

Особенности поведения флуктуационной проводимости и псевдощели в слабодопированных монокристаллах $\text{HoBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ под давлением

А.Л. Соловьев, М.А. Ткаченко

*Физико-технический институт низких температур им. Б.И. Веркина НАН Украины
пр. Ленина, 47, г. Харьков, 61103, Украина
E-mail: solovjov@ilt.kharkov.ua*

Р.В. Вовк, М.А. Оболенский

*Харьковский национальный университет им. В.Н. Каразина
пл. Свободы, 4, г. Харьков, 61077, Украина*

Статья поступила в редакцию 17 марта 2011 г.

Исследовано влияние гидростатического давления до 5 кбар на флуктуационную проводимость $\sigma'(T)$ и псевдощель $\Delta^*(T)$ слабодопированных ВТСП монокристаллов $\text{HoBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$. Показано, что зависимость $\sigma'(T)$ вблизи T_c хорошо описывается флуктуационными теориями Асламазова–Ларкина и Хиками–Ларкина, демонстрируя 3D–2D кроссовер при увеличении температуры. На $\Delta^*(T)$ обнаружены два максимума при $T_{m1} \approx 195$ К и $T_{m2} \approx 210$ К, возможно, обусловленные двухфазностью монокристалла. Индуцированное давлением перераспределение лабильного кислорода приводит к исчезновению этих максимумов и линейной зависимости $\Delta^*(T)$ с положительным наклоном в области высоких температур. Существенно, что при снятии давления эти максимумы восстанавливаются. В целом зависимости $\sigma'(T)$ и $\Delta^*(T)$ заметно отличаются от полученных для пленок YBCO с различным содержанием кислорода и подобны аналогичным зависимостям для Fe-содержащего сверхпроводника $\text{SmFeAsO}_{0,85}$, что можно объяснить влиянием парамагнетизма в $\text{HoBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$.

Досліджено вплив гідростатичного тиску до 5 кбар на флуктуаційну провідність $\sigma'(T)$ та псевдощілину $\Delta^*(T)$ слабодопованих ВТНП монокристалів $\text{HoBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$. Показано, що залежність $\sigma'(T)$ поблизу T_c добре описується флуктуаційними теоріями Асламазова–Ларкіна і Хікамі–Ларкіна, демонструючи 3D–2D кроссовер при збільшенні температури. На $\Delta^*(T)$ виявлено два максимуми при $T_{m1} \approx 195$ К і $T_{m2} \approx 210$ К, які, можливо, обумовлені двофазністю монокристалу. Індукований тиском перерозподіл лабільного кисню призводить до зникнення цих максимумів і до лінійної залежності $\Delta^*(T)$ з позитивним нахилом в області високих температур. Суттєво, що при знятті тиску ці максимуми відновлюються. У цілому залежності $\sigma'(T)$ та $\Delta^*(T)$ помітно відрізняються від тих, що були отримані для плівок YBCO з різним вмістом кисню, та подібні аналогічним залежностям для Fe-змістовного надпровідника $\text{SmFeAsO}_{0,85}$, що можна пояснити впливом парамагнетизму в $\text{HoBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$.

PACS: **74.72.-h** Купратные сверхпроводники.

Ключевые слова: высокое давление, ВТСП, монокристаллы $\text{HoBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$, флуктуационная проводимость, длина когерентности, псевдощель.

Важной особенностью ВТСП соединений типа $\text{ReBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ ($\text{Re} = \text{Y}, \text{Ho}, \text{Dy} \dots$) является возможность реализации в них неравновесного состояния при определенной степени дефицита кислорода, которое может быть индуцировано посредством внешних воздействий, например температуры [1] или высокого давления [2]. Это состояние сопровождается процессами перераспре-

деления лабильного кислорода и структурной релаксации, что, в свою очередь, оказывает значительное влияние на электротранспортные параметры системы [1,2]. Замена Y на Ho, имеющий достаточно большой ($\mu_{\text{eff}} = 10,6\mu_B$ и $9,7\mu_B$ в $\text{HoBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$) магнитный момент, позволяет прогнозировать качественно иное поведение системы, обусловленное парамагнетизмом $\text{HoBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$

в нормальном состоянии [3]. Особый интерес представляет изучение образцов нестехиометричного по кислороду состава, в которых редкоземельный ион может служить в качестве датчика, чувствительного к локальной симметрии его окружения и распределения плотности заряда, поскольку их изменение влияет на кристаллическое поле, формирующее электронную структуру такого иона [4,5].

