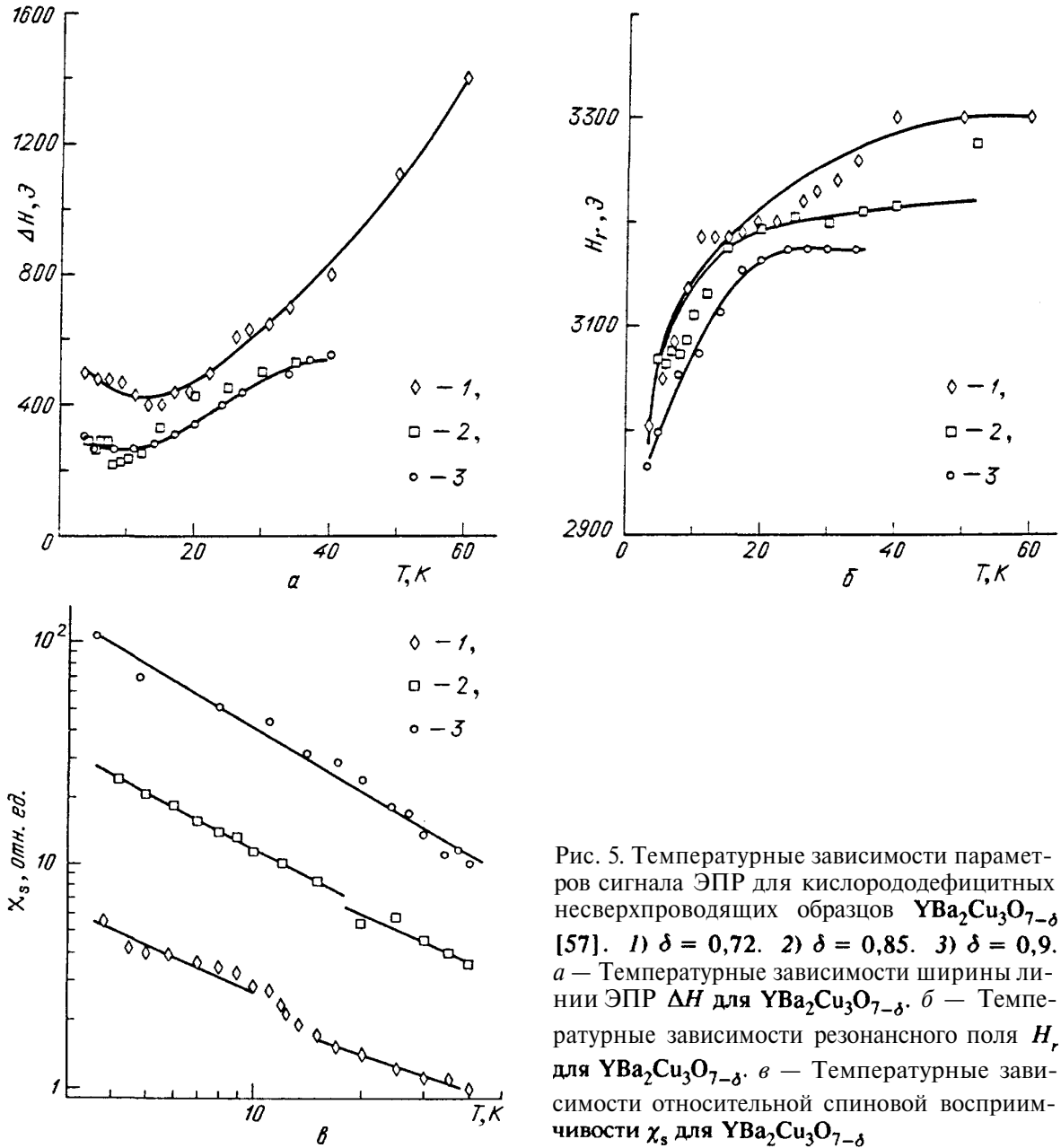


Рис. 5. Температурные зависимости параметров сигнала ЭПР для кислорододефицитных несверхпроводящих образцов $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ [57]. 1) $\delta = 0,72$. 2) $\delta = 0,85$. 3) $\delta = 0,9$. а — Температурные зависимости ширины линии ЭПР ΔH для $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$. б — Температурные зависимости резонансного поля H_r для $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$. в — Температурные зависимости относительной спиновой восприимчивости χ_s для $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$

няется только в одной позиции O4, т.е. в цепочках Cu—O.

В рамках такой интерпретации дробно-степенная зависимость спиновой восприимчивости χ_s может быть обусловлена сингулярностью распределения обменного взаимодействия при $J \rightarrow 0$, $P(J) \sim J^{-\alpha}$. В этом случае оценка дает

$$\chi_s(T \rightarrow 0) \sim \int \frac{dJP(J)}{T + \text{const} \cdot J} \sim T^{-\alpha}. \quad (3.4)$$

Предполагая, что магнитные моменты располагаются вблизи одной (и только одной) вакансии, легко получить

$$P(J) = p(L) \left| \frac{dL}{dJ} \right|, \quad (3.5)$$

где L — длина целого фрагмента Cu—O—Cu—O между двумя вакансиями. Если допустить пуассоновское распределение

$$p(L) = L_0^{-1} \exp(-L/L_0), \quad L_0 = a/\delta, \quad (3.6)$$

(a — расстояние между магнитными моментами в цепочке) и зависимость

$$J(L) = J_0 \exp(-L/d), \quad (3.7)$$

мы получим

$$\alpha = 1 - (d/L_0) = 1 - (d\delta/a). \quad (3.8)$$

Последнее выражение удовлетворительно согласуется с экспериментальными результатами.

Из рис. 5,а видно, что $\Delta H(T)$ имеет три характерных интервала. При относительно высоких температурах ΔH уменьшается с уменьшением T . Внутри области $10 \text{ К} < T < 15 \text{ К}$ наблюдается минимум ширины линии, а при $T < 10 \text{ К}$ ΔH возрастает. Сравнение этих данных с температурной зависимостью H_r и χ_s показывает, что по крайней мере для соединений с $\delta = 0,77$ и $0,85$ наблюдаются фазовые магнитные переходы при $10 \text{ К} < T < 15 \text{ К}$, что согласуется с данными нейтронных работ [69, 70] о наличии переходов в антиферромагнитное состояние.

С учетом примесного характера резонансного сигнала от сверхпроводящих образцов наблюдавшееся в [10] многообразие метастабильных микроскопических расположений кислорода в цепочках Cu—O при обескислороживании объясняет противоречивость ЭПР-результатов как для сверхпроводящих, так и несверхпроводящих составов $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$. К тому же это ставит под сомнение правомерность использования методики определения содержания кислорода в YBaCuO по изменению параметров решетки или термогравиметрически.

Решающие эксперименты по ЭПР в кислорододефицитных образцах, по-видимому, еще впереди, так как важно исследовать различные фазы $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$, контролируемым образом изменяя условия отжига и закалки, и выяснить связь ЭПР со сверхпроводящими и магнитными свойствами этих соединений.

3.3. Исследование ВТСП-материалов методом ЭПР при введении в них примесей. Как уже говорилось выше, магнитные и сверхпроводящие свойства высокотемпературных сверхпроводников могут исследоваться с помощью ЭПР на локализованных магнитных моментах примесей, введенных в состав $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ в качестве зонда. Среди различных ионов, которые используют в этих целях, по ряду причин выделяется Gd^{3+} . Он имеет спин $S = 7/2$, поэтому на экспериментах, как правило, дает анизотропный спектр ЭПР с семью линиями, обусловленными разрешенными переходами $\Delta M = \pm 1$. Гамильтониан в этом случае может быть записан в виде [80]

$$H = g\mu_B S H + \sum_{k,l} B_k^l O_k^l, \quad (3.9)$$

где B_k^l — параметры кристаллического поля, а суммирование идет по k и l . На основании (3.9) можно рассчитать угловую зависимость резонансного поля ЭПР и определить B_k^l . Естественно, наблюдаемый спектр очень чувствителен к взаимодействию между спином Gd^{3+} и другими магнитными подсистемами, присутствующими в соединении. В частности, это взаимодействие может ин-

дуцировать взаимные спин-флип переходы, которые приводят к обменному сужению линии ЭПР. Этот эффект многократно исследовался в интерметаллидах и удовлетворительно описывается теорией Барнса—Плефки [9].

Об экспериментах на $Gd_xY_{1-x}Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$ сообщается во многих работах (см., например, [49, 59 — 61, 72, 80, 81]). Измерения проводились как на керамических, так и на монокристаллических образцах. Спектр ЭПР, как и в сверхпроводящих интерметаллидах, состоял из 7 линий (рис. 6), положение которых для монокристаллов и ориентированных образцов зависит от угла

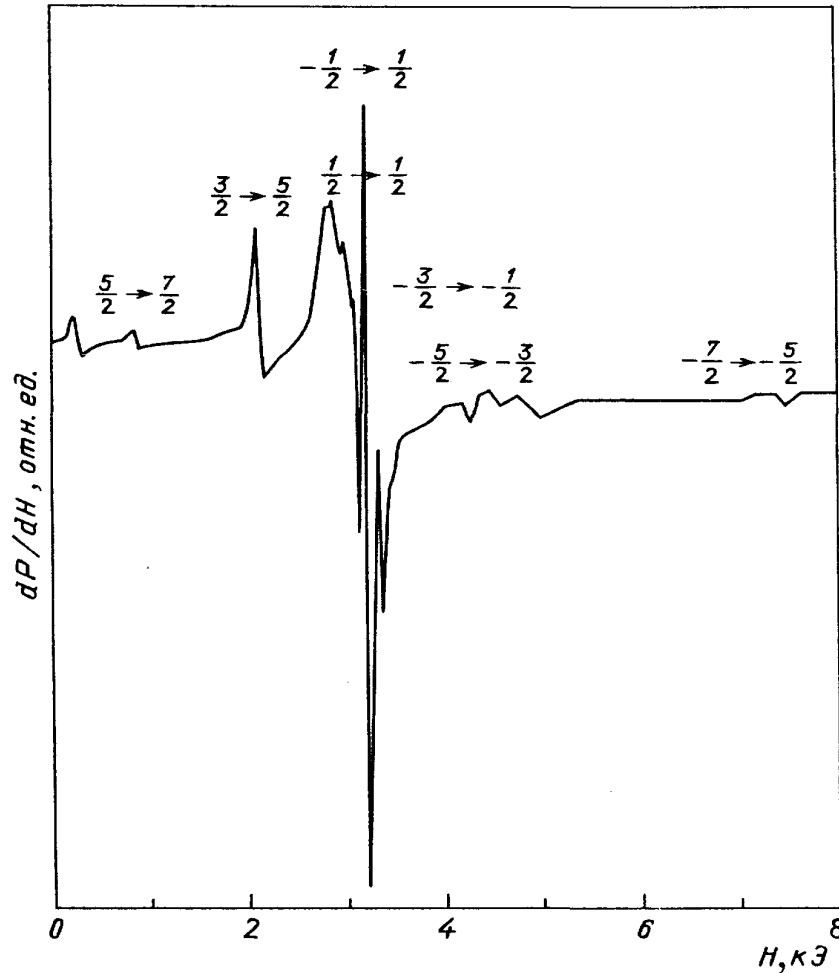


Рис. 6. Вид спектра ЭПР для несверхпроводящего $Gd_xY_{1-x}Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$ [72]

между направлением магнитного поля и плоскостью образца. Один из интересных результатов, полученных на этой системе, заключался в большом сходстве спектров ЭПР и их параметров для сверхпроводящих и диэлектрических образцов. И в тех, и в других образцах также наблюдалось обменное сужение, обусловленное взаимодействием между Gd^{3+} и Cu^{2+} , которое может быть описано в рамках подхода Барнса—Плефки. В работе [80] были рассчитаны из экспериментальных данных параметры кристаллического поля. Интенсивность сигнала ЭПР на Gd^{3+} в сверхпроводящих образцах была значительно слабее, чем в диэлектрических. Однако форма резонансной линии в сверхпроводящих образцах при $T > T_c$ сильно отличается от дайсоновской (3.1) [80]. Сходство параметров ЭПР для диэлектрических и сверхпроводящих образцов может объясняться относительно слабым взаимодействием магнитных

моментов Gd^{3+} с электронами проводимости в последних. Такая интерпретация подтверждается также и весьма небольшими изменениями сверхпроводящих свойств системы $Y-Ba-Cu-O$ при замещении Y на другие редкоземельные элементы [1 — 5]. Отсюда понятно, почему вблизи T_c вид спектра ЭПР от Gd^{3+} для сверхпроводников почти не меняется [59, 60, 80]. По этой причине измерения на $Gd_xY_{1-x}Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$ не позволили извлечь параметры сверхпроводящего состояния, как это делалось для интерметаллидов [8, 9]. Такой же результат дало введение небольшого количества Hf , Eu , Ho в $Y-Ba-Cu-O$ [49, 82 — 85], однако, в отличие от системы $Gd_xY_{1-x}Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$, сигнал ЭПР в этом случае либо не наблюдается, либо регистрируется от диэлектрических или полупроводниковых фаз. Достаточно неожиданный результат был получен в [86] при исследовании влияния легирования Er и Yb . На сверхпроводящих образцах $Y_{0,99}Er_{0,01}Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$ и $Y_{0,99}Yb_{0,01}Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$ регистрировались сигналы ЭПР с g -факторами, характерными, соответственно, для ионов Er^{3+} ($g = 4,2 — 6,8$) и Yb^{3+} ($g = 3,2 — 0,2$). В точке сверхпроводящего перехода характер температурных зависимостей как ширины линии ЭПР от этих ионов, так и ее амплитуды существенно изменялся. Это несколько странно, так как даже полное замещение иттрия на эрбий или иттербий изменяет T_c незначительно [87]. Непонятна также и природа исчезновения резонансных сигналов после отжига сверхпроводящих образцов для их обескислороживания, особенно если сравнить результаты [87] с результатами, полученными при легировании гадолинием.

Поскольку замещение Ba на Sr или Ca в $YBaCuO$ также мало влияет на его сверхпроводящие свойства, то большой интерес представляет изучение эффектов замещения меди. В работе [64] методом ЭПР исследовались сверхпроводящие соединения $EuBa_2(Cu_{1-y}M_y)_3O_{9-\delta}$ (где $M = Cr, Mn, Fe, Co, Ni, Zn$). Такое замещение приводит к значительному уменьшению T_c , так, для $y = 0,05$, в случае $M = Zn$ $\Delta T_c = 70$ К, для $M = Co$ $\Delta T_c = 47$ К, для $M = Fe$ $\Delta T_c = 42$ К, $M = Ni$ $\Delta T_c = 27$ К, для исходного состава $EuBa_2Cu_3O_{9-\delta}$ $T_c = 92$ К. Сам по себе факт резкого уменьшения T_c при замещении Cu на Zn достаточно удивителен, так как Zn имеет конфигурацию $3d^{10}$ и немагнитен. Наблюдаемый сигнал авторы связывают с примесной фазой, температурные зависимости его ЭПР-параметров весьма близки к тому, что наблюдалось для несверхпроводящих образцов $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ (см. рис. 5 в п. 3.2). Для сверхпроводящих фаз сигнал ЭПР в $EuBa_2(Cu_{1-y}M_y)_3O_{9-\delta}$ не наблюдался. Более интересный результат получен в работе [88], где авторы методом ЭПР исследовали $La_{1,82}Sr_{0,18}(Cu_{1-x}Zn_x)O_4$. В отсутствие Zn сигнал в этом высокотемпературном сверхпроводнике не наблюдается. При допировании цинком ЭПР можно наблюдать, начиная с 0,5 ат. % Zn . Важно отметить, что в [88] использовались ориентированные в магнитном поле образцы (в отличие от [64]), а на неориентированных образцах из-за большой анизотропии сигнал ЭПР не наблюдался. На основании экспериментальных данных о сдвиге g -фактора, его угловой зависимости, температурной зависимости статической восприимчивости сделан вывод о том, что локализованные моменты находятся на меди, которая образует комплекс с цинком.

В ряде работ методом ЭПР исследовались образцы

$\text{YBa}_2(\text{Cu}_{1-x}\text{Fe}_x)\text{O}_{7-\delta}$, в которых железо частично замещает медь [57, 89]. Для сверхпроводящих составов и в этом случае сигнала ЭПР обнаружить не удалось, причина этого, возможно, такая же, как и для сверхпроводящих образцов без железа (см. п. 3.1). Важным результатом, полученным здесь с помощью ЭПР в несверхпроводящих образцах, является значительное изменение локальных магнитных свойств Y—Ba—Cu—O при введении даже небольших количеств железа. Последнее заставляет более критически относиться к результатам исследований оксидных сверхпроводников с помощью эффекта Мёссбауэра.

3.4. Влияние облучения на ЭПР-свойства $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$.

В значительном количестве работ исследовалось влияние облучения на сверхпроводящие свойства $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ [30, 57, 90 — 92]. Радиационные дефекты производились с помощью γ -облучения, электронов, нейтронов и ионов. Общим результатом этих исследований было подавление сверхпроводимости с увеличением дозы облучения. Последнее, по-видимому, обусловлено повреждением связей Cu—O как в плоскостях, так и в цепочках YBaCuO . Облучение приводит также к частичному перераспределению атомов кислорода в позициях O4 и O5 и к заметному увеличению параметров решетки a , b и c . При увеличении флюенса $\Phi > 1 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-2}$ происходит исчезновение сверхпроводимости. При этом линейная температурная зависимость $\rho(T)$ становится зависимостью моттовского типа $\rho(T) \sim \exp(T_0/T)^{1/4}$. Метод ЭПР использовался для исследования облученных образцов в двух работах [57, 92]. В [57] для разупорядочения использовались нейтроны. Наблюдение сигнала было возможно только для несверхпроводящих образцов $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6,8}$ с максимальным флюенсом $\Phi = 2 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-2}$. Вид и значения параметров этого сигнала близки к тому, что наблюдалось в кислорододефицитных образцах (см. п. 3.2). Поскольку измерения магнитной восприимчивости [30] показывают, что даже небольшие дозы ($\Phi \sim 10^{18} \text{ см}^{-2}$) увеличивают ее и приводят к появлению температурной зависимости типа Кюри—Вейсса, то можно предположить, что магнитные моменты, дающие сигнал ЭПР, находятся в цепочках Cu—O , а при низких дозах облучения локализованные моменты образуются, в основном, в плоскостях (т.е. в позиции $\text{Cu}2$). Сильное антиферромагнитное взаимодействие между магнитными моментами в $\text{Cu}2$ приводит к большому уширению сигнала, так что наблюдать его становится невозможным.

