

Усиление псевдощелевых аномалий в ВТСП $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.93}$ под влиянием наномасштабной структурной неоднородности

Л. Г. Мамсурова⁺¹⁾, К. С. Пигальский⁺, Н. Г. Трусевич⁺, А. А. Вишневец⁺, М. А. Рогова⁺, С. Ю. Гаврилкин^{*},
А. Ю. Цветков^{*}

⁺Институт химической физики им. Семенова РАН, 119991 Москва, Россия

^{*}Физический институт им. Лебедева РАН, 119991 Москва, Россия

Поступила в редакцию 15 июля 2015 г.

После переработки 29 сентября 2015 г.

Экспериментально исследованы намагниченность $M(H)$ в сверхпроводящем состоянии, статическая магнитная восприимчивость $\chi(T)$ в нормальном состоянии, а также теплоемкость $C(T)$ вблизи температур сверхпроводящего перехода T_c для серии мелкокристаллических образцов $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$, имеющих близкие к оптимальным значения $y = 6.93 \pm 0.03$ и $T_c = 91.5 \pm 0.5$ К и отличающихся лишь степенью наномасштабной структурной неоднородности. Из анализа кривых $M(H)$ получены значения сверхпроводящих параметров (лондоновской глубины проникновения магнитного поля и параметра Гинзбурга–Ландау), а также термодинамического критического поля H_c . Обнаружено, что увеличение степени наномасштабной структурной неоднородности приводит к увеличению сверхпроводящих параметров, уменьшению $H_c(T)$ и скачка теплоемкости $\Delta C/T_c$. Показано, что причиной, вызывающей изменение физических характеристик, является подавление плотности состояний вблизи уровня Ферми. Из анализа $\chi(T)$ получена оценка для величин псевдощели. Сделан вывод о том, что наномасштабная структурная неоднородность существенно усиливает, а возможно, и порождает псевдощелевой режим в образцах высокотемпературных сверхпроводников с оптимальным допированием.

DOI: 10.7868/S0370274X15220063

I. Введение. Как известно, купратные высокотемпературные сверхпроводники (ВТСП) характеризуются наличием псевдощелевой особенности – сильным уменьшением плотности электронных состояний вблизи уровня Ферми [1, 2]. Эта особенность вызывает аномальное поведение многих физических характеристик ВТСП. Более того, в ряде работ (см., например, [3, 4]) высказывается мысль о том, что наличие псевдощели уменьшает величину T_c по сравнению с той, которая могла бы быть в ее отсутствие. Большинство исследователей связывает природу псевдощели с взаимодействием электронов проводимости со спиновыми антиферромагнитными флуктуациями. Однако общепринятого представления относительно причины образования псевдощели пока нет и вопрос о ее природе продолжает обсуждаться в литературе.

В настоящей работе изучается роль наномасштабной структурной неоднородности в образовании псевдощелевого режима. С этой целью реализована повышенная степень структурной неоднородности для серии мелкокристаллических образцов ВТСП

$\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$ при сохранении практически постоянных значений кислородного индекса $y = 6.93 \pm 0.03$ и величины $T_c = 91.5 \pm 0.5$ К. Для таких образцов проведено исследование магнитных и термодинамических свойств, которые определяются непосредственно плотностью состояний вблизи уровня Ферми и дают информацию об изменении данной величины.

Ранее в [5] было установлено, что в образцах $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$ с микронными и субмикронными средними размерами кристаллитов $\langle D \rangle$ реализуется особый вид структурной неоднородности, не наблюдающийся в крупнокристаллических образцах того же соединения. Причина этого – синтез в неравновесных условиях, с необходимостью использующийся для получения данного соединения в мелкокристаллическом состоянии. Выявлены такие характерные дефекты кристаллической структуры, как взаимозамещение катионов Y^{3+} и Ba^{2+} в части элементарных ячеек и соответствующее перераспределение атомов кислорода, которые (до определенного предела) не препятствуют реализации оптимальных значений y и T_c . В [5] также установлено, что количество дефектных элементарных ячеