

Идентификация страйпового состояния сверхпроводника $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+x}$ по данным оптического поглощения

В. В. Еременко, В. Н. Самоваров, В. Л. Вакула, М. Ю. Либин,
С. А. Уютнов

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

В. М. Рашкован

Instituto Politecnico Nacional de Mexico, Esime, Culhuacan

Статья поступила в редакцию 21 июня 2001 г.

Впервые для металлической фазы $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+x}$ с $x \approx 0,85$ ($T_c = 88$ К) обнаружена дублетная структура электрон-двухмаглонной полосы поглощения с максимумами 2,145 и 2,28 эВ. При охлаждении пленки YBCO дублетная полоса достаточно резко возникает в области образования псевдощелевого состояния при $T < 130$ К и сохраняется в сверхпроводящей фазе при $T < T_c$. В области сверхпроводящего перехода амплитуда каждой из компонент дублета дополнительно увеличивается. Сравнение с данными по расщеплению пика нейтронного рассеяния в YBCO (P. Dai et al., *Phys. Rev. Lett.* **80**, 1738 (1998)) позволило сделать вывод, что расщепление полосы поглощения отражает образование страйповой сверхструктуры, представляющей собой чередование диэлектрических и металлических квазиодномерных полосок.

Вперше для металічної фази $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+x}$ з $x \approx 0,85$ ($T_c = 88$ К) виявлено дублетну структуру електрон-двомаглонної смуги поглинання з максимумами 2,145 та 2,28 еВ. При охолодженні плівки YBCO дублетна смуга досить різко виникає в області утворення псевдощільниного стану при $T < 130$ К і зберігається у надпровідній фазі при $T < T_c$. В області надпровідного переходу амплітуда кожної компоненти дублету додатково збільшується. Порівняння з даними з розщеплення піка нейтронного розсіювання в YBCO (P. Dai et al., *Phys. Rev. Lett.* **80**, 1738 (1998)) дозволило зробити висновок про те, що розщеплення смуги поглинання відображає утворення страйпової надструктури, яка являє собою чергування діелектричних і металічних квазіодновимірних смужок.

PACS: 74.72.Bk, 74.76.Bz, 78.30.-j

1. Вопрос о сосуществовании антиферромагнитной (АФ) и сверхпроводящей (СП) фаз в меднооксидных ВТСП является в настоящее время одним из наиболее дискуссионных в проблеме сверхпроводимости. Не менее остро для этих материалов стоит вопрос о природе псевдощелевого (ПЩ) состояния, предшествующего сверхпроводимости в области температур $T_c < T < T^*$. Ответить на эти вопросы можно, например, с помощью методов спин-эха, ядерной релаксации, фотоэмиссионной спектроскопии углового разрешения (см. обзоры [1–4]). Особо информативными являются методы нейтронного рассеяния [5,6]. Однако в

настоящее время общепринятой точки зрения на природу СП и ПЩ состояний в меднооксидных ВТСП не существует. Тем не менее все более убедительно звучит вывод, что сверхпроводимость в этих соединениях связана с фазовым расщеплением образцов на диэлектрические (с ближним АФ упорядочением) и металлические квазиодномерные страйп-фазы [3–8]. Полоски (страйпы) металлического характера с квазиодномерным движением дырок разделены диэлектрическими полосками, что в совокупности образует флуктуирующую во времени и в пространстве сверхструктуру [3–7]. Размеры каждого страйпа

составляют несколько постоянных решетки. В манганатах и никелатах возможно существование статической страйп-структуры [8]. Теоретически страйповая структура впервые была предсказана, по-видимому, в работе [9].

В настоящем сообщении представлены результаты оптических исследований, которые позволяют, как нам кажется, продвинуться в решении вопросов о природе ПЩ и СП состояний в рамках модели страйповой сверхструктуры. Результаты получены методом абсорбционной оптической спектроскопии пленок YBCO. Этот метод во многих отношениях не имеет аналогов для классических низкотемпературных сверхпроводников и может рассматриваться как новый независимый метод исследования сверхпроводимости ВТСП. Чувствительность к сверхпроводимости спектров поглощения в области энергий ≈ 1 эВ, значительно превышающих энергию СП щели, доказана в работах [10–12]. Диагностика ПЩ состояния по спектрам поглощения в видимой области частот проведена в работе [13]. Центральные результаты этих исследований можно сформулировать следующим образом.

1. В металлической фазе $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+x}$ в области образования ПЩ состояния при $T < T^*$ возникает полоса поглощения $(A + J)$ при $\approx 2,2$ эВ, которая идентифицирована как электрон-двухмагнонная. При охлаждении образцов ниже T^* эта полоса появляется даже в случае ее отсутствия в металлической фазе при комнатных температурах. В АФ фазе полоса резко усиливается при охлаждении ниже неелевской температуры T_N .

2. В СП фазе весь спектральный состав внутризонного и межзонного оптического поглощения «замораживается», в том числе становится температурно независимой электрон-двухмагнонная полоса $(A + J)$.

Эти экспериментальные данные могут служить доказательством магнитной природы ПЩ состояния и свидетельствовать в пользу спин-флуктуационного механизма сверхпроводимости в купратных ВТСП.

В представленной работе исследовалась тонкая структура электрон-двухмагнонной полосы поглощения $(A + J)$ при температурном прохождении ПЩ и СП состояний. Мотивацией для постановки такого рода экспериментов послужили широко обсуждаемые в настоящее время данные по неупругому рассеянию нейтронов в купратных ВТСП. Нейтронные эксперименты показали, что вблизи T_c происходит расщепление пика неупругого нейтронного рассеяния на несоразмерных АФ флуктуациях (см. [5] и ссылки в ней), что связывается

с фазовым расслоением образца на диэлектрические и металлические страйпы динамического характера [3–7].

2. Температурные исследования спектров поглощения $\alpha(\omega)$ пленок $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+x}$ с $x \approx 0,3$ (диэлектрическая АФ фаза) и $x \approx 0,85$ (металлическая фаза) проведены в температурном интервале 170–20 К. Критическая температура T_c для металлической пленки составляла 88 К с шириной СП перехода ≈ 1 К. Монокристаллические пленки имели c -ориентацию относительно SrTiO_3 -подложек и толщину $l = 2300$ Å. Измерения коэффициента поглощения $\alpha(\omega)$ (оптической плотности αl) проводили в неполяризованном свете ($\mathbf{E} \perp \mathbf{c}$). Поглощение пленок измерено в частотном диапазоне (1,8–2,6) эВ, где расположена электрон-двухмагнонная $(A + J)$ -полоса поглощения. Более подробно идентификация полос поглощения YBCO и методические особенности измерений изложены в предыдущих работах [13,14].

3. Рассмотрим сначала данные для диэлектрической пленки. Предварительно укажем, что при 300 К ее спектр поглощения является типичным для диэлектрической фазы $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+x}$ с $x < 0,4$ [13,14]. В видимой области спектр поглощения описывается суммой трех компонент: $\alpha l(300 \text{ К}) = (\alpha l)_A + (\alpha l)_{A+J} + (\alpha l)_{CT}$, где $(\alpha l)_A$ — узкополосная A -компонента; $(\alpha l)_{A+J}$ — узкополосная $(A + J)$ -компонента и $(\alpha l)_{CT}$ — континуальная компонента межзонных переходов через оптическую щель $E_g = (1,7-1,8)$ эВ. Узкополосные компоненты хорошо описываются гауссовыми контурами:

$$\alpha l(E) = \frac{\mu}{\sigma \sqrt{\pi}} \exp \left[-\frac{(E - E_0)^2}{2\sigma^2} \right], \quad (1)$$

где σ — дисперсия контура; μ — амплитудный коэффициент; E_0 — положение максимума. Согласно [13,14], A -компонента обусловлена переходами через оптическую щель из корреляционного максимума плотности состояний, расположенного на вершине валентной зоны (в металлической фазе уровень Ферми сдвигается в область этого максимума). При 300 К параметры A -контура в диэлектрике обычно следующие: $E_0 \approx E_g$, $\sigma_A = (0,14-0,17)$ эВ; $\mu_A = (0,4-0,6)$ эВ. Для наших YBCO образцов параметры попадали в этот интервал значений. Полоса $(A + J)$ отстоит от A -полосы на величину энергии двухмагнонного возбуждения $\hbar\omega_{2m} \approx 3J \approx 0,3$ эВ, где $J \approx 0,1$ эВ — обменная энергия взаимодействия спинов в плоскости CuO_2 . $(A + J)$ -переходы возникают за счет A -переходов, но с дополнительным рождением двух магнонов с энергией, соответствующей гра-

