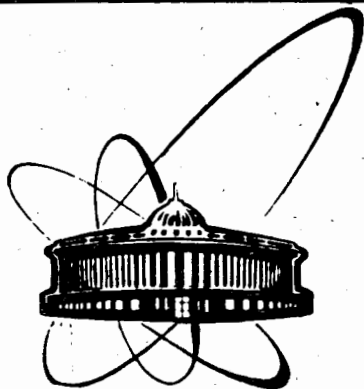


89-455



ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

Б 388

Д14-89-455

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНЫХ
СВЕРХПРОВОДНИКОВ μ SR-МЕТОДОМ
НА ФАЗОТРОНЕ ЛЯП ОИЯИ

Направлено на Международный семинар
по высокотемпературной сверхпроводимости,
Дубна, 28 июня - 1 июля 1989 г.

1989

Исследование высокотемпературных сверхпроводников μ SR-методом на фазотроне ЛЯП ОИЯИ

μ SR-методом исследованы высокотемпературные сверхпроводники (ВТСП) $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ ($x = 0+0,25$), $\text{Ho}(\text{Er})\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ и Bi-Sr-Ca-Cu-O (фаза -2212 с небольшой примесью фазы 2223) в нулевом и поперечных внешних магнитных полях ~ 100 и ~ 400 Э в диапазоне температур $4,2+300$ К. Для образцов La-Sr-Cu-O с $x=0$ и $x=0,01$ магнитное упорядочение наступает при температурах ниже $T = 250$ К и $T = 170$ К соответственно. Значительное возрастание ширины распределения магнитного поля на мюоне при увеличении содержания стронция свидетельствует об увеличении отклонения магнитных моментов Cu^{2+} от оси магнитного упорядочения. При содержании стронция $x = 0,07$ результаты обработки μ SR-спектров указывают на формирование спин-стекольного состояния в образце. В противоположность керамике $\text{HoBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ не обнаружено магнитного упорядочения атомов Er в образце $\text{ErBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$. Определены глубины проникновения магнитного поля в сверхпроводник $\lambda_1(0)$: (3200 ± 79) Å - $\text{La}_{1,93}\text{Sr}_{0,07}\text{CuO}_4$; (2420 ± 60) Å - $\text{La}_{1,85}\text{Sr}_{0,15}\text{CuO}_4$; (2000 ± 50) Å - Bi-Sr-Ca-Cu-O (фаза 2212) и (1600 ± 50) Å - $\text{ErBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1989

μ SR - Investigation of High- T_c Superconductors at the LNP JINR Phasotron

High- T_c superconductors $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ ($x = 0+0.25$), $\text{Ho}(\text{Er})\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-y}$ and Bi-Sr-Ca-Cu-O (the main phase 2212 with a small admixture of the 2223-phase) were investigated in the zero and $100+400$ Oe transverse external magnetic fields in the temperature interval $4.2+300$ K. The magnetic ordering for the $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ samples with $x=0.00$ and $x=0.01$ occurs below $T_N \approx 250$ K and $T_N \approx 170$ K respectively. A considerable increase in the distribution width of the magnetic field on the muon with an increase in the Sr-content indicates an enhancement of the Cu^{2+} magnetic moment deviation from the magnetic ordering axis. The results of the analysis of the μ SR spectra indicate the formation of the spin glass state in the $\text{La}_{1,93}\text{Sr}_{0,07}\text{CuO}_4$ sample. In contrast to the behaviour of the $\text{HoBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-y}$ ceramic the magnetic ordering of the Er-atoms in the $\text{ErBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-y}$ sample is not observed in the comparable temperature interval. Our data has also allowed the magnetic field penetration depth $\lambda_1(0)$ to be determined: 3200 ± 70 Å for $\text{La}_{1,93}\text{Sr}_{0,07}\text{CuO}_4$, 2420 ± 60 Å for $\text{La}_{1,85}\text{Sr}_{0,15}\text{CuO}_4$, 2000 ± 50 Å for Bi-Sr-Ca-Cu-O (phase 2212), 1600 ± 50 Å for $\text{ErBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-y}$.

