



ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА

P3-94-476

В.Л.Аксенов, Ю.В.Бугославский<sup>1</sup>, Е.Б.Докукин,  
В.К.Игнатович, С.В.Кожевников, Е.И.Корнилов,  
А.А.Минаков<sup>1</sup>, Ю.В.Никитенко, А.В.Петренко

АНОМАЛЬНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ  
ДЕПОЛЯРИЗАЦИИ НЕЙТРОНОВ  
ОТ МАГНИТНОГО ПОЛЯ  
ВБЛИЗИ  $T_c$  В КЕРАМИКЕ  $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$

Направлено в журнал «Письма в ЖЭТФ»

---

<sup>1</sup>Институт общей физики РАН

Аномальная зависимость деполяризации нейтронов  
от магнитного поля вблизи  $T_c$  в керамике  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$

Измерена деполяризация нейтронов при пропускании их через иттриевую керамику  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6,9}$  при температурах вблизи  $T_c$  и внешних полях до 10 кЭ. Обнаружена область значений магнитного поля, в которой поляризация имеет ненаблюдавшееся ранее нерегулярное поведение. Спектральные изменения пропущенного пучка свидетельствуют о появлении в области нерегулярного поведения динамических процессов в вихревой решетке.

Работа выполнена в Лаборатории нейтронной физики им. И.М. Франка ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна, 1994

Перевод авторов

Aksenov V.L. et al.

P3-94-476

Anomalous Dependence of Neutron Depolarization  
on Magnetic Field Near  $T_c$  in Ceramics  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$

Neutron depolarization in ceramics  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6,9}$  at temperatures close to  $T_c$  and external fields up to 10 kOe is measured. A range of magnetic field where the polarization has formerly unknown irregular behavior is observed. The spectral characteristics of the transmitted neutron beam in the region of anomaly points out to existence of dynamical processes in the vortex lattice.

The investigation has been performed at the Frank Laboratory of Neutron Physics, JINR.

# 1 Введение

Магнитный момент и высокая проникающая способность делают нейтрон незаменимым при исследовании магнитных структур в тех случаях, когда знание средней намагниченности является недостаточным. Это, в частности, относится к исследованию сверхпроводников второго рода, где большой интерес представляет распределение магнитного поля в смешанном состоянии и взаимодействие вихревой решетки с центрами пиннинга.

Проводившиеся до сих пор эксперименты по деполяризации нейтронов (см., напр., [1-4]), были посвящены, в основном, области низких температур ( $T < 0,5 T_c$ ). В данной работе, являющейся продолжением экспериментов [5], сообщается об исследованиях вблизи сверхпроводящего перехода ( $T > 0,85 T_c$ ) в области более высоких, чем в [5], значений внешнего магнитного поля вплоть до 10 кЭ, где ВТСП показывают ряд новых свойств, не имеющих в настоящее время полного объяснения.

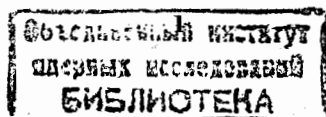
## 2 Эксперимент

Исследование сверхпроводящей керамики  $YBa_2Cu_3O_{6,9}$  проводилось на спектрометре поляризованных нейтронов СПН-1 высокопоточного реактора ИБР-2 ЛНФ ОИЯИ. Описание методики эксперимента дано в работе [5]. Исследуемый образец,  $YBa_2Cu_3O_{6,9}$  с  $T_c=90,4$  К, шириной перехода 1,0 К и плотностью  $\rho = 4,9$  г/см<sup>3</sup>, представлял собой параллелепипед. Его размеры, направления внешнего поля, поляризации и пучка указаны на рис. 1. Образец обладал текстурой, причем кристаллографическая ось (001) кристаллитов ориентирована преимущественно вдоль направления 'а' параллелепипеда.

В эксперименте измерялась поляризация  $P(H, T, \lambda)$  нейтронного пучка на выходе анализатора поляризации в зависимости от длины волны нейтрона  $\lambda$ , величины внешнего магнитного поля  $H$  и температуры образца  $T$ :

$$P(H, T, \lambda) = \frac{N^+(H, T, \lambda) - N^-(H, T, \lambda)}{N^+(H, T, \lambda) + N^-(H, T, \lambda)}, \quad (1)$$