Исследования флуктуационной проводимости (ФЛП) вблизи T_c дают чувствительный метод для получения необходимой информации [6]. Кроме того, анализ всей избыточной проводимости $\sigma'(T)$ позволяет получить данные о величине и температурной зависимости псевдощели (ПЩ) [7] и ее изменении при приложении давления. Сравнение результатов с аналогичными результатами, полученными для $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ (YBCO), должны помочь выяснению роли магнитной подсистемы в поведении купратов. Однако, насколько нам известно, такие исследования на монокристаллах $\text{HoBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ не проводились. В настоящей работе изучено влияние гидростатического давления $P = 4,8$ кбар на флуктуационную проводимость $\sigma'(T)$ и псевдощель $\Delta^*(T)$ слабодопированных монокристаллов $\text{HoBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ с $T_c \approx 62$ К. Измерения проводились при протекании транспортного тока параллельно границам двойникового (ДГ): $\mathbf{I} \parallel \text{ДГ}$, когда влияние двойников на процессы рассеяния носителей заряда минимизировано [4].

Монокристаллы $\text{HoBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ (HoBCO) выращивали по раствор-расплавной технологии, согласно методике [1,4]. Для проведения резистивных измерений отбирали кристаллы прямоугольной формы с характерными размерами $3 \times 0,5 \times 0,03$ мм. Минимальный размер кристалла соответствовал направлению оси c . Для получения образцов с заданным содержанием кислорода использовался отжиг монокристаллов, как в деталях описано в работах [1,2,4]. Электросопротивление в ab -плоскости измеряли четырехзондовым методом на постоянном токе до 10 мА на полностью компьютеризированной установке [4]. Измерения проводили в режиме дрейфа температуры, который составлял около 0,1 К/мин при измерениях вблизи T_c и около 5 К/мин при $T \gg T_c$. Гидростатическое давление создавали в автономной камере типа поршень-цилиндр по методике [1,2]. Для определения влияния перераспределения кислорода измерения проводили по истечении двух-семи суток после приложения-снятия давления по мере завершения релаксационных процессов.

Температурные зависимости удельного сопротивления $\rho(T) = \rho_{ab}(T)$ монокристалла $\text{HoBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ с $T_c \approx 62$ К и кислородным индексом $7-\delta \sim 6,65$ имели S-образную форму [4], характерную для слабодопированных YBCO пленок [6] и монокристаллов [8]. Однако при $T > 240$ К все зависимости $\rho_{ab}(T)$ линей-

ные. Согласно теоретической модели NAFL [9], линейная зависимость $\rho(T)$ отвечает нормальному состоянию системы. Ниже характеристической температуры T^* измеряемое $\rho_{ab}(T)$ отклоняется от линейной зависимости в сторону меньших значений, что приводит к возникновению избыточной проводимости $\sigma'(T) = \sigma(T) - \sigma'_N(T) = [1/\rho(T)] - [1/\rho_N(T)]$, или

$$\sigma' = [\rho_N(T) - \rho(T)] / [\rho(T)\rho_N(T)], \quad (1)$$

где $\rho_N(T) = \alpha T + b$ — сопротивление образца в нормальном состоянии, экстраполированное в область низких температур [6]. T_c определялась экстраполяцией резистивного перехода к значению $\rho(T_c) = 0$. Из анализа резистивных измерений определялись температурные зависимости ФЛП и псевдощели в каждом образце. В работе сравниваются результаты, полученные для образца при $P = 0$ и 4,8 кбар, приложенном в течение недели.

