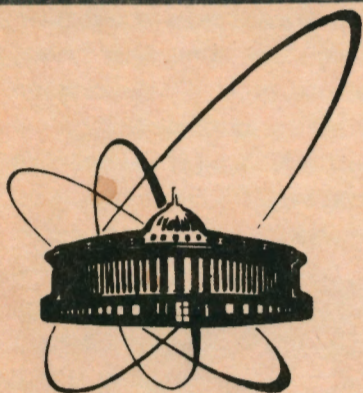


92-345



**ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА**

P14-92-345

В.Г.Гребинник, В.Н.Дугинов, В.А.Жуков,  
Б.Ф.Кириллов<sup>1</sup>, Н.М.Котов<sup>2</sup>, В.И.Кудинов<sup>3</sup>,  
Т.Н.Мамедов, Б.А.Никольский<sup>1</sup>, Ю.В.Обухов<sup>3</sup>,  
В.Г.Ольшевский, А.В.Пирогов<sup>1</sup>, В.Ю.Помякушин,  
А.Н.Пономарев<sup>1</sup>, Г.Н.Савельев<sup>3</sup>, В.А.Суетин<sup>1</sup>,  
В.Г.Фирсов<sup>3</sup>

**НИЗКАЯ ДИСПЕРСИЯ ЧАСТОТ МЮОННОЙ ПРЕЦЕССИИ  
В ОБРАЗЦАХ ВТСП  $YBa_2Cu_3O_x$  И  $EuBa_2Cu_3O_x$**

Направлено в журнал "Ядерная физика"

<sup>1</sup>Российский научный центр "Курчатовский институт",  
Москва

<sup>2</sup>Институт стали и сплавов, Москва  
Институт структурной макрокинетики АН СССР,  
Черноголовка

<sup>3</sup>Институт теоретической и экспериментальной физики,  
Москва

# 1 Введение

Одним из основных приложений метода  $\mu\text{SR}$  к проблеме ВТСП является измерение глубины проникновения магнитного поля в сверхпроводник  $\lambda$ [2]. Определение  $\lambda$  основано на измерении спектрального распределения магнитных полей в смешанном состоянии сверхпроводника II рода. В лондонской модели магнитной вихревой решетки дисперсия магнитных полей в сверхпроводнике определяется только глубиной проникновения магнитного поля[3]

$$\langle \Delta h^2 \rangle = 0.00371 \phi_0^2 \lambda^{-4}. \quad (1)$$

Большая величина параметра  $k \equiv \lambda/\xi$  в ВТСП дает широкий диапазон внешних полей  $H_{c1} < H < H_{c2}/4$ , в котором справедлива лондонская модель, позволяя пользоваться простой формулой (1) при интерпретации  $\mu\text{SR}$ -данных в ВТСП. Величина дисперсии магнитных полей определяется по экспериментально измеряемой дисперсии частот мюонной прецессии  $\langle \Delta \omega^2 \rangle$

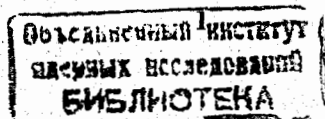
$$\langle \Delta h^2 \rangle = \langle \Delta \omega^2 \rangle / \gamma_\mu^2, \quad (2)$$

где  $\gamma_\mu = 2\pi \cdot 13.55$  МГц/КГс - гиромангнитное отношение мюона.