где  $N^\pm$  — интенсивность регистрируемых нейтронов при включенном и выключенном спице-флиппере, т.е. когда спин нейтрона направлен по и против поля соответственно. Диапазоны изменения  $\lambda$ ,  $H$  и  $T$  в эксперименте:  $0,5 < \lambda < 15$  Å,  $0 < H < 10$  кЭ,  $77 \leq T \leq 94$  К, соответственно. Информация о магнитных процессах, происходящих внутри образца в сверхпроводящем состоянии, извлекается из отношения



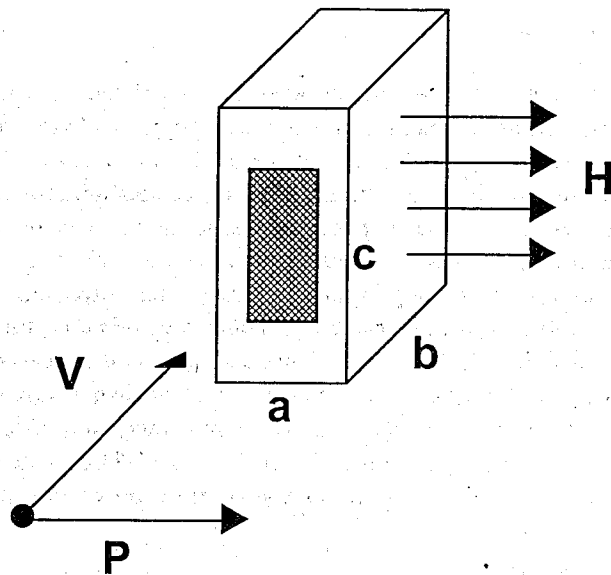


Рис.1. Геометрия эксперимента:  $P$  — направление поляризации нейтронов;  $v$  — направление распространения пучка;  $H$  — внешнее магнитное поле; размеры образца составляют:  $a \times b \times c = 4,1 \times 19 \times 52$  мм; заштрихованная область изображает нейтронный пучок, размеры которого составляют  $a \times c = 2 \times 26$  мм

$$P(\lambda) \equiv \frac{P(H, T, \lambda)}{P_0(T_0, \lambda)}, \quad (2)$$

где индекс 0 относится к измерениям при температуре  $T = T_0 = 250$  К.  $P(T_0, \lambda)$  не зависит от внешнего поля, поскольку в нормальном состоянии керамика немагнитна.

Кроме спектральной поляризации  $P(\lambda)$  (1) используется также интегральная поляризация  $P$ , которая определяется формулой (1) с заменой величин  $N^\pm(H, T, \lambda)$  на величины  $N^\pm(H, T)$ :

$$N^\pm(H, T) = \int N^\pm(H, T, \lambda) d\lambda.$$

### 3 Результаты измерений

Для иллюстрации полученных результатов на рис. 2 приведена зависимость интегральной поляризации  $P/P_0$ , снятая при температуре  $T = 86$  К: (а) — в режиме увеличения, (б) — в режиме уменьшения магнитного поля. Видно, что кроме минимумов поляризации при  $H = H_1$  и

$H = H_2$ , которые детально обсуждались в работе [5], имеется область значений магнитного поля от  $H_3 = 4,1$  кЭ до максимально достижимого на установке значения 10 кЭ с нерегулярным поведением  $P(H, T)$ . При обратном ходе (уменьшение поля) минимумы на кривой  $P(H, T)$  оказываются более глубокими, что свидетельствует о наличии гистерезиса, а нерегулярное поведение заканчивается при том же самом значении  $H_3 = 4,1$  кЭ (рис. 2б). При дальнейшем уменьшении поля, ниже 4 кЭ, величина  $P(H, T)$  близка к единице. Это означает, что абрикосовские вихри внутри образца при  $H < H_3$  параллельны внешнему полю.

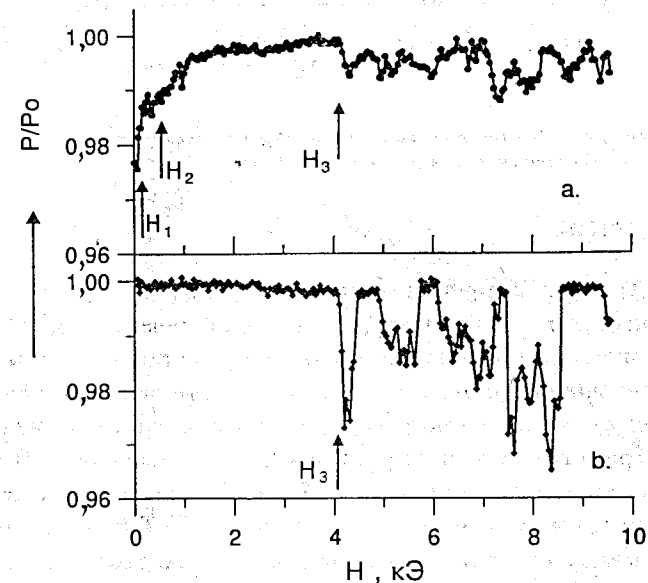


Рис.2. Зависимость интегральной поляризации от внешнего поля при  $T = 86$  К: (а) — при увеличении и (б) — при уменьшении поля