The investigation has been performed at the Laboratory of Nuclear Problems, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1989

Д.Т.Бежитадзе¹, И.П.Боровинская², Я.Буряnek³, В.Валвода³,
В.Г.Гребинник, И.И.Гуревич¹, В.Н.Дугинов, Ю.Ф.Ельцев⁴,
В.А.Жуков, С.Капуста, В.Р.Карасик⁴, Б.Ф.Кириллов¹,
Е.П.Красноперов¹, А.Б.Лазарев, М.Д.Нерсисян², Б.А.Никольский¹,
В.Г.Ольшевский, О.Е.Омельяновский⁴, А.Г.Пересада²,
А.В.Пирогов¹, В.Ю.Помякушин, А.Н.Пономарев¹, В.А.Суетин¹,
Г.Ф.Тавадзе¹, С.Шафрата⁵, Й.Шебек⁵, С.Н.Шилов

¹Институт атомной энергии им. И.В.Курчатова, Москва
²Институт структурной макрокинетики АН СССР, Черногловка
³Математико-физический факультет Карлова университета, Прага
⁴Физический институт АН СССР, Москва
⁵Физический институт ЧСАН, Прага

Введение

При изучении сверхпроводников μSR -методом ^{/I/} может быть получена ценная информация о величинах внутренних магнитных полей в исследуемом веществе и их распределениях. В ВСП эти поля обусловлены как формированием решетки вихрей в смешанном состоянии, так и образованием областей с магнитным упорядочением, которые могут быть связаны с антиферромагнетизмом ионов Cu в слоях CuO ^{/2-10/} или присутствием в сверхпроводнике редкоземельных элементов с большими магнитными моментами электронных оболочек ^{/11-14/}.

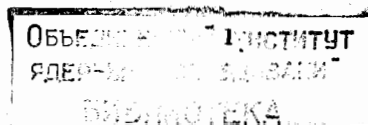
Данные по распределению магнитных полей в смешанном состоянии позволяют определить глубину проникновения магнитного поля, намагниченность, изучить эффекты, связанные с пиннингом. Изучение явления магнитного упорядочения и сосуществования магнетизма и сверхпроводимости представляет интерес с точки зрения выяснения механизма, ответственного за сверхпроводимость ^{/15/}.

В данной работе представлены результаты по исследованию μSR -методом следующих ВСП: $La_{2-x}Sr_xCuO_4$ ($x = 0; 0,01; 0,05; 0,07; 0,10; 0,15; 0,25$), $Ho(Er)Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$ и $Bi-Sr-Ca-Cu-O$.

Условия эксперимента

Фазотрон Лаборатории ядерных проблем создает протонный пучок с энергией 659 МэВ ^{/16/}. В μSR -экспериментах использовался выведенный протонный пучок интенсивностью ~ 1 мкА. Вторичный пучок положительных мюонов имеет следующие характеристики: импульс 130 МэВ/с, интенсивность $\sim 10^5$ 1/с, поляризация $\sim 80\%$, апертура 5×5 см². Эксперименты выполнялись с помощью одного из спектрометров μSR -установки ^{/17/}, который обеспечивал проведение измерений в магнитном поле до 0,5 Тл, направленном перпендикулярно направлению спина мюона. Исследования проводились в диапазоне температур 4,2-300 К. Использовались образцы в виде дисков диаметром ~ 40 мм и толщиной ~ 10 мм, расположенных таким образом, что их плоскость была перпендикулярной направлению пучка мюонов, а внешнее магнитное поле направлено вдоль этой плоскости.

Эксперименты проводились при трех условиях: а) измерения при охлаждении образцов в нулевом магнитном поле (ZF); б) измерения при охлаждении образцов в поле (FC) и в) измерения при охлаждении образцов в нулевом поле с последующим увеличением магнитного поля



при фиксированной температуре или увеличением температуры при фиксированном магнитном поле (ZFC).

