

сообщения
объединенного
института
ядерных
исследований
Дубна

Г 79

Д14-88-667

В.Г.Гребинник, И.И.Гуревич*, В.Н.Дугинов,
В.А.Жуков, Б.Ф.Кириллов*, Е.П.Красноперов*,
А.Б.Лазарев, Б.А.Никольский*, В.Г.Ольшевский,
А.В.Пирогов*, В.Ю.Помякушин, А.Н.Пономарев*,
В.А.Суетин*, С.Н.Шилов

ИССЛЕДОВАНИЕ СМЕШАННОГО СОСТОЯНИЯ
ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНОГО СВЕРХПРОВОДНИКА
 $\text{HoBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ МЕТОДОМ μSR

* Институт атомной энергии им. И.В.Курчатова,
Москва

1988

В настоящей работе представлены результаты исследования на мюонном пучке фазотрона Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ высокотемпературного сверхпроводника $\text{HoBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7.8}$ методом μSR . Образец с температурой перехода $T_c \sim 93$ К, приготовленный криохимическим методом^{/1/}, представлял собой диск, составленный из семи цилиндров /каждый диаметром 14 мм и толщиной 10 мм/. Образец исследовался во внешнем, перпендикулярном по отношению к спину мюона магнитном поле после его охлаждения до определенной температуры в нулевом магнитном поле / < 0,3 Э/. Магнитное поле было направлено вдоль плоскости диска, пучок мюонов имплантировался перпендикулярно плоскости диска. Измерения проводились при температуре 10, 20, 30, 40, 52, 60 и 70 К и магнитных полях, изменявшихся в диапазоне 0-1200 Э. Температура на мишени поддерживалась с точностью не хуже 0,1 К.

Экспериментальные μSR -спектры описывались выражением

$$N(t) = N_0 e^{-(t/r_\mu)} \cdot (1 + P(t)) + N_\phi, \quad /1/$$

где N_0 - счет позитронов распада в начальный момент времени, $r_\mu = 2,197$ мкс - время жизни мюона, N_ϕ - постоянная, не зависящая от времени величина, $P(t)$ - зависящая от времени поляризация мюонов, содержащая информацию о распределении магнитных полей в образце.

Анализ экспериментальных данных показал, что лучшей аппроксимацией для $P(t)$ является выражение

$$P(t) = a \cdot e^{-\sigma t} \text{Cov} \omega(t + t_0) + (a_\Sigma - a) e^{-(\sigma_0 t)^2} \text{Cov} \omega_0(t + t_0). \quad /2/$$

Наличие двух слагаемых в /2/ можно объяснить предположением о существовании двух мест остановки мюонов: в сверхпроводящей области /первое слагаемое с параметрами a , σ и ω для этой области, представляющими собой коэффициент асимметрии $\mu^+ \rightarrow e^+$ распада, скорость релаксации и среднюю частоту прецессии спина мюона соответственно/ и в нормальной области, где спин мюона прецессирует на частоте, соответствующей внешнему полю /второе слагаемое с аналогичными параметрами $(a_\Sigma - a)$, σ_0 и ω_0 /. В выражении /2/ a_Σ - суммарный коэффициент асимметрии, который определялся по спектрам, полученным при температуре выше T_c . Частота прецессии спина мюона $\omega_0 = \gamma_\mu \cdot H_{\text{внеш.}}$ опреде-

T, К	a	a _Σ	σ ₀ , мкс ⁻¹
30	0,136 ± 0,001	0,155 ± 0,002	0,28 ± 0,03
52*	0,126 ± 0,001	0,155 ± 0,002	0,25 ± 0,01
52*	0,143 ± 0,002	0,165 ± 0,002	0,23 ± 0,03
70	0,126 ± 0,002	0,155 ± 0,002	0,09 ± 0,02

* Две серии данных для T = 52 К соответствуют различной поляризации пучка мюонов.