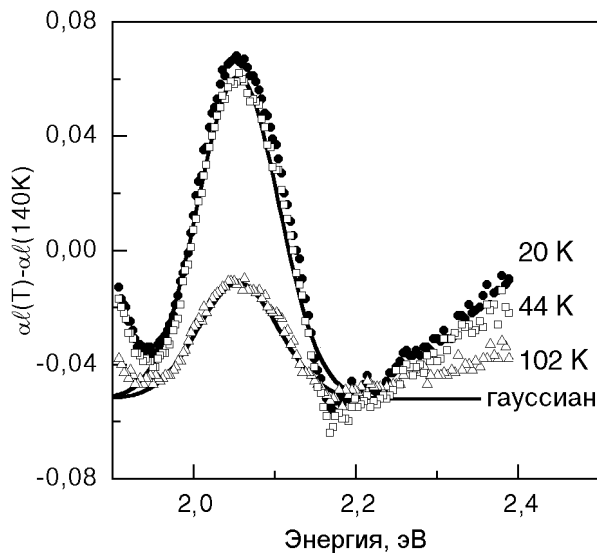


Рис. 1. Температурные изменения для разностных спектров поглощения $\Delta\alpha l = \alpha l(T) - \alpha l(140 \text{ К})$ пленки $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6,3}$ в антиферромагнитной фазе при различных температурах. Сплошными линиями показаны модельные кривые в виде одиночных гауссианов.

нице зоны Бриллюэна. При 300 К параметры $(A + J)$ -контур в $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+x}$ для $x \approx 0,3$ были следующими: $E_0 = 2,055$ эВ; $\sigma_{A+J} = 0,16$ эВ; $\mu_{A+J} = 0,32$ эВ. С понижением температуры диэлектрик YBCO переходит в АФ фазу, причем для $x \approx 0,3-0,35$ температура Нееля $T_N \approx 250-200$ К. В АФ фазе, за счет уменьшения затухания магнонов, дисперсия A - и $(A + J)$ -полос меньше, чем при 300 К, а амплитуда этих полос, т.е. сила осциллятора переходов, возрастает [14].

На рис. 1 для АФ фазы $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6,3}$ представлены разностные спектры оптической плотности $\Delta(\alpha l)_{A+J} = \alpha l(T) - \alpha l(140 \text{ К})$ в полосе частот $(A + J)$ -контур для температур 20, 44 и 102 К. Видно, что $(A + J)$ -полоса в АФ фазе не имеет тонкой структуры и хорошо описывается одиночным гауссовым контуром (1), обозначенным на рис. 1 сплошной кривой. Узкополосная $(A + J)$ -полоса поглощения располагается на фоне температурных изменений для континуальной межзонной полосы поглощения, для которой $\Delta(\alpha l)_{CT} = \alpha l_{CT}(T) - \alpha l_{CT}(140 \text{ К}) \approx -0,05$. Вообще говоря, разностный спектр $\Delta(\alpha l)_{A+J}$ должен определяться разностью двух гауссианов (1) при различных температурах. Однако если дисперсия гауссиана от температуры в АФ фазе изменяется слабо, то разность $\Delta(\alpha l)_{A+J}$ сама является практически чистым гауссианом с $\sigma_{A+J} = \text{const}$ и амплитудным коэффициентом $\Delta\mu_{A+J} = \mu(T) - \mu(140 \text{ К})$. Результаты, приведенные на рис. 1, позволяют говорить, что при $T < T_N \approx 200$ К дисперсия конту-

ра составляет $\sigma_{A+J} = 0,05$ эВ, т.е. в АФ состоянии она уменьшилась в несколько раз, но уже в самой АФ фазе при охлаждении от 140 до 20 К дисперсия изменяется слабо. В то же время, как видно на рис. 1, с уменьшением температуры в АФ фазе заметно возрастает сила осциллятора $(A + J)$ -перехода. Так, при охлаждении от 140 до 102 К добавка к амплитудному коэффициенту составляет $\Delta\mu_{A+J} = \mu(102 \text{ К}) - \mu(140 \text{ К}) = 0,0036$ эВ, а при дальнейшем охлаждении до 44 К величина $\Delta\mu_{A+J} = 0,01$ эВ. Таким образом, в диэлектрической фазе при переходе от ближнего АФ упорядочения при $T > T_N$ к дальнему АФ упорядочению при $T < T_N$ дисперсия $(A + J)$ -полосы уменьшается, амплитуда полосы (вероятность оптического перехода) растет и продолжает увеличиваться вплоть до 44 К. В области $T \leq 44$ К все температурные изменения прекращаются (см. рис. 1). Температурная независимость спектров поглощения является типичным для экситон(электрон)-магнонного поглощения в классических АФ кристаллах при температурах, близких и ниже энергии спин-волновой щели [15]. Для диэлектрика $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+x}$ эта щель $\Delta_N/k_B \approx (40-60)$ К [16], что объясняет отсутствие изменений в спектрах при уменьшении температуры ниже 44 К. Следует заметить, что в АФ фазе гауссов $(A + J)$ -контур во всей области исследуемых температур является бесструктурным.