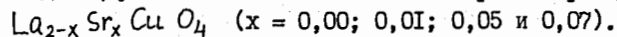
Сигналы прецессии спина мюона описывались функцией

$$N(t) = N_0 e^{-t/\tau_M} (1 + P(t)) + N_B, \quad (1)$$

где N_0 - счет позитронов $\mu^+ \rightarrow e^+$ распада в начальный момент времени, $\tau_M \approx 2,2$ мкс - время жизни мюона, N_B - не зависящая от времени постоянная, $P(t)$ - зависящая от времени функция, содержащая информацию об эволюции спина мюона в образце. Вид $P(t)$ в дальнейшем будет приводиться в каждом отдельном случае.

Антиферромагнетизм и спин-стеклоное состояние

Для изучения этих явлений были выбраны образцы керамики



Для образцов ($x = 0,00$ и $0,01$) функция $P(t)$ в условиях (ZF) выбиралась в виде

$$P(t) = a \left[\frac{1}{3} + \frac{2}{3} e^{-\Lambda t} \cos \omega_M (t+t_0) \right] + (a_\Sigma - a) e^{-\Lambda_0 t} \quad (2)$$

где первый член описывает поведение спинов мюонов, останавливающихся в междоузлиях, где присутствует магнитное поле. Второй член описывает то же поведение в местах образца, свободных от магнитного поля. a - коэффициент асимметрии $\mu^+ \rightarrow e^+$ распада, относящийся к мюонам, испытывающим воздействие магнитного поля. $a_\Sigma \approx 0,18$ - суммарный коэффициент асимметрии. Λ - скорость релаксации спина мюона, связанная с дисперсией $\langle \Delta B_M^2 \rangle^{1/2}$ распределения магнитных полей на мюоне соотношением $\Lambda^2 = \gamma_M^2 \langle \Delta B_M^2 \rangle$, где $\gamma_M/2\pi = 13,55$ кГц/Гс. $\omega_M = \gamma_M \langle B_M \rangle$, где $\langle B_M \rangle$ - среднее магнитное поле на мюоне. Коэффициенты $1/3$ и $2/3$ возникают вследствие усреднения по поликристаллу.

На рис. 1а-в представлены температурные зависимости среднего магнитного поля $\langle B_M \rangle$ на мюоне, скорости релаксации Λ и коэффициента асимметрии "a".

Из рис. 1а видно, что при низких температурах ($< T_N$) на мюон действует заметное магнитное поле. Это свидетельствует о наличии антиферромагнитного упорядочения в образцах. Сплошными линиями на этом рисунке показаны теоретические температурные зависимости намагниченности, вычисленные в приближении молекулярного поля для спина $1/2$.

Слабая зависимость величины Λ (рис. 1б) от температуры (за исключением областей вблизи T_N) свидетельствует в пользу того, что релаксация Λ обусловлена статическими полями. Несмотря на то, что

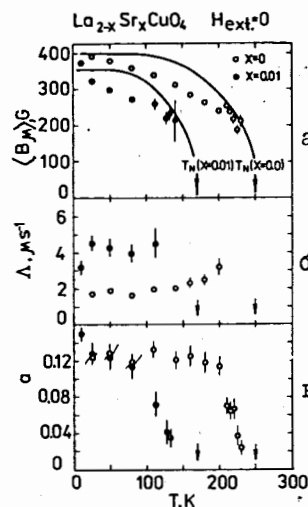


Рис. 1. Зависимости среднего магнитного поля на мюоне $\langle B_M \rangle$, скорости релаксации Λ и асимметрии "a" (см. формулу (2)) от температуры для образцов $La_{2-x}Sr_xCuO_4$ ($x = 0$ и $0,01$) в нулевом внешнем магнитном поле. Сплошные линии - теоретические.

средние магнитные поля на мюоне (рис. 1а) для обоих образцов не сильно отличаются друг от друга, скорости релаксации отличаются более, чем в два раза: Λ ($x = 0,00$) $\sim 1,8$ мкс $^{-1}$ и Λ ($x = 0,01$) $\sim 4,5$ мкс $^{-1}$. Это может быть интерпретировано как увеличение отклонений магнитных моментов Cu^{2+} от оси антиферромагнитного упорядочения.