Рис. 7 демонстрируют экспериментальные результаты ЭПР исследований облученного образца ($\Phi = 2 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-2}$). Отметим здесь, во-первых, отсутствие температурной зависимости для ширины линии и резонансного поля, затем отсутствие фазового перехода в антиферромагнитное состояние, наблюдавшегося для кислорододефицитных образцов, и специфический вид температурной зависимости спиновой восприимчивости $\chi_s \sim T^{-0,5}$. Последнее может означать, что для $\Phi = 2 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-2}$ локализация на $\text{Cu}1$ достаточно слабая.

В работе [92] с помощью ЭПР исследовался образец $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ ($T_c = 95 \text{ K}$), равномерно перемешанный с α -радиоактивным $^{239}\text{PuO}_2$. С течением времени (т.е. при увеличении дозы) сверхпроводимость образца постепенно подавлялась и появлялось два сигнала ЭПР: один на Cu^{2+} такой же природы, как и описанный выше сигнал, второй — более интенсивный, который авторы связывают с радиационными дефектами типа O_2^- .

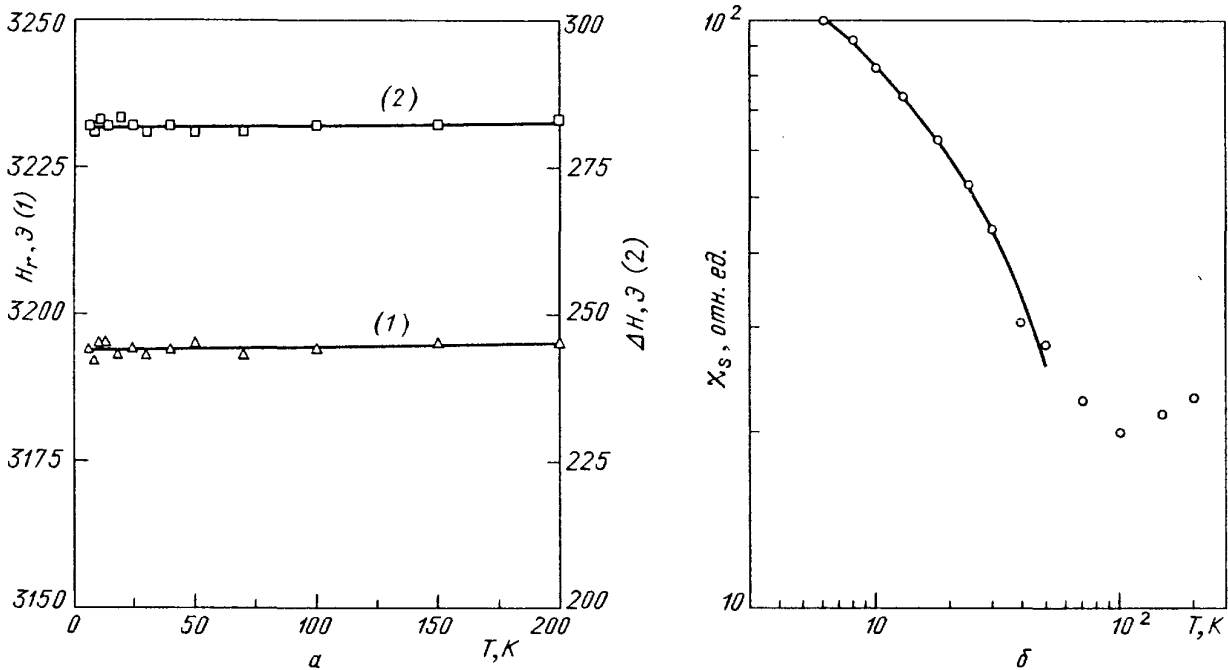


Рис. 7. а — Температурные зависимости ширины линии ЭПР ΔH (правая шкала) и резонансного поля H (левая шкала) в облученном нейтронами $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.78}$ ($\Phi = 2 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-2}$) [57]. б — Температурная зависимость относительной спиновой восприимчивости χ_s в облученном нейтронами $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.78}$ ($\Phi = 2 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-2}$). Непрерывная линия — подгонка под логарифмический закон [57]

3.5. Использование ЭПР для детектирования распределения вихрей в высокотемпературных сверхпроводниках. Недавно [93, 94] был предложен новый метод исследования распределения вихрей с помощью ЭПР на локализованных моментах, нанесенных на поверхность сверхпроводника. Идеология этого метода такая же, как и в экспериментах по изучению неоднородного уширения линии ЯМР при переходе в вихретоковое состояние [95]. В качестве покрытия применялось органическое соединение дифенил пикрил гидразил (ДФПГ), которое широко используется в качестве ЭПР стандарта чувствительности и в качестве эталона для определения g -фактора. Ширина линии ЭПР в нем достаточно узкая (единицы эрстед) и слабо зависит от температуры. На рис. 8 приведены температурные зависимости ширины линии ЭПР для порошка ДФПГ и ДФПГ, адсорбированного на керамический сверхпроводник $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$. Из этого рисунка хорошо виден эффект неоднородного уширения резонансного сигнала за счет появления вихрей. Согласно [95] второй момент распределения поля в сверхпроводнике дается выражением

$$\overline{\Delta H_s^2} = \frac{\Phi_0^2}{16\pi^3 \lambda^4}, \quad (3.10)$$

где Φ_0 — квант потока и λ — глубина проникновения поля. Если второй момент ЭПР линии, наблюдаемой в нормальном состоянии, обозначить ΔH_n^2 , то результирующая ширина сигнала ниже T_c будет даваться выражением

$$\Delta H_{pp} = 2(\overline{\Delta H_n^2} + \overline{\Delta H_s^2})^{1/2}. \quad (3.11)$$

$\overline{\Delta H_n^2}$ определяется спиновыми взаимодействиями радикалов ДФПГ на по-

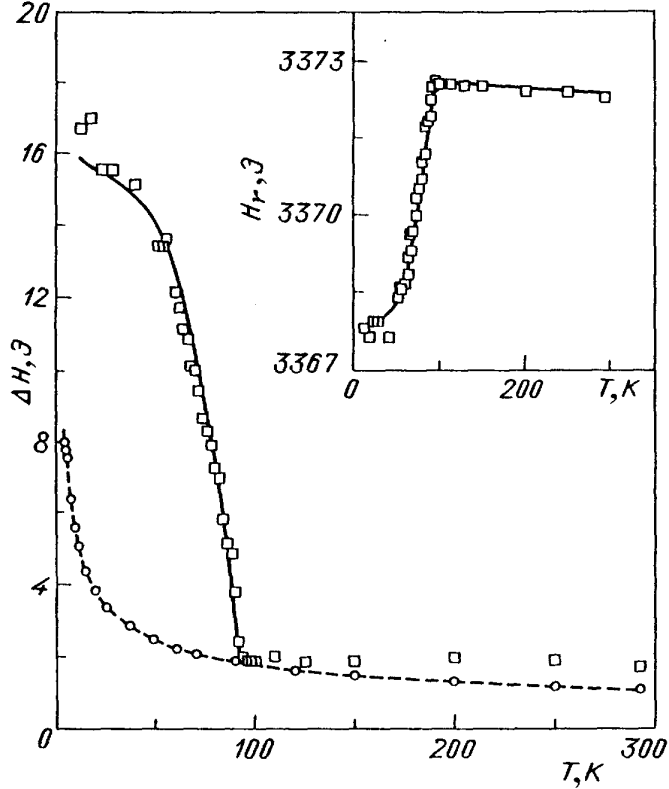


Рис. 8. Температурная зависимость ширины линии ЭПР для порошка ДФПГ и для ДФПГ, адсорбированного на поверхности керамического сверхпроводника $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$. На вставке: зависимость резонансного поля для ДФПГ на $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ [94]

верхности и не изменяется при переходе в сверхпроводящее состояние. Из выражений (3.10) и (3.11) можно определить глубину проникновения поля в сверхпроводник

$$\lambda(T) = \frac{\lambda_0}{[1 - (T/T_c)^4]^{1/2}}, \quad (3.12)$$

где λ_0 — глубина проникновения при $T = 0$ К. На рис. 9 приведена расчи-

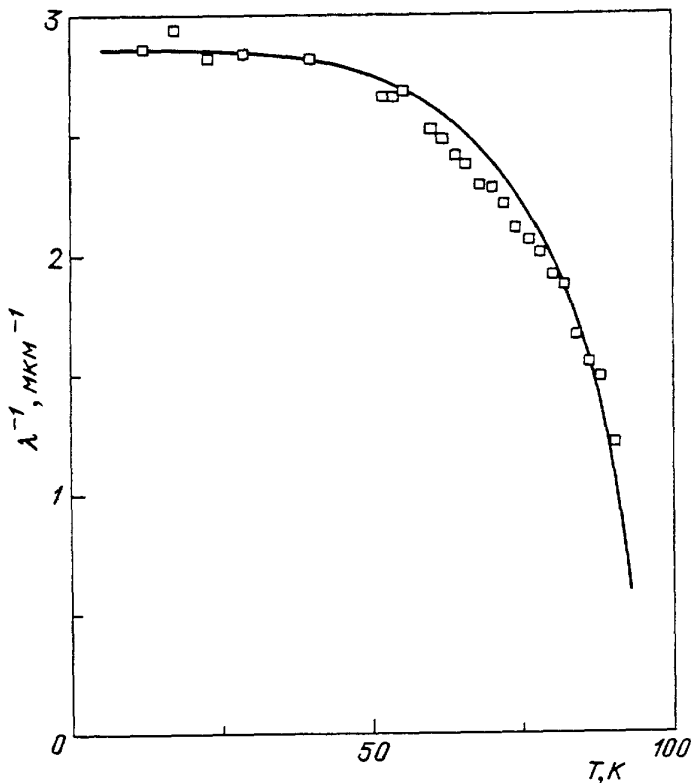


Рис. 9. Температурная зависимость глубины проникновения магнитного поля в сверхпроводник λ . Величина λ рассчитана из данных ЭПР (см. рис. 8) [94]

танная в [94] зависимость $\lambda(T)$ и ее сравнение с БКШ. Эта величина удовлетворительно согласуется с данными, полученными из экспериментов по μ^+SR [96] и ЯМР [97].

3.6. ЭПР на двойниках в сверхпроводящих монокристаллах $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$. Кристаллы оксидных сверхпроводников в значительной мере подвержены двойникованию. В работе [98] удалось с помощью ЭПР исследовать структуру двойников в монокристаллах $YBaCuO$ и произвести их классификацию. В нормальном состоянии авторы наблюдали три линии ЭПР, зависящие от ориентации кристалла в магнитном поле, причем при $H \parallel c$ эти сигналы сливались в один, ширина которого изменялась с понижением температуры от 300 К до 100 К в интервале 330 — 130 Э. Вблизи сверхпроводящего перехода ($T_c = 90$ К) сигнал резко уширяется, так что наблюдение его становится невозможным. Классификация дефектов может быть проведена на основе ориентационной зависимости g -факторов трех наблюдаемых сигналов (рис. 10). Эта зависимость указывает на существование трех

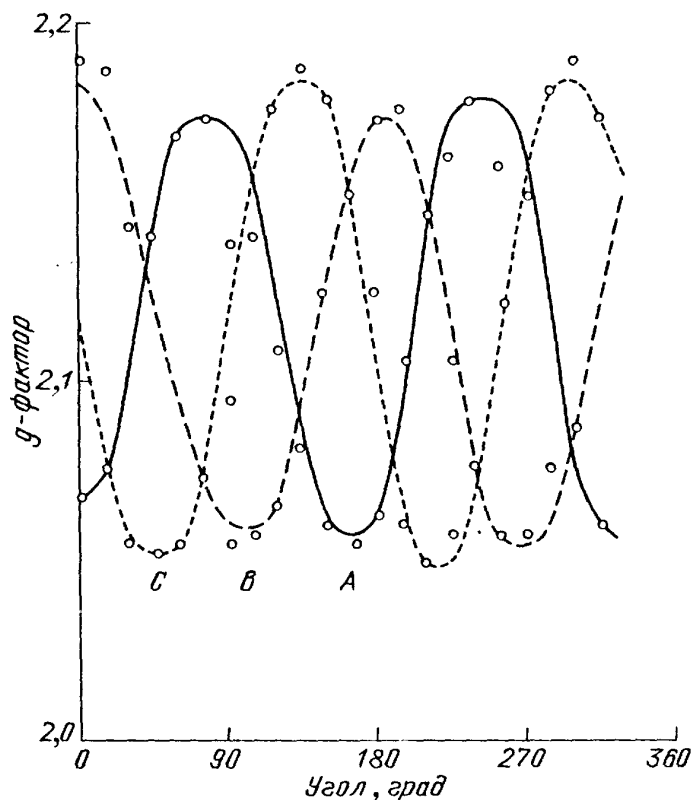


Рис. 10. Ориентационные зависимости g -фактора трех линий ЭПР для трех типов дефектов в монокристалле $YBaCuO$ [98]

типов парамагнитных комплексов — A , B и C , отличающихся характером окружения иона Cu^{2+} . Поскольку, как уже отмечалось, сигнал ЭПР может наблюдаться только от цепочечной меди $Cu1$, то на основе ориентационных зависимостей g -факторов можно сделать качественные выводы о структуре этих комплексов. На рис. 11 приведены структуры наблюдаемых комплексов двойников, полученных из данных ЭПР в [98].

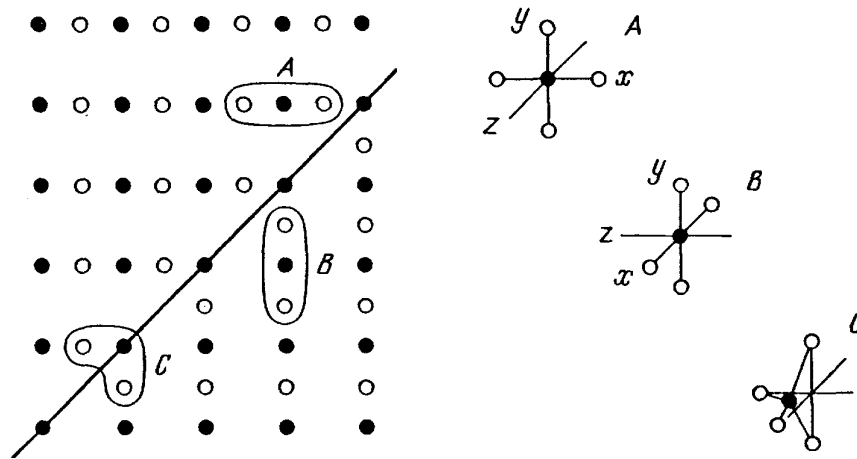


Рис. 11. Структуры наблюдаемых комплексов двойников в монокристалле YBaCuO , восстановленные из данных ЭПР [98]

4. Низкополевой сигнал (НПС) в ВТСП керамиках

4.1. Основные экспериментальные результаты. Характерной чертой всех спектров ЭПР для керамических ВТСП образцов в сверхпроводящем состоянии является существование в области нулевых магнитных полей интенсивного сигнала, фаза которого инвертирована по отношению к фазе сигнала поглощения [99 — 107]. Его характер, температурное поведение параметров и воспроизводимость оказываются различными для керамик одного и того же состава, приготовленных по разным технологиям. Так, например, при уменьшении среднего размера гранул от 50 до 10 мкм в порошке $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ значения магнитного поля, при котором происходит насыщение поглощения, составили при $T = 77$ К соответственно $H = 16$ Э и 40 Э, причем абсолютные величины поглощаемой мощности в этих полях $P(H)$ оказались равными $0,10P_n$ и $0,06P_n$, где P_n — мощность СВЧ, поглощаемая образцом в нормальном состоянии [128].

