

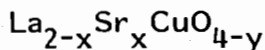
На правах рукописи

14-92-430

ПОМЯКУШИН
Владимир Юрьевич

УДК 538.945

μ SR-ИССЛЕДОВАНИЕ МАГНИТНЫХ СВОЙСТВ
ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНЫХ СВЕРХПРОВОДНИКОВ



Специальность: 01.04.07 - физика твердого тела

Автореферат диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Работа выполнена в Лаборатории Ядерных Проблем Объединенного Института Ядерных Исследований

Научный руководитель:
кандидат физико-математических наук
старший научный сотрудник

Пономарев А.Н.

Официальные оппоненты:
доктор физико-математических наук
доктор физико-математических наук, профессор

Селиванов В.И.

Горелкин В.Н.

Ведущая организация: Институт теоретической и экспериментальной физики, г.Москва

Защита состоится 10 декабря 1992 г. в 11 часов на заседании специализированного совета Д 047.01.05 при Лаборатории нейтронной физики и Лаборатории ядерных реакций Объединенного института ядерных исследований, г.Дубна Московской области.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ОИЯИ.

Автореферат разослан 5 ноября 1992 г.

Ученый секретарь
специализированного совета

Таран Ю.В.

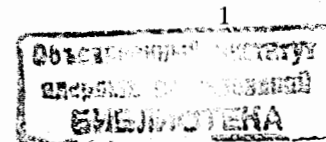
Общая характеристика работы

Актуальность темы

Высокотемпературными сверхпроводниками (ВТСП) называют класс соединений на основе окислов меди $L_n-M(-M)-Cu-O$, где L_n - трехвалентный редкоземельный ион или Y, Bi, Tl, M - двухвалентный щелочноземельный ион (Sr, Ba, Ca). Явление высокотемпературной сверхпроводимости было открыто в 1986 году в соединении $La_{2-x}Ba_xCuO_{4-y}$ с температурой сверхпроводящего перехода $T_c = 30$ K [1]. К настоящему времени достигнут значительный прогресс в исследованиях ВТСП - синтезированы новые семейства ВТСП с критическими температурами выше 77 K, хорошо установлены структура, многие физические свойства, однако вопрос о механизме, ответственном за высокотемпературную сверхпроводимость остается открытым. Актуальной задачей экспериментальных исследований является развитие представлений о магнитных свойствах новых сверхпроводников. Метод μ SR позволяет измерять спектральное распределение магнитных полей на имплантированных мюонах. Применительно к ВТСП это дает возможность исследования поведения магнитных вихревых нитей в смешанном состоянии сверхпроводника и явлений связанных с магнитоупорядочением.

Из распределения магнитных полей от вихревой решетки может быть определен такой существенный параметр, как глубина проникновения магнитного поля в сверхпроводник λ . Температурная зависимость глубины проникновения $\lambda(T)$ и зависимость низкотемпературного значения $\lambda(T \rightarrow 0K)$ от температуры сверхпроводящего перехода [2] служат хорошими критериями проверки различных механизмов сверхпроводимости. Общеизвестным экспериментальным фактом на сегодняшний день является лишь величина $\lambda(0)$ в ВТСП семейства $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$, а относительно температурной зависимости $\lambda(T)$ и значений $\lambda(0)$ в других ВТСП имеются существенные экспериментальные расхождения.

Наличие у ВТСП таких специфических свойств как сильная анизотропия, малая (порядка нескольких межатомных расстояний) длина когерентности и высокая T_c приводит к необычному поведению вихревых нитей в смешанном состоянии, что дает новые, не наблюдавшиеся в обычных "низкотемпературных" сверхпроводниках, эффекты магнитной необратимости и метастабильности (напр. [3]). Эксперименты по временной релаксации магнитного потока и обнаружение "линии необратимости" $B(T)$ на диаграмме поле-температура, разделяющей области необратимого и обратимого поведения ВТСП положили начало модели



“сверхпроводящего стекла”, в которой сверхпроводящий образец рассматривается как набор сверхпроводящих областей соединенных слабыми джозефсоновскими связями. В дальнейшем для объяснения аналогичных эффектов необратимости стали применяться обычная модель критического состояния - крипа потока и новые теории, предсказывающие фазовые переходы в системе магнитных вихрей из жесткой абрикосовской решетки в “жидкое” или “стекольное” состояние. Кроме академического интереса исследование эффектов необратимости представляется актуальным с точки зрения получения технологичных ВТСП с высокой плотностью критических токов.

Высокотемпературные сверхпроводники и родственные им соединения представляют интерес как объекты физики магнетизма. Прежде всего имеется ввиду магнетизм ионов Cu^{2+} , который, возможно, связан с механизмом спаривания электронов в ВТСП. В соединениях типа $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_{4-y}$ допирование стронцием или кислородом вызывает изменения магнитных характеристик и появление сверхпроводимости при $x > 0.07$. Влияние магнитного беспорядка, вносимого допированием, на свойства антиферромагнитной фазы остается интересной областью исследований данной системы. Имеются расхождения о типе магнитоупорядочения и протяженности низкотемпературной магнитной фазы (НТМФ), лежащей на фазовой диаграмме между антиферромагнитной и сверхпроводящей областями. Экспериментальные данные о проникновении НТМФ в сверхпроводящую область противоречивы.