4. Обратимся теперь к оптическим данным, полученным для сверхпроводящей металлической пленки $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+x}$ ($x \approx 0,85$) в области температур от 170 до 20 К. В этот интервал попадает как температура образования ПЩ состояния $T^* = 120-130$ К, так и температура СП перехода $T_c = 88$ К. Значение $T^* = 120-130$ К получено в ряде других независимых измерений [1]. Сразу отметим, что при комнатных температурах в спектрах абсолютного поглощения этой пленки электрон-двухмагнонная полоса $(A + J)$ отсутствовала из-за распада магнонов и образования в металлической фазе электрон-дырочной пары (как показано в нашей работе [14], при 300 К с увеличением допирования $(A + J)$ -максимум сдвигается и быстро затухает, его следы можно обнаружить только на недодопированных пленках с $x < 0,7$).

На рис. 2 представлены разностные спектры поглощения $\Delta(\alpha l)_{A+J} = \alpha l(T_1) - \alpha l(T_2)$, измеренные в определенных интервалах температур при охлаждении пленки. Данные, обозначенные цифрой 1, относятся к интервалу температур от $T_2 = 170$ К до $T_1 = 150$ К, т.е. для области $T > T^*$. Видно, что при понижении температуры узкополосная $(A + J)$ -компонента не появляется (более

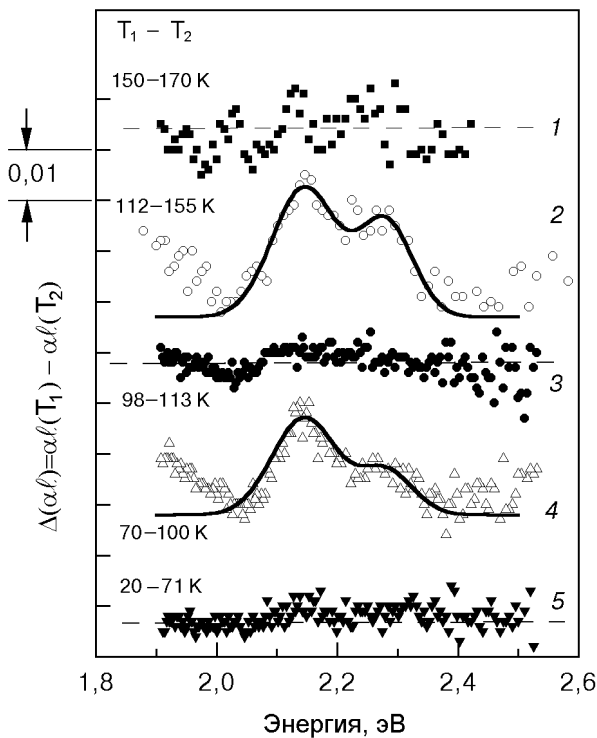


Рис. 2. Температурные изменения спектров поглощения $\Delta\alpha l = \alpha l(T_1) - \alpha l(T_2)$ для сверхпроводящей пленки YBCO. Температуры T_1 и T_2 для каждой области измерений приведены слева от экспериментальных данных. Данные 2 соответствуют области образования псевдощелевого, а данные 4 – сверхпроводящего состояний. Сплошными линиями показаны модельные кривые в виде суммы двух гауссианов.