Зависимость $\ln \sigma'(\ln \varepsilon)$, где $\varepsilon = (T/T_c^{mf} - 1)$ — приведенная температура и $T_c^{mf} \approx 65,4$ К $> T_c$ — критическая температура в приближении среднего поля [6], для $P = 4,8$ кбар показана на рис. 1 (точки). До $T_0 \approx 67,3$ К ($\ln \varepsilon_0 \approx -3,55$) эксперимент хорошо экстраполируется флуктуационным вкладом Асламазова–Ларкина (АЛ) для 3D систем [6] (прямая 1 на рис. 1):

$$\sigma' = \frac{e^2}{32\hbar\xi_c(0)} \varepsilon^{-1/2}, \quad (2)$$

а выше T_0 , до $T_{01} \approx 95$ К ($\ln \varepsilon_{01} \approx -0,8$), — вкладом Маки–Томпсона (МТ) теории Хиками–Ларкина (ХЛ) [10] (рис. 1, кривая 2):

$$\sigma'_{MT} = \frac{e^2}{8d\hbar} \frac{1}{1-\alpha/\delta} \ln \left(\frac{\delta}{\alpha} \frac{1+\alpha+\sqrt{1+2\alpha}}{1+\delta+\sqrt{1+2\delta}} \right) \varepsilon^{-1}, \quad (3)$$

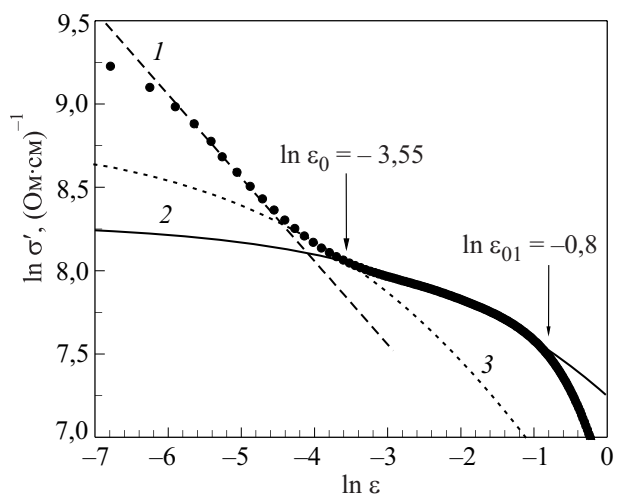


Рис. 1. Зависимость $\ln \sigma'$ от $\ln \varepsilon$ для случая $P = 4,8$ кбар (точки): АЛ вклад (1); МТ вклад с $d_1 = 2,95$ Å (2); МТ вклад с $d = 11,68$ Å (3). Стрелками обозначены температуры T_0 и T_{01} .

Таблица 1. Параметры эксперимента

P , кбар	$\rho(100\text{ K})$, мкОм·см	T_c , К	T_c^{mf} , К	T_0 , К	T_{01} , К	$\tau_\phi(100\text{ K})\beta$, с	d_1 , Å	$\xi_c(0)$, Å	C_{3D}	C_{2D}	T^* , К
0	200	61,41	62,29	63,40	79,40	$1,13 \cdot 10^{-13}$	3,2	1,58	0,53	1,02	241
4,8	172	64	65,43	67,32	94,95	$0,665 \cdot 10^{-13}$	2,95	1,98	1,11	1,8	243

который доминирует вдали от T_c в области 2D флуктуаций [10]. Здесь d — расстояние между проводящими плоскостями в ВТСП, $\alpha = 2[\xi_c(0)/d]^2 \varepsilon^{-1}$ — параметр связи,

$$\delta = 1,203 \frac{l}{\xi_{ab}} \frac{16}{\pi \hbar} \left[\frac{\xi_c(0)}{d} \right]^2 k_B T \tau_\phi \quad (4)$$

— параметр распаривания, τ_ϕ — время фазовой релаксации флуктуационных пар. Множитель $\beta = 1,203(l/\xi_{ab})$, где l — длина свободного пробега и ξ_{ab} — длина когерентности в плоскости ab , учитывает приближение чистого предела [6]. Таким образом, как и в YBCO, при $T = T_0$ четко наблюдается размерный 3D–2D (он же АЛ–МТ) кроссовер (рис. 1).

Однако в YBCO, независимо от содержания кислорода, всегда $d = 11,7 \text{ Å} = c$, где c — размер элементарной ячейки вдоль оси c . Кривая, построенная для $\text{HoBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6,65}$ согласно уравнению (3) с $d \approx 11,7 \text{ Å}$, обозначена на рис. 1 цифрой 3. Видно, что экспериментальные точки проходят намного выше и с совершенно другим наклоном, которому отвечает уравнение (3) (рис. 1, кривая 2) с $d_1 = 2,95 \text{ Å}$, где d_1 — расстояние между проводящими плоскостями CuO_2 в $\text{HoBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6,65}$ [11], и с $\tau_\phi(100\text{ K})\beta = (0,665 \pm 0,002) \cdot 10^{-13}$ с, которое определяется формулой $\tau_\phi\beta T = (\pi\hbar)/(8k_B\varepsilon_{01}) = A/\varepsilon_{01}$ [6]. В результате на $\sigma'(T)$ можно выделить две характеристические температуры: $T_{01} \approx 95 \text{ K}$ ($\ln \varepsilon_{01} \approx -0,8$), при которой $\xi_c(T) = d_1$, и $T_0 \approx 67,3 \text{ K}$ ($\ln \varepsilon_0 \approx -3,55$), при которой $\xi_c(T) = d = c = 11,68 \text{ Å}$. При $T \leq T_{01}$ зависимость $\xi_c(T)$ связывает джозефсоновским взаимодействием плоскости CuO_2 и возникает 2D ФЛП [12]. Ниже T_0 $\xi_c(T) > c$ и взаимодействие пар происходит уже во всем объеме сверхпроводника. То есть, как и все другие ВТСП, вблизи T_c HoBCO трехмеризуется [6]. Подчеркнем, что в обоих случаях длина когерентности перпендикулярно ab -плоскости $\xi_c(0) = d_1\varepsilon_{01}^{1/2} = d\varepsilon_0^{1/2} = (1,98 \pm 0,005) \text{ Å}$, что, на наш взгляд, подтверждает правильность проводимого анализа. Аналогичная зависимость $\ln \sigma'(\ln \varepsilon)$ получена и для случая $P = 0$ с параметрами, приведенными в табл. 1. Из таблицы видно, что давление приводит к заметному увеличению температурного интервала 3D и особенно 2D флуктуаций. Наиболее вероятно это происходит за счет уменьшения фазового расслоения монокристалла под давлением [4]. Об этом же говорит и величина C -фактора: $C_{3D} = 1,1$ при $P = 4,8$ кбар. Чем ближе C_{3D} к 1,0, тем однороднее структура образца [6]. Существенно, что такую же зависимость $\ln \sigma'(\ln \varepsilon)$, которая

показана на рис. 1, демонстрирует и FeAs-сверхпроводник $\text{SmFeAsO}_{0,85}$ [13].

Уравнение для параметра Δ^* , который отождествляем с ПЩ, имеет вид [7]

$$\Delta^*(T) = T \ln \left[A_4 \left(1 - \frac{T}{T^*} \right) \frac{1}{\sigma'(T)} \frac{e^2}{16\hbar\xi_c(0)} \frac{1}{\sqrt{2\varepsilon_{c0}^* \text{sh}(2\varepsilon/\varepsilon_{c0}^*)}} \right], \quad (5)$$

где $\sigma'(T)$ — значения избыточной проводимости, измеряемые в эксперименте. В некотором интервале температур $\varepsilon_{c01} < \varepsilon < \varepsilon_{c02}$ ($T_{c01} < T < T_{c02}$) значение $\sigma'^{-1} \sim \exp(\varepsilon)$, т.е. зависимость $\ln(\sigma'^{-1})$ от ε линейная. Величина, обратная наклону α этой прямой, определяет параметр $\varepsilon_{c0}^* = 1/\alpha$ [7]. Чтобы определить A_4 , строим зависимость $\ln \sigma'(\ln \varepsilon)$, используя уравнение

$$\sigma'(\varepsilon) = A_4 \left(1 - \frac{T}{T^*} \right) \exp \left(-\frac{\Delta^*}{T} \right) \frac{e^2}{16\hbar\xi_c(0)} \frac{1}{\sqrt{2\varepsilon_{c0}^* \text{sh}(2\varepsilon/\varepsilon_{c0}^*)}}, \quad (6)$$