Цель работы

ZF- и TF- μSR исследования магнитоупорядочения и динамики магнитных моментов Cu^{2+} в соединениях $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_{4-y}$ ($x=0.00, 0.01, 0.05, 0.07$)

Измерения глубины проникновения магнитного поля в сверхпроводник и исследования эффектов необратимости в образцах $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_{4-y}$ (0.10, 0.15, 0.25).

Установление возможностей μSR -метода в исследованиях пиннинга магнитных вихрей в жестком сверхпроводнике II рода на примере ниобиевой фольги.

Научная новизна

Получены новые данные по глубине проникновения магнитного поля в высокотемпературном сверхпроводнике $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_{4-y}$.

Выведена новая аналитическая форма функции релаксации спина мюона пригодная для анализа ZF- μSR -данных когда исследования систем с магнитным беспорядком проводятся с поликристаллическими или ке-

рамическими образцами. Полученный результат применим для ZF- μSR -экспериментов с ВТСП.

Получено свидетельство существования низкотемпературной магнитной фазы (предположительно спи-стекольной) в несверхпроводящем образце $\text{La}_{1.93}\text{Sr}_{0.07}\text{CuO}_{4-y}$ методами ZF- и TF- μSR .

Предложен и проведен μSR -эксперимент, учитывающий разрешение μSR -методики, по исследованию пиннинга магнитных вихрей в сверхпроводнике II рода Nb.

Методом μSR установлено, что распределение магнитных полей в гранулированных образцах ВТСП $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_{4-y}$ не подчиняется модели критического состояния в диапазоне внешних полей 0-800 Э.

Разработаны новые процедуры обработки первичных μSR -гистограмм, позволившие повысить точность анализа экспериментальных данных по сравнению с традиционными методами.

Структура диссертации

Диссертация состоит из введения, четырех глав и заключения. Объем диссертации – 114 страниц машинописного текста, включая 31 рисунок, 6 таблиц и библиографический список из 66 наименований.

Апробация работы

Результаты докладывались на семинарах ОИЯИ, международном семинаре по высокотемпературной сверхпроводимости (Дубна 28 июня–1 июля 1989), международной конференции M²HTSC – II (Стэнфорд, 23–28 июля 1989) VIII международной конференции по сверхтонким взаимодействиям (Прага 14–19 августа, 1989), V международной μSR -конференции (Оксфорд, 9–12 апреля 1990), всесоюзном μSR -семинаре (Усть-Нарва, март 1991).

Публикации

По результатам диссертации опубликовано 6 работ.

Содержание работы

В главе 1 рассмотрены принципы время-разностной μSR -спектроскопии. Описаны способы постановки μSR -экспериментов и характер получаемой информации. Даны параметры экспериментальной установки для μSR -исследований на фазотроне ОИЯИ. Приведено краткое описание программного обеспечения, созданного автором для анализа экспериментальных μSR -данных на ЭВМ.

В главе 2 представлены результаты μSR -исследований несверхпроводящих образцов семейства ВТСП $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_{4-y}$ с концентрацией стронция $x = 0.00, 0.01, 0.05, 0.07$.

В §2.1 дан краткий обзор данных о структуре и фазовой диаграмме соединения $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_{4-y}$.

В §2.2 представлены результаты μSR -экспериментов с керамическими образцами $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_{4-y}$ ($x=0.00, 0.01$). В этих образцах происходит антиферромагнитное (АФ) упорядочение магнитных моментов Cu^{2+} — ниже $T_N = 220$ К и 130 К (для $x=0.00$ и 0.01) наблюдалась прецессия спина мюона (рис.1) в экспериментах в нулевом внешнем магнитном поле (ZF). Для анализа ZF- μSR данных выведена теоретическая функция поляризации спина мюона, являющаяся обобщением функции Кубо-Тойабе для систем с магнитным беспорядком когда эксперименты проводятся с поликристаллическими или керамическими образцами. Обработка экспериментальных данных проводилась с учетом вклада от парамагнитных частей мишени в функцию поляризации спина мюона. Приведены температурные зависимости среднего магнитного поля на мюоне $B_\mu(T)$ и скорости релаксации $\sigma(T)$, которая пропорциональна среднеквадратичному разбросу локальных магнитных полей ΔB . Значение поля при низкой температуре практически одинаково в обоих образцах $B_\mu(T \rightarrow 0) \simeq 400$ Гс, а неоднородность магнитных полей $\Delta B \simeq 50$ Гс в образце с $x=0.01$ в ~ 2.5 раза больше по сравнению с ΔB в образце с $x=0.00$. То есть, при допировании $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_{4-y}$ происходит увеличение магнитного беспорядка при сохранении величины магнитного момента Cu^{2+} . Разделены

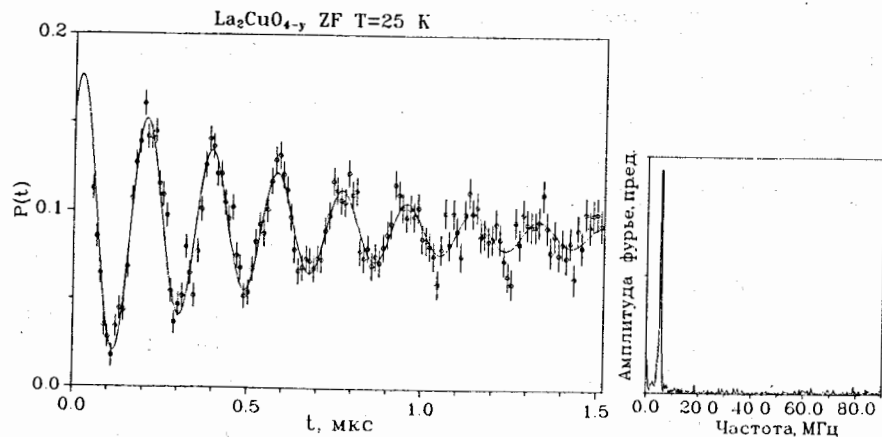


Рис. 1: Экспериментальная поляризация спина мюона $P(t)$ и ее фурье-преобразование в $\text{La}_2\text{CuO}_{4-y}$ при температуре 25 К.