В экспериментах с поликристаллическими образцами измеряется эффективное значение глубины проникновения  $\lambda_{eff}$ , которая для случая высокой анизотропии ВТСП ( $\lambda_c/\lambda_{ab} \geq 5$ ) определяется глубиной проникновения перпендикулярно  $\text{CuO}_2$  плоскости[4][5].

$$\lambda_{eff} \simeq \lambda_{ab} 3^{1/4}. \quad (3)$$

Принято считать, что влияние пиннинга на дисперсию магнитных полей, измеряемую в  $\mu\text{SR}$ -эксперименте при охлаждении во внешнем магнитном поле (FC), пренебрежимо мало - значения  $\lambda$  определяются непосредственно из скорости релаксации спина мюона  $\sigma \propto \langle \Delta h^2 \rangle^{1/2}$ . Правомерность этого утверждения основана, в основном, на том факте, что результаты разных  $\mu\text{SR}$ -групп, полученные как на керамических, так и на монокристаллических образцах, согласуются[9]. Причем традиционно предполагается, что пиннинг, как и другие дополнительные источники неоднородности полей (размагничивающие поля гранул, ядерные дипольные поля и т.д.), приводит к увеличению разброса полей, и глубина проникновения, определяемая  $\mu\text{SR}$ -методом, рассматривается как нижний предел истинной глубины проникновения.



В теоретической работе [1] показано, что пиннинг магнитных вихрей в слоистых высокотемпературных сверхпроводниках может сильно изменять вариацию магнитного поля от идеальной вихревой решетки – как увеличивать, в случае плавных изгибов вихревых линий, так и уменьшать, в случае, когда пиннинг вызывает смещения сегментов нитей (вихревых “пятен” в сверхпроводящих  $\text{CuO}_2$  плоскостях) в близлежащих слоях  $\text{CuO}_2$ . Представляется важным экспериментальное изучение пиннинга в ВТСП для установления возможной систематической погрешности при определении глубины проникновения  $\lambda$  из скорости релаксации спина мюона.

В данной работе изложены результаты  $\mu\text{SR}$ -измерений, в ходе которых было обнаружено существенно более низкое (по сравнению с результатами предшествующих работ) значение скорости релаксации спина мюона в монокристаллических неориентированных зернах  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$  и керамике  $\text{EuBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$ .

## 2 Образцы

Образец  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$  приготовлен из шихты стехиометрического состава (карбонат бария, оксиды меди и иттрия) методом высокотемпературного твердофазного синтеза на воздухе со ступенчатыми изотермическими выдержками при нагреве и охлаждении в интервале температур 900–980 °С при суммарном времени синтеза свыше 100 часов. Отсортированную фракцию чешуйчатых монокристаллов (0.4 – 1.0 мм) насыщали кислородом при температуре 450 °С без пресования. Содержание кислорода в образце определялось термогравиметрическим и йодометрическим методами ( $x = 6.89$ ). Однофазность монокристаллических зерен определена рентгенофазным анализом. Температура перехода в сверхпроводящее состояние по измерениям электросопротивления  $T_c = 92.7\text{K}$ . Ширина перехода 2.2 К.

Образец  $\text{EuBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$  был получен аналогичным методом. Отсортированная фракция синтезированных зерен (200 – 500 мкм) прессовалась при давлении 200 МПа, после чего проводилось спекание образца и насыщение кислородом при 450 °С. Керамическая мишень представляла собой шайбу 60 мм и толщиной 12 мм, макроскопическая плотность 4.53 г/см<sup>3</sup>. Содержание кислорода ( $x = 6.84$ ) и однофазность материала определялись, как указано выше. Размер монокристаллических зерен в образце  $r \sim 50 - 70\text{мкм}$  при минимальном межгранульном объеме (масштаба 3-5% по электронно-

микроскопическим данным). Температура перехода в сверхпроводящее состояние  $T_c = 90.8\text{K}$  при ширине перехода 2.5 К. При изготовлении образцов особое внимание обращалось на однородность содержания кислорода по объему мишени.

Контроль объемной доли сверхпроводящей фазы в исследуемых образцах осуществлялся радиочастотным методом до и после проведения экспериментов, деградационные процессы в ВТСП не отмечены.

## 3 Результаты

Эксперименты выполнены на мюонном канале фазотрона ЛЯП ОИЯИ с использованием аппаратуры, характеристики которой изложены в [6].  $\mu\text{SR}$ -измерения проводились при охлаждении образцов в магнитном поле 2.5 КГс. Обработка экспериментальных временных гистограмм проводилась с гауссовой функцией поляризации спина мюона

$$P(t) = \sum_{i=1}^2 a_i \cos(\omega_i t + \phi) \exp(-\sigma_i^2 t^2 / 2) . \quad (4)$$

Варьируемыми параметрами являлись амплитуды прецессии  $a_i$ , частоты прецессии  $\omega_i$ , скорости релаксации  $\sigma_i$  и начальная фаза прецессии  $\phi$ . Первое слагаемое с большей скоростью релаксации  $\sigma_1$  и меньшей частотой прецессии  $\omega_1$  описывает мюоны, остановившиеся в объеме сверхпроводника, второе слагаемое относится к фоновым мюонам, остановившимся в деталях криостата, нормальных частях образца.

На рис.1 показано типичное для обоих образцов распределение частот мюонной прецессии  $\tilde{P}(\omega)$  в  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$  при температуре 10 К, полученное обработкой исходной временной  $\mu\text{SR}$ -гистограммы. Узкий и высокий пик в  $\tilde{P}(\omega)$  на частоте внешнего поля соответствует сигналу от фоновых мюонов. Доля этого сигнала составляет ~25%. Основной сигнал от сверхпроводника, соответствующий первому слагаемому в функции поляризации, имеет значительно большую ширину и сдвинут в сторону меньших частот. Линией показан результат обработки  $\tilde{P}(\omega)$  двухгауссовой функцией

$$\tilde{P}(\omega) = \sum_{i=1}^2 A_i \exp(-(\omega - \omega_i)^2 / 2\sigma_i^2), \quad (5)$$

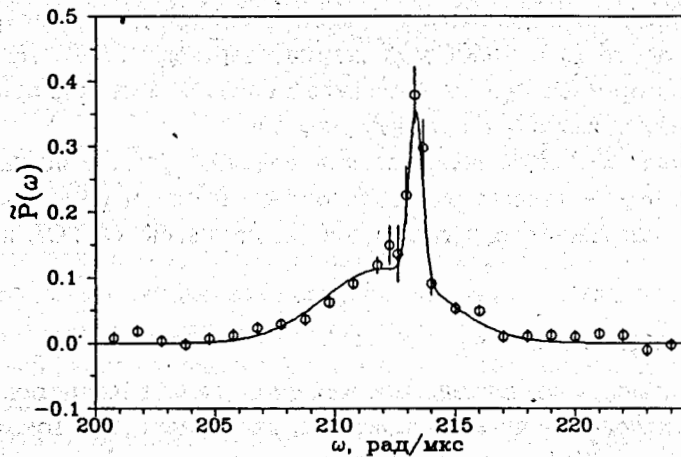


Рис. 1. Распределение частот  $\bar{P}(\omega)$  в  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.89}$  при температуре 10 К, во внешнем поле 2.5 Гс. Линией показана подгонка  $\bar{P}(\omega)$  к двухгауссовой функции.

соответствующей формуле для поляризации спина мюона (4). Величина второго момента распределения частот мюонной прецессии в сверхпроводнике определялась по значению скорости релаксации быстросзатухающей компоненты  $\langle \Delta\omega^2 \rangle = \sigma_1^2$ . Поскольку теоретическое распределение полей в сверхпроводнике не является гауссовым [5], то при разделении  $\bar{P}(\omega)$  на сигнал от сверхпроводника и фоновый сигнал с использованием гауссовых функций возможна систематическая ошибка в определении второго момента  $\langle \Delta\omega^2 \rangle$  по величине  $\sigma_1$  — часть фонового сигнала может, на самом деле, относиться к сверхпроводнику. Мы оценили эту ошибку в предположении, что весь сигнал, описываемый формулой (4) или (5), относится к сверхпроводнику. При этом значение второго момента  $\langle \Delta\omega^2 \rangle$  определялось из параметров, полученных при обработке  $\bar{P}(\omega)$

$$\langle \Delta\omega^2 \rangle = \sum_{i=1}^2 \frac{A_i}{A_1 + A_2} (\sigma_i^2 + (\omega_i - \langle \omega \rangle)^2), \quad (6)$$

где  $\langle \omega \rangle$  — средняя частота прецессии

$$\langle \omega \rangle = \sum_{i=1}^2 \frac{A_i \omega_i}{A_1 + A_2}. \quad (7)$$

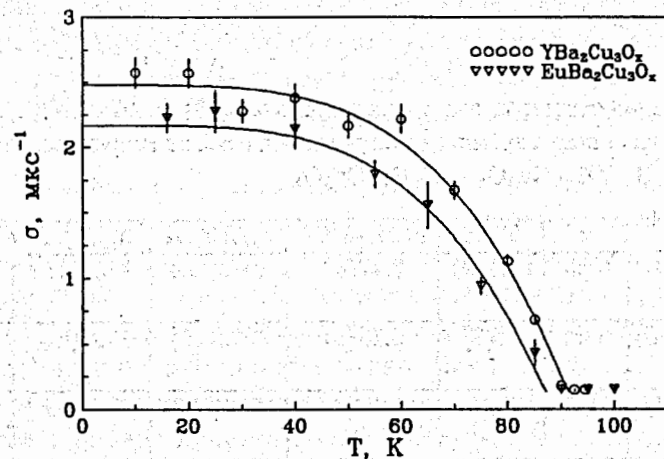


Рис. 2. Скорость релаксации  $\sigma(T)$ , полученная в экспериментах при охлаждении в магнитном поле 2.5 КГс в образцах  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.89}$  и  $\text{EuBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.84}$ . Линиями показаны теоретические кривые для двухжидкостной модели.

Отличие значений  $\langle \Delta\omega^2 \rangle^{1/2}$ , полученных согласно (6,7), от  $\langle \Delta\omega^2 \rangle^{1/2} = \sigma_1$  составляет  $\sim 10\%$ , что соответствует погрешности в глубине проникновения  $\sim 5\%$ .

На рис.2 показаны температурные зависимости скоростей релаксации  $\sigma_1$ . При температурах выше  $T_c$  скорость релаксации имеет низкое значение, обусловленное деполяризацией на ядерных магнитных дипольных полях атомов кристаллической решетки. Образование вихревой решетки в сверхпроводящем состоянии вызывает резкий рост  $\sigma$  ниже  $T_c$ . Линиями на рис.2 показаны теоретические кривые, вычисленные в соответствии с эмпирической формулой двухжидкостной модели для глубины проникновения. Температурная зависимость  $\sigma(T)$  фитировалась по формуле

$$\sigma(T) = \sigma(0)(1 - (T/T_c)^4). \quad (8)$$

При обработке экспериментальные значения скорости релаксации брались с поправкой на релаксацию мюона на ядерных полях  $\sigma = (\sigma^2 - \sigma_{\text{яд}}^2)^{1/2}$ , где  $\sigma_{\text{яд}} \approx 0.1 \mu\text{s}^{-1}$  — скорость релаксации выше  $T_c$ . Полученные в результате обработки значения скорости релаксации  $\sigma(0)$ ,  $T_c$  и соответствующие значения  $\lambda_{eff}(0)$  и  $\lambda_{ab}(0)$ , рассчитанные со-

Табл.1. Скорости релаксации спина мюона  $\sigma(0) = \langle \Delta\omega^2 \rangle^{1/2}(0)$ ,  $T_c$  и соответствующие глубины проникновения магнитного поля в образцах ВТСП  $YBa_2Cu_3O_x$  и  $EuBa_2Cu_3O_x$

Образец	x	$T_c, K$	$\sigma(0), \text{мкс}^{-1}$	$\lambda_{eff}(0), \text{Å}$	$\lambda_{ab}(0), \text{Å}$	Ссылка
$YBa_2Cu_3O_x$ поликрист.	6.89	92.2(9)	2.47(4)	2080(20)	1580(15)	Наст. работа
$EuBa_2Cu_3O_x$ керамич.	6.84	88(2)	2.16(6)	2230(30)	1690(25)	Наст. работа
$YBa_2Cu_3O_x$ керамич.	6.970	89.5	4.6-5.1†	1550(100)	1300(100)	[9]
$YBa_2Cu_3O_x$ монокрист.	$\approx 6.9$	82.0(3)			1415(30)	[7]
$YBa_2Cu_3O_x$ керамич.	6.906	90	3.3			[10]
$YBa_2Cu_3O_x$ керамич.	6.781	77	3.3			[10]
$EuBa_2Cu_3O_x$ керамич.	$\approx 7$	97	2.84	1700		[8]

† Приведен интервал значений  $\sigma(0)$ , полученных различными процедурами анализа  $\mu\text{SR}$ -гистограмм.

гласно формулам (1,2,3), сведены в таблицу 1. Для сравнения в таблице приведены также результаты других  $\mu\text{SR}$ -работ по измерению глубины проникновения  $\lambda$  в ВТСП типа  $YBaCuO$ .

#### 4 Заключение

Проведены  $\mu\text{SR}$ -эксперименты с высококачественными поликристаллическими образцами ВТСП  $YBa_2Cu_3O_{6.89}$  и  $EuBa_2Cu_3O_{6.84}$ . В FC-эксперименте получены значения среднеквадратичного отклонения частот мюонной прецессии  $\langle \Delta\omega^2 \rangle^{1/2}(T \rightarrow 0) = 2.47(4) \text{мкс}^{-1}$  ( $YBaCuO$ ), и  $2.16(6) \text{мкс}^{-1}$  ( $EuBaCuO$ ), соответствующие глубине проникновения магнитного поля, перпендикулярного  $CuO_2$  плоскостям  $\lambda_{ab}(0) = 1580(15) \text{Å}$  и  $1690(25) \text{Å}$ . Необычно низкое значение  $\langle \Delta\omega^2 \rangle^{1/2}$  может быть объ-

яснено пиннингом сегментов магнитных вихрей в сверхпроводящих плоскостях  $CuO_2$ [1] в слоистых высокотемпературных сверхпроводниках, который уменьшает величину неоднородности магнитных полей по сравнению с значением от идеальной абрикосовской решетки.

Полученный нами результат показывает, что традиционное представление о величине глубины проникновения, измеряемой в  $\mu\text{SR}$ -эксперименте  $\lambda_{\mu\text{SR}}$  в сильно анизотропных высокотемпературных сверхпроводниках, как нижнем пределе истинной глубины проникновения  $\lambda$  ( $\lambda \geq \lambda_{\mu\text{SR}}$ ), требует более глубокой интерпретации в рамках подхода, учитывающего пиннинг магнитных вихрей.

Работа поддерживается Научным советом по проблеме ВТСП и выполнена в рамках проекта N 90559 Государственной программы "Высокотемпературная сверхпроводимость".

#### Литература

- [1] Brandt E.H. *Phys. Rev. Lett.* **66** (1991) 3213.
- [2] Keller H. *IBM J.Res.Develop.* **33**(3) (1989) 314; *Proceedings of  $\mu\text{SR}$ -5 Conference Oxford, April 1990* *Hyperfine Inter.* **63-65** (1990).
- [3] Brandt E.H. *Phys. Rev.* **37** (1988) 2349.
- [4] Barford W., Gunn J.M.F. *Physica C* **156** (1988) 515.
- [5] Fesenko V.I., Gorbunov V.N., Smilga V.P. *Physica C* **176** (1991) 551.
- [6] Dodokhov V.N. et al. *Hyperfine Inter.* **63-65** (1990) 1167.
- [7] Harshman D.R. et al. *Phys. Rev. B* **39** (1989) 851.
- [8] Cooke D.W. et al. *Phys. Rev. B* **39** (1989) 2748.
- [9] Pumpin B. et al. *Phys. Rev. B* **42** (1990) 8019 и работы, цитируемые здесь.
- [10] Pumpin B. et al. *Hyperfine Inter.* **63-65** (1990) 25.