Анализ опубликованных данных показывает, что температурное поведение интегральной интенсивности НПС, $I(T)$ зависит и от качества образца. Так, в мультифазных керамиках $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ сполупроводниковым ростом электросопротивления при низких температурах, демонстрирующих интенсивный примесный сигнал ЭПР при $T < T_c$, наблюдается монотонный рост интенсивности НПС, $I(T)$ вплоть до гелиевых температур. Тогда как для мультифазных образцов с металлическим ходом электросопротивления и широким переходом (75 — 91 К) при низких температурах появляется насыщение роста $I(T)$, при этом сигнал НПС возникает при $T < 91$ К. Наконец, в стехиометрических составах $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6,9}$ с узким переходом и металлическим поведением электросопротивления интенсивность НПС демонстрирует максимум при температурах, приближающихся к T_c , причем по мере совершенства образца $\{T_c - T_{\max} \geq 5 \text{ К}\}$ и при дальнейшем понижении температуры происходит монотонный спад. Соответствующие данные представлены на рис. 12. Характер спада $I_{\max}/I(20 \text{ К}) = 5 - 10$, существенно различный для сходных по качеству образцов, коррелирует с плотностью исследуемых керамик [43, 116]. Однако компактирование иттриевой керамики давлением 4 ГПа со

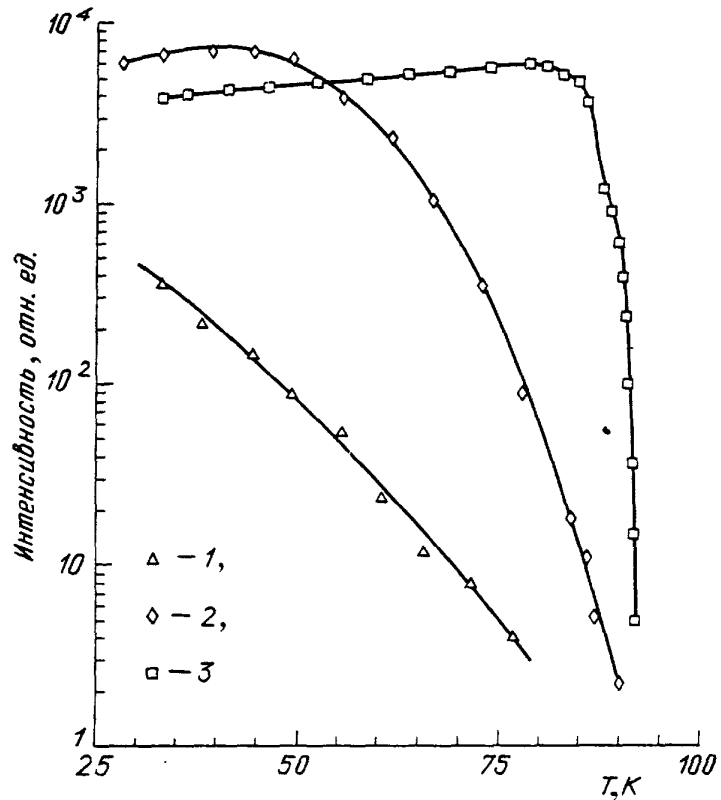


Рис. 12. Температурные зависимости интенсивности НПС для керамики $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$, приготовленной по различной технологии [116]. 1 — соответствует образцам с полупроводниковым ходом электросопротивления при $T > T_c$, $\rho(200 \text{ К}) = 13 \text{ Ом}$, 2, 3 — данные для образцов с линейным поведением электросопротивления и различной шириной сверхпроводящего перехода ΔT (2 — соответствует неоднофазной керамике с $\Delta T \approx 15 \text{ К}$, 3 — однофазная керамика, $\Delta T \approx 1 \text{ К}$, $\rho(T \rightarrow T_c) = 8 \text{ мОм}$). Линии, соединяющие экспериментальные точки, — результат сплайн-интерполяции

сдвигом кардинально меняет характер НПС [123]. Отмечается появление в нулевых полях при $T < T_c$ "дополнительного" сигнала ЭПР с обычной для сигнала поглощения фазой. Интенсивность нового сигнала при понижении температуры монотонно возрастает и при $T < 85 \text{ К}$ он полностью подавляет сигнал НПС. Следует отметить, что в ряде работ сообщается о появлении "дополнительного" сигнала в керамических ВТСП материалах без приложения внешнего давления [100, 106], но его интенсивность в таких случаях оказывается слабее.

Интересным экспериментальным фактом является наличие гистерезиса СВЧ поглощения в нулевых полях. Величина соответствующего "коэрцитивного" поля G оказывается зависящей от температуры и частоты СВЧ, ω [128]. Так, для иттриевой керамики при охлаждении образца от 14 до 3,8 К величина G возросла от 6 Э до 50 Э. Увеличение частоты СВЧ от 22 до 35 ГГц также привело к росту G в 5 раз. Измерения намагниченности $M(H)$ в этом интервале полей не выявили каких-либо гистерезисных особенностей. Более того, из опубликованных данных следует, что величина низкополевого гистерезиса оказывается чувствительной к низкочастотной модуляции и мощности СВЧ.

Оригинальный результат получен при плавном изменении амплитуды сканирующего магнитного поля H_{sc} [128, 112 — 115]. При фиксированной температуре и малых значениях развертки $H_{sc} \leq H^*$ ($H^* = 25 \text{ Э}$, 4,2 К, 35 ГГц [128]) низкополевого поглощения не детектируется. При дальнейшем увеличении амплитуды развертки $H_{sc} > H^*$ появляется сигнал НПС, сдвинутый на величину гистерезиса.

Детальные исследования НПС в условиях существования низкополевого гистерезиса обнаруживают выраженную нестационарность. Разность интенсивностей сигнала НПС при прямой I_{\uparrow} и обратной I_{\downarrow} развертке поля

$\Delta I = (I_{\uparrow} - I_{\downarrow})$ экспоненциально релаксирует к фиксированному при внешних условиях значению ΔI_0 , линейно зависящему от "коэрцитивного" поля G . Так, для иттриевых керамик величина $(I_{\uparrow} - I_{\downarrow})/I_{\uparrow}$ спадает от 7,3 до 5,2 за время 140 с, тогда как для $Tl_{0,5}Pb_{0,5}Sr_2CaCu_2O_7$ за то же время происходит спад от 1,0 до 0,66 [126]. Подобное поведение прямо указывает на существенную роль нелинейных и релаксационных эффектов при формировании НПС.

Отметим, что круг объектов, в которых наблюдается НПС, не ограничивается ВТСП керамиками. В настоящее время низкополевое поглощение обнаружено у целого ряда традиционных сверхпроводников II рода, приготовленных в виде мелкодисперсных порошков и композитов [32]. Таким образом, анализ опубликованных результатов по низкополевому сигналу в различных керамических ВТСП системах позволяет утверждать, что его качественное поведение не зависит от химического состава и является следствием гранулярной структуры образцов.

4.2. Модель НПС в керамиках. Основным свойством гранулярных сверхпроводников является существование межгранулярных джозефсоновских слабых связей. С этой точки зрения керамический сверхпроводник можно рассматривать как сеть джозефсоновских связей, пронизывающую объемный сверхпроводник.

В условиях ЭПР-эксперимента по поверхности сверхпроводника циркулируют токи: I_0 — ток, обеспечивающий экранировку статического внешнего магнитного поля (поля развертки H_{sc}), $I_{mw} \cos(\omega_{mw}t)$ — ток, вызванный падающим на образец СВЧ полем, I_m — ток, вызванный низкочастотным модуляционным полем H_m . Рассматривая данные токи (в безмодуляционном приближении) как транспортные, для уединенной межгранулярной слабой связи на поверхности образца можно записать уравнение для фазового сдвига $\phi = \phi_0 + \phi_{mw}$ в пространстве между двумя гранулами:

$$\frac{Ch}{2e} \frac{d^2\phi}{dt^2} + \frac{1}{R} \frac{\hbar}{2e} \frac{d\phi}{dt} + I_c \sin \phi = I_0 + I_{mw} \cos(\omega_{mw}t), \quad (4.1)$$

где R , C и I_c — соответственно нормальное сопротивление, емкость и критический ток связи. В приближении малых полей ($I_0 < I_c$) и в пренебрежении емкостью контакта уравнение (4.1) допускает приближенное аналитическое решение (уравнение линеаризуется по ϕ_{mw}) для поглощенной мощности СВЧ P в виде

$$P = P_n \frac{1}{1 + \eta} \left(P_n = \frac{1}{2} I_{mw}^2 R \right). \quad (4.2)$$

Величина поглощенной мощности определена как среднее по времени от произведения величин $(\hbar/2e)d\phi_{mw}/dt$ на величину наведенного тока $I_{mw} \cos(\omega_{mw}t)$. Параметр η , входящий в (4.2), содержит в себе характеристики слабой связи I_c и ϕ_0 — равновесный сдвиг фазы в отсутствие СВЧ, $\sin \phi_0 = I_0/I_c$:

$$\eta = \frac{I_c^2 \cos^2 \phi_0}{\left(\frac{1}{R} \frac{\hbar}{2e} \omega_{mw}\right)^2}. \quad (4.3)$$

Из выражений (4.2) и (4.3) видно, что величина P_n есть частотно-независимое поглощение в нормальном состоянии, а вся частотная зависимость содержится в параметре η , что коррелирует с экспериментально наблюдаемой частотной зависимостью НПС, упоминавшейся ранее. Из теории эффекта Джозефсона следует, что полевая зависимость критического тока контакта I_c подчиняется дифракционному соотношению (рис. 13):

$$I_c(H) = I_{c0} \frac{\sin(\pi H/H_0)}{\pi H/H_0}, \quad (4.4)$$

где H_0 — минимальная величина магнитного поля, при которой через джозефсоновский контакт площадью S проходит один квант магнитного потока $H_0 S = 2,07 \cdot 10^{-7} \text{ Э} \cdot \text{см}^2$. Ясно, что для каждого отдельного джозефсоновского звена соответствующая величина H_0 будет различной, а для всего гранулярного сверхпроводника можно ввести функцию распределения, описывающую разброс параметров слабых связей $F(H)$. При этом параметр η модифицируется: $\eta(H) = \eta_0 F^2(H)$, где η_0 — значение η в нулевом поле, как показано на рис. 13.

Температурная зависимость интенсивности НПС в представленной модели определяется температурным ходом критического тока $I_c(T)$ и, как отмечалось ранее, в сильной степени зависит от качества образца. Таким образом, при $T \leq T_c$ джозефсоновская среда демонстрирует частотно-зависимое поглощение СВЧ мощности, минимальное в нулевых магнитных полях и возрастающее по мере роста статического магнитного поля, что приводит к формированию инвертированного по фазе сигнала в нулевых полях. Следует, однако, отметить, что в полях, превышающих первое критическое поле для объемного сверхпроводника H_{c1} , вихри проникают также внутрь сверхпроводящих гранул. Поэтому для полей $H \geq H_{c1}$ ($H \geq 10^3 \text{ Э}$) может возникнуть дополнительный механизм поглощения СВЧ поля, связанный с пиннингом-депиннингом вихрей в приповерхностном слое отдельной гранулы [119].

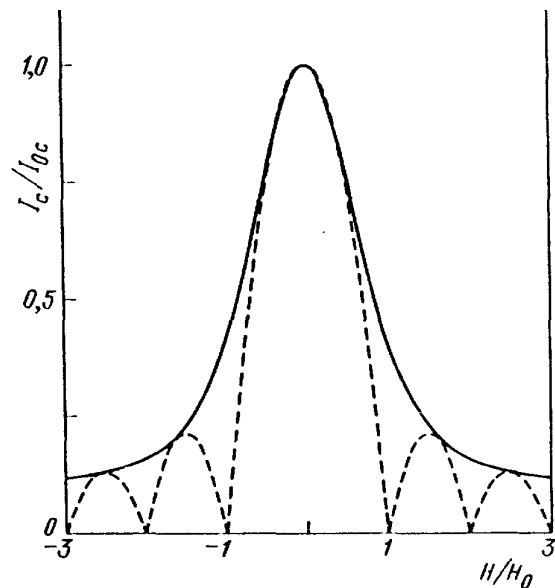


Рис. 13. Полевые зависимости нормированного критического тока I_c/I_{c0} для уединенного джозефсоновского контакта (штриховая линия) и сетки слабых связей (сплошная линия), полученные на основе выражения (4.4). I_{c0} — величина критического тока в нулевом поле

Учет влияния низкочастотной модуляции H_m на НПС оказывается более сложным. В правой части уравнения (4.1) возникает дополнительный член $I_m \cos(\omega_m t)$. В работе [115] предлагается рассматривать экспоненциальный характер переключения экранирующего тока с I_0 на $-I_0$ с соответствующим инкрементом H^* при перецикливании внешнего поля H_{sc} . При таких условиях из-за знакопеременного поведения ϕ_0 (ϕ_0 меняет знак за период модуляции при $H_m > H^*$) параметр η и поглощаемая мощность СВЧ должны вести себя нелинейно. Однако если значение амплитуды модуляции существенно меньше величины H^* , можно рассмотреть отклик системы в линейном приближении.

Для описания такой ситуации предлагается использовать простое разложение $F(H + H_m(\omega_m t)) \approx F(H) + F'(H)H_m \cos(\omega_m t)$. При подстановке его в уравнение (4.1) в адиабатическом приближении при низких частотах модуляции получается выражение для амплитуды НПС $A_{1m} = P_{1m}^{1/2}$, где P_{1m} — мощность СВЧ, детектированная на частоте ω_m [114]:

$$A_{1m} = \frac{P_n^{1/2}}{\left(\frac{1}{R} \frac{\hbar}{2e} \omega_{mw}\right)^2} \frac{I_c}{(1 + \eta)^{3/2}} \left(-\frac{dI_c}{dH} H_m + I_m \sin \phi_0 \right). \quad (4.5)$$

Заметим, что полевая и температурная зависимости НПС по-прежнему определяются поведением $I_c(H, T)$, причем при синхронном детектировании первое слагаемое дает производную квадрата критического тока — $d(I_c)^2/dH$, в то время как второе слагаемое, обусловленное модуляцией, меняет знак при переключении поля H_{sc} ($\phi_0 \rightarrow -\phi_0$), образуя гистерезис низкополевого поглощения. При понижении температуры, сопровождающемся ростом величины η_0 , происходит рост амплитуды и уширение сигнала, обусловленного первым слагаемым, и одновременно уменьшение вклада от второго члена выражения (4.5), причем полевая зависимость необратимого вклада имеет минимум в нулевых полях. Результаты представлены на рис. 14, ж и з. Суперпозиция обоих вкладов, представленная на рис. 14, а — в, хорошо согласуется с экспериментально наблюдаемым для иттриевой керамики поведением НПС [111, 114, 115, 129].

Вместе с тем для заданной амплитуды модуляции (т.е. I_m) всегда существует значение магнитного поля, выше которого нарушается условие $I_m \ll I_0$ и отклик становится существенно нелинейным вследствие осцилляции фазы ϕ_0 . Для больших амплитуд модуляции, равно как и для больших магнитных полей, вклад второго слагаемого будет насыщаться вследствие нелинейности системы. Аналогичную эволюцию НПС можно рассматривать при возрастании мощности СВЧ, т.е. для больших значений тока I_{mw} . Более детально такой анализ будет проведен для НПС в монокристаллах $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$. Таким образом, по физическому смыслу необратимое слагаемое есть первая гармоника нелинейного отклика гранулярного сверхпроводника на низкочастотную модуляцию магнитного поля.

Рассмотрим наиболее существенные стороны отклика системы на второй гармонике. Согласно прямым расчетам в рамках рассматриваемой модели ам-

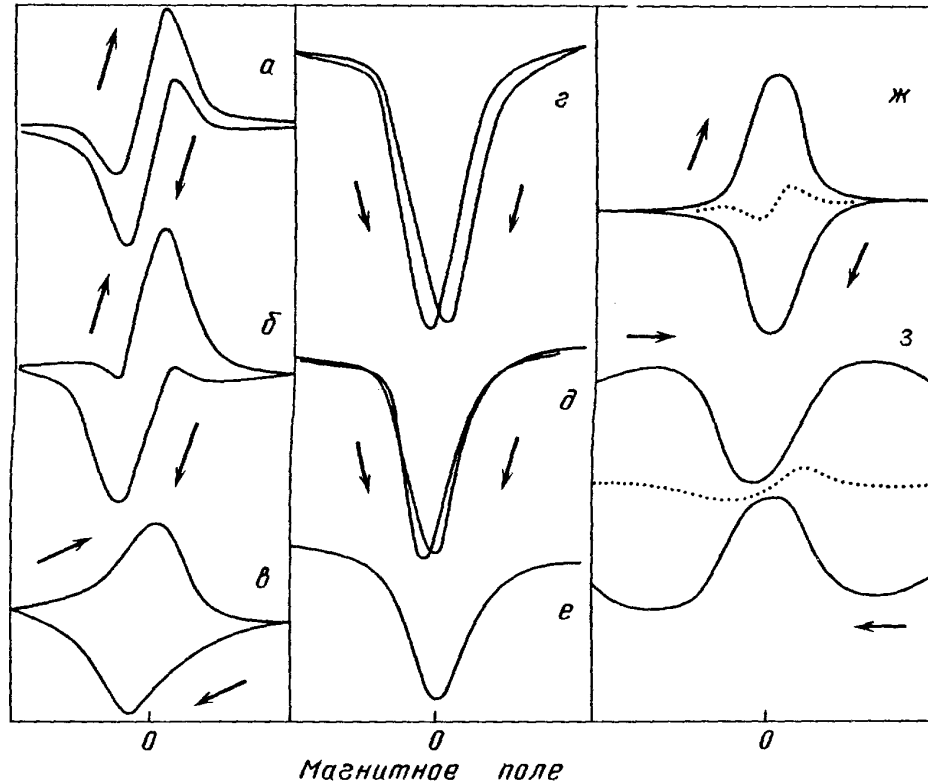


Рис. 14. Вид низкополевого сигнала на первой и второй гармониках (A_{1M} и A_{2M}) при различных значениях амплитуды модуляции и параметра η [114]. НПС на первой гармонике (ω_M): а) 1 Э, б) 0,32 Э, в) 0,10 Э; НПС на второй гармонике ($2\omega_M$): г) 1 Э, д) 0,32 Э, е) 0,1 Э. Сигналы поглощения ж и з рассчитаны на основе выражения (4.5), где значения параметра η равны 0,7 и 70 соответственно. Пунктирной линией обозначен вклад от симметричного по магнитному полю члена в выражении (4.5)

плитуда сигнала поглощения на второй гармонике ($2\omega_M$) имеет вид [114]

$$A_{2M} = A_0 \left[I_M^2 - \left(\frac{dI_c}{dH} \right)^2 H_M^2 - \frac{d^2 I_c}{dH^2} I_c H_M^2 + \right. \\ \left. + \frac{3}{1 + \eta} \frac{1}{\left(\frac{h\omega_{mw}}{2eR} \right)^2} \left(I_0 I_M - \frac{dI_c}{dH} H_M \right)^2 \right], \quad (4.6)$$

где коэффициент A_0 соответствует множителю перед скобками в выражении (4.5). Первые три члена в выражении (4.6), обратимые по магнитному полю, формируют сигнал поглощения. Четвертое слагаемое, обратимое при малых амплитудах модуляции ($\propto I_0$), приобретает гистерезисный характер при $I_M \geq I_0$. Суперпозиция вкладов, представленная на рис. 14, г — е, хорошо описывает экспериментальные результаты по НПС на второй гармонике низкочастотной модуляции [111, 114, 129].

4.3. НПС в монокристаллах ВТСП. Основной объем опубликованных результатов исследований микроволнового поглощения в монокристаллах ВТСП ограничивается иттриевыми системами $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ [108, 109, 116 — 118, 120 — 122]. Экспериментальные данные, полученные в этих работах, так же как и исследования НПС в керамиках, указывают на взаимосвязь

низкополевого поглощения СВЧ с особенностями реальной структуры монокристаллических образцов и на отсутствие корреляций с объемными сверхпроводящими свойствами.

Так, в работе [141] на одном монокристалле $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ в различных температурных интервалах ниже T_c наблюдались три низкополевых сигнала разного вида (A, B, C на рис. 15) с различным температурным ходом. О наблюдении подобных сигналов по отдельности на монокристаллах ВТСП сообщается в целом ряде работ [111, 130]. Особая, регулярная по магнитному полю серия сигналов НПС (далее именуемая сигналами типа D) наблюдается в двойникованных монокристаллах $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ [120 — 122]. Отметим, что простой суперпозицией упомянутых сигналов невозможно, по-видимому, получить НПС, характерный для керамических иттриевых систем.

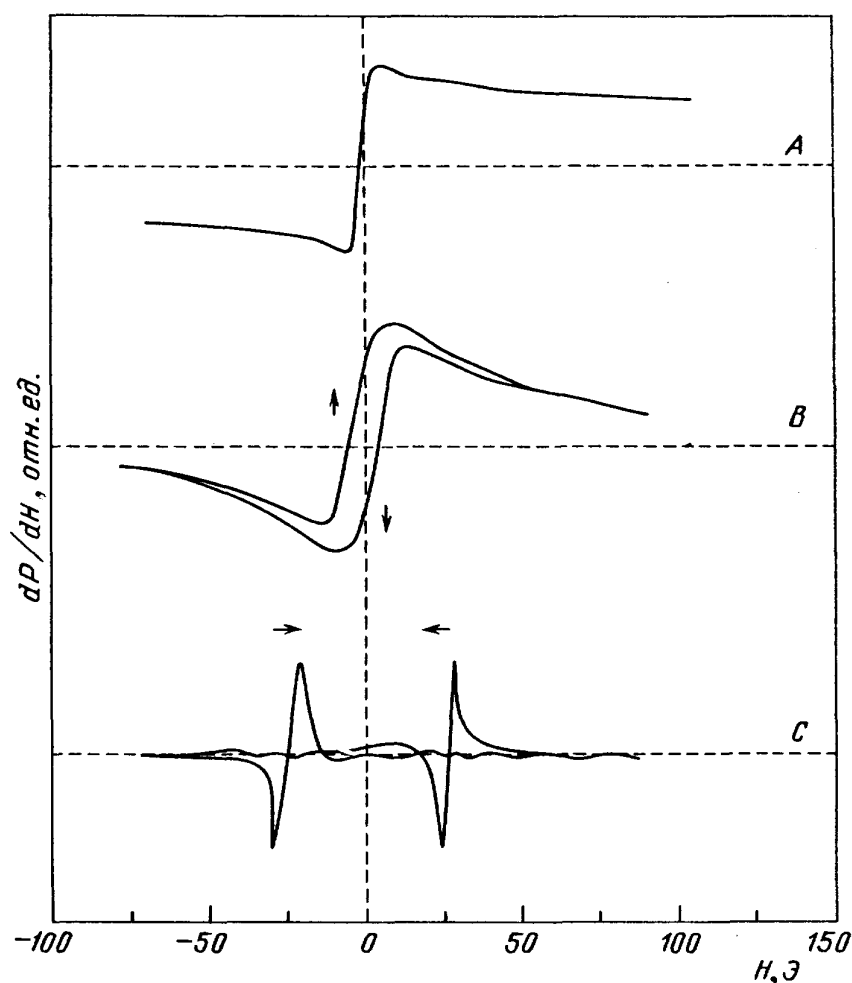


Рис. 15. Три типа сигналов НПС (A, B, C), наблюдаемые в монокристаллах $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ при $T \leq T_c$. Внешнее магнитное поле ориентировано вдоль оси c кристалла, магнитная компонента СВЧ расположена в плоскости (ab) [141]

Сигнал A , представленный на рис. 15, A , наблюдается в монокристаллах $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$, приготовленных по технологии, описанной в [142]. Ориентационная зависимость его ширины ΔH_{pp} демонстрирует расхожимость при ориентации внешнего магнитного поля в плоскости (ab) кристалла, при которой сигнал не наблюдается ($\Delta H(80^\circ) = 44 \text{ Э}$), и слабую зависимость в интервале $-50^\circ \leq \alpha \leq +50^\circ$, $\Delta H(\alpha) \approx 10 \text{ Э}$, где α — угол между направлением поля и

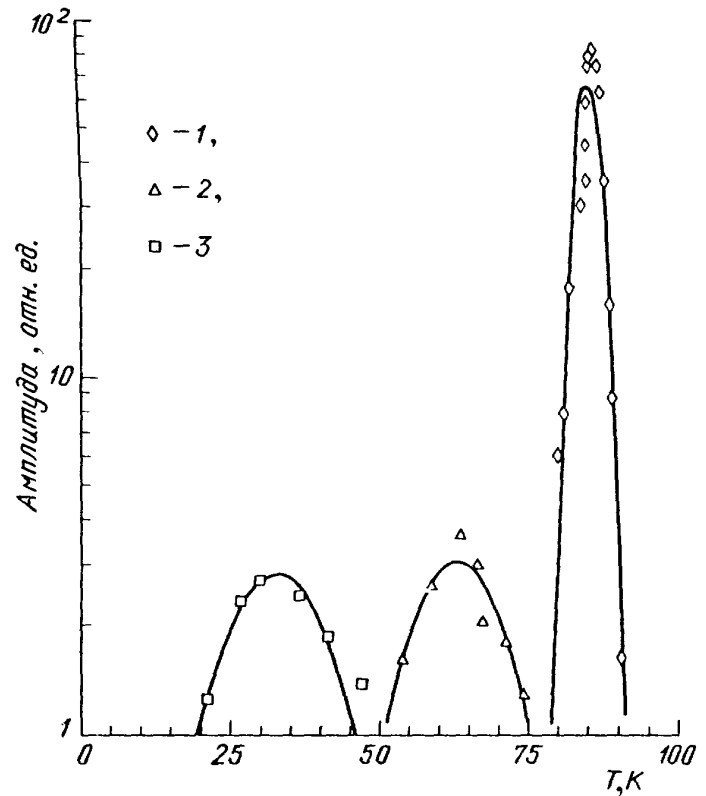


Рис. 16. Температурные зависимости амплитуды сигнала типа A (1), B (2) и C (3), вид которых показан на рис. 15. Линии, соединяющие точки, есть квадратичная интерполяция экспериментальных данных

осью c кристалла. К тому же этот сигнал обладает необычным температурным поведением амплитуды: в начале, когда сигнал возникает при $T \leq T_c$, она быстро растет, достигая максимума при $T_{\max} \approx 85$ К, затем при понижении температуры до $T \approx 75$ К уменьшается до 0 при его исчезновении (рис. 16,А). Диапазон изменения амплитуды в указанном интервале температур составляет два порядка. Характерными признаками сигнала типа A являются затянутые крылья, которые выходят на нулевую линию в полях $H \approx 2$ кЭ, и отсутствие гистерезисных особенностей.

Сигнал B , обладая сходной угловой зависимостью, достигает максимальной интенсивности при $T \approx 60$ К и наблюдается, как показано на рис. 15,В, в более низкотемпературной области 50 К $< T < 75$ К (см. рис. 16,В). Для него характерно отсутствие затянутых крыльев и наличие гистерезиса в нулевых полях ($G(64$ К) = 10 Э).

Сигнал C , наблюдаемый в интервале 20 К $< T < 50$ К, достигает максимальной интенсивности при $T_{\max} = 30$ К (см. рис. 15,С), причем его ширина в несколько раз меньше соответствующих значений для НПС A и B типов. При высоких температурах, $T > 40$ К, отмечается появление неразрешенной структуры и постепенное снижение его амплитуды до уровня шума (см. рис. 16,С). Характерной особенностью сигнала C является значительный гистерезис, нарастающий при низких температурах, $G(36$ К)/ $\Delta H_{\text{пр}}(36$ К) = 10.

Сигналы типа D отличаются как по условиям наблюдения, так и по поведению своих параметров. Как отмечалось, они наблюдаются в специально приготовленных монокристаллах $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$, пронизанных регулярной сеткой двойников, и имеют фазу, соответствующую ЭПР сигналу поглощения [117, 118]. В рассматриваемом случае двойники были ориентированы под углом 45° к ребру кристалла (вдоль направления (110) в кристалле). Харак-

терное расстояние между двойниками составляло 1 мкм.

На спектрах в интервале полей $0 \leq H \leq 10$ Э при гелиевых температурах наблюдалась регулярная серия одиночных эквидистантных узких линий, $\Delta H_{pp} \approx 2$ мЭ, расстояние между которыми составляло $\delta H = 245$ мЭ. Характерный вид спектра представлен на рис. 17. Данная структура возникает при ориентации внешнего магнитного поля вдоль направления (110) в плоскости (ab) и исчезает при взаимно перпендикулярной ориентации в той же плоскости. Направление магнитной компоненты СВЧ поля при этом параллельно оси c кристалла. При ориентации магнитной компоненты СВЧ поля в плоскости (ab), а внешнего поля H соответственно вдоль оси c также появляется последовательность узких линий, однако при такой конфигурации их полевая зависимость не подчиняется описанной выше закономерности.

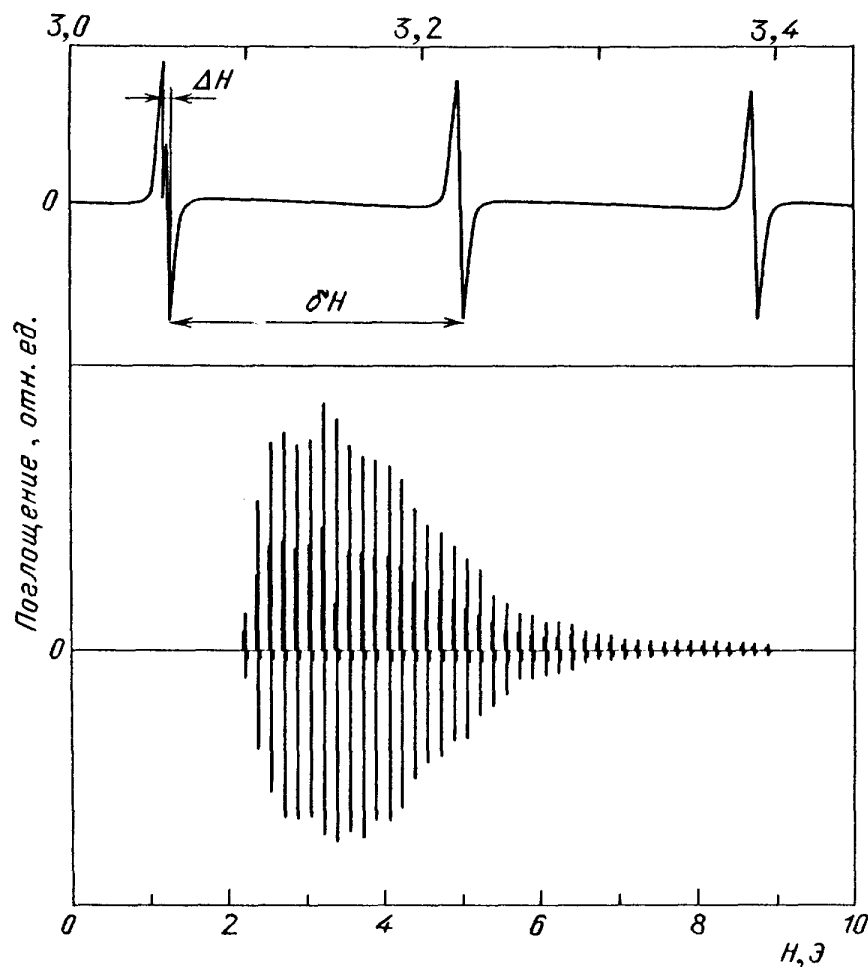


Рис. 17. Серия сигналов D -типа, наблюдаемая в двойникованных монокристаллах $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$. Внешнее магнитное поле параллельно направлению [110] в кристалле. Магнитная компонента СВЧ параллельна оси c . Мощность СВЧ поля составляет 40 дБ от 200 мВт, $T = 4,4$ К [120]. На верхней вставке показан фрагмент серии, включающий три линии. Параметр δH , характеризующий расстояние между линиями, составляет 0,212 Э. Характерная ширина уединенной линии $\Delta H \approx 0,01$ Э

В работе [122] сообщается о прямой корреляции величины δH с толщиной монокристалла $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$. Так, например, после расслоения исходного кристалла с толщиной 100 мкм в результате термоциклирования на два более тонких (≈ 50 мкм) произошло удвоение расстояния между D линиями с 245 мЭ до 500 мЭ. Более того, сообщается о наблюдении фрагментов регулярных серий

НПС типа D в ряде многодоменных кристаллов традиционных сверхпроводников II рода — PbMo_6S_8 и Nb, причем на мелких ($\approx 50 - 100$ мкм) кристаллах ниобия зарегистрированы воспроизводимые серии интенсивных узких линий типа D в полях, превышающих 50 Э [121]. В то же время, в горячекатаных образцах указанные сигналы не наблюдались.

Ориентационные зависимости для отдельной серии линий D в монокристаллах $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ при различных значениях внешнего поля описываются универсальным соотношением:

$$H \cos \beta = \pm \left(p + \frac{1}{2} \right) H_0, \quad p = 1, 2, 3, \dots, N, \quad (4.7)$$

где β — угол между направлениями внешнего поля H и (110), а величина H_0 , входящая в выражение (4.4), есть минимальное расстояние между линиями. Соответствующие данные представлены на рис. 18. Аналогичная, но более сложного вида угловая зависимость при фиксированном значении внешнего поля возникает в ниобиевых кристаллах относительно выделенного внутреннего направления (α_0, β_0) , связанного с преимущественной ориентацией слабых связей в образце (α_0 и β_0 здесь — направляющие углы в сферических координатах) [120, 121].

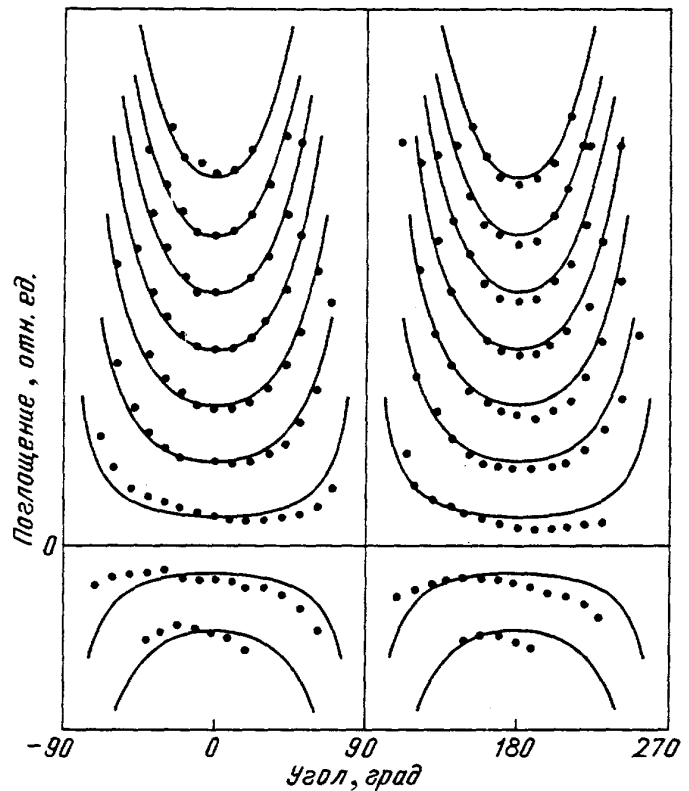


Рис. 18. Ориентационная зависимость для отдельной серии линии D типа в монокристалле $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ толщиной 50 мкм, $\delta H = 212$ мЭ. Угол β отсчитывается от направления [110] в плоскости (ab) кристалла, так что 90° соответствует ориентации внешнего магнитного поля вдоль оси [100]. Сплошные линии — результат численного расчета по соотношению (4.9) для нескольких $|p| = 1 \div 7$ [120—122]

Существенным отличием сигналов D типа от описанных ранее НПС является сложное поведение параметров в зависимости от величины мощности СВЧ, P . На рис. 19 представлена эволюция фрагмента спектра при различных значениях $P = 20, 39, 80, 158, 310, 630$ и 1260 мкВт. Из рисунка следует, что при увеличении мощности происходит неоднородное уширение исходного сигнала, при котором в центре линии образуется расширяющийся плоский участок. При этом характеристикой ширины линии при мощностях $P \geq 80$ мкВт становится расстояние между верхней и нижней половинами сиг-

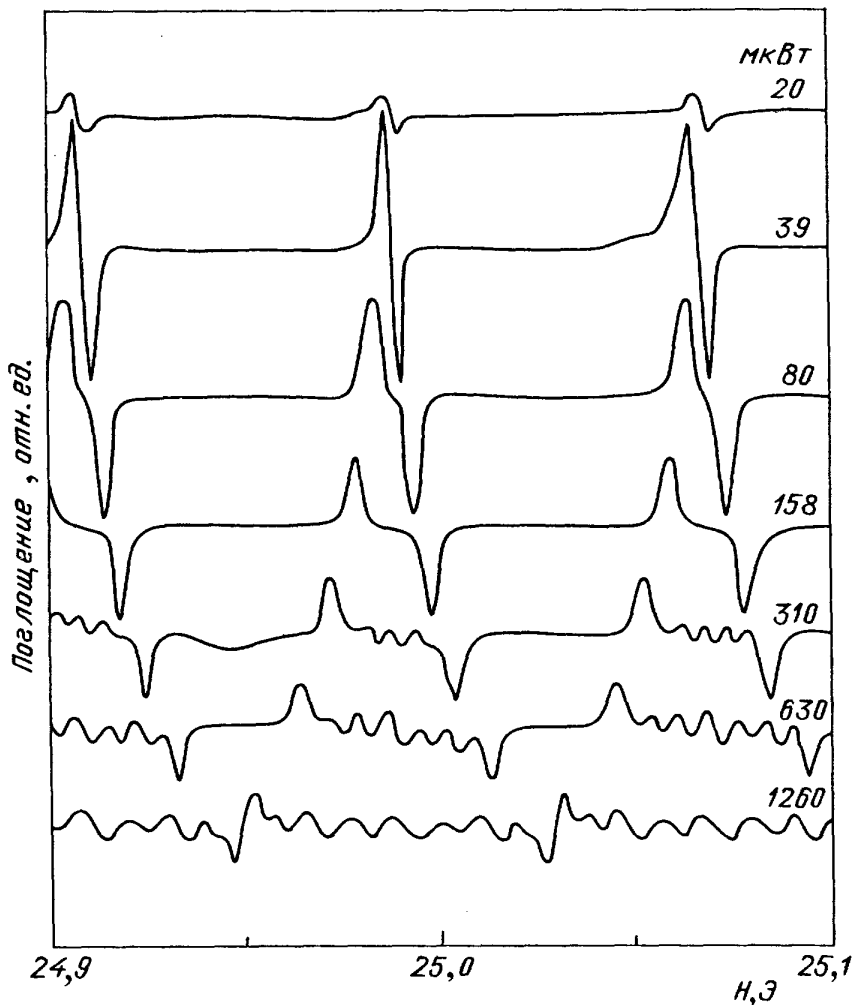


Рис.19. Эволюция фрагмента серии линий D -типа при возрастании мощности СВЧ поля от 20 до 1260 мкВт. Величина ΔH в условиях больших мощностей ($P \geq 160$ мкВт) определяется как расстояние между пиками на положительной и отрицательной "половинах" исходного сигнала. Видно, что инвертированный по фазе сигнал в поле 24,95 Э при $P = 1260$ мкВт есть результат перекрытия двух соседних неоднородно уширенных линий [122]

нала на производной dP/dH . Слабо выраженная структура в полосе поглощения для отдельной линии, по-видимому, и образует тот "мезосигнал", который наблюдался рядом авторов в керамиках $MeBa_2Cu_3O_{6+\delta}$, где $Me = Y, Ho, Eu$ [106]. Заметим, что "инвертированный" сигнал, возникший между центрами двух соседних линий при $P = 1260$ мкВт, есть не что иное, как пересечение двух неоднородно уширенных линий. Дальнейшее увеличение мощности приводит к появлению новой серии линий типа D , характеризующихся отличной от предыдущей серии величиной постоянной структуры δH_2 , которые в свою очередь уширяются и перекрываются при больших мощностях СВЧ. Описанное поведение представлено на рис. 20, а соответствующая зависимость величины ΔH — на рис. 21. Аналогичная картина появления последовательности разных серий D линий, показанная на рис. 22, возникает при возрастании температуры и постоянном значении мощности СВЧ. Экстраполяция на нуль зависимости ΔH_{pp} от мощности СВЧ (см. рис. 20) позволяет для каждой линии в последовательности определить пороговую мощность

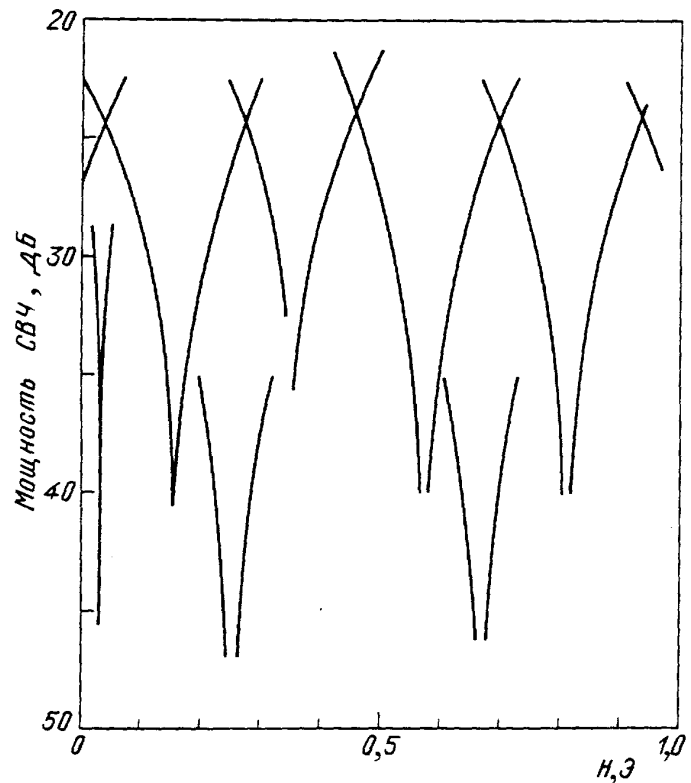


Рис. 20. Положения пиков на положительной и отрицательной "половинах" сигнала D -типа. при увеличении мощности СВЧ. Видно, что при уменьшении коэффициента затухания ниже порогового значения 40 дБ возникает новая серия линий с отличным от предыдущей значением δH . Линии новой серии уширяются и перекрываются при дальнейшем увеличении мощности СВЧ. (Исходное значение мощности составляет 200 мВт) [120]

P_c , ниже которой конкретная линия не наблюдается. Построенные таким образом зависимости величины P_c от магнитного поля и температуры, характеризующие детальную эволюцию всей серии, представлены на рис. 21 и 23. Отметим, что при некоторых значениях магнитного поля величина пороговой мощности СВЧ для появления серии линий близка к нулю.

Итак, представленный набор экспериментальных данных выявил характерные черты поведения НПС в монокристаллах $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$.

Они состоят в появлении сигналов низкополевого поглощения различного вида в зависимости от технологии приготовления монокристаллических образцов, их геометрических факторов, конфигурации полей в эксперименте, температуры и мощности СВЧ.

Наблюдаемые свойства характерны не только для состава $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$, но и для ряда традиционных сверхпроводников II рода с определенными механическими свойствами. Таким образом, механизмы низкополевого поглощения в монокристаллах ВТСП следует, как и для случая керамики, отождествить с диссипацией энергии СВЧ поля в джозефсоновских слабых связях, образованных дефектами образцов.

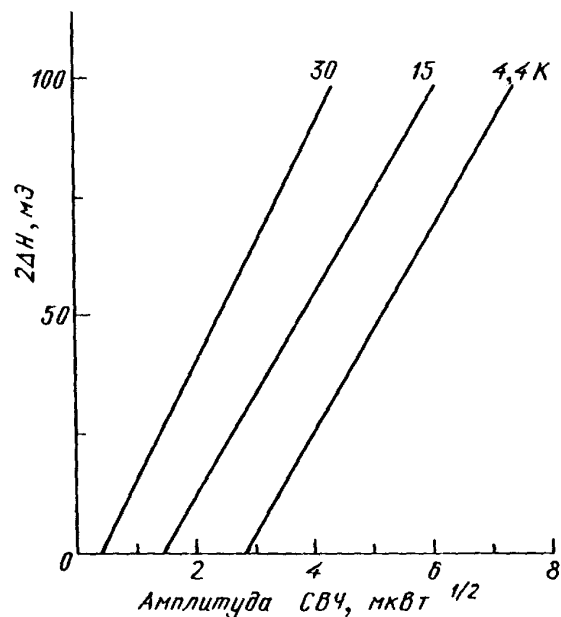


Рис. 21. Зависимость ширины отдельной линии ΔH от амплитуды СВЧ поля при $T = 30$ К, 15 К и 4,4 К [121]

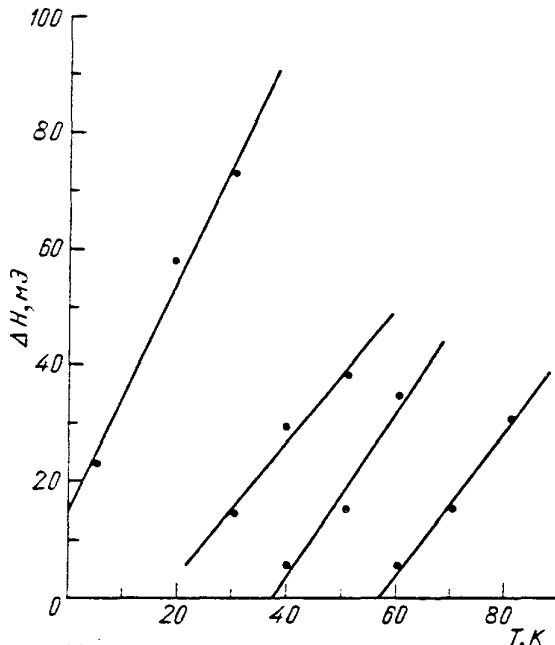


Рис. 22. Температурная зависимость величины ΔH для нескольких серий линий в монокристаллах $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ при затухании 42 дБ ($P = 200$ мВт) [120]

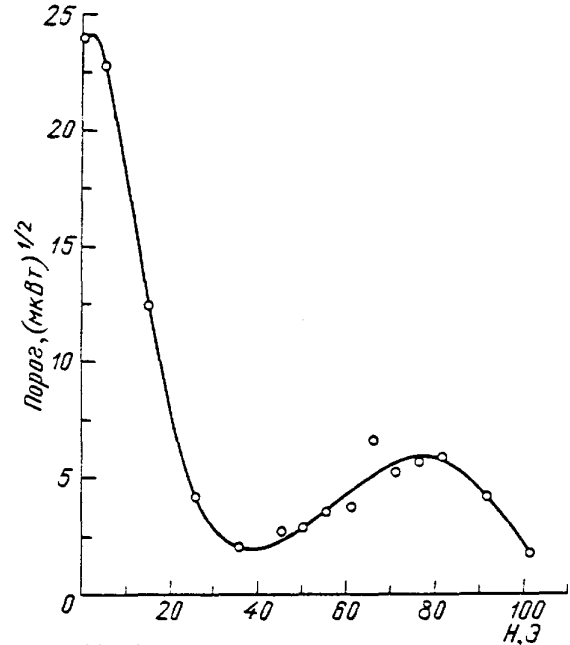


Рис. 23. Зависимость пороговой амплитуды СВЧ поля для отдельной серии линий D -типа в монокристаллах $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ ($T = 4,3$ К) от величины внешнего магнитного поля [122]

Вместе с тем представляет интерес связать наблюдаемые закономерности с конкретным видом дефектов — плоскостями двойникования.

4.4. Модель формирования НПС в монокристаллах $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$. Существование общей ориентационной зависимости вида (4.7) позволяет связать наблюдаемые серии линий D с проникновением в слабые связи линий магнитного потока. С другой стороны, строгая периодичность по магнитному полю предполагает существование пересекающихся энергетических уровней, соответствующих состояниям с разным числом вихревых линий внутри ограниченного пространства слабого звена. Другими словами, фрагмент двойникового монокристалла можно рассматривать в качестве уединенного квантового интерферометра.

В случае, исследованном в работе [121], границами слабой связи являются расположенные перпендикулярно поверхности кристалла плоскости, разделенные расстоянием 1 мкм. Эффекты разориентации в соседних доменах, по видимому, не существенны.

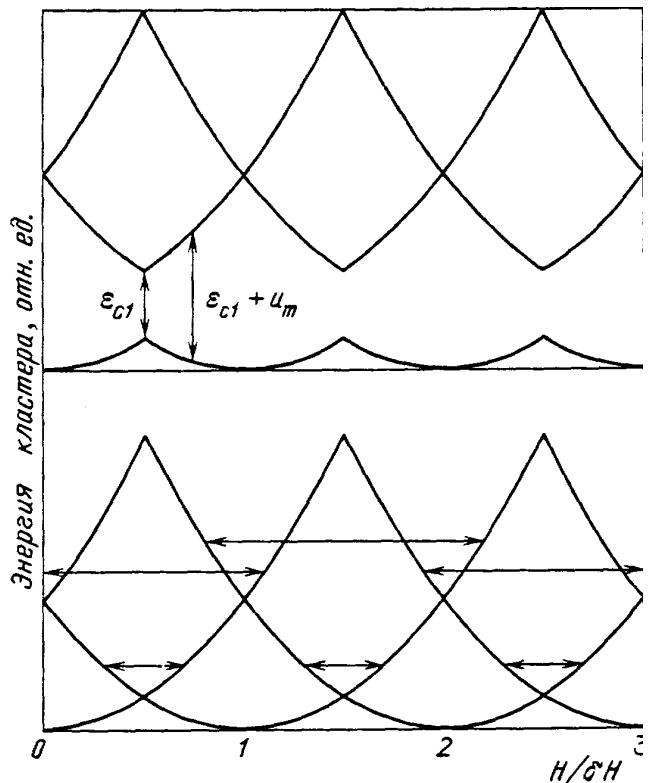
Магнитная энергия кластера, состоящего из слабосвязанных сверхпроводящих гранул, согласно теоретической модели [131], имеет периодическую квадратичную зависимость от внешнего магнитного поля с периодом, равным минимальному полю H_0 , при котором через поверхность кластера установится один квант магнитного потока:

$$u_n = \frac{1}{8\pi}(H - nH_0)^2 fS, \quad (4.8)$$

где f — мейсснеровский фактор, S — площадь эффективной поверхности, n — число квантов потока. Отметим, что, в отличие от керамики, слабые связи в монокристаллах более регулярны и имеют существенно меньшие геометрические размеры. Для описанных монокристаллов с $d = 100$ мкм пло-

щадь уединенной границы составляет 10^{-6} см^{-2} и соответствующая величина

Рис. 24. Диаграмма энергии сверхпроводящего кластера в зависимости от величины внешнего магнитного поля, построенная на основе выражений (4.8) без учета щели (нижняя диаграмма) и с учетом энергии образования джозефсоновского вихря ϵ_{c1} (верхняя диаграмма). Величина u_m характеризует магнитную энергию вихря при промежуточном значении поля. Горизонтальные линии на нижней диаграмме характеризуют ширину отдельных линий в серии при нескольких величинах мощности СВЧ. Перекрывание линий отражает перекрытие неоднородно уширенных сигналов, представленное на рис. 20 и 21 [120—122]



$H_0 = 200 \text{ мЭ}$. Расслоение исходного кристалла на два с толщинами $d = 50 \text{ мкм}$ дает удвоение поля $H_0 = 400 \text{ мЭ}$. Приведенные оценки хорошо согласуются с измеренными величинами δH для данных кристаллов. На рис. 24 приведено графическое представление выражения (4.8). Если предположить в качестве возможного механизма диссипации СВЧ мощности вязкое движение вихревой линии в месте пересечения уровней (при такой диссипации магнитная энергия полностью трансформируется в кинетическую энергию движения вихря $(1/2)mV^2$, где m — эффективная масса вихря), то при повышении мощности можно ожидать уширение линии поглощения $\Delta H_{pp} \approx \Delta H(P)$, пропорциональное расстоянию между соседними энергетическими уровнями [120]:

$$\Delta H = \left(\frac{8\pi u_m}{fS} \right)^{1/2} - \frac{\delta H}{2}. \quad (4.9)$$

Таким образом, СВЧ поле стабилизирует промежуточное состояние слабой связи. Дальнейшее возрастание СВЧ мощности приведет к неоднородному уширению исходной линии поглощения $\Delta H \sim P^{1/2}$ и последующему перекрыванию двух и более соседних линий, как показано горизонтальными линиями на рис. 24.

Описанная качественно ситуация полностью воспроизводится на эксперименте (см. рис. 19 — 21), причем введение параметра пороговой мощности $P_c(T)$ позволяет описать экспериментально наблюдаемое уширение в разных сериях линий простой зависимостью вида

$$2 \frac{\Delta H}{\delta H} = \left(\frac{P}{P_0} \right)^{1/2} - \left(\frac{P_c}{P_0} \right)^{1/2}, \quad (4.10)$$

где P_0 — общий для разных серий линий параметр, характеризующий не зависящий от температуры угол наклона зависимостей $\Delta H(P)$.

Теория эффекта Джозефсона в магнитном поле [119, 132] позволяет оценить величину критического тока через слабую связь, необходимую для образования в ней джозефсоновского вихря:

$$J_0 = \frac{\pi}{4} \frac{2\Delta}{eR_n} \text{th} \frac{\Delta}{2k_B T}, \quad (4.11)$$

где $\Delta(T) \approx 1,74\Delta(0)[1 - (T/T_c)]^{1/2}$ при $T \leq T_c$ есть величина энергетической щели в модели БКШ, $2\Delta(0) = 3,528k_B T_c$, а R_n — сопротивление единичной поверхности джозефсоновского контакта. Учет температурной зависимости позволяет упростить вид выражения (4.11):

$$J_0(T) \approx 2,67J_0(0) \left(1 - \frac{T}{T_c}\right), \quad (4.12)$$

где величина критического тока $J_0(0)$ определяется лишь параметрами сверхпроводника.

Для создания на поверхности критического тока (4.12) необходимо подвести СВЧ поле, амплитуда которого больше или равна критической h_{c1} :

$$h_{c1} \approx \frac{4\pi}{c} \lambda_J(T) J_0(T), \quad (4.13)$$

в котором λ_J есть глубина проникновения поля в джозефсоновский контакт [132]:

$$\lambda_J = \left(\frac{c\Phi_0}{8\pi^2 J_0 d} \right)^{1/2} \quad (d \ll 2\lambda_L [121]) \approx \left[\frac{\Phi_0/4\pi}{(4\pi/c)\lambda_L J_0} \right]^{1/2}, \quad (4.14)$$

где d — размер контакта, λ_L — лондоновская глубина проникновения поля в объем сверхпроводника. Мы не будем далее в деталях рассматривать особенности температурного хода величин λ_J и h_{c1} , вытекающие из температурных зависимостей фундаментальных параметров λ_L и Δ . Ясно, что из выражений (4.13) и (4.14) следует существование порогового значения мощности СВЧ, генерирующей на поверхности слабой связи критический ток. Более того, величина пороговой мощности должна иметь монотонную температурную зависимость, определяемую фундаментальными параметрами, что вполне согласуется с приводимыми ранее экспериментальными данными.

Необходимость существования на поверхности кристалла критического тока $J_0(T)$ для образования джозефсоновского вихря может быть отражена появлением щели ϵ_{c1} на диаграмме для магнитной энергии кластера (см. рис. 24). В работе [121] предлагается по аналогии с плотностью энергии образования флюксоида в объемном сверхпроводнике записать соответствующую величину энергии, связанную с критическим током J_0 , так что $\epsilon_{c1} = (1/4\pi)\Phi_0 h_{c1} \approx (I/c)\Phi_0 \lambda_J(T) J_0(T)$. Тогда общая энергия вихря будет содержать две компоненты — энергию образования ϵ_{c1} и магнитную энергию u_m , определяемую из соотношений (4.8) и (4.9):

$$\varepsilon_1 = \varepsilon_{c1} + u_m. \quad (4.15)$$

Если определить магнитную энергию u_m как разность значений $(u_{n+1} - u_n)$, где u — значения магнитной энергии кластера, содержащего соответственно n и $(n + 1)$ вихрей (4.8), то выражение для величины u_m запишется в виде

$$u_m = u_{n+1} - u_n = 8u_0 \left[\left(n + \frac{1}{2} \right) - \frac{H}{\delta H} \right] = 4u_0 \frac{\Delta H'}{\delta H}, \quad (4.16)$$

где $u_0 = (I/32\pi)\Phi_0\delta H$ — значение энергии для наинизшего пересечения уровней $u(H)$. Как видно из выражения (4.16), на величину магнитной энергии u_m влияет лишь отклонение магнитного поля от своего значения в точке первого пересечения уровней $-\Delta H'$. В точках $H = (n + 1/2)\delta H$ энергии состояний с n и $(n + 1)$ числом флюксоидов равны, следовательно, магнитная энергия, связанная с рождением вихря, в пороговой точке равна нулю. Почленное сравнение выражений (4.10), (4.13), (4.15) и (4.16) позволяет связать параметры эксперимента с параметрами рассматриваемой модели:

$$h_1/\delta H = (P/P_0)^{1/2}, \quad (4.17)$$

$$h_{c1}/\delta H = \varepsilon_{c1}/8u_0 = (P_c/P_0)^{1/2}.$$

Поскольку величина δH , как отмечалось ранее, определяется геометрией слабых связей в образце, то угол наклона зависимостей действительно определен образцом и не зависит от температуры. В то же время, пороговое значение мощности определяется соотношением энергии образования джозефсоновского вихря и видом зависимости магнитной энергии сверхпроводящего кластера (4.8). Отметим также, что величина $\Delta H'$, при которой выполняется соотношение $\varepsilon_1 = (I/4\pi)\Phi_0 h_1$, равна с точностью до постоянного множителя величине ΔH_{pp} для неоднородно уширяющейся уединенной линии. Появление при $P \gg P_c$ в центре отдельной линии дополнительной структуры (см. рис. 19) можно теперь связать с генерацией двух вихрей под воздействием СВЧ поля [122]. Для двухвихревой генерации, в свою очередь, можно определить пороговое значение мощности P_{c2} , величину $d\Delta H_{pp}/dP$, а также построить сходную с предыдущим рассмотрев ее качественную модель. Экспериментальные данные, однако, указывают на существенные различия одно- и двухвихревой генерации. Так, например, для одновихревого процесса в $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ величина $d\Delta H_{pp}/dP$, слабо зависящая от значения поля внутри одной серии, составила $\approx 2,6$ мЭ/мкВт^{1/2}, в то время как для вторичного процесса эта величина меняется от 0,6 мЭ/мкВт^{1/2} в поле 5 Э до 0,25 мЭ/мкВт^{1/2} в полях, превышающих 50 Э [122]. В кристаллах ниобия особенностей, связываемых с двухвихревой генерацией, не наблюдалось [121].

Связь энергии образовавшегося в определенном магнитном поле джозефсоновского вихря с величиной наведенного СВЧ полем тока позволяет также объяснить немонотонную полевую зависимость пороговой мощности $P_c(H)$. При наложении поля в уединенном контакте с поперечным размером d устанавливается решетка джозефсоновских вихрей, период которой равен

$\lambda_B = \Phi_0 / B(d + 2\lambda_L)$. Исходя из того, что общий магнитный поток в контакте равен захваченному потоку, для отдельного контакта длиной L справедливо соотношение $BL(2\lambda_L + d) = HS$. Предполагая, что возникновение нового вихря происходит в пределах глубины λ_J , на которую СВЧ поле проникает в глубь слабой связи, для J_c можно записать выражение [121]

$$J_c = \frac{J_0}{\lambda_J} \left| \int_0^{\lambda_J} \cos \frac{2\pi x}{\lambda_B} dx \right| = \frac{J_0 \lambda_B}{2\pi \lambda_J} \left| \sin \frac{2\pi \lambda_J}{\lambda_B} \right|, \quad (4.18)$$

из которого следует, что при соблюдении условия $2\lambda_J = \lambda_B$ значение критического тока, при котором возникает новый вихрь, равно нулю.

Таким образом, в полях $H_{J0} = n(L/2\lambda_J)\delta H$ значение критического тока для образования нового вихря, а значит, и значение пороговой мощности СВЧ, будет нулевым. Подобная зависимость действительно наблюдается в эксперименте (см. рис. 23).

Предположение о вязком движении вихря под действием магнитной компоненты СВЧ поля позволяет записать выражение для его скорости $V \sim h_1 / \eta \lambda_{l\perp}$, где h_1 — магнитная компонента СВЧ, η — вязкость вихря, $\lambda_{l\perp}$ — глубина проникновения поля. В настоящее время существует несколько подходов для оценки вязкости вихря в джозефсоновской среде [133, 134, 139]. Использование наиболее простого выражения $\eta \propto H_{c2} / \rho_{ab}$ [135], где ρ_{ab} , согласно [136], может описываться линейной по температуре зависимостью, дает выражение

$$2\Delta H = (\alpha + \beta T)h_1 - \delta H = \frac{\beta(T - T_0)}{\alpha + \beta T_0} \delta H, \quad (4.19)$$

где $\alpha^2 \sim (Q/S H_{c2}) [\rho_{ab}(0) / \omega \lambda_{l\perp}] \approx (0,15/f)Q$. Параметр $Q = \omega m / 2\eta$ имеет смысл параметра качества. Наиболее существенными свойствами выражения (4.19) являются линейная зависимость от температуры, обусловленная линейным ходом электросопротивления в плоскости (ab) , и наличие порогового значения температуры $T_0 = (\delta H / h_1 - \alpha) / \beta$, ниже которого данная серия линий не должна наблюдаться.

Сопоставление экспериментальных температурных зависимостей величины ΔH и результатов экстраполяции $\rho_{ab}(T)$ на нулевые температуры дает удовлетворительное согласие. Выражение (4.19) объясняет также появление серий линий в различных температурных интервалах при фиксированной мощности СВЧ, представленное на рис. 22.

Вместе с тем существуют данные, ставящие под сомнение допустимость предположения о диссипации СВЧ мощности через вязкое движение джозефсоновского вихря. Исследование зависимостей мощности P_c при различных углах между взаимными направлениями магнитной компоненты поля СВЧ h_1 , внешнего поля H и кристаллическими осями образца, проведенное для $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ и ниобиевых кристаллов, свидетельствует о значительном возрастании величины пороговой мощности СВЧ при параллельной ориентации

$h_1 \parallel H$ [121]. Для ниобия эта зависимость подчиняется соотношению $P_c \sim 1/\sin^2(\alpha - \alpha_0)$ и P_c достигает максимума при том же угле α_0 , при котором величина δH минимальна. Этот факт можно рассматривать как указание на то, что за формирование серии линий типа D ответственна компонента наведенного СВЧ тока, параллельная направлению вихря.

4.5. Характеристика слабых связей. Выражения (4.13) и (4.14), использованные в модели для формирования НПС D -типа, позволяют оценить некоторые характеристики джозефсоновских контактов. Измерение порогового значения мощности СВЧ позволяет оценить величину h_{c1} , а следовательно (см. (4.14)), и глубину проникновения λ_J . Для соответствующих оценок в работе [121] использованы значения лондоновской глубины проникновения $\lambda_L(0) = 900 \text{ \AA}$, определенные из экспериментов по мюонной ротации в монокристаллах $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ [137, 138]. Из выражения (4.13) удастся оценить величину критического тока J_0 .

В предположении справедливости модели БКШ можно оценить величину сопротивления туннельного контакта R_n :

$$R_n = R_0 \exp(kd), \quad (4.20)$$

где d — поперечный размер контакта, а k определяется из выражения $\hbar k = (2m\epsilon_b)^{1/2}$ и при величине энергетического барьера $\epsilon_b \approx 1 \text{ эВ}$ составляет $1/k \approx 2 \text{ \AA}$. Численные значения параметров h_{c1} , λ_J , J_0 и R_n , соответствующие нескольким сериям линий при различных температурах, приведены в таблице.

Характеристики джозефсоновских контактов в монокристаллах $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ [121]

$T, \text{ К}$	$h_{c1}, \text{ мЭ}$	$\lambda_L(T), \text{ \AA}$	$J_0, \text{ А/см}^2$	$\lambda_J, \text{ мкм}$	$R_n, \text{ МОм} \cdot \text{ см}^2$
4,4	66	900	1,96	270	10,8
15	50	900	1,13	350	18,8
30	24	900	0,26	740	82,0
4,4	64	900	1,84	280	11,5
15	32	900	0,46	550	46,0
30	10	900	0,04	1800	470,0

5. Гистерезис СВЧ поглощения

В первых же экспериментах по ЭПР на высокотемпературных сверхпроводниках был обнаружен гистерезис СВЧ поглощения при $T < T_c$ [32, 143, 144]. Этот эффект заключается в зависимости уровня поглощаемой мощности от направления сканирования постоянного магнитного поля. На рис. 25 показан типичный экспериментальный вид гистерезиса в $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$. Как известно, при помещении сверхпроводника II рода в магнитное поле, имеющее промежуточное значение $H_{c1} < H < H_{c2}$ (где H_{c1} и H_{c2} соответственно первое и второе критическое поле), он переходит в смешанное состояние, т.е. магнитное поле входит в сверхпроводник второго рода в виде квантовых вихревых нитей (вихрей Абрикосова), вытянутых вдоль магнитных силовых линий. Гистерезис в полевой зависимости термодинамических потенциалов для жестких

сверхпроводников в смешанном состоянии связан с пиннингом этих вихрей на неоднородностях, имеющих размер порядка радиуса вихря. Поэтому естественно предположить, что и наблюдаемые аномалии СВЧ свойств также связаны с пиннингом. Однако регистрируемый при ЭПР исследования микроволновой гистерезис не может быть отождествлен с известным гистерезисом намагниченности сверхпроводников хотя бы по той причине, что значения ширины частных петель этих гистерезисов различаются на три порядка, да и величина эффекта в случае ЭПР несоизмеримо меньше. Последующие исследования показали, что гистерезис СВЧ поглощения наблюдается в широком

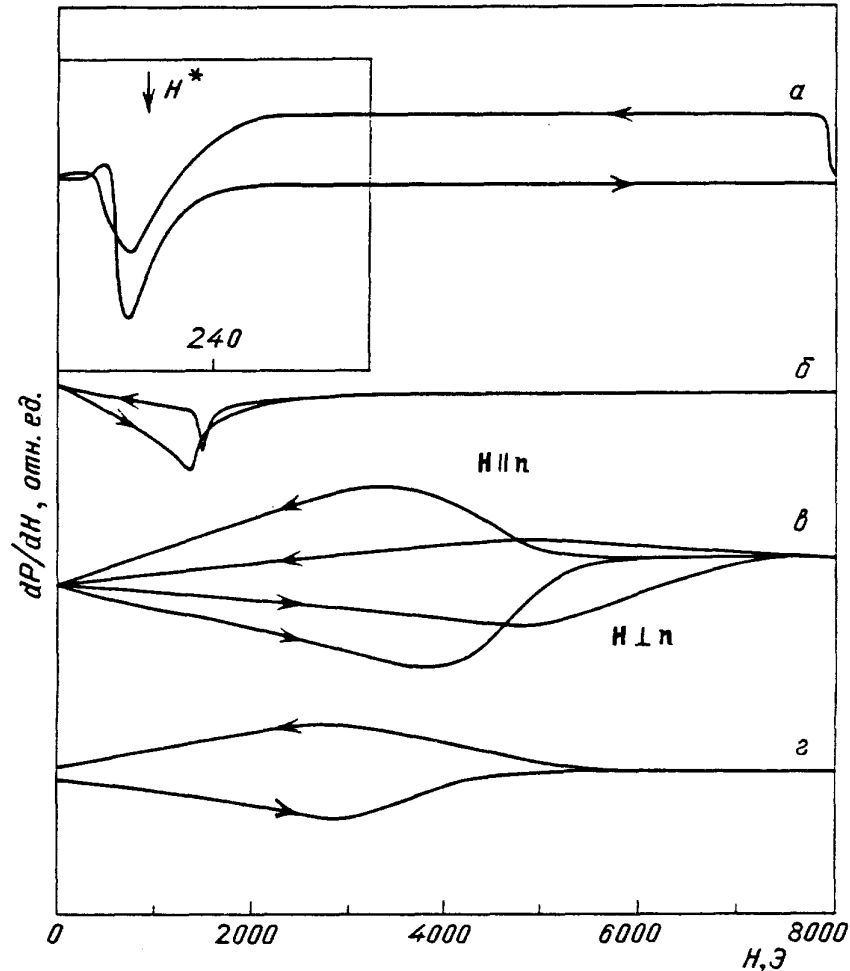


Рис. 25. Полевые зависимости микроволнового поглощения dP/dH для различных образцов в сверхпроводящем состоянии. *a* — $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$. *б* — Совершенный монокристалл Nb. *в* — Горячекатаная фольга Nd. *г* — Деформированный монокристалл Nb. Данные из работы [32]

классе сверхпроводящих материалов: $\text{La}_{1,8}\text{Sr}_{0,2}\text{CuO}_4$, V_3Si , Nb, NbSe_2 [32].

На рис. 25 приведен вид микроволнового гистерезиса для: *б*) химически полированного совершенного монокристалла ниобия ($R(4,2\text{ K})/R(300\text{ K}) = 300$), *в*) пластинки горячекатаного технического ниобия, *г*) образца, вырезанного из этого же монокристалла, но без химической полировки. Из приведенного рисунка следует важный вывод о том, что возможность наблюдения эффекта гистерезиса определяется степенью деформации сверхпроводника, поскольку для полированного монокристалла Nb микроволновой гистерезис отсутствует, тогда как для фольги он наиболее сильно выражен. Как было показано в работе [145], взаимодействие вихрей с микроволновым полем не осложняется эффектами пиннинга, поэтому СВЧ поглощение сверхпроводником в магнитном поле будет определяться числом и распределением вихрей

в магнитном скин-слое. В рамках модели критического состояния Бина [146] в жестком сверхпроводнике при любом изменении магнитного поля устанавливается критическое состояние, в котором плотность тока (всюду, где она отлична от нуля) можно считать равной $j_c(T)$. Величина критического тока определяется из условия начала движения вихревой структуры. Статическое распределение вихрей в образце (в частности, и на скин-глубине) устанавливается в результате баланса силы пиннинга и силы Лоренца. Изменение направления сканирования магнитного поля вызывает соответствующее изменение направления критических токов, которые за счет силы Лоренца могут как "вжимать" вихрь в скин-слой, так и "выжимать" из него.

Для описания гистерезиса СВЧ поглощения вводится ряд параметров (рис. 26): δ — амплитуда гистерезиса (разница между уровнями поглощения СВЧ при смене направления сканирования магнитного поля), ΔH — ширина перехода с нижнего на верхний уровень частной петли гистерезиса, H^* — верхнее магнитное поле, при котором исчезает СВЧ гистерезис.