полученное в [7], и совмещаем расчетные кривые с экспериментальными зависимостями $\ln \sigma'(\ln \varepsilon)$ в области 3D флуктуаций вблизи T_c , где предполагается $\Delta^*(T_c) \equiv \Delta(0)$ [14]. Кривая, построенная согласно уравнению (5) для $P = 0$ с определенными из эксперимента параметрами $\varepsilon_{c0}^* = 0,88$, $\xi_c(0) = 1,57 \text{ Å}$, $T_c^{mf} = 62,29 \text{ K}$, $T^* = 242 \text{ K}$, $A_4 = 4,95$ и $\Delta^*(T_c)/k = 155 \text{ K}$, обозначена цифрой 1 на рис. 2. Кривая для $P =$

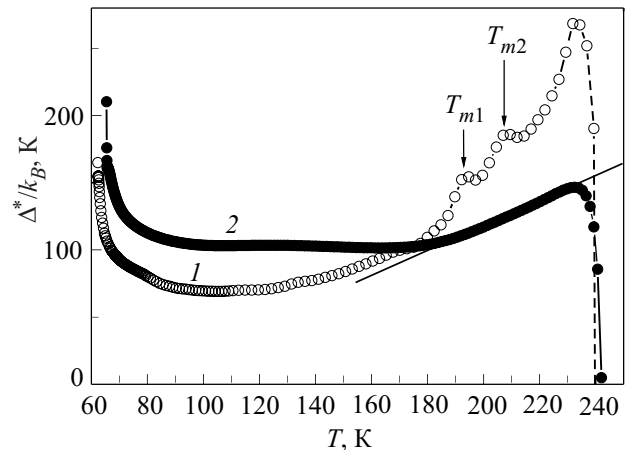


Рис. 2. Δ^*/k_B как функция T при различных P : 0 (1) и 4,8 кбар (2). Стрелками обозначены температуры обнаруженных при $P = 0$ максимумов T_{m1} и T_{m2} .

= 4,8 кбар с аналогичными параметрами $\varepsilon_{c0}^* = 0,67$, $\xi_c(0) = 1,98 \text{ \AA}$, $T_c^{mf} = 65,4 \text{ K}$, $T^* = 243 \text{ K}$, $A_4 = 18$ и $\Delta^*(T_c)/k = 160 \text{ K}$, обозначена цифрой 2. На зависимости $\Delta^*(T)$ при $P = 0$ наблюдаются два максимума при $T_{m1} \approx 195 \text{ K}$ и $T_{m2} \approx 210 \text{ K}$, вероятно, обусловленные двухфазностью монокристалла [4]. Индуцированное давлением усиление процессов восходящей диффузии в образце, приводящих к перераспределению лабильного кислорода из обедненной носителями заряда низкотемпературной фазы в высокотемпературную [4], приводит к исчезновению этих максимумов и линейной зависимости $\Delta^*(T)$ с положительным наклоном в области высоких температур (кривая 2). Одновременно сопротивление образца ρ заметно уменьшается, тогда как T_c и $\xi_c(0)$ несколько возрастают. Существенно, что максимумы на $\Delta^*(T)$ и значения ρ , T_c и $\xi_c(0)$ восстанавливаются при снятии давления, подтверждая сделанные предположения. В целом зависимость $\Delta^*(T)$ заметно отличается от полученной для пленок YBCO с разным содержанием кислорода [7]. Она напоминает аналогичную зависимость для FeAs-сверхпроводника SmFeAsO_{0,85} [13], что можно объяснить влиянием слабого магнетизма (парамагнетизма) в HoBaCuO [15]. Однако этот вопрос требует более тщательного изучения.