Рукопись поступила в издательский отдел  
13 августа 1992 года

Проведены измерения скорости релаксации спина мюона ( $\mu\text{SR}$ ) в монокристаллических неориентированных зернах  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.89}$  и керамика  $\text{EuBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.84}$  с целью определения глубины проникновения магнитного поля  $\lambda$ . Измерения проводились при охлаждении в магнитном поле 2.5 КГс в температурном диапазоне  $10\text{K} < T < 100\text{K}$ . Экспериментальное значение среднеквадратичного отклонения частот мюонной прецессии  $\langle \Delta\omega^2 \rangle^{1/2} (T \rightarrow 0)$  составило  $2.5 \text{ мкс}^{-1}$ , что соответствует глубине проникновения поля перпендикулярно  $\text{CuO}_2$  плоскостям  $\lambda_{\text{ab}}(0) = 1600 \text{ \AA}$ . Полученная величина среднеквадратичного отклонения частот существенно меньше значений  $\langle \Delta\omega^2 \rangle^{1/2} \propto 1/\lambda^2$ , соответствующих полученной в большинстве  $\mu\text{SR}$ -работ глубине проникновения  $\lambda_{\text{ab}}(0) = 1300 + 1400 \text{ \AA}$ . Низкое значение  $\langle \Delta\omega^2 \rangle^{1/2}$  может быть вызвано пиннингом "вихревых пятен" [1] в сверхпроводящих плоскостях  $\text{CuO}_2$ . Полученный нами результат подвергает сомнению правильность традиционного представления о величине глубины проникновения, измеряемой в  $\mu\text{SR}$ -эксперименте  $\lambda_{\mu\text{SR}}$ , как нижней оценке  $\lambda (\lambda > \lambda_{\mu\text{SR}})$  в сильно анизотропных высокотемпературных сверхпроводниках.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1992

#### Перевод авторов

Measurements of the muon spin relaxation rate ( $\mu\text{SR}$ ) have been performed on monocrystalline unoriented grains  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.89}$  and sintered  $\text{EuBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.84}$ . In order to determine the magnetic field penetration depth  $\lambda$ . Measurements were conducted on field-cooled samples with magnetic field 2.5 kG at temperatures  $10 < T < 100$  K. Experimental value of the muon precession frequency variance  $\langle \Delta\omega^2 \rangle^{1/2} (T \rightarrow 0)$  was  $\cong 2.5 \text{ } \mu\text{s}^{-1}$ , which corresponds to the magnetic field penetration depth perpendicular to  $\text{CuO}_2$  planes  $\lambda_{\text{ab}}(0) \cong 1600 \text{ \AA}$ . The obtained value of the frequency variance is significantly smaller than values of  $\langle \Delta\omega^2 \rangle^{1/2} \propto 1/\lambda^2$ , corresponding to the penetration depth  $\lambda_{\text{ab}}(0) = 1300 + 1400 \text{ \AA}$  reported in most  $\mu\text{SR}$ -paper. The low  $\langle \Delta\omega^2 \rangle^{1/2}$  value can be caused by vortex dots pinning [1] in superconducting  $\text{CuO}_2$  layers. Our result calls in question the traditional idea about the penetration depth measured with  $\mu\text{SR}$ -experiment  $\lambda_{\mu\text{SR}}$  as the lower limit of  $\lambda (\lambda > \lambda_{\mu\text{SR}})$  in strongly anisotropic high- $T_c$  superconductors.

The Investigation has been performed at the Laboratory of Nuclear Physics, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1992