На рис. 1в представлена зависимость коэффициента асимметрии "a" от температуры. В области температур существенно ниже, чем T_N , отношение a/a_Σ дает долю образца, находящегося в антиферромагнитном состоянии. В области, близкой к T_N , постепенное падение "a" может быть связано как с неоднородностью содержания кислорода по образцу, так и с увеличением амплитуды флуктуирующей части магнитного поля при приближении к T_N .

Из-за сильного увеличения скорости релаксации спина мюона (приводящего к падению амплитуды μSR -сигнала) оказалось затруднительным в (ZF)-экспериментах оценить T_N . Для определения температуры перехода T_N в антиферромагнитное состояние были проведены эксперименты типа (FC) при $H_\perp \sim 100$ Э. При этом функция $P(t)$ выбиралась в виде

$$P(t) = a_\perp e^{-\Lambda t} \cos \omega_M (t+t_0). \quad (3)$$

Температура Нееля T_N в этом случае определялась по началу падения амплитуды сигнала прецессии a_\perp с уменьшением температуры образца (рис. 2). По оценкам, T_N ($x = 0,00$) ≈ 250 К и T_N ($x = 0,01$) ≈ 170 К. Из рисунка видно, что переход в антиферромагнитное состояние сильно затянут (более, чем на 50 К).

При концентрации в образце Sr $x = 0,05$ в условиях (ZF) не наблюдалось ларморовской частоты прецессии спина мюона в доступном нам для исследований температурном интервале 4,8-300 К. В этом случае

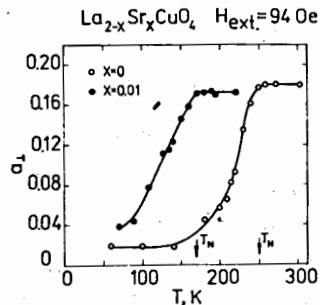
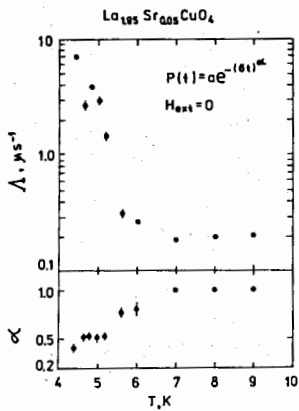


Рис.2. Зависимость коэффициента асимметрии a_{\perp} (см. формулу (3)) от температуры во внешнем магнитном поле ~ 100 Э для образцов $La_{2-x}Sr_xCuO_4$ ($x = 0$ и $0,01$). Сплошные кривые проведены для наглядности.

экспериментальный спектр описывался функцией

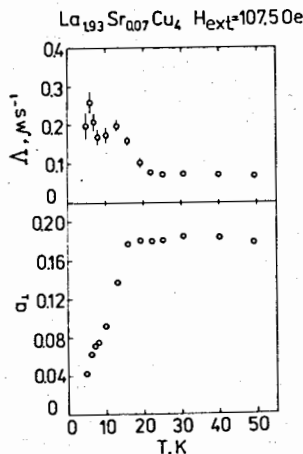
$$P(t) = a_{\Sigma} e^{-(\Lambda t)^{\alpha}} \quad (4)$$

Рис.3. Температурная зависимость параметров Λ и α (см. формулу (4)) для образца $La_{1,95}Sr_{0,05}CuO_4$.



На рис.3 представлены температурные зависимости Λ и α . При температурах выше 7 К, где экспоненциальная функция релаксации хорошо аппроксимирует функцию поляризации, α принималась равной 1. Ниже этой температуры начинается замедление флуктуаций магнитного поля на мюоне при приближении к точке фазового перехода.

Рис.4. Температурные зависимости скорости релаксации Λ и коэффициента асимметрии a_{\perp} во внешнем магнитном поле ~ 100 Э для образца $La_{1,93}Sr_{0,07}CuO_4$.