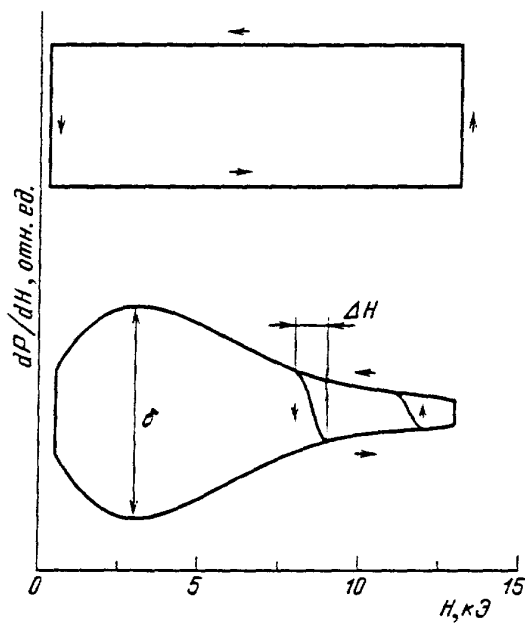


Рис. 26. Полевая зависимость первой производной поглощаемой мощности dP/dH для монокристалла $YBa_2Cu_3O_{6.9}$ при двух ориентациях его кристаллической плоскости (ab) относительно направления постоянного магнитного поля H_0 . Вверху — $(ab) \parallel H_0$, внизу — $(ab) \perp H_0$. Стрелки указывают направление сканирования магнитного поля. $T = 5,0$ К

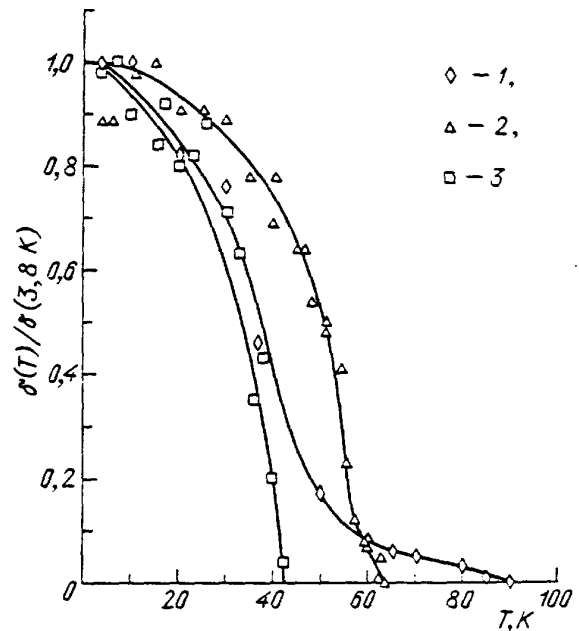


Рис. 27. Температурная зависимость нормированной амплитуды гистерезиса $\delta(T)/\delta(3,8 \text{ К})$ для составов $YBa_2Cu_3O_x$ с различным содержанием кислорода (1 — $x = 6,96$; 2 — $x = 6,86$; 3 — $x = 6,60$)

Зависимость $\delta(T)$, измеренная для различных сверхпроводников, носит "универсальный" характер $\delta(T) \sim [1 - (T/T_c)^2]$ [32]. Такая температурная зависимость характерна для силы пиннинга в грязных сверхпроводниках [147]. Однако в случае $Y-Ba-Cu-O$ вид зависимости $\delta(T)$ отличается от универсального (рис. 27). Причина этого отличия стала понятна после исследования серии образцов с различным содержанием кислорода в $YBa_2Cu_3O_{7-x}$, где $x = 0,04; 0,14; 0,31; 0,44$ и $0,56$ [33]. Данные по $\delta(T)$ для этих образцов приведены на рис. 27. Из этого рисунка следует, что в припо-

верхностной области образцов стехиометрического состава существует фаза с более низким T_c (~ 60 К), которая создает эффекты экранировки, приводящие к немонотонности $\delta(T)$. Заметим, что в области $T_c \sim 60$ К имеется плато на зависимости $T_c(x)$ (см. рис. 2).

Поведение другого параметра СВЧ гистерезиса, ΔH , существенно зависит от типа и состояния сверхпроводника. Если в случае керамических образцов $Y-Ba-Cu-O$ эта величина очень мала и не превышает 0,01 Э, то для монокристаллических образцов ниобия она равна примерно 40 Э. В рамках подхода Бина для этого параметра может быть предложено следующее выражение: $\Delta H = \zeta j_c$ [32], где ζ — длина когерентности. Для ниобия эта формула дает значения j_c , удовлетворительно согласующиеся с результатами других экспериментов.

В монокристаллах $Y-Ba-Cu-O$ температурные и полевые зависимости параметров микроволнового гистерезиса существенно зависят от ориентации кристалла относительно направления магнитного поля [34]. Сложный вид ориентационной зависимости амплитуды гистерезиса δ в монокристалле, по-видимому, обусловлен суперпозицией двух вкладов, действующих в противоположных направлениях. Один из них — это анизотропия глубины проникновения магнитного поля, величина которой вдоль оси c в 5 раз больше, чем в плоскости (ab) [12]; другая — это преимущественный пиннинг вихрей в плоскости (ab) , вызванный сильным двойникованием монокристаллов в ней. На основе указанной выше формулы для ΔH и используя данные по глубине проникновения магнитного поля в монокристалл [12], удастся оценить критический ток $j_{c(ab)}(20\text{ К}) = 3 \cdot 10^6 \text{ А/см}^2$, $j_{c(c)}(20\text{ К}) = 8 \cdot 10^4 \text{ А/см}^2$; полученные значения хорошо согласуются с результатами определения этой величины из данных по ширине петли гистерезиса намагниченности. Данные по величине верхнего поля исчезновения гистерезиса H^* для монокристалла удовлетворительно согласуются с результатами измерения второго критического поля другими методами.

6. Заключение

Прошло немногим более пяти лет после открытия высокотемпературной сверхпроводимости и хотя прогресс в поиске новых сверхпроводников с более высокими T_c налицо, в понимании физики этого явления однозначных ответов на главные вопросы пока нет. Основная проблема здесь связана с противоречивостью экспериментальных результатов. Данные, полученные из ЭПР исследований, также весьма противоречивы и неоднозначны. Тем не менее пробуем подвести некоторые итоги.

1. Сигнал ЭПР не наблюдается от сверхпроводящих составов $YBaCuO$. Его отсутствие обусловлено, по-видимому, сильным обменным взаимодействием как между магнитными моментами Cu^{2+} , так и их взаимодействием со спинами носителей тока.

2. В случае кислорододефицитных несверхпроводящих составов $YBaCuO$ противоречивость экспериментальных результатов скорее всего обусловлена тем, что для промежуточных (между 6 и 7) концентраций кислорода существует несколько возможных метастабильных микроскопических конфигураций в расположении кислорода, определяемых в значительной мере температурой отжига этих образцов. Наблюдаемый сигнал ЭПР обусловлен локализованными магнитными моментами Cu^{2+} в позициях $Cu1$ (цепочки). Сигнал от локализованных моментов в $Cu2$, возникающих, например, при

облучении нейтронами, не наблюдается из-за сильного обменного антиферромагнитного взаимодействия между ними.

3. Введение редкоземельных магнитных примесей (Gd^{3+} , Eu^{3+} , Nf^{3+} , Ho^{3+} и др.) в $YBaCuO$ не дает ожидаемых результатов по определению сверхпроводящих параметров этой системы, так как влияние Y и ионов, его замещающих, на сверхпроводящие свойства слабо так же, как и их взаимодействие с электронами проводимости.

4. Изменение температурной зависимости ширины линии ЭПР от локализованных моментов ДФПГ, адсорбированных на поверхности высокотемпературного сверхпроводника, позволило рассчитать температурную зависимость глубины проникновения магнитного поля в сверхпроводник.

5. Нерезонансное поглощение мощности СВЧ керамическими и монокристаллическими образцами в слабых магнитных полях связывается большинством авторов с наличием в этих образцах сети джозефсоновских слабых связей. Существенная разница в характере НПС от керамики и монокристаллов является следствием различного характера доминирующих слабых связей — межгранулярных связей в случае керамики и плоскостей двойникования или микротрещин в случае монокристаллов.

6. Происхождение НПС в керамике принято связывать с диссипацией мощности СВЧ по мере роста внешнего магнитного поля вследствие модуляции фазы экранирующего поверхностного СВЧ тока. В отличие от этого периодическая последовательность узких сигналов поглощения в монокристаллах соответствует проникновению в регулярную решетку слабых связей джозефсоновских вихрей. Монокристалл выступает в этом случае в качестве квантового интерферометра. В промежуточных случаях (компактированная керамика, плохие монокристаллы), по-видимому, реализуются оба механизма.

7. Обнаруженный в ЭПР экспериментах магнитный гистерезис микроволнового поглощения обусловлен пиннингом вихрей Абрикосова. Измерение параметров этого гистерезиса позволило оценить критические токи и качество поверхности образцов.

Одной из задач в области ЭПР-исследований остается изучение образцов $YBaCuO$ с различным содержанием кислорода, так как вполне вероятно, что ЭПР окажется удобным инструментом, позволяющим различать образцы, имеющие одинаковое содержание кислорода, но различающиеся типом его упорядочения. В этом случае появится возможность исследовать метастабильные состояния $YBaCuO$, в том числе и сверхпроводящие.

Достаточно привлекательным является дальнейшее развитие методики исследований вихревого состояния сверхпроводников с помощью ЭПР-декорирования его поверхности. Однако сложность учета эффектов пиннинга при расчете λ значительно снижает точность получаемых данных.

Как мы стремились показать, в понимании природы низкополевого сигнала в ВТСП достигнуты определенные успехи. Вместе с тем рассмотренная в данном обзоре интерпретация эффекта нерезонансного поглощения СВЧ в слабых магнитных полях не исчерпывает всех точек зрения. Так, например, ряд авторов рассматривает связь наблюдаемой низкополевыми особенностями поглощения с проявлениями первого критического поля — H_{c1} [43]. В других работах убедительно доказывается существование НПС в сверхпроводниках I рода ниже T_c . В этом случае наиболее вероятным механизмом, ответственным за поглощение, является полевая зависимость глубины проникновения СВЧ поля в объем сверхпроводника [124, 125]. При этом для объяснения эффекта

здесь не требуется наличия вихревой решетки.

Особое значение имеют последние эксперименты, где интенсивный низкополевой сигнал наблюдался в системах, не имеющих сверхпроводящего состояния ($Gd_{2-x}Sr_xCuO_4$, $EuTbCuO_4$ и др.) [109, 110]. Как отмечают авторы, НПС в этих соединениях также обладает инверсной фазой и демонстрирует гистерезисные свойства в нулевых полях. Единственной отличительной особенностью нового сигнала от НПС в сверхпроводниках является обратный знак гистерезиса. В настоящее время не существует последовательной интерпретации эффекта, и большинство авторов склоняется к мысли о связи данного сигнала с особенностью магнитного состояния систем.

Мы не ставили своей целью охватить все указанные подходы в рамках одного обзора и постарались детально осветить более или менее устоявшиеся экспериментальные факты и модели. Более того, центральное место уделено результатам, наиболее полно опубликованным и широко обсуждаемым.

Отметим в заключение, что изучение природы НПС существенно обогащает возможности традиционной методики ЭПР, а применительно к поиску новых сверхпроводников — детектирование НПС позволяет с высокой чувствительностью тестировать пробные образцы на наличие в объеме малых включений сверхпроводящей фазы.

В заключение авторы выражают благодарность И.А. Гарифуллину, А. Дулчичу, Ф. Мерану, А.М. Портису за предоставленные материалы и обсуждения.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] *Bednorz J.G., Müller K.A.*//Rev. Mod. Phys. 1988. V. 60. P. 585.
2. *Головашкин А.И.*//УФН. 1987. Т. 152. С. 553.
3. *Горьков Л.П., Копнин Н.Б.*//УФН. 1988. Т. 156. С. 117.
4. *Chacraverty B.K., Avignon M., Feinberg D.*//J. Less-Common Metals. 1989. V. 150. P. 11.
5. *Изюмов Ю.А., Плакида Н.М., Скрыбин Ю.Н.*//УФН. 1989. Т. 159. С. 621.
6. *Курьянов М.Ю., Лихарев К.К.*//УФН. 1990. Т. 160. С. 49.
7. *Хабибуллин Б.М., Харахашьян Э.Г.*//УФН. 1973. Т. 111. С. 483.
8. *Baberschke K.*//Zs. Phys. Kl. B. 1976. Bd. 24. S. 53.
9. *Barnes S.E.*//Adv. Phys. 1981. V. 30. P. 801.
10. *Cava R.L., Hewatt A. W., Hewatt E. A., Batlogg B., Marezio M., Rube K.M., Krajewski J.J., Peck W.F., Rupp L.W., Jr.*//Physica. Ser. C. 1990. V. 165. P. 419.
- [11] *Алексашин Б.А., Богданович А.М., Верховский С.В., Жданов Ю.И., Кожевников В.Л., Михалев К.Н., Окулова К.А., Романюха А.А., Сериков А.М., Соркин А.М., Цурин В.А., Чешницкий С.М., Швачко Ю.Н., Анисимов В.И., Кацнельсон М.И., Лихтейнштейн А.Л., Трефилов А.В., Туржевский С.А.*//Письма ЖЭТФ. 1988. Т. 486. С. 263.
12. *Iye Y.*//Techn. Rep. ISSP. Ser. A. 1988. No. 2058.
13. *Krylov K.R., Ponomarev A.I., Tsidilkovskii I.M., Tsidilkovskii V.I., Bazuev G.V., Kozhevnikov V.L., Cheshnitskii S.M.*//Phys. Lett. Ser. A. 1988. V. 131. P. 203.
14. *Cava R.J., Batlogg B., van Dover R.B., Murphy D.W., Sunshine S., Siegrist T., Remeika J.P., Rietman E.A., Zahurak S., Espinosa G.R.*//Phys. Rev. Lett. 1987. V. 58. P. 1676.
15. *Bruynseraede Y., Vanacken J., Wuyts B., van Haesendonck C., Locquet J.-P., Schuller I.K.*//Physica Ser. 1989. V. 29. P. 100.
16. *Veda Y., Kosuge K.*//Physica. Ser. C. 1988. V. 156. P. 281.
17. *Monod P., Ribault M., D'Yvove F., Jegouder J., Collin G., Revcolevschi A.*//J. de Phys. 1987. Т. 48. P. 1369.
18. *Freitas P.P., Plaskett T.S.*//Phys. Rev. Ser. B. 1987. V. 36. P. 5723.
19. *Tranquada J.M., Moudden A.H., Goldman A.I., Zolliker P., Cox D.E., Shirane G., Sinha S.K., Vaknin D., Johnston D.G., Alvaizer M.S., Jacobson A.J., Lewandowski J.T., Newsam J.M.*//Phys. Rev. Ser. B. 1988. V. 38. P. 2477.
20. *Александров И.В., Володин А.П., Макаренко И.Н., Свистов Л.Е., Стишов С.М.*//Письма ЖЭТФ. 1989. Т. 49. С. 287.
- [21] *Nakazawa Y., Ishikawa M.*//Physica. Ser. C. 1989. V. 158. P. 381.
22. *Cannelli G., Cantelli R., Cordero F., Ferritti M.*//Sol. State Comrnun. 1988. V. 68. P. 323.

23. *Takeda Y., Kanno R., Yamamoto O., Takano M., Hiroi Z., Bando Y., Shimada M., Akinaga H., Takita A.*//Physica. Ser. C. 1989. V. 157. P. 358.
24. *Tu K.N., Yeh N.C., Pork S.I., Tsuei C.C.*//Phys. Rev. Ser. B. 1989. V. 39. P. 304.
25. *Kwok W.K., Crabtree G.W., Umezowa A., Veal B.W., Jorgensen J.D., Malik S.K., Nowicki L.J., Paulikas A.P., Nunez L.*//Ibidem. 1988. V. 37. P. 106.
26. *Fiory A.T.*//Ibidem. 1987. V. 36. P. 7262.
27. *Chen I.W., Keating S.J., Keating C.Y., Wu X., Xu J., Reyes-Morel P.E., Tien T.Y.*//Sol. State Commun. 1987. V. 63. P. 997.
28. *Park S.I., Tsuei C.C., Tu K.N.*//Phys. Rev. Ser. B. 1987. V. 36. P. 2305.
29. *Cava R.J., Batlogg B., Chen C.H., Rietman E.A., Zahurak S.M., Werder D.*//Ibidem. P. 5719.
30. *Алексашин Б.А., Воронин В.И., Верховский С.В., Гощицкий Б.Н., Давыдов С.А., Жданов Ю.И., Карькин А.Е., Кожевников В.Л., Мирмельштейн А.В., Садовский М.В., Сериков В.В., Чешицкий С.М.*//ЖЭТФ. 1989. Т. 95. С. 678.
- [31] *Testardi L.R., Mouton W.G., Mathias H., Ng H.K., Rey C.M., Kennady R.J.*//Phys. Rev. Ser. B. 1987. V. 36. P. 8816.
32. *Shvachko Yu.N., Khusainov D.Z., Romanyukha A.A., Ustinov V.V.*//Sol. State Commun. 1989. V. 69. P. 611.
33. *Koshta A.A., Shvachko Yu.N., Romanyukha A.A., Ustinov V.V.*//Bull. Magn. Res. 1990. V. 12. P. 65.
34. *Кошта А.А., Романюха А.А., Швачко Ю.Н., Виглин Н.А., Устинов В.В., Наумов С.В.*//СФХТ. 1990. Т. 3. С. 838.
35. *De D.K.*//J. Phys. Ser. C. 1988. V. 21. P. 4481.
36. *Максимов А.Г., Дмитриев А.В., Золотухина Л.В., Горшков В.С., Блиновсков Я.Н., Кожевников В.Л.*//СФХТ. 1989. Т. 2. С. 39.
37. *Алексеевский Н.Е., Гарифуллин И.А., Гарифьянов Н.Н., Кочелаев В.И., Митин А.В., Нижанковский В.И., Тагиров Л.Р., Хлыбов Е.П.*//ЖЭТФ. 1988. Т. 94. С. 276.
38. *Алексеевский Н.Е., Гарифуллин И.А., Гарифьянов Н.Н., Кочелаев Б.И., Нижанковский В.И., Тагиров Л.Р., Хлыбов Е.П.*//ФТТ. 1988. Т. 30. С. 1568.
39. *Kochelaev B.I., Alekseevskii N.E., Garifullin I.A., Garifyanov N.N., Mitin A.V., Nizhankovskii V.I., Tagirov L.R., Khaliullin G.G., Khlybov E.P.*//Proc. of the 24th AMPERE Congress. — Poznan, 1988. — P. 429.
40. *Алексеевский Н.Е., Гарифуллин И.А., Гарифьянов Н.Н., Кочелаев Б.И., Митин А.В., Нижанковский В.И., Тагиров Л.Р., Халиуллин Г.Г., Хлыбов Е.П.*//Письма ЖЭТФ. 1988. Т. 48. С. 36.
- [41] *Amoretti G., Buluggiu E., Vera A., Galestrani G., Maticotta F.C.*//Zs. Phys. Kl. B. 1988. Bd. 72. S. 17.
42. *Shrivastava K.N.*//J. Phys. Ser. C. 1987. V. 20. P. L782.
43. *Rettori C., Davidov D., Belaish I., Felner I.*//Phys. Rev. Ser. B. 1987. V. 36. P. 4028.
44. *Kohara J., Yamagata H., Matsumura M., Yamada Y., Nakada I., Sakagami E., Oda Y., Asayama K.*//Techn. Rep. ISSP. Ser. A. 1987. No. 1835.
45. *Лыфарь Д.Л., Рябченко С.М., Мотуз А.А., Мусеев Д.Р.*//ФНТ. 1987. Т. 13. С. 876.
46. *Kojima K., Ohbayashi K., Udagawa M., Hihara T.*//Japan. J. Appl. Phys. 1987. V. 26. P. L766.
47. *Bowden G.J., Elliston P.R., Wan K.T., Don S.X., Easterling K.E., Bourdillou A., Serrell C.C., Cornet B.A., Separovic F.*//J. Phys. Ser. C. 1987. V. 20. P. L545.
48. *De Aguir J., Albino O., Menovsky A.A., van den Berg J., Brom H.B.*//Physica. Ser. C. 1988. V. 153 — 155. P. 743.
49. *Alekseevskii N.E., Mitin A.V., Nizhankovskii V.I., Garifullin I.A., Garifyanov N.N., Khaliullin G.G., Khlybov E.P., Kochelaev B.I., Tagirov L.R.*//J. Low-Temp. Phys. 1989. V. 77. P. 87.
50. *Deville A., Gaillard B., Noel H., Potel M., Gougeon P., Levet J.C.*//Physica. Ser. C. 1988. V. 153 — 155. P. 669.
- [51] *Owens F.J., Ramakrishna B.L., Iqbal Z.*//Physica. Ser. C. 1988. V. 156. P. 221.
52. *Ong E.W., Ramakrishna B.L., Iqbal Z.*//Sol. State Commun. 1988. V. 66. P. 171.
53. *Shaltiel D., Genossar J., Graevsky A., Kalman Z.H., Fisher B., Kaplan N.*//Ibidem. 1987. V. 63. P. 987.
54. *Mehran F., Barnes S.E., McGuire T.R., Dinger T.R., Kaiser D.L., Holtzberg F.*//Ibidem. 1988. V. 66. P. 299.
55. *Mehran F., Barnes S.E., Guess E.A., McGuire T.R.*//Ibidem. V. 67. P. 55.
56. *De Aguir J., Albino O., Menovsky A.A., van den Berg J., Brom H.B.*//J. Phys. Ser. C. 1988. V. 21. P. L237.
57. *Romanyukha A.A., Shvachko Yu.N., Irkhin V.Yu., Katsnelson M.I., Koshta A.A., Ustinov V.V.*//Physica. Ser. C. 1990. V. 170. P. 276.