На рис. 3 показана температурная зависимость поля  $H_3(T)$  (кривая 1). Для сравнения на том же рисунке приведена измеренная для этого же образца (кривая 2) температурная зависимость критического поля  $H_R(T)$ , при котором в образце возникает сопротивление  $r = 0,01r_n$  ( $r_n$  — сопротивление в нормальном состоянии) при переменном токе  $I = 1,8$  мА с частотой 35 Гц.

Зависимость  $H_3(T)$  близка к линейной:

$$H_3(T) = H_3(0)(1 - T/T_c)^x, \quad (3)$$

где  $x = 1,1$ ;  $H_3(0) \approx 84$  кЭ. Зависимость  $H_R$  также близка к линейной, причем  $H_R(0) \approx 310$  кЭ.

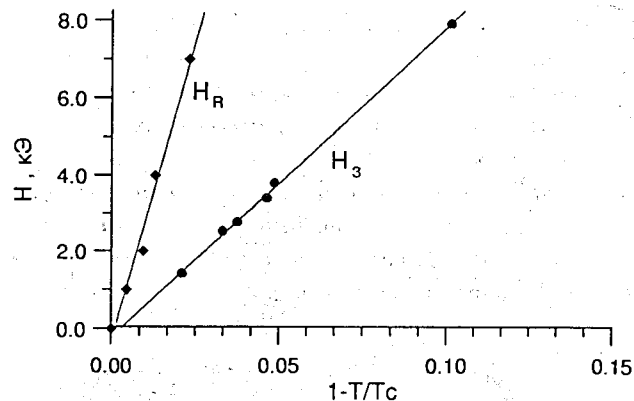


Рис.3. Температурная зависимость магнитных полей  $H_R$  и  $H_3$  (обозначения см. в тексте). Линии проведены по экспериментальным точкам

#### 4 Обсуждение

Зависимость (3) можно интерпретировать как проявляющуюся во многих других экспериментах линию плавления вихревой решетки [6,7].

Единое мнение о природе линии плавления решетки магнитных вихрей в настоящее время отсутствует. Взаимодействие вихрей с центрами пиннинга и между собой, а также характер термических возбуждений в абрикосовской решетке поддаются лишь качественному анализу. В достаточно широком диапазоне температур ( $0,8T_c < T \leq T_c$ ) линия плавления может быть описана выражением  $H(T) = H(0)(1 - T/T_c)^x$ , но разные теории предсказывают для  $x$  различные значения. Так, теория плавления вихревой решетки [8] дает  $x = 2$ ; теория термически активированного потока вихрей [9] (TAFF-model) —  $x = 3/2$ ; теория перехода “вихревое стекло — вихревая жидкость” [10] —  $x = 4/3$ . Подгонка кривой  $H_3(T)$  на рис. 3 дает значение  $x = 1,1$ , что лучше всего согласуется с предсказаниями теории перехода “стекло — жидкость”. С другой стороны, отношение  $H_3(0)/H_{c2}(0) \approx 0,27$  лучше всего согласуется с представлениями о плавлении вихревой решетки, изложенными в [11], из которых следует, что  $H_m(T) \approx 0,2H_{c2}(T)$  ( $H_R \approx H_{c2}$ ).

Отметим, что экспериментальное исследование поведения ВТСП-материалов в области линии плавления проводилось различными макроскопическими методами (измерялись намагниченность, восприимчивость в переменном и постоянном полях, вольт-амперные характеристики, шумы,

изменение сдвига частоты возбуждаемых механических колебаний). Результаты этих экспериментов позволяют лишь подтвердить существование некоторой линии  $H_m(T)$ , разделяющей различные фазы системы магнитных вихрей. Значения же показателя степени  $x$ , полученные в разных экспериментах, лежат в диапазоне от 1 до 2, но существенно различаются между собой, что также не позволяет судить о справедливости той или иной теории. К тому же макроскопические методы имеют дело либо с откликом всего объема сверхпроводника на внешнее воздействие, либо с поверхностными эффектами. Использование поляризованных нейтронов позволяет более детально изучать поведение вихрей Абрикосова внутри сверхпроводника, например, их изгиб под действием тепловых, структурных факторов или внешних воздействий.

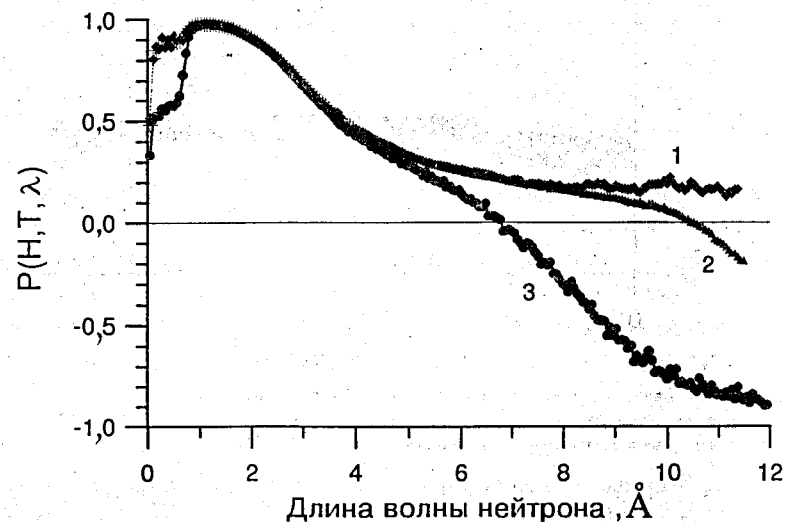


Рис.4. Спектральная зависимость поляризации  $P(H, T, \lambda)$ : 1 —  $T = 250$  К; 2 —  $T = 86$  К,  $H = H_{\max} = 9$  кЭ; 3 —  $T = 86$  К,  $H = H_{\min} = 8,4$  кЭ

Наши эксперименты показывают, что деформации линий не являются статическими. Об этом свидетельствует рис. 4, на котором показаны три кривые для поляризации в зависимости от длины волны нейтрона  $\lambda$ . Кривая 1 соответствует  $P_0(\lambda)$ ; кривая 2 изображает зависимость  $P(\lambda)$ , соответствующую точке максимума  $H_{\max} = 9$  кЭ кривой (б) рис. 2; и кривая 3 изображает функцию  $P(\lambda)$ , отвечающую точке минимума  $H_{\min} = 8,4$  кЭ на кривой (б) рис. 2. Аномальным является изменение знака и увеличение абсолютной величины поляризации при больших длинах волн, демонстрируемые кривой 3. Такие изменения в спектральной зависимо-



ти поляризации могут быть объяснены только неупругим рассеянием с переворотом спина и с охлаждением нейтрона.

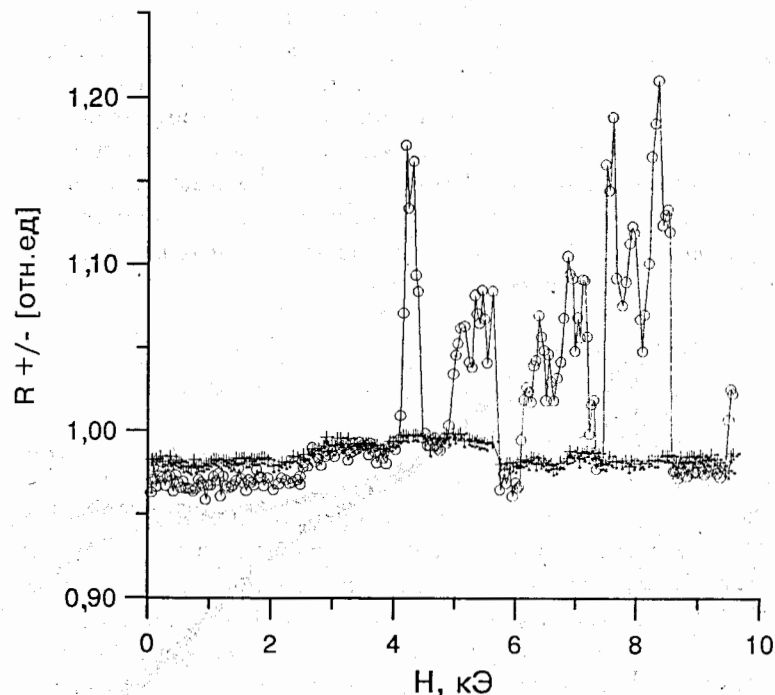


Рис.5. Зависимость интегральных интенсивностей нейтронного пучка со спином, направленным: (+) — по полю,  $R_+$ ; и (o) — против поля,  $R_-$ ; при  $T = 86$  К, отнесенных к соответствующим интенсивностям при  $T = 250$  К

На рис. 5 приведены зависимости отношений интегральных интенсивностей  $R^\pm = N^\pm(H, T)/N^\pm(T_0)$  при  $T = 86$  К и при  $T = 250$  К. В области аномалии видны всплески интенсивности при включенном флиппере, когда большая часть нейтронов, падающих на образец, поляризована против поля. Подобные же всплески можно наблюдать в области больших  $\lambda$  и на спектральной кривой, описывающей суммарную интенсивность обеих поляризаций, что также свидетельствует о неупругом рассеянии с переворотом спина.

Сопоставление спектров нейтронов, пропущенных образцом выше  $T_c$  и в минимуме поляризации в области аномалии, позволяет оценить переданную энергию при неупругом рассеянии величиной  $\approx 20$  мэВ.

Магнитное взаимодействие нейтрона с веществом может быть пред-

ставлено в общем виде:

$$V(q) \propto \mu_i(\delta_{ij} - q_i q_j / q^2) B_j(q, \omega) = \mu [q B(q, \omega)],$$

где индексы  $i, j$  обозначают декартовы компоненты соответствующих векторов,  $\mu$  — магнитный момент нейтрона, и здесь выписана только та часть взаимодействия, которая отвечает передаче волнового вектора  $q$  и энергии  $\hbar\omega$ . В соответствии с геометрией эксперимента наблюдаемое неупругое рассеяние сопровождается передачей импульса продольного импульсу падающих частиц. Это означает, что наблюдаемое неупругое рассеяние сопровождается возникновением возбуждений перпендикулярно оси абрикосовских вихрей. Кроме того, поскольку при неупругом рассеянии должен происходить поворот спина, то вектор  $[q B(q, \omega)]$  должен быть перпендикулярен внешнему полю. Соответственно и вектор индукции  $B(q, \omega)$ , описывающий возмущение, связанное с возбуждением вихревой решетки, должен быть перпендикулярен как внешнему полю, так и направлению пучка. Такое возмущение может появиться только в результате изгиба абрикосовского вихря.

Отсюда следует, что неупругое рассеяние сопровождается возникновением изгибных возбуждений вихрей, распространяющихся перпендикулярно абрикосовской решетке. Нерегулярное изменение сечения этого рассеяния при изменении внешнего поля, возможно, обусловлено зависимостью указанных возбуждений от расстояния между вихрями и флуктуаций, развивающихся вблизи линии плавления вихревой решетки.

## 5 Заключение

Таким образом, аномалия зависимости поляризации нейтронного пучка от магнитного поля может быть обусловлена неупругим рассеянием нейтронов на магнитных вихрях с переворотом спина и передачей возбуждения изгибного характера поперек системы вихрей.

Работа выполнена в рамках проектов РФФИ N 94-02-04011, N 93-02-2535 и гранта N NJZ000 МНФ.

## Литература

- [1] R.J.Papoular, G.Collin. Phys.Rev. B38, 768 (1988).
- [2] М.Н.Волков, Р.П.Дмитриев, Н.К.Жученко и др., Письма в ЖТФ. 59, в. 6, 186 (1988).

- [3] R.P.Dmitriev, R.Z.Jagood, N.K.Zhuchenko et al., Z.Phys. **B83**, 155 (1991).
- [4] W.Roest, M.Th.Rekvelde, Phys. Rev. **B48**, 6420 (1993).
- [5] V.L.Aksenov, E.B.Dokukin, Yu.V.Nikitenko et al., Physica Scripta. **T49**, 650 (1993).
- [6] E.H.Brandt, J. Supercond. **6**, 201 (1993).
- [7] W.A.Fietz, W.W.Webb, Phys. Rev. **178**, 657 (1969).
- [8] A.Houghton, R.A.Pelcovits, A.Sudbo, Phys. Rev. **B40**, 6763 (1989).
- [9] P.H.Kes, J.Aarts, J. van den Berg et al., Supercond. Sci. Technol. **1**, 242 (1989).
- [10] D.S.Fisher, M.P.A.Fisher, D.A.Huse, Phys. Rev. **B43**, 130 (1991).
- [11] G.Blatter, M.V.Feigel'man, V.B.Geshkenbein et al., Preprint ETH-TH/93-9, p. 237 (1993).

Рукопись поступила в издательский отдел  
9 декабря 1994 года.