Образец с $x = 0,07$, как следует из (FC)-измерений (рис.4), испытывает переход в магнитоупорядоченное состояние при $T_f \sim 10$ К. При измерениях в условиях (ZF) для образца с $x = 0,07$ (как и для образца с $x = 0,05$) мы не наблюдали прецессии спина мюона при доступных нам низких температурах. Однако с понижением температуры функция поляризации начинает приобретать вид функции

Кубо-Тойабе /18/. В связи с этим предполагается, что магнитоупорядоченное состояние образца с $x = 0,07$ при низких температурах является спин-стекольным. Поэтому для описания функции поляризации в условиях (ZF) использовалось выражение

$$P(t) = [1/3 + 2/3(1 - \Delta^2 t^2) \exp(-1/2 \Delta^2 t^2)] + (a_{\Sigma} - a) e^{-\Lambda t} \quad (5)$$

где $\Delta^2 = \gamma_{\mu}^2 \langle (B_{\mu} - \langle B_{\mu} \rangle)^2 \rangle$. При температуре 4,8 К Δ соответствует ширине распределения магнитных полей $\langle (B_{\mu} - \langle B_{\mu} \rangle)^2 \rangle^{1/2} \approx 210$ Гс.

Магнитное упорядочение и сверхпроводимость в соединениях типа RE-Ba-Cu-O

Для изучения влияния магнитных моментов редкоземельных элементов в ВТСП были выбраны образцы $HoBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ и $ErBa_2Cu_3O_{7-\delta}$. Эксперименты проводились в условиях (ZF). Функция $P(t)$ использовалась в виде

$$P(t) = a \cdot e^{-\Lambda t} + (a_{\Sigma} - a) e^{-(\sigma t)^2} \quad (6)$$

где первый член, как мы предполагаем, соответствует случаю, когда мюоны останавливаются в местоположениях, близких к атомам магнитного элемента (Ho, Er), а второй член описывает релаксационный процесс для мюонов, останавливающихся вдали от атомов Ho(Er).

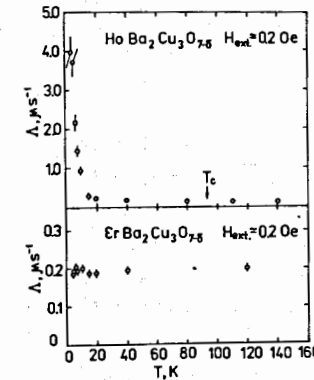


Рис.5. Температурная зависимость скорости релаксации спина мюона Λ (см. формулу (6)) для образцов $Ho(Er)Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$ в нулевом внешнем магнитном поле.

На рис.5 представлены зависимости $\Lambda(T)$ для образцов $Ho(Er)Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$. Как видно из рисунка, для образца $HoBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ /13/ в области температур 4,2-10 К наблюдается быстрая деполаризация спина мюона, на порядок превышающая скорость деполаризации ($\sim 0,2$ мкс $^{-1}$) при высоких температурах. В случае $ErBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ скорость деполаризации остается низкой ($\sim 0,2$ мкс $^{-1}$) в области температур 4,6-270 К.

Исследование ВТСП в смешанном состоянии

Для получения данных о глубинах проникновения магнитного поля в сверхпроводники и эффектах пиннинга исследовались следующие керамики: $La_{2-x}Sr_xCuO_4$ ($x = 0,1; 0,15; 0,25$), $ErBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ и $Bi-Sr-Ca-Cu-O$.

Измерения выполнялись в условиях (FC) и (ZFC) при значениях внешнего магнитного поля ~ 100 Э и ~ 400 Э. Функция $P(t)$ аппроксимировалась выражением

$$P(t) = a_1 e^{-(\sigma \cdot t)^2} \cos \omega_{\mu}(t+t_0), \quad (7)$$

где σ - скорость релаксации спина мюона, связанная с дисперсией распределения магнитных полей соотношением $2\sigma^2 = \gamma_{\mu}^2 \langle \Delta B^2 \rangle$.