вклады в ΔB вызванные распределением температур Нееля в образце и локальными нарушениями АФ порядка. Распределения температур Нееля $n(T_N)$ определены по амплитуде прецессии на частоте внешнего поля из μSR -экспериментов в поперечном магнитном поле ~ 100 Э. Показано, что определяющий вклад в величину ΔB обусловлен распределением $n(T_N)$. При допировании увеличивается как ширина распределения $n(T_N)$, так и степень локального магнитного беспорядка. Указано на систематическое увеличение ΔB с понижением температуры Нееля (по результатам наших экспериментов и экспериментов других μSR -групп). Поскольку T_N в соединении $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_{4-y}$ определяется уровнем допирования ионами Sr^{2+} и O^{2-} , который обычно выражается концентрацией дырок $n_p = x - 2y$, естественно предположить, что распределение температур Нееля вызвано флуктуациями концентрации дырок в образце. Причем, так как корреляция между значениями ΔB и T_N наблюдается по результатам экспериментов, выполненных с образцами приготовленными по различной технологии, различных размеров и т.д., можно предположить, что флуктуации концентрации дырок n_p являются внутренним свойством системы $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_{4-y}$.

В §2.3 представлены результаты ZF- μSR экспериментов с образцом

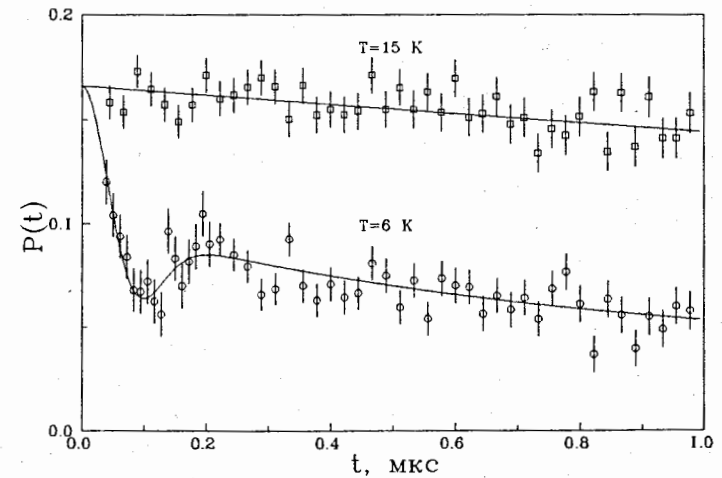


Рис. 2: Экспериментальные функции поляризации спина мюона $P(t)$ в $\text{La}_{1.93}\text{Sr}_{0.07}\text{CuO}_{4-y}$ в нулевом внешнем магнитном поле при температурах 15 и 6 К.

$\text{La}_{1.95}\text{Sr}_{0.05}\text{CuO}_{4-y}$. Перехода в магнитоупорядоченное состояние не наблюдалось вплоть до самой низкой исследованной температуры 4.4 К. Приведена температурной зависимости скорости релаксации спина мюона из которой следует наличие критической области температур 6–4.4 К, где происходит резкое (больше чем на порядок) уменьшение частоты флуктуаций магнитных моментов Cu^{2+} .

В §2.4 приведены результаты ZF- и TF- μSR экспериментов с образцом $\text{La}_{1.93}\text{Sr}_{0.07}\text{CuO}_{4-y}$. Установлено, что при температурах ниже 13 К начинается переход образца в магнитоупорядоченное состояние. Временная зависимость поляризации спина мюона приобретает характерный вид функции Кубо-Тойабе (рис.2). Приведен анализ ZF- и TF-данных, который доказывает наличие статических магнитных полей на мюоне ниже 13 К. Магнитные поля хорошо описываются изотропным гауссовым распределением с нулевым средним значением. Среднеквадратичный разброс магнитных полей на мюоне ниже 6 К составляет $(\Delta B_i^2)^{1/2} \approx 200\text{Гс}$. Такое распределение вывано замораживанием магнитных моментов Cu^{2+} при низкой температуре. Вероятным типом магнитоупорядочения является спин-стеклоное состояние моментов Cu^{2+} , однако, следует сказать, что антиферромагнитное состояние при наличии широкого распределения температур Нееля может давать похожее распределение магнитных полей на мюоне. Приведена температурная зависимость доли образца, перешедшей в магнитоупорядоченное состояние. При самой низкой исследованной температуре 4.4 К она составляет 75%.

Глава 3 посвящена μSR -экспериментам по измерению глубины проникновения магнитного поля в сверхпроводник в ВТСП $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_{4-y}$ с $x = 0.10, 0.15, 0.25$.

В §3.1 рассмотрена связь лондоновской глубины проникновения магнитного поля в сверхпроводник с релаксацией спина мюона в ВТСП. В смешанном состоянии сверхпроводника второго рода спин мюона деполаризуется магнитными полями от решетки магнитных вихревых нитей. Из экспериментальной функции поляризации спина мюона может быть получен второй момент спектрального распределения магнитных полей в вихревой решетке, связанный с величиной глубины проникновения магнитного поля λ . Рассмотрена лондоновская модель вихревой решетки. Рассмотрен случай анизотропных высокотемпературных сверхпроводников. Приведены соотношения, связывающие дисперсию частот мюонной прецессии $\langle \Delta\omega^2 \rangle$, полученную в экспериментах с поликристаллическими ВТСП, с глубиной проникновения магнитного поля перпендикулярно плоскостям CuO_2 λ_{ab} .

В §3.2 обсуждены источники систематических ошибок в определении глубины проникновения из реальных μSR -спектров в поликристаллических образцах ВТСП. Особо отмечена необходимость развития теоретических расчетов, которые позволили бы учесть влияние пиннинга магнитных вихрей на экспериментально измеряемую величину второго момента распределения частот $\langle \Delta\omega^2 \rangle$ в ВТСП. Описаны процедуры обработки экспериментальных μSR -гистограмм, использовавшиеся для определения глубины проникновения. Определение второго момента распределения частот проводилось несколькими способами.

а) Обработка временных μSR -гистограмм с функцией поляризации

$$P(t) = \sum_{j=1}^m a_j \cos(\omega_j t + \phi) \exp(-\sigma_j^2 t^2 / 2) \quad (1)$$

Число компонент $m = 2$ достаточно для достижения хорошего согласия с экспериментом для всех μSR -спектров. Величина второго момента $\langle \Delta\omega^2 \rangle$ определялась по значениям подгоночных параметров.

б) обработка частотного спектра $\hat{P}(\omega)$. Преимуществом такого подхода является возможность визуальной оценки распределения полей, что позволяет выбрать подходящие функции для описания спектра. Для того, чтобы учесть статистические ошибки при определении частотного спектра $\hat{P}(\omega)$ его определение проводилось приближенным исходной временной гистограммы $N(t)$ по критерию χ^2 с к функциям

$$N(t) = \exp(-t/\tau_\mu) (N_0 + \sum N_j \cos(\omega_j t + \phi)) + N_{bg} \quad (2)$$

Фиксированные частоты прецессии ω_j брались из области вокруг средней частоты прецессии спина мюона. Определяемые в результате процедуры фитирования амплитуды N_j дают соответствующие фурье компоненты $\hat{P}(\omega_j)$. Второй момент $\langle \Delta\omega^2 \rangle$ определялся далее или прямым расчетом или из параметров обработки $\hat{P}(\omega)$ гауссовыми функциями.

В §3.3 представлены характеристики образцов и температурные зависимости электросопротивления. Описана постановка экспериментов. μSR -измерения проводились в поперечном относительно начальной поляризации спина мюона внешнем магнитном поле 400 Э после охлаждения образцов от температур больших T_c (FC-процедура).

В §3.4 приведен анализ экспериментальных данных. На рис.3 показано типичное для всех образцов распределение частот мюонной прецессии. Такая форма распределения соответствует представлениям о $\hat{P}(\omega)$

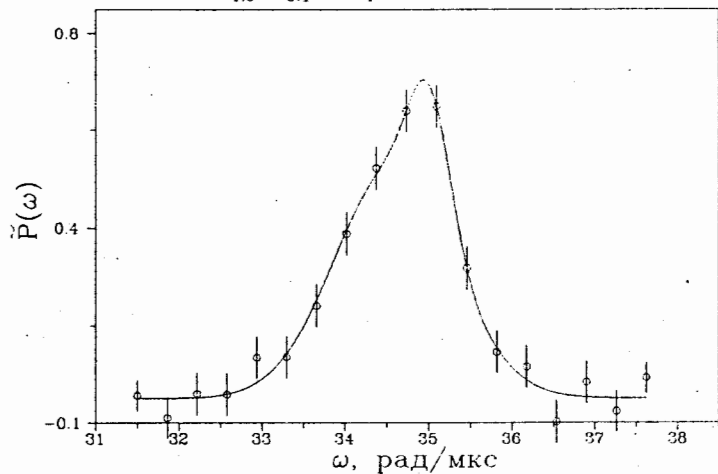


Рис. 3: Распределение частот $\tilde{P}(\omega)$ в La_{1.9}Sr_{0.1}CuO_{4-y} при температуре 10 K, во внешнем поле 400 Гс. Линией показана подгонка $\tilde{P}(\omega)$ к двухжидкостной функции.

в поликристаллическом анизотропном сверхпроводнике. Похожая форма $\tilde{P}(\omega)$ может также симулироваться наличием фонового сигнала в спектре. Оценены систематические ошибки в величине второго момента $\langle \Delta\omega^2 \rangle$ из-за возможной примеси фонового сигнала и ошибки вызванные процедурами обработки. Оценена ошибка в $\langle \Delta\omega^2 \rangle$ из-за отличия экспериментального значения $\langle \Delta\omega^2 \rangle$ во внешнем поле $H_{ext} \simeq 400$ Гс от используемого в расчетах глубины проникновения асимптотического значения при $H_{ext} \rightarrow \infty$. В результате установлено, что систематическая ошибка в величине глубины проникновения магнитного поля не превышает 8%.

В §3.5 представлены результаты измерений. Приведены температурные зависимости скорости релаксации $\sigma \propto \langle \Delta\omega^2 \rangle^{1/2}$, полученные при FC-процедуре в образцах La_{2-x}Sr_xCuO_{4-y}. При температурах выше T_c скорость релаксации имеет низкое значение, обусловленное деполяризацией на ядерных дипольных полях атомов кристаллической решетки. При переходе в сверхпроводящее состояние спин мюона начинает сильно деполяризоваться на решетке магнитных вихрей. Переход в сверхпроводящее состояние хорошо виден и по диамагнитному эффекту температурной зависимости магнитного поля на мюоне. Температурные зависимости $\sigma(T)$ в образцах с x=0.10 и x=0.15 находятся в хорошем согласии с формулой

Таб. 1: Сводная таблица глубины проникновения магнитного поля в La_{2-x}Sr_xCuO_{4-y}.

x	T _c , K	$\sigma(0)$, мкс ⁻¹	$\lambda_{eff}(0)$, Å	$\lambda_{ab}(0)$, Å
0.1	26.44(6)	0.63(1)	4126(65) (300)	3135(50) (250)
0.15	36.7(1)	1.14(2)	3067(54) (250)	2330(41) (200)
0.25	24	0.77(4) [†]	3732(194) [†] (300)	2836(147) [†] (250)

[†] Значения приведены при температуре 6.5 K.

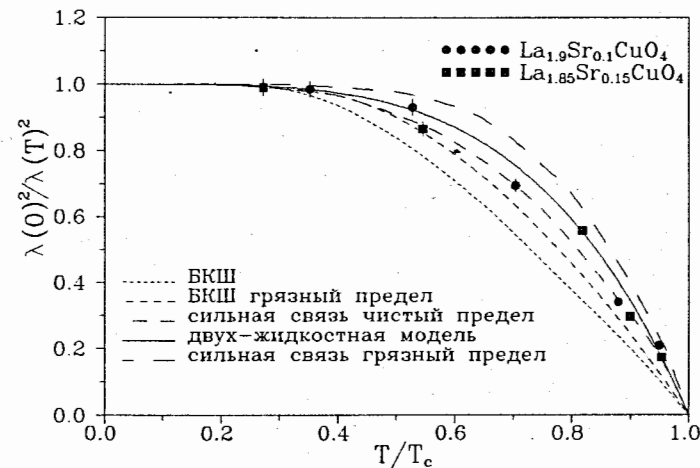


Рис. 4: Нормализованная глубина проникновения магнитного поля как функция T/T_c в La_{2-x}Sr_xCuO_{4-y}. Теоретические кривые из работы [4].

двухжидкостной модели для глубины проникновения. Иное поведение зависимости $\sigma(T)$ в образце с x=0.25 интерпретируется неоднородностью образца из-за близости концентрации стронция x=0.25 к предельному значению концентрации. На рис.4 представлены экспериментальные зависимости $\lambda(0)^2/\lambda(T)^2$ в сравнении с теоретическими функциями (теоретические кривые взяты из работы [4]) Полученные значения $\lambda(0)$ и

T_c сведены в таблицу 1. В этой таблице также представлены значения эффективной глубины проникновения $\lambda_{eff}(0)$ для удобства сравнения с результатами других μ SR-работ. Во второй строке в графиках глубин проникновения приведены значения систематических ошибок. §3.6 содержит обсуждение экспериментальной ситуации с измерением глубины проникновения в ВТСП. Проведено сравнение с другими экспериментальными данными и методами.

Глава 4 посвящена μ SR-исследованиям “обычного” сверхпроводника II рода ниобия и сравнительному изучению эффектов магнитной необратимости при намагничивании образцов Nb и ВТСП $La_{2-x}Sr_xCuO_{4-y}$.

В §4.1 обсуждены возможности μ SR-метода для изучения пиннинга магнитных вихрей в “жестких” сверхпроводниках II рода. μ SR-метод позволяет получать спектральное распределение магнитных полей в объеме сверхпроводящего образца. Если макроскопические методы измерения намагниченности дают только среднее значение индукции $\langle B \rangle$ в образце, то из μ SR-распределения полей внутри образца наряду с $\langle B \rangle$, определяется дисперсия полей $\langle \Delta B^2 \rangle$ и более старшие моменты распределения. Профиль магнитной индукции в образце в ZFC-экспериментах (охлаждение в нулевом поле ниже T_c с последующим повышением и понижением поля) сильно зависит от магнитной предыстории, что хорошо проявляется на данных μ SR-экспериментов.

Для правильной интерпретации результатов μ SR-измерений с новыми ВТСП соединениями необходимо ясное понимание аналогичной информации, получаемой при исследовании обычных “низкотемпературных” сверхпроводников. При постановке μ SR-экспериментов по изучению эффектов, связанных с пиннингом в “жестких” сверхпроводниках, следует учитывать возможности методики. Для определения параметров спектрального распределения полей желательно, чтобы скорость релаксации μ SR-прецессии не превышала $10\text{--}15 \text{ мкс}^{-1}$, соответствующей неоднородности магнитных полей в образце порядка 200 Гс. Ширина распределения полей внутри “жесткого” сверхпроводника при его намагничивании пропорциональна поперечному к внешнему полю геометрическому размеру образца. Для успешного проведения μ SR-измерений необходимо соблюдение условия $J_c d/2 < 100 \text{ Гс}$, где J_c – плотность критических токов в $[A/cm^2]$, d – поперечный размер образца в [см]. Если взять сверхпроводник с $J_c \simeq 10^5 \text{ A/cm}^2$, то поперечный размер образца, соответствующий разбросу полей 100–200 Гс, составит 20–40 мкм. Высокотемпературные керамические сверхпроводники удачно удовлетворяют этому критерию – в полях выше 10–100 Гс намагниченность определяется не-