1. R.V. Vovk, M.A. Obolenskii, A.A. Zavgorodniy, I.L. Goulatis, V.I. Beletskii, and A. Chroneos, *Physica* **C469**, 203 (2009).
2. R.V. Vovk, M.A. Obolenskii, A.A. Zavgorodniy, A.V. Bondarenko, I.L. Goulatis, A.V. Samoilov, and A.I. Chroneos, *J. Alloys and Comp.* **453**, 69 (2008).
3. B.N. Goshchitskii, V.L. Kozhevnikov, and M.V. Sadovskii, *Int. J. Mod. Phys.* **B2**, 1331 (1988).
4. R.V. Vovk, Z.F. Nazyrov, M.A. Obolenskii, I.L. Goulatis, A. Chroneos, and V.M. Pinto Simoes, *Philos. Mag.* (2011); DOI: 10.1080/14786435.2011.55 2893.
5. K.W. Wang and W.Y. Ching, *Physica* **C416**, 47 (2004).
6. А.Л. Соловьёв, Х.-У. Хабермайер, Т. Хааге, *ФНТ* **28**, 22 (2002) [*Low Temp. Phys.* **28**, 17 (2002)]; *ФНТ* **28**, 144 (2002) [*Low Temp. Phys.* **28**, 99 (2002)].
7. А.Л. Соловьёв, В.М. Дмитриев, *ФНТ* **32**, 139 (2006) [*Low Temp. Phys.* **32**, 99 (2006)].
8. T. Ito, K. Takenaka, and S. Uchida, *Phys. Rev. Lett.* **70**, 3995 (1993).
9. B.P. Stojkovic and D. Pines, *Phys. Rev.* **B55**, 8576 (1997).
10. S. Hikami and A.I. Larkin, *Mod. Phys. Lett.* **B2**, 693(1988).

11. G.D. Chryssikos, E.I. Kamitsos, J.A. Kapoutsis, A.P. Patsis, V. Psycharis, A. Koufoudakis, Ch. Mitros, G. Kallias, E. Gamari-Seale, and D. Niarchos, *Physica* **C254**, 44 (1995).
12. Y.B. Xie, *Phys. Rev.* **B46**, 13997 (1992).
13. A.L. Solovjov, S.L. Sidorov, V.Yu. Tarenkov, and A.I. D'yachenko, *Fiz. Nizk. Temp.* **35**, 1155 (2009) [*Low Temp. Phys.* **35**, 826 (2009)], arXiv: Cond.-mat.1002.2306 (2010).
14. E. Stajic, A. Iyengar, K. Levin, B.R. Boyce, and T.R. Lemberger, *Phys. Rev.* **B68**, 024520 (2003).
15. A.J. Drew, Ch. Niedermayer, P.J. Baker, F.L. Pratt, S.J. Blundell, T. Lancaster, R.H. Liu, G. Wu, X.H. Chen, I. Watanabe, V.K. Malik, A. Dubroka, M. Rössle, K.W. Kim, C. Baines, and C. Bernhard, *Nature materials* **8**, 310 (2009).

Peculiarities of fluctuation conductivity and pseudogap behavior in slightly doped HoBa₂Cu₃O_{7- δ} single-crystals under pressure

A.L. Solovjov, M.A. Tkachenko, R.V. Vovk, and M.A. Obolenskii

The effect of hydrostatic pressure up to 5 kbar on fluctuation conductivity $\sigma'(T)$ and pseudogap $\Delta^*(T)$ of slightly doped high- T_c single crystals of HoBa₂Cu₃O_{7- δ} is studied. It is shown that $\sigma'(T)$ near T_c is well described by Aslamazov–Larkin and Hikami–Larkin fluctuation theories demonstrating a 3D–2D crossover with increasing temperature. $\Delta^*(T)$ exhibits two unexpected maxima at $T_{m1} \approx 195 \text{ K}$ and $T_{m2} \approx 210 \text{ K}$ possibly due to the two-phase state of the single crystal. The pressure-induced redistribution of labile oxygen leads to the disappearance of these peaks and a linear dependence $\Delta^*(T)$ with a positive slope at high temperatures. It is essential that when the pressure is removed, these peaks are restored. In general, the dependences $\sigma'(T)$ and $\Delta^*(T)$ are markedly different from those that were obtained for YBCO films with different oxygen content. They resemble similar curves obtained for FeAs-based superconductor SmFeAsO_{0,85}. The result can be explained by the influence of paramagnetism in HoBa₂Cu₃O_{7- δ} .

PACS: 74.72.-h Cuprate superconductors.

Keywords: high pressure, high-temperature superconductors, single crystals HoBa₂Cu₃O_{7- δ} , fluctuation conductivity, coherence length, pseudogap.