58. *Kikuchi H., Ajiro Y., Veda Y., Kosuge K., Takano M., Takeda Y., Sato M.*//J. Phys. Soc. Japan. 1988. V. 57. P. 1887.
59. *Schwartz R.N., Pastor R.C., Kirby K.W., Rutz D.*//Phys. Rev. Ser. B. 1987. V. 36. P. 8858.
60. *Causa M.T., Fainstein C., Nieva G., Sanchez R., Steren L.R., Tovar M., Zysler R., Vier D.C., Schultz S., Oseroff S.B., Fisk Z., Smith J.L.*//Ibidem. 1988. V. 38. P. 257.
- [61] *Mehran F., Barnes S.E., Tsuei C.C., McGuire T.R.*//Ibidem. 1987. V. 36. P. 7266.
62. *Бадалян А.Г., Баранов П.Г., Александров В.И., Борик М.А., Осико В.В.*//Письма ЖЭТФ. 1989. Т. 49. С. 606.
63. *Oseroff S.B., Rao D., Wright F., Tovar M., Vier D.C., Schultz S., Thomson J.D., Fisk K.Z., Cheong S.-W.*//Sol. State Commun. 1989. V. 70. P. 1159.
64. *Oseroff S.B., Vier D.C., Smyth J.F., Sailing C.T., Schultz S., Delichaouch Y., Lee B.W., Lee M.B., Maple M.B., Fisk Z., Thompson J.D., Smith J.L., Zirngibl E.*//Ibidem. 1987. V. 64. P. 241.
65. *Galestani G., Rizzoli G., Andretti G.D., Buluggiu E., Giori D.C., Valenti A., Vera A., Amoretti G.*//Physica. Ser. C. 1989. V. 158. P. 217.
66. *Dyson F.J.*//Phys. Rev. 1955. V. 98. P. 349.
67. *Kobayashie T., Katsuda H., Hayashi K., Tokumoto M., Ihara H.*//Japan. J. Appl. Phys. 1988. V. 27. P. L670.
68. *Gippius A.A., Moshchalkov V. V., Koksharov Yu. A., Tikhonov A.N., Милл. V., Zoubkova Y.*//Mod. Phys. Lett. Ser. B. 1989. V. 3. P. 427.
69. *Burlet P., Vettier C., Jurgens M.J.G.M., Henry J.Y., Rossat-Mignod J., Noel H., Pote M., Gougen P., Levet J.C.*//Physica. Ser. C. 1988. V. 153 — 155. P. 1115.
70. *Tanguada J.M., Cox D.E., Kunnmann W., Mouden H., Shirane G., Suenaga M., Zolliker P., Vaknin D., Sinha S.K., Alvarez M.S., Jacobson A.J., Johnston D.C.*//Phys. Rev. Lett. 1988. V. 60. P. 156.
- [71] *Shaltiel D., Bill H., Fischer P., Francois M., Hagemann H., Peter M., Ravisekhar Y., Sadowsky W., Scheel H.J., Triscone G., Walker E., Yvon K.*//Physica. Ser. C. 1989. V. 158. P. 424.
72. *Janossy A., Rockenbaner A., Pekker S.*//Ibidem. 1990. V. 167. P. 301.
73. *Beyer R., Lim G., Engler E.M., Lee V.Y., Ramirez M.L., Savoy R.J., Jacowitz R.D., Shaw T.M., La Placa S., Boehme R., Tsuei C.C., Sung I., Park, Shafer M.W., Gallagher W.J.*//Appl. Phys. Lett. 1987. V. 51. P. 614.
74. *Cava R.L., Batlogg B., Sunshine S.A., Siegrist T., Fleming R.M., Rabe K., Shneemeyer L.F., Murphy D.W., van Dover R.B., Gallagher P.K., Glarum S.H., Nakahara S., Farrow R.C., Krajewski J.J., Zahurak S.M., Waszczak J.V., Marshall J.H., Marsh P., Rupp L.W., Jr., Peck W.F., Rietman E.A.*//Physica. Ser. C. 1988. V. 153 — 155. P. 560.
75. *Cava R.L., Batlogg B., Rabe K.M., Rietman E.A., Gallagher P.K., Rupp L.W.*//Ibidem. V. 156. P. 523.
76. *Dunlap B.D., Jorgensen J.D., Serge C., Dwight A.E., Matykiewicz J.L., Lee H., Peng W., Kimbol C.W.*//Ibidem. 1989. V. 158. P. 571.
77. *Булаевский Л.Н., Зворыкина Ф.В., Каримов Ю.С., Любовский П.Б., Щеголев И.Ф.*//ЖЭТФ. 1972. Т. 62. С. 384.
78. *Shvachko Yu.N., Romanyukha A.A., Skripov A.V., Ustinov V.V.*//Bull. Magn. Res. 1990. V. 12. P. 62.
79. *Абрагам А., Блини Б.* Электронный парамагнитный резонанс переходных ионов. — М.: Мир, 1972. — Т. 1. 652 С.
80. *Shaltiel D., Barnes S.E., Bill H., Francois M., Hagemann H., Jegondaz J., Lovy D., Monod P., Peter M., Revcolevschi A., Sadowski W., Walker E.*//Physica. Ser. C. 1989. V. 161. P. 13.
- [81] *Szymczak H., Zuberek, Pajaczowska A.*//J. Phys. Ser. F. 1988. V. 18. P. 1889.
82. *Misra S.K., Misiak L.E.*//Sol. State Commun. 1989. V. 72. P. 351.
83. *Vedeshwar A.G., Shahbuddin Md., Prem Chand, Bist H.D., Agarwal S.K., Moorthy V.N., Rao C.V.N., Narlikar A.V.*//Physica. Ser. C. 1989. V. 158. P. 385.
84. *Regnier P., Gupta R.P., Truchot P.*//J. Phys. Ser. C. 1988. V. 21. P. L463.
85. *Jayaram B., Agarwal S.K., Nagpal K.C., Gupta A., Narliker A.V.*//Mag. Res. Bull. 1988. V. 23. P. 701.
86. *Абдулсабиров Р.Ю., Жданов Р.Ш., Изыгсон Я.С., Кораблева С.Л., Куркин И.Н., Седов Л.Л., Ясонов И.В., Липпольд Б.*//СФХТ. 1989. Т. 2. С. 52.
87. *Блиновсков Я.Н., Леонидов И.А., Кожевников И.Л.*//ФММ. 1987. Т. 64. С. 338.
88. *Катаев В.Е., Куковицкий Е.Ф., Тейтельбаум Г.Б., Финкельштейн А.М.*//Письма ЖЭТФ. 1990. Т. 51. С. 115.
89. *De Aguiar J., Albino O., van der Berg J., Brom H.B., Nienwenhuys, Mydosh J.A., van Berkel F.P.F., Zandbergen H. W.*//Physica. Ser. C. 1988. V. 156. P. 571.
90. *Moser N., Hofmann A., Schule P., Henes R., Kronmuller H.*//Zs. Phys. Kl. B. 1988. Bd. 71. S. 37.

- [91] Vasek P., Smroka L., Dominec J., Resek M., Smrckova O., Sykova D.//Sol. State Commun. 1989. V. 69. P. 23.
92. Sastry M.D., Natarajan C., Dalvi A.G.I., Iyer R.M.//Physica. Ser. C. 1989. V. 160. P. 69.
93. Rakvin B., Pozek M., Dulcic A.//Sol. State Commun. 1989. V. 72. P. 199.
94. Shvachko Yu.N., Koshta A.A., Rotnanyukha A.A., Ustinov V.V., Akitnov A.I.//Physica. Ser. C. 1991. V. 173. P. 350.
95. Pinkus P., Gossard A.C., Jaccorino V., Vernick J.H.//Phys. Lett. 1964. V. 13. P. 21.
96. Harshman D.R., Schneemeyer L.F., Waszczak J.V., Aeppli G., Cava R.J., Batlogg B., Rupp L.W., Ansalmo E.J., Williams D.L.I.//Phys. Rev. Ser. B. 1989. V. 39. P. 851.
97. Niki H., Suzuki T., Tomiyoshi S., Hentona H., Omori M., Kajitani T., Kamiyama T., Igei R.//Sol. State Commun. 1989. V. 69. P. 547.
98. Куковицкий Е.Ф., Львов С.Г., Таланов Ю.Н., Тейтельбаум Г.Б., Шустов В.А.//Письма ЖЭТФ. 1990. Т. 51. С. 61.
99. Stankowski J., Kahol P.K., Dalai N.S., Mooder J.S.//Phys. Rev. Ser. B. 1987. V. 36. P. 7126.
100. Durny R., Hautala J., Ducarme S., Lee B., Symko O.C., Taylor P.C., Zheng D.J., Xu J.A.//Phys. Rev. Ser. B. 1987. V. 36. P. 2361.
- [101] Sastry M.D., Dalvi A.G.I., Babu Y., Kadam R.M., Yakfimi J.V., Iyer K.M.//Nature. 1987. V. 330. P. 49.
102. Khachaturyan K., Weber E.R., Tejedor P., Stacy A.M., Portis A.M.//Phys. Rev. Ser. B. 1987. V. 36. P. 8309.
103. Blazey K.W., Müller K.A., Bednorz J.G., Berlinger W., Amoretti G., Bullugiu E., Vera A., Mattacotta F.C.//Ibidem. P. 7241.
104. Sastry M.D., Babu Y., Kadam R.M., Dalvi A.G.I., Gopalakrishnan I.K., Yakhmi J.V., Iyer R.M.//J. Phys. C. 1988. V. 21. P. L607.
105. Bhat S.V., Gangulu P., Ramakrishnan T.V., Rao C.N.R.//Ibidem. V. 20. P. L559.
106. Мастеров В.Ф., Егоров А.И., Герасимов Н.П., Козырев С.В., Лихолит И.Л., Савельев И.Г., Федоров А.В., Штельмах К.Ф.//Письма ЖЭТФ. 1987. Т. 46. С. 289.
107. Liu R.S.//Jap. J. Appl. Phys. 1989. V. 28, pt. 2. P. L2175.
108. Blazey K.W., Mangelschots I.//Physica. Ser. C. 1990. V. 170. P. 267.
109. Oseroff S.B., Rao D., Wright F., Vier D.C., Schultz S., Thompson J.D., Fisk Z., Cheong S.-W., Hundley M.F., Tovar M.//Phys. Rev. Ser. B. 1990. V. 41. P. 1934.
110. Sastry M.D., Ajayakumar K.S., Kadam R.M., Phatak G.M., Iyer R.M.//Physica. Ser. C. 1990. V. 170. P. 41.
- [111] Bodi A.C.//Phys. Rev. Ser. B. 1990. V. 41. P. 2127.
112. Pozek M., Dulcic A., Rakvin B.//Sol. State Commun. 1989. V. 70. P. 889.
113. Dulcic A., Leontic B., Peric M., Rakvin B.//Europhys. Lett. 1987. V. 4. P. 1403.
114. Pozek M., Dulcic A., Rakvin B. Field-modulated microwave absorption in granular superconductors: first and second harmonic signal. — University of Zagreb preprint. — 1990.
115. Dulcic A., Rakvin B., Pozek M. Mechanisms of field dependent microwave absorption in high- T_c ceramic superconductors. — University of Zagreb preprint. — 1990.
116. Peric M., Rakvin B., Prester M., Brnicevic N., Dulcic A.//Phys. Rev. Ser. B. 1988. V. 37. P. 522.
117. Blazey K.W., Portis A.M., Bednorz J.G.//Sol. State Commun. 1988. V. 65. P. 1153.
118. Blazey K.W., Portis A.M., Muller K.A., Bednorz J.G., Holtzberg F.H.//Physica. Ser. C. 1988. V. 153 — 155. P. 56.
119. Portis A.M.//Proceedings of International School of Materials Science and Technology/Eds. K.A. Muller, J.G. Bednorz. — Berlin a.o.: Springer-Verlag, 1989. — P. 24.
120. Blazey K.W., Portis A.M., Muller K.A., Holtzberg F.H.//Europhys. Lett. 1988. V. 6. P. 457.
- [121] Blazey K.W., Portis A.M., Holtzberg F.H.//Physica. Ser. C. 1989. V. 157. P. 16.
122. Blazey K.W., Holtzberg F.H.//IBM J. Res. and Develop. 1989. V. 33. P. 324.
123. Гальцева Е.В., Дудинский А.А., Жорин В.А., Лазарев Г.Г., Лебедев Я.С.//СФХТ. 1989. Т. 2, № 10. С. 62.
124. Хейфец А.С., Вейнгер А.И., Козаков С.В.//СФХТ. 1989. Т. 2, № 10. С. 69.
125. Kheifets A.S., and Veinger A.I.//Physica. Ser. C. 1990. V. 165. P. 491.
126. Owens F.J., Iqbal Z.//Physica. Ser. C. 1990. V. 171. P. 238.
127. Karim R., Seed R., Oliver S.A., Widom A., Vittoria C.//IEEE Trans. Mag. 1989. V. 25. P. 3221.
128. Could A., Tyagi S.D., Bhagat S.W., Manheimer M.A.//Ibidem. P. 3224.
129. Ciccarello I., Fazio C., Giccione M., Li Vigni M.//Physica. Ser. C. 1989. V. 159. P. 769.
130. Смирнов С.Н.//СФХТ. 1989. Т. 2. С. 11.
- [131] Ebner C., Stroud D.//Europhys. Lett. 1988. V. 6. P. 457.
132. Абрикосов А.А. Основы теории металлов. — М.: Наука, 1987.
133. Сонин Э.Б., Таганцев А.К.//ЖЭТФ. 1989. Т. 95. С. 994.
134. Сонин Э.Б.//Письма ЖЭТФ. 1988. Т. 47. С. 415.

135. *Strnad A.R., Hempstead C.F., Kim Y.B.*//Phys. Rev. Lett. 1964. V. 13. P. 794.
136. *Tozer S.W., Kleinsasser A.W., Penney T., Kaizer D.L., Holtzberg F.H.*//Phys. Rev. Lett. 1987. V. 59. P. 1768.
137. *Umezawa A., Crabtree G.W., Liu J.Z., Moran T.J., Malik S.K., Nunez L.H., Kwok W.L., Sowers C.H.*//Phys. Rev. Ser. B. 1988. V. 38. P. 2843.
138. *Gallagher W.J., Worthington T.K., Dinger T.R., Holtzberg F.H., Kaizer D.L., Sandstrom R.L.*//Physica. Ser. B. 1987. V. 148. P. 228.
139. *Suss J.T., Berlinger W., Portis A.M., Müller K.A.*//Sol. State Commun. 1989. V. 71. P. 929.
140. *Siu G.G.*//Ibidem. V. 72. P. 291.
- [141] *Dulcic A., Crepeau R.H., Freed J.H.*//Phys. Rev. Ser. B. 1988. V. 38. P. 5002.
142. *Schneemeyer L.F., Thomas J.K., Siegrist T., Batlogg B., Rupp L.N., Opila R.L., Cava R.J., Murphy D.W.*//Nature. 1987. V. 38. P. 601.
143. *Швачко Ю.Н., Романюха А.А., Степанов А.П., Кожевников В.Л., Чешницкий С.М.*//ФММ. 1988. Т. 2. С. 401.
144. *Цапин А.И.*//ДАН СССР. 1987. Т. 295. С. 1112.
145. *Cardona M., Gittleman J., Rosenblum B.*//Phys. Lett. 1965. V. 17. P. 92.
146. *Bean C.P.*//Rev. Mod. Phys. 1964. V. 36. P. 31.
147. *Тинкхам М.* Введение в сверхпроводимость. — М.: Атомиздат, 1980.

Статья поступила 19.03.91 г.,
после доработки 20.06.91 г.