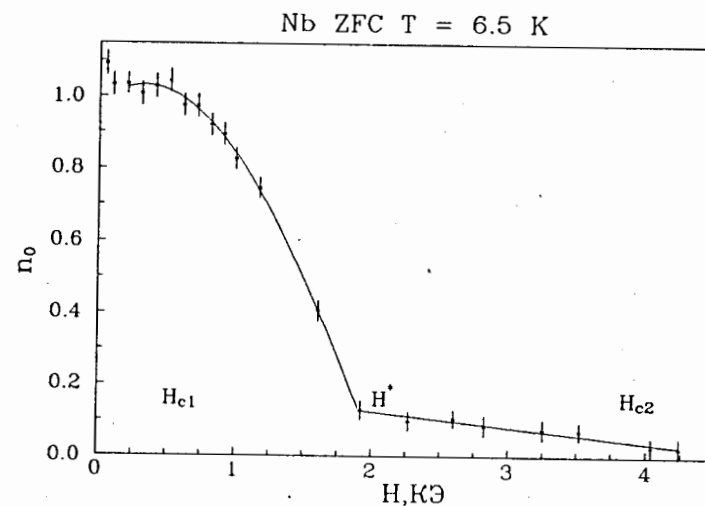


Рис. 5: Мейссеровская (не запятая магнитным полем) доля объема ниобия при намагничивании образца при температуре 6.5 К.

большим размером сверхпроводящих гранул, так как слабые связи между гранулами в таких полях уже разрушены. В случае обычных цельных сверхпроводников необходима специально приготовленная мишень для μ SR-исследований.

В §4.2 представлены характеристики образцов. Ниобиевый образец был изготовлен в виде 210 круглых пластинок Nb толщиной 30 мкм и диаметром 50 мм, сложенных подобно “сэндвичу” вместе с кружками майлара толщиной 20 мкм. Такая конфигурация позволяет рассматривать каждый кружок фольги как “тонкую” изолированную пластину. Образец был упакован в цилиндрический алюминиевый контейнер. Приведены данные измерения электрического сопротивления ниобиевой фольги. Отношение электрических сопротивлений составило $\rho_{300K}/\rho_{10K} = 8$. Для исследований использовались те же керамические образцы ВТСП $La_{2-x}Sr_xCuO_{4-y}$, что и для измерений глубины проникновения (глава 3).

В §4.3 представлены результаты FC-экспериментов с образцом ниобия. Измерения проводились при двух значениях поля $H_{ext} = 0.9 \text{ кЭ}$ и 2.7 кЭ . При анализе экспериментальных данных учитывался вклад от фоновой части мишени. Поляризация спина мюона сопоставлялась с функцией типа (1). Оценена величина глубины проникновения магнитного поля $\lambda(0) \simeq 800 \text{ \AA}$, величина второго критического поля $H_{c2}(0) \simeq 10 \text{ кЭ}$

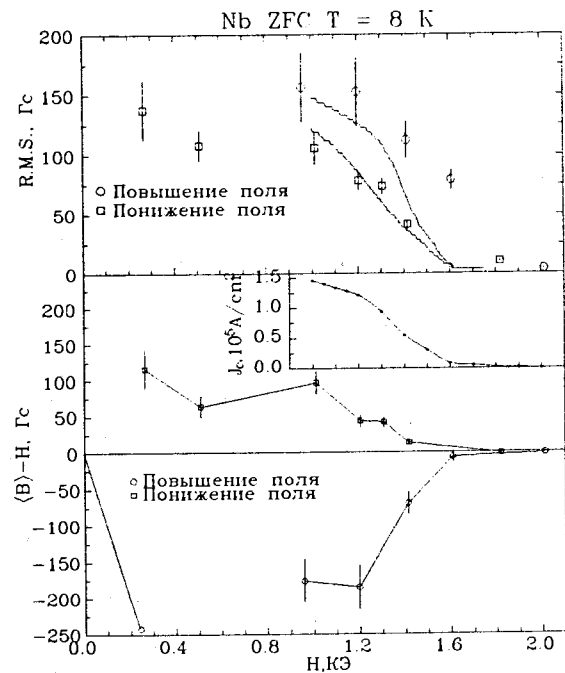


Рис. 6: Среднеквадратичное отклонение магнитного поля R.M.S. и разность $\langle B \rangle - H_{ext}$ в ниобии при намагничивании образца при температуре 8 К. Линии на графике R.M.S. показывают полуширины распределения магнитного поля в образце, рассчитанные согласно МКС. На вставке показана плотность критических токов. Все графики имеют общую ось абсцисс.

и определена критическая температура $T_c = 9.25^{+0.12}_{-0.08}$ К.

В §4.4 рассмотрена модель Бина-Лондона (модель критического состояния). Получены основные следствия для ZFC- μ SR эксперимента.