детальные измерения показывают, что она отсутствует во всем интервале 300–150 К). Данные 2 относятся к интервалу температур 155–112 К, включающему в себя значение T^* . Отчетливо видно, что при прохождении температуры образования ПЩ состояния электрон-двухмагنونный максимум не просто возникает, а появляется в виде дублетной полосы с максимумами при $E_{01} = 2,145$ эВ и $E_{02} = 2,28$ эВ. (В области энергий ниже 2 эВ рост поглощения обусловлен появлением А-контура с максимумом вблизи 1,7 эВ [13].) Сплошной кривой показана сумма двух гауссианов этого (A + J)-дублета с параметрами $\sigma_1^{A+J} = 0,053$ эВ, $\sigma_2^{A+J} = 0,045$ эВ и $\mu_1^{A+J} = 0,0024$ эВ, $\mu_2^{A+J} = 0,0015$ эВ. Подчеркнем, что для ПЩ состояния дисперсия каждого из дублетов практически совпадает с таковой для АФ фазы диэлектрика. При дальнейшем охлаждении в интервале температур от $T_2 = 113$ К до $T_1 = 98$ К ($T_c < T < T^*$) температурные изменения для возникшего дублета прекращаются (данные 3), $\Delta(\alpha l)_{A+J} = 0$. Однако, как видно из данных 4, при прохождении СП перехода ($T_c = 88$ К) в интервале температур 100–70 К происходит дополнительное увеличение амплитуд

каждого максимума, т.е. увеличение вероятности электрон-двухмагنونного возбуждения. Амплитудная добавка $\Delta\mu_1^{A+J} = 0,0018$ эВ и $\Delta\mu_2^{A+J} = 0,0007$ эВ, что составляет $\approx 50\%$ от начальных амплитуд компонент при прохождении ПЩ состояния в интервале 112–155 К. Дисперсия контура (затухание магнонов) при прохождении T_c не изменяется. При дальнейшем охлаждении от 71 до 20 К, уже в СП фазе, температурные изменения поглощения не происходят ($\Delta(\alpha l)_{A+J} = 0$, данные 5), т.е. сама дублетная структура (A + J)-полосы и ее параметры сохраняются неизменными во всей области СП состояния.

5. Кратко резюмируя полученные результаты, следует, прежде всего, отметить, что в металлической фазе YBCO электрон-двухмагنونная полоса имеет дублетную структуру, подобно тому, как это наблюдалось для пика неупругого нейтронного рассеяния. Это первое наблюдение подобного эффекта в оптике ВТСП. Оптические исследования явно свидетельствуют, что дублетная структура возникает при прохождении ПЩ состояния. Данные нейтронного рассеяния позволили выявить дублетную структуру при температурах всего лишь на несколько градусов выше T_c [5]. Наши оптические исследования достаточно однозначно указывают на то, что дублетная структура, отражающая страйповое состояние в $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+x}$, появляется достаточно резко именно вблизи $T^* = 120\text{--}130$ К. Энергетическое расстояние между компонентами дублета $\Delta E = 0,14$ эВ можно сопоставить с данными по нейтронному рассеянию. Так, по нейтронным данным, для YBCO вблизи оптимального допирования разница волновых векторов для несоизмерных спиновых флуктуаций, ответственных за расщепление пика неупругого рассеяния нейтронов, составляет $\Delta k = 0,2 \text{ \AA}^{-1}$. Этой величине расщепления в первом приближении соответствует разница в энергии $\Delta E = \Delta k \hbar v = 0,12$ эВ, где $\hbar v = 0,6 \text{ эВ} \cdot \text{ \AA}$ – скорость спиновых волн в YBCO [17]. Величина ΔE соответствует расщеплению дисперсионной кривой для магнонов из-за возникновения страйповой сверхструктуры. Значения нейтронного Δk и оптического ΔE расщеплений хорошо согласуются между собой. Представленные результаты служат, по видимому, первыми оптическими доказательствами страйповой структуры ПЩ состояния. Можно также утверждать, что образование ПЩ состояния является необходимым условием для возникновения сверхпроводимости в YBCO. В температурной области существования СП фазы дублетная структура «магنونной» полосы поглощения сохраняется, что безусловно свидетельствует в

пользу совместимости ближнего АФ упорядочения и сверхпроводимости, причем сверхпроводимость, вероятно, устанавливается за счет глобальной фазовой когерентности между металлическими страйп-фазами, образующимися в ПШ состоянии.

Обратим также внимание на нетривиальный эффект, проявляющийся при образовании СП состояния. Оказывается, что при образовании СП фазы существенно возрастает вероятность электрон-двухмагнонного возбуждения, однако дисперсия гауссовых контуров, т.е. затухание магнонов, практически не изменяется. Этот результат, несомненно, требует специального теоретического анализа.