лялась по внешнему магнитному полю $H_{\text{внеш.}}$, измерявшемуся датчиком ЯМР, установленным на образце. По оценкам, доля мюонов, останавливающихся в стенках криостата, составляет ~10%. Значительная часть мюонов, вносящих вклад во второе слагаемое, останавливается, по-видимому, в нормальных областях внутри образца. Кроме того, некоторая часть второго слагаемого в /2/ может быть связана с анизотропией глубины проникновения магнитного поля. Известно, что высокотемпературные сверхпроводники характеризуются сильной анизотропией магнитных свойств. В работе^{2/} исследования монокристалла $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7.8}$ показали, что в случае, когда внешнее магнитное поле приложено параллельно плоскостям Cu-O , критическая плотность сверхпроводящих токов, а также величина первого критического поля превышают более чем в 10 раз соответствующие величины для случая, когда магнитное поле приложено перпендикулярно плоскостям Cu-O . Внешнее магнитное поле сильно экранируется сверхпроводящими токами, когда оно приложено перпендикулярно плоскости Cu-O , и почти не экранируется, если приложено вдоль плоскости Cu-O , что приводит к большой глубине проникновения в этом направлении. Вследствие этого некоторая часть второго слагаемого формулы /2/ может соответствовать той части распределения магнитных полей, которая относится к существенно большей глубине проникновения вдоль плоскости Cu-O .

При обработке экспериментальных данных по формуле /2/ получено, что коэффициент асимметрии a практически не зависит от величины внешнего магнитного поля. Некоторые изменения величины a могут вызываться тем, что наша параметризация с помощью выражения /2/ является упрощенной. В действительности функция поляризации $P(t) = \int_0^{\infty} n(B) \text{Cov}(\gamma_{\mu} B t) dB$, рассчитанная по функции распределения магнитных полей $n(B)$, может и не быть экспоненциальной. Величина σ_0 также почти не зависит от внешнего поля для данной температуры. Поэтому величины a и σ_0 предполагались одинаковыми во всем диапазоне исследуемых внешних магнитных полей. Значения a и σ_0 , полученные при совместной обработке экспериментальных спектров, а также величины a_{Σ} для температур 30, 52 и 70 К приведены в таблице.

Величины σ подбирались индивидуально для каждого спектра. На рис. 1а и б приведены значения скорости релаксации σ в зависимости от внешнего магнитного поля при температурах 30, 52, 70 К. Для всех температур можно выделить области полей при $H_{\text{внеш.}} < H_{\text{сг}} \sim 20$ Э для 30 К, $H_{\text{сг}} \sim 15$ Э для 52 К и $H_{\text{сг}} < 5$ Э для 70 К, где скорость релаксации σ мала и составляет около 0,2 мкс⁻¹. При $H_{\text{внеш.}} < H_{\text{сг}}$ внешнее магнитное поле не проникает в ~80% объема образца /то есть доля первого слагаемого в фор-

муле /2/ составляет ~80%, и релаксация в местах, где магнитное поле отсутствует, обуславливается деполяризацией спина мюона за счет дипольных взаимодействий с магнитными моментами атомов кристаллической решетки. При дальнейшем увеличении внешнего поля скорость релаксации σ возрастает, что связано с образованием решетки магнитных вихрей в смешанном состоянии. В полях $H_{\text{внеш.}} > 200$ Э величина σ практически не зависит от $H_{\text{внеш.}}$.

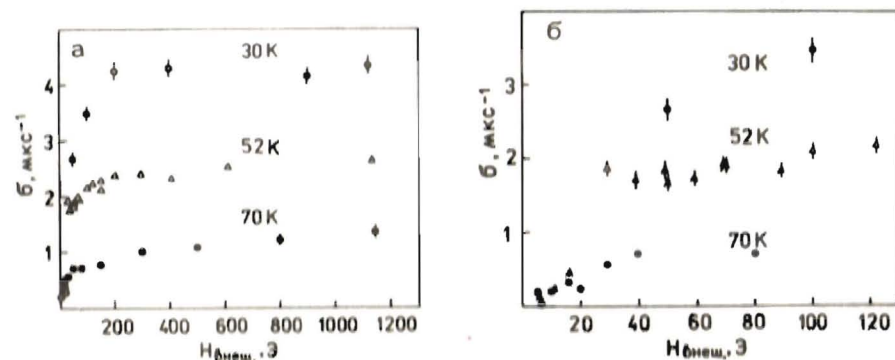


Рис. 1. Зависимость скорости релаксации σ в $\text{HoBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7.8}$ от внешнего магнитного поля $H_{\text{внеш.}}$: а - во всем диапазоне магнитных полей, б - в области малых магнитных полей. \circ - 30 К, Δ - 52 К, \bullet - 70 К.

Скорость релаксации связана с дисперсией распределения внутренних магнитных полей:

$$\sigma^2 = \frac{1}{2} \gamma_{\mu}^2 \langle \Delta B^2 \rangle. \quad /3/$$

В предположении лондоновской модели распределения магнитного поля в вихре и правильной треугольной вихревой решетки^{/3/}

$$\langle \Delta B^2 \rangle = 0,0037 \Phi_0^2 \lambda^{-4} \quad /4/$$

не зависит от внешнего поля при $L \ll \lambda$, где L - постоянная магнитной вихревой решетки, λ - глубина проникновения магнитного поля, Φ_0 - квант магнитного потока. Используя соотношения /3/ и /4/, можно вычислить глубину проникновения магнитного поля по значениям скоростей релаксации $\sigma_{\text{плато}}$, взятым при $H_{\text{внеш.}} > 300$ Э, то есть при полях, где скорость релаксации σ становится постоянной. Температурная зависимость скорости релаксации $\sigma_{\text{плато}}$ и соответствующие значения глубины проникновения магнитного поля $\lambda(T)$ показаны на рис. 2. Глубина проникновения магнитного поля при 30 К составляет 1300 Å.

При температуре 10 К на кривой зависимости скорости релаксации σ от внешнего магнитного поля /рис. 3/ можно выделить начальный участок полей $H_{\text{внеш.}} < 30$ Э, где σ практически постоянна и равна 0,2-0,3 мкс⁻¹, как и в случае более высоких температур. Но при дальнейшем увеличении внешнего поля σ резко возрастает и при $H_{\text{внеш.}} \sim 100$ Э становится больше 10 мкс⁻¹. Коэффициент асимметрии a остается практически постоянным при увеличении магнитного поля / $a = 0,126 \pm 0,003$ при $a_{\Sigma} = 0,155$ /.

При полях выше ~ 100 Э вследствие ненаблюдаемо большой скорости релаксации σ в $P(t)$ остается $\sim 15\%$ прецессионного сигнала /от полной асимметрии/ с частотой, соответствующей внешнему полю, и с затуханием $\sim 0,5$ мкс⁻¹. Известно, что в сверхпроводнике

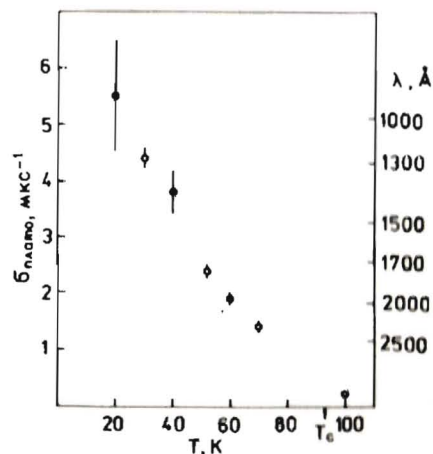


Рис. 2. Зависимость скорости релаксации $\sigma_{\text{плато}}$ и соответствующих значений глубины проникновения магнитного поля λ от температуры в $\text{HoBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$. • - экспериментальные точки, полученные для того же образца спустя полгода.

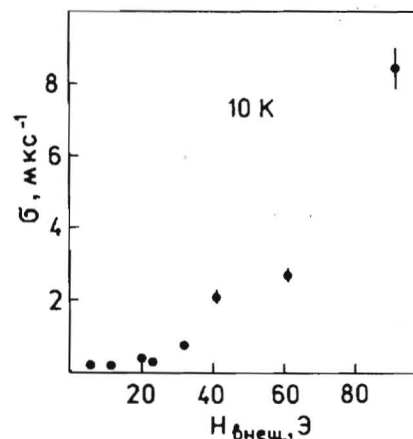


Рис. 3. Зависимость скорости релаксации σ в $\text{HoBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ от внешнего магнитного поля $H_{\text{внеш.}}$ при температуре 10 К.

$\text{HoBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ атомы гольмия антиферромагнитно упорядочиваются при низких температурах, причем исследование данного образца в нулевом внешнем магнитном поле^{/4/} показало, что заметный рост скорости релаксации, связанный с возрастанием корреляционного времени магнитных флуктуаций, начинает наблюдаться при температуре ниже 20 К. Аналогичный результат

при исследовании высокотемпературного сверхпроводника $\text{HoBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ в нулевом внешнем магнитном поле получен в работе^{/5/}. В нашем случае резкое возрастание скорости релаксации σ при температуре 10 К, по-видимому, связано с усилением антиферромагнитных флуктуаций в области магнитной вихревой решетки.

На рис. 4 а, б, в изображены зависимости среднего внутреннего магнитного поля на мюоне от внешнего магнитного поля. При температурах 52 и 30 К можно выделить участок полей, меньших, чем $H_{\text{сг}}$ /равного 15 и 20 Э соответственно/, при которых внешнее магнитное поле не проникает в сверхпроводящую область. При 70 К $H_{\text{сг}} < 5$ Э. Необходимо отметить, что кривая $V_{\mu}(H_{\text{внеш.}})$ при температурах 30 и 52 К во всем диапазоне внешних магнитных полей идет практически параллельно прямой $V_{\mu} = H_{\text{внеш.}}$, со сдвигом на $\sim H_{\text{сг}}$. При температуре 70 К аналогичное поведение $V_{\mu}(H_{\text{внеш.}})$ наблюдается в полях $H_{\text{внеш.}} < 200$ Э. Сдвиг V_{μ} относительно $H_{\text{внеш.}}$ составляет ~ 7 Э.

Эксперимент с этим же образцом был повторен спустя полгода. Измерения проводились при температурах 20, 40 и 60 К. Величины σ и σ_0 практически не изменились по сравнению с предыдущим экспериментом, но коэффициент асимметрии a существенно уменьшился. Он составил 40-50% от a_{Σ} . В предыдущем эксперименте a составлял 80% от a_{Σ} . Уменьшение a связано, по-видимому, с уменьшением объема сверхпроводящей фазы. Это могло возникнуть из-за изменения концентрации кислорода в образце.

В заключение авторы выражают благодарность С.Капусте за обсуждения результатов и помощь в работе, И.А.Гаганову за помощь в проведении измерений.

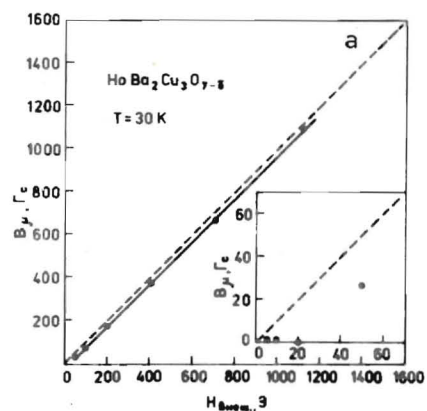
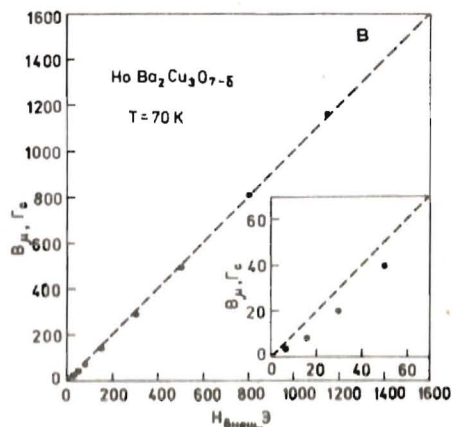
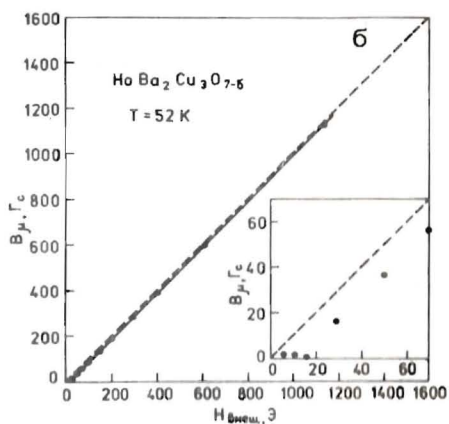