В §4.5 представлены результаты ZFC-эксперименты с образцом ниобия. Измерения проводились при двух температурах 6.5 К и 8 К. μ SR-спектры обрабатывались аналогично FC-экспериментам в соответствии с выражением для поляризации (1). Определена доля n_0 сверхпроводника, в которой магнитная индукция равна нулю. На рис.5 показана зависимость доли n_0 от внешнего поля при $T = 6.5$ К. Такая полевая зависи-

мость n_0 хорошо объяснима в рамках модели критического состояния. На рисунке хорошо видны первое критическое поле $H_{c1} \approx 0.5$ КЭ и поле $H^* \approx 1.9$ КЭ. Значение второго критического поля $H_{c2} \approx 3.8$ КЭ определялось по уменьшению скорости релаксации до величины $\sim 0.2 \text{ мкс}^{-1}$, соответствующей скорости релаксации в нормальной фазе. На рис.6 представлены результаты ZFC-эксперимента при $T=8$ К. В верхней части рисунка показана величина скорости релаксации σ которая пропорциональна R.M.S магнитного поля в образце, в нижней части разность между средним полем в образце и внешним полем $M(t) = \langle B \rangle - H_{ext}$. На вставке изображена зависимость плотности критических токов $J_c(H_{ext})$, вычисленная по гистерезису кривой $M(H_{ext})$ согласно модели Бина. Интегрированием уравнения критического состояния с $J_c(H)$ были вычислены значения полуширин распределения магнитных полей. Результаты расчета показаны на графике $R.M.S.(H_{ext})$ сплошными линиями. Качественное согласие с МКС хорошее - при повышении и понижении поля в образце образуется "критическое состояние", что проявляется в значениях скорости релаксации, которые намного превышают величину релаксации от магнитной вихревой решетки. Гистерезис в скорости релаксации спина мюона возникает вследствие сильной зависимости J_c от магнитного поля.

В §5.6 приведены результаты ZFC- μ SR экспериментов с высокотемпературными сверхпроводниками $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_{4-y}$. Измерения проводились во внешних полях 0-800 Э в широком диапазоне температур. Обработка экспериментальных данных проводилась аналогично обработке FC-экспериментов (глава 3). На рис.7 изображены скорость релаксации σ (правая ось ординат показывает среднеквадратичное отклонение $(\Delta B^2)^{1/2}$) и разность между средней магнитной индукцией ΔB и внешним полем H_{ext} в сверхпроводнике $\text{La}_{1.85}\text{Sr}_{0.15}\text{CuO}_{4-y}$ при повышении внешнего поля до ~ 800 Гс и последующем понижении H_{ext} при температурах 10, 20 и 30К. Полученный результат интерпретируется следующим образом. При повышении магнитного поля в сверхпроводящих гранулах образуется критическое состояние. Скорость релаксации превышает значение σ от магнитной вихревой решетки на величину порядка ширины гистерезиса средней индукции $\delta\langle B \rangle$. При понижении внешнего поля профиль индукции характерный для критического состояния не образуется. Магнитная индукция в гранулах $B(x)$ практически не отклоняется от своего среднего значения $\langle B \rangle$. При этом, скорость релаксации σ имеет низкое значение обусловленное только микроскопическими изменениями магнитного поля от решетки магнитных вихрей. Таким обра-

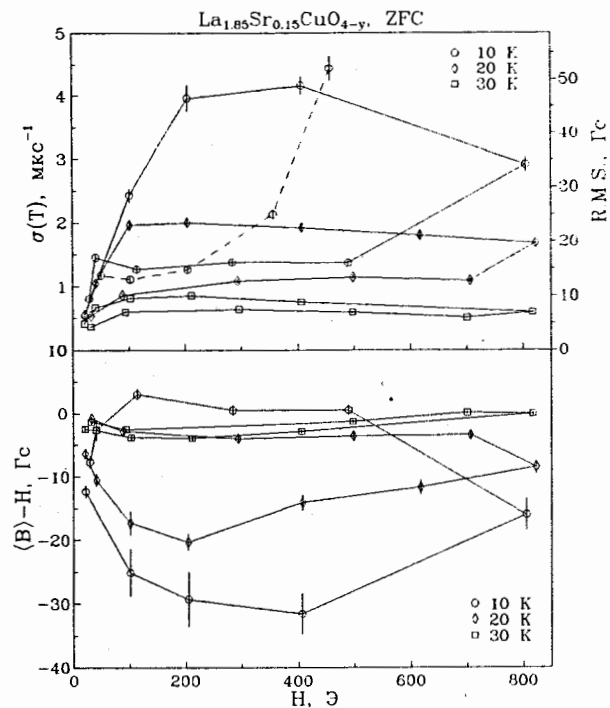


Рис. 7: Скорость релаксации σ (правая ось ординат показывает соответствующие значения среднеквадратичного отклонения R.M.S) и разность $\langle B \rangle - H_{ext}$ в $\text{La}_{1.85}\text{Sr}_{0.15}\text{CuO}_{4-y}$ при намагничивании образца при температурах 10, 20, 30 К. Линии проведены для наглядности.

зом, полученные экспериментальные данные позволяют сделать вывод, что во внешних магнитных полях до 800 Э модель критического состояния не дает адекватного описания распределения магнитной индукции в гранулированных ВТСП $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_{4-y}$.

Приведены аналогичные результаты, полученные в двух других образцах $\text{La}_{1.9}\text{Sr}_{0.1}\text{CuO}_{4-y}$ и $\text{La}_{1.75}\text{Sr}_{0.25}\text{CuO}_{4-y}$.

В заключении диссертации перечислены основные выводы.

Основные результаты диссертации

1. Методами ZF- и TF- μ SR исследованы магнитные фазовые переходы в системе $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_{4-y}$ для концентраций стронция $x = 0.00, 0.01, 0.05, 0.07$ в диапазоне температур 4.2–300 К.

Показано, что образцы с $x = 0.00, 0.01$ обладают дальним антиферромагнитным порядком ниже температур Нееля $T_N = 220$ К и 130 К, соответственно. Получены температурные зависимости локального магнитного поля на мюоне $B_\mu(T)$ и скорости релаксации мюонной прецессии $\sigma(T)$. Из данных TF-экспериментов определены ширины магнитных переходов. Показано, что основной вклад в неоднородность локальных полей на мюоне ниже T_N в ZF-эксперименте $\Delta B \propto \sigma$ обусловлен распределением температур Нееля в образце.

В образце с $x = 0.05$ установлено существование критической области температур $T = 6 - 4.4$ К в которой происходит резкое уменьшение частоты флуктуаций магнитных моментов Cu^{2+} , свидетельствующее о близости точки фазового перехода.

Эксперименты с образцом $x = 0.07$ показали наличие магнитного перехода в, предположительно, спин-стеклоподобное состояние со средней температурой перехода $T = 8$ К. Начало перехода наблюдалось при температуре 13 К. Статические магнитные поля на мюоне в магнитоупорядоченной области имеют тот же порядок величины, что и в антиферромагнитных соединениях системы $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_{4-y}$.

2. Методом TF- μ SR исследованы высокотемпературные сверхпроводники семейства $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_{4-y}$, $x=0.10, 0.15, 0.25$. По измеренным значениям второго момента распределения частот мюонной прецессии в магнитной вихревой решетке $\langle \Delta\omega^2 \rangle$ получены величины глубины проникновения магнитного поля. Проведен анализ систематических ошибок при процедуре извлечения второго момента $\langle \Delta\omega^2 \rangle$ из временных μ SR-гистограмм. Глубина проникновения магнитного поля в направлении, перпендикулярном CuO_2 плоскостям $\lambda_{ab}(T=0\text{K})$, составила 2300^{+40}_{-200} Å и 3100^{+50}_{-250} Å для образцов с концентрациями стронция $x=0.15$ и 0.1. Температурная зависимость глубины проникновения магнитного поля $\lambda(T)$ находится в хорошем согласии с эмпирической формулой для двухжидкостной модели.

3. Методом TF- μ SR исследованы образцы сверхпроводящего Nb и высокотемпературных сверхпроводников $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_{4-y}$. Полученные результаты по Nb продемонстрировали высокую точность методики μ SR

для определения таких характеристик сверхпроводников II рода как T_c , H_{c1} , H_{c2} , глубины проникновения магнитного поля $\lambda(0)$, плотности критических токов J_c .

Анализ полевых зависимостей ширины распределения и среднего значения магнитных полей на мюоне при намагничивании образцов выявил качественное отличие в поведении ширины распределения магнитных полей в Nb и $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_{4-y}$ образцах. В то время как данные по ниобию хорошо описываются в рамках модели критического состояния, применение аналогичного подхода к гранулированным ВТСП в области внешних полей 0-800 Гс не дает удовлетворительного описания полученных экспериментальных результатов.

4. Предложены и разработаны новые методы анализа временных μSR -спектров: реализована процедура получения распределения локальных полей на имплантированных мюонах методом минимизации стандартного χ^2 функционала и процедура совместной обработки нескольких μSR -гистограмм, позволяющая увеличить точность определения сильно коррелирующих параметров теоретических моделей.

Основные результаты диссертации опубликованы в следующих работах:

1. Grebinnik V.G. et al. "The μSR -Investigation of the Magnetic and Superconducting Properties of the Compound $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_{4-y}$ " // Physica C. 1989. Vol. 162-164. P. 145-146.
2. Bezhitadze D.T. et al. "The μSR -Investigation of High- T_c Superconductors at the LNP JINR Phasotron" // International Seminar on High Temperature Superconductivity, Dubna, June 28 – July 1, 1989: / Progress in HTSC Vol. 21: World Scientific, Singapore, 1990. P. 563-568.
3. Grebinnik V.G. et al. "Antiferromagnetism and Spin-Glass-Like Behaviour in Ceramics $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_{4-y}$ Studied by μSR " // Hyperfine Inter. 1990. Vol. 61. P. 1085-1088.
4. Grebinnik V.G. et al. "Penetration Depth and Pinning Effects in High- T_c Superconductors La-Sr-Cu-O and (Er,Ho)-Ba-Cu-O Studied by μSR " // Hyperfine Inter. 1990. Vol. 61. P. 1093-1096.
5. Grebinnik V.G. et al. "The Comparative Study of Irreversibility Effects in Nb Foil and High-Temperature Superconducting Ceramics by μSR "

// Preprint JINR, E14-90-254. Dubna, 1990.

Grebinnik V.G. et al. // Hyperfine Inter. 1990. Vol. 63. P. 123-130.

6. Kornilov E.I., Pomjakushin V.Yu. "On a Generalization of the Kubo-Toyabe Formula" // Phys. Lett. A. 1991. Vol. 153. P. 364-367.

Цитируемая литература

- [1] Bednorz J.G., Muller K.A. // Z. Phys. B. 1986. Vol. 64. P. 189-193.
- [2] Uemura Y.J. et al. // Phys. Rev. Lett. 1989. Vol. 62. P. 2317-2320.
- [3] Brandt E.H. // Int.J.Mod.Phys.B. 1991. Vol. 5. P. 751-795.
- [4] Rammer J. // Europhys.Lett. 1988. Vol. 5. P. 77-80.

Рукопись поступила в издательский отдел
21 октября 1992 года.