В методическом плане наши результаты также показывают, что оптическая спектроскопия поглощения может активно использоваться для выяснения природы сверхпроводимости в купратных ВТСП, особенно при поляризационных измерениях. Высокая информативность этого метода не идет ни в какое сравнение с его ограниченным использованием в области низких частот для классических сверхпроводников со стандартным электрон-фононным механизмом спаривания.

В заключение авторы выражают благодарность научной группе проф. Г. Займанн-Ищенко (Университет г. Эрланген, Германия) за предоставление YBCO пленок для экспериментов.

1. Т. Timusk and B. Statt, *Rep. Prog. Phys.* **62**, 61 (1999).
2. Ю. А. Изюмов, *УФН* **169**, 225 (1999).
3. Г. Г. Сергеева, Ю. П. Степановский, А. В. Чечкин, *ФНТ* **24**, 1029 (1998).
4. С. Г. Овчинников, *УФН* **167**, 1043 (1997).
5. P. Dai, H. A. Mook, and F. Dogan, *Phys. Rev. Lett.* **80**, 1738 (1998).
6. V. J. Emery, S. A. Kivelson, and O. Zachar, *Phys. Rev.* **B56**, 6120 (1997).
7. V. M. Loktev and S. G. Sharapov, *Cond. Mat. Phys.* **11**, 131 (1997).
8. Yu. G. Pashkevich, V. A. Blinkin, V. P. Gnezdilov, V. V. Tsapenko, V. V. Eremenko, P. Lemmens, M. Fischer, M. Grove, G. Güntherodt, L. Degiorgi, P. Wachter, J. M. Tranquada, and D. J. Buttrey, *Phys. Rev. Lett.* **84**, 3919 (2000).

9. J. Zaanen and O. Gunnarsson, *Phys. Rev.* **B40**, 7391 (1989).
10. I. Fugol, G. Saemann-Ischenko, V. Samovarov, Yu. Rybalko, V. Zhuravlev, Y. Ströbel, B. Holzäpfel, and P. Berberich, *Solid State Commun.* **80**, 201 (1991).
11. C. H. Rüschler, M. Götze, B. Schmidt, C. Quitmann, and G. Güntherodt, *Physica* **C204**, 30 (1992).
12. I. Ya. Fugol, V. N. Samovarov, and M. Yu. Libin, *Fiz. Niz. Temp.* **25**, 459 (1999) [*Low Temp. Phys.* **25**, 459 (1999)].
13. В. В. Еременко, В. Н. Самоваров, В. Л. Вакула, М. Ю. Либин, С. А. Уютнов, *ФНТ* **26**, 1091 (2000).
14. В. В. Еременко, В. Н. Самоваров, В. Н. Свищев, В. Л. Вакула, М. Ю. Либин, С. А. Уютнов, *ФНТ* **26**, 739 (2000).
15. А. В. Еременко, И. С. Качур, В. Г. Пирытинская, В. В. Славин, *ФНТ* **18**, 380 (1992).
16. V. L. Aksenov and V. V. Kabanov, *Phys. Rev.* **B49**, 3524 (1994).
17. Ю. А. Изюмов, Н. М. Плакида, Ю. Н. Скрыбин, *УФН* **159**, 621 (1989).

Identification of the stripe state of $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+x}$ by optical absorption data

V. V. Eremenko, V. N. Samovarov, V. L. Vakula, M. Yu. Libin, S. A. Uytunov, and V. Rashkovan

A doublet structure of the electron-two magnon absorption band with maxima at 2.145 and 2.28 eV is observed for the first time in a metal phase of $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+x}$ with $x \approx 0.85$ ($T_c = 88$ K). On cooling of the YBCO film the doublet band appears abruptly in the region of the formation of pseudogap state at $T < 130$ K and is conserved in the superconducting phase at $T < T_c$. There occurs an additional increase in the amplitudes of each of the doublet components under the superconducting transition. The comparison with the data on neutron scattering peak splitting in YBCO (P. Dai et al., *Phys. Rev. Lett.* **80**, 1738 (1998)) suggests that the splitted absorption band is accounted for by the formation of a stripe superstructure which is an alternation of dielectric and metal quasi-one-dimensional stripes.