Глубина проникновения магнитного поля рассчитывалась из экспериментальных зависимостей $\sigma(T)$, полученных в условиях (FC), на основании формулы /19/

$$\langle \Delta B^2 \rangle = 0,0037 \Phi_0^2 \lambda_{eff}^{-4}, \quad (8)$$

где $\Phi_0 = 2,07 \cdot 10^{-7}$ Гс/см² - квант магнитного потока, λ_{eff} - эффективная глубина проникновения магнитного поля для поликристаллического сверхпроводника. Это соотношение может быть использовано для регулярной треугольной решетки вихрей, если $\lambda_{eff} > L$ (где L - среднее расстояние между вихрями). Из значений λ_{eff} определялись глубины проникновения λ_{\perp} , соответствующие направлению внешнего магнитного поля перпендикулярно базовой плоскости кристалла, по формуле /20/

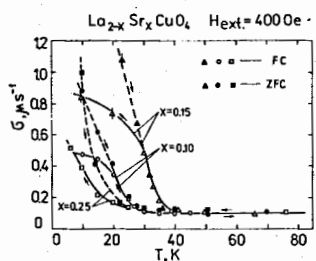
$$\lambda_{eff} = 1,23 \lambda_{\perp} \quad (\text{при } \lambda_{\mu}/\lambda_{\perp} > 5) \quad (9)$$


Рис.6. Зависимость скорости релаксации (см. формулу (7)) от температуры для образцов $La_{2-x}Sr_xCuO_4$ ($x = 0,10; 0,15$ и $0,25$) в магнитном поле 400 Э. Кривые проведены для наглядности.

На рис.6 для образцов $La-Sr-Cu-O$ представлены зависимости $\sigma(T)$, полученные в условиях (FC, ZFC) во внешнем магнитном поле ≈ 400 Э. При поле ≈ 100 Э $\sigma(T)$

имеют такой же вид. Независимость σ от магнитного поля дает основание при вычислении λ_{eff} пользоваться формулой (8). Положительная кривизна в $\sigma(T)$ вблизи T_c объясняется конечной шириной перехода в сверхпроводящее состояние. При обработке экспериментальных данных не учитывалась погрешность, связанная с размагничивающим фактором сверхпроводящих гранул.

Аналогичным образом были рассчитаны λ_{\perp} для образцов $ErBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ и $Bi-Sr-Ca-Cu-O$ (фаза 2212). Суммарные результаты для всех образцов представлены на рис.7. Полученные данные аппроксимировались формулой

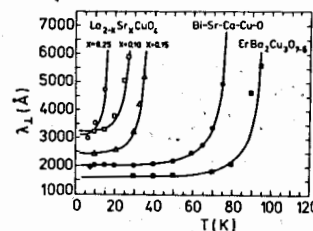


Рис.7. Температурные зависимости глубины проникновения магнитного поля λ_{\perp} для образцов $La-Sr-Cu-O$, $Bi-Sr-Ca-Cu-O$ и $ErBa_2Cu_3O_{7-\delta}$. Сплошными линиями показаны теоретические зависимости, вычисленные по формуле (10).

$$\lambda_{\perp}(T) = \lambda_{\perp}(0) / \sqrt{1 - (T/T_c)^4} \quad (10)$$

в которой значения $\lambda_{\perp}(0)$ подбирались по методу наименьших квадратов. Для образцов, для которых зависимости глубины проникновения $\lambda_{\perp}(T)$ хорошо описывались этой формулой, получены следующие значения $\lambda_{\perp}(0)$: 3200 ± 70 Å - $La_{1,3}Sr_{0,1}CuO_4$ ($T_c \approx 30$ K); 2420 ± 60 Å - $La_{1,85}Sr_{0,15}CuO_4$ ($T_c \approx 37$ K); 2000 ± 50 Å - $Bi-Sr-Ca-Cu-O$ (фаза 2212, $T_c \approx 80$ K) и 1600 ± 50 Å - $ErBa_2Cu_3O_{7-\delta}$.

Глубина проникновения магнитного поля может быть вычислена также на основании зависимостей $\sigma(H_{ext})$, полученных в условиях (ZFC) при значениях магнитного поля, соответствующих установившейся решетке вихрей. Однако проявление пиннинга при такой процедуре может внести дополнительные ошибки при определении λ . Об эффектах пиннинга магнитных вихрей можно судить из рис.8, где представлены при разных температурах зависимости скорости релаксации σ и разности $B_{\mu} - H_{ext}$ от внешнего магнитного поля, полученные в условиях (ZFC) для образца $La_{1,85}Sr_{0,15}CuO_4$. Как видно из рисунка, в этих зависимостях проявляется заметный гистерезис при низких температурах, который уменьшается при повышении температуры.

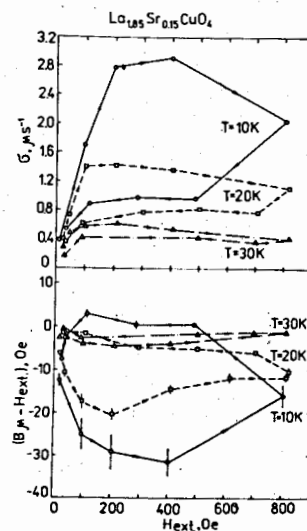


Рис.8. Зависимость скорости релаксации спина мюона σ и разности $B_{\mu} - H_{ext}$ от внешнего магнитного поля при повышении и последующем понижении поля для образца $La_{1,85}Sr_{0,15}CuO_4$. Линии проведены для наглядности.

Заключение

Данная работа является кратким изложением основных результатов, полученных в течение последнего времени по изучению высокотемпературных сверхпроводников μ SR-методом на фазотроне ЛЯП ОИЯИ. Более подробно результаты будут публиковаться в отдельных статьях. Будет также продолжено детальное исследование наиболее интересных явлений. Тщательного изучения заслуживают явления спин-стекольного типа, состояния сверхпроводящего стекла и связанных с этим долговременных релаксационных процессов. Предполагается также расширить измерения глубин проникновения магнитного поля в сверхпроводники разного состава с различными T_c .

Литература

1. Schenck A. - Muon Spin Rotation Spectroscopy (Adam Hilger Ltd) 1985.
2. Uemura Y.J. et al. - Phys.Rev.Lett., 1987, v. 59, p. 1045.
3. Vaknin D. et al. - Phys.Rev.Lett., 1987, v. 58, p. 2802.
4. Budnick J.I. et al. - Phys.Lett., 1987, v. A124, p. 103.
5. Budnick J.I. et al. - Europhys.Lett., 1988, v. 5(7), p. 651.
6. Watanabe I. et al. - J.Phys.Soc.Jpn., 1987, v. 56, p. 3028.
7. Kitaoka Y. et al. - J.Phys.Soc.Jpn., 1987, v. 56, p. 3024.
8. Nishida H. et al. - Jpn.J.Appl.Phys., 1987, v. 26, p.L1856, J.Phys.Soc.Jpn., 1988, v. 57, p. 599.
9. Brewer J.H. et al. - Phys.Rev.Lett., 1988, v. 60, p. 1073.
10. Tranquada J.M. et al. - Phys.Rev.Lett., 1988, v. 60, p. 156.
11. Golnik A. et al. - Phys.Lett., 1987, v. A125, p. 71.
12. Nishida H. et al. - Jap.J.Appl.Phys., 1988, v. 27, p. 194.
13. Duginov V.N. et al. - JINR Rapid Commun., 1988, v. 4(30), p. 63.
14. Kuno Y. et al. - Phys.Rev., 1988, v. B38, p. 9276.
15. Anderson P.W. et al. - Phys.Rev.Lett., 1987, v. 58, p. 2790.
16. Абазов В.М. и др. ОИЯИ, 9-87-322, Дубна, 1987.
17. Гаганов И.А. и др. В кн.: "Мюоны и пионы в веществе". ОИЯИ, ДИ4-87-799, Дубна, 1987, с.431.
18. Kubo R. and Toyabe T. - in: Magnetic Resonance and Relaxation, ed. by Blinc R., 1967, p. 810.
19. Brandt E.H. - Phys.Rev., 1988, v. B37, p. 2349.
20. Barford W. and Gunn J.M.E. - Physica, 1988, v. C156, p. 515.

Рукопись поступила в издательский отдел
27 июня 1989 года.