Рис. 4. Зависимость среднего внутреннего магнитного поля на мюоне $B_\mu = (\omega/\gamma_\mu)$ от внешнего магнитного поля $H_{\text{внеш}}$: а - $T = 30$ К, б - $T = 52$ К, в - $T = 70$ К.



ЛИТЕРАТУРА

1. Кауль А.Р. и др. - В сб.: Сверхпроводимость /под ред. Ожогина В.И./ М.: ИАЭ, 1987, с.8.
2. Dinger T.R. et al. - Phys. Rev. Lett., 1987, v.58, p.2687.
3. Brandt E.H. - Phys. Rev. B, 1988, v.37, p.2349.
4. Гуревич И.И. и др. - В сб.: Сверхпроводимость /под ред. В.И.Ожогина/. М.: ИАЭ, 1988, с.52; Грабой И.Э. и др. Препринт ОИЯИ Р14-87-922, Дубна, 1987.
5. Nishida N. et al. - Jpn.J.Appl.Phys., 1988, v.27, p.L94.

Рукопись поступила в издательский отдел
8 сентября 1988 года.

НЕТ ЛИ ПРОБЕЛОВ В ВАШЕЙ БИБЛИОТЕКЕ?

Вы можете получить по почте перечисленные ниже книги, если они не были заказаны ранее.

Д13-84-63	Труды XI Международного симпозиума по ядерной электронике. Братислава, Чехословакия, 1983.	4 р. 50 к.
Д2-84-366	Труды 7 Международного совещания по проблемам квантовой теории поля. Алушта, 1984.	4 р. 30 к.
Д1,2-84-599	Труды VII Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1984.	5 р. 50 к.
Д17-84-850	Труды III Международного симпозиума по избранным проблемам статистической механики. Дубна, 1984. (2 тома)	7 р. 75 к.
Д11-85-791	Труды Международного совещания по аналитическим вычислениям на ЭВМ и их применению в теоретической физике. Дубна, 1985.	4 р. 00 к.
Д13-85-793	Труды XII Международного симпозиума по ядерной электронике. Дубна, 1985.	4 р. 80 к.
Д4-85-851	Труды Международной школы по структуре ядра. Алушта, 1985.	3 р. 75 к.
Д3,4,17-86-747	Труды V Международной школы по нейтронной физике Алушта, 1986.	4 р. 50 к.
-	Труды IX Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1984. (2 тома)	13 р. 50 к.
Д1,2-86-668	Труды VIII Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1986. (2 тома)	7 р. 35 к.
Д9-87-105	Труды X Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1986. (2 тома)	13 р. 45 к.
Д7-87-68	Труды Международной школы-семинара по физике тяжелых ионов. Дубна, 1986.	7 р. 10 к.
Д2-87-123	Труды Совещания "Ренормгруппа - 86". Дубна, 1986.	4 р. 45 к.
Д4-87-692	Труды Международного совещания по теории малочастичных и кварк-адронных систем. Дубна, 1987.	4 р. 30 к.
Д2-87-798	Труды VIII Международного совещания по проблемам квантовой теории поля. Алушта, 1987.	3 р. 55 к.
Д14-87-799	Труды II Международного симпозиума по проблемам взаимодействия мюонов и пионов с веществом. Дубна, 1987.	4 р. 20 к.
Д17-88-95	Труды IV Международного симпозиума по избранным проблемам статистической механики. Дубна, 1987.	5 р. 20 к.

Заказы на упомянутые книги могут быть направлены по адресу: 101000 Москва, Главпочтамт, п/я 79. Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований.