

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

В.Л.Аксенов, Ю.В.Бугославский, Е.Б.Докукин, В.К.Игнатович,
С.В.Кожевников, Е.И.Корнилов, А.А.Минаков*, Ю.В.Никитенко,
А.В.Петренко*

*Лаборатория нейтронной физики им. И.М.Франка ОИЯИ,
141980 Дубна, Московская обл.*

** Институт общей физики РАН,
117942 Москва, Россия*

Поступила в редакцию 12 января 1995 г.

Исследована деполяризация нейтронов при пропускании их через иттриевую керамику $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ при температурах вблизи T_c и внешних полях до 10 кЭ. Обнаружена область значений магнитного поля, в которой поляризация имеет не наблюдавшееся ранее нерегулярное поведение. Спектральные изменения пропущенного пучка свидетельствуют о появлении в области нерегулярного поведения динамических процессов в вихревой решетке.

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 представляют распределение магнитного поля в смешанном состоянии и взаимодействие вихревой решетки с центрами пиннинга.

Проведившиеся 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 экспериментов⁵, 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.

Исследование сверхпроводящей керамики $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ проводилось на спектрометре поляризованных нейтронов СПН-1 высокопоточного реактора ИБР-2 ЛНФ ОИЯИ. Описание методики эксперимента дано в работе [5]. Исследуемый образец, сверхпроводящая керамика $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ с $T_c = 90,4$ К, шириной перехода 1,0 К и плотностью $\rho = 4,9$ г/см³, 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 a параллелепипеда.

В эксперименте измерялась поляризация нейтронного пучка $P(H, T, \lambda)$ на выходе анализатора поляризации в зависимости от длины волны нейтрона λ , 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 спин-флиппере, то есть когда спин нейтрона направлен по и

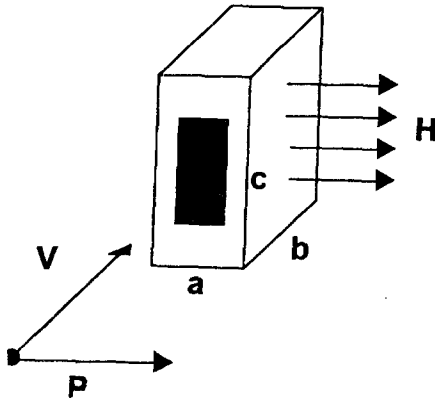


Рис.1

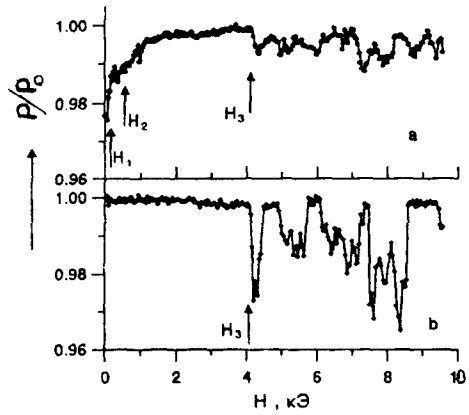


Рис.2

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

Рис.2. Зависимость интегральной поляризации от внешнего поля при $T = 86$ К: a – при увеличении и b – при уменьшении поля

против поля, соответственно. Диапазоны изменения λ , H и T в эксперименте: $0,5 < \lambda < 15 \text{ \AA}$, $0 < H < 10 \text{ кЭ}$, $77 \leq T \leq 94 \text{ К}$, соответственно. Информация о магнитных процессах, происходящих внутри образца в сверхпроводящем состоянии, извлекается из отношения

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

где индекс нуль относится к измерениям при температуре $T = T_0 = 250 \text{ К}$. $P(T_0, \lambda)$ 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 $N^\pm(H, T)$:

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

Для иллюстрации полученных результатов на рис.2 приведена зависимость интегральной поляризации P/P_0 , снятая при температуре $T = 86 \text{ К}$: a – в режиме увеличения, b – 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 $H_3 = 4,1 \text{ кЭ}$ 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 $H_3 = 4,1 \text{ кЭ}$ (рис. 2b). 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.

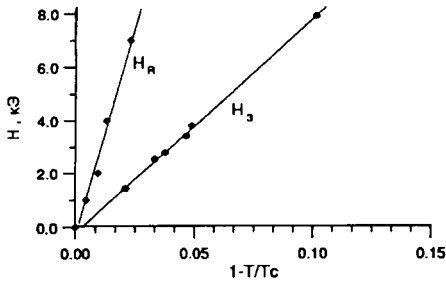


Рис.3

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

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

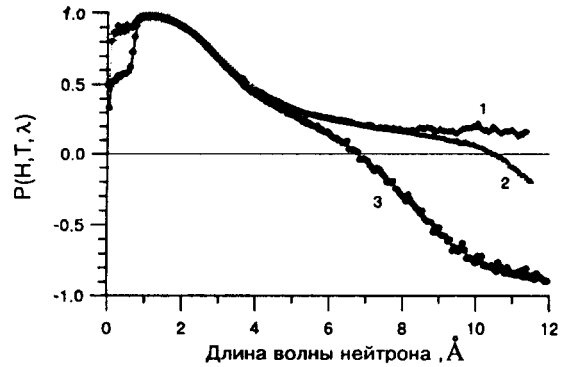


Рис.4

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. 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 экспери-

ментов 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.

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 λ . Кривая 1 соответствует $P_0(\lambda)$; кривая 2 изображает зависимость $P(\lambda)$, соответствующую точке максимума $H_{max} = 9$ кЭ кривой рис.2b, и кривая 3 изображает функцию $P(\lambda)$, отвечающую точке минимума $H_{min} = 8,4$ кЭ на кривой рис.2b. Аномальными являются изменение знака и увеличение абсолютной величины поляризации при больших длинах волн, демонстрируемые кривой 3. Такие изменения в спектральной зависимости поляризации могут быть объяснены только неупругим рассеянием с переворотом спина и с охлаждением нейтрона.

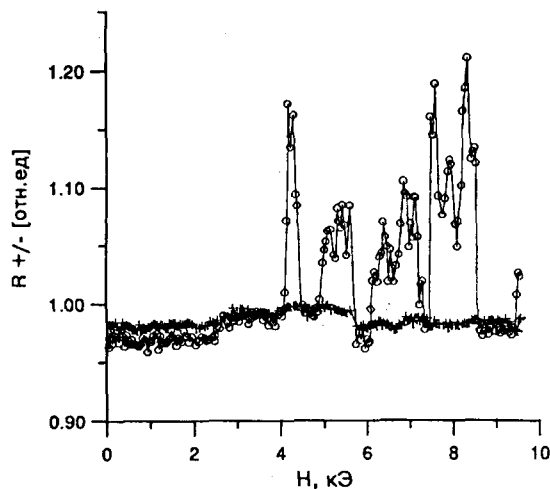


Рис.5. Зависимость интегральных интенсивностей нейтронного пучка со спином, направленным: (+) — по полю, R^+ ; и (o) — против поля, R^- ; при $T = 86$ К, отнесенных к соответствующим интенсивностям при $T = 250$ К

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 λ 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 ≈ 20 мэВ.

Магнитное взаимодействие нейтрона с веществом может быть представлено в общем виде:

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

где индексы i, j обозначают декартовы компоненты соответствующих векторов, μ – магнитный момент нейтрона, и здесь выписана только та часть взаимодействия, которая отвечает передаче волнового вектора \mathbf{q} и энергии $\hbar\omega$. В соответствии с геометрией эксперимента наблюдаемое неупругое рассеяние сопровождается передачей импульса параллельного 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 $[\mathbf{q}[\mathbf{q}\mathbf{B}(q, \omega)]]$ должен быть перпендикулярен внешнему полю. Соответственно и вектор индукции $\mathbf{B}(q, \omega)$, 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.

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 94-02-04011, 93-02-2535 и гранта NJZ000 Международного научного фонда.

-
1. R.J.Papoular and G.Collin. *Phys.Rev.* **B38**, 768 (1988).
 2. М.Н.Волков, Р.П.Дмитриев, Н.К.Жученко и др., *Письма в ЖТФ.* **59** (6), 186 (1988).
 3. R.P.Dmitriev, R.Z.Jagood, N.K.Zhuchenko et al., *Z.Phys.* **B83**, 155 (1991).
 4. W.Roest and 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 and W.W.Webb, *Phys. Rev.* **178**, 657 (1969).
 8. A.Houghton, R.A.Pelcovits, and 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, and 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*, (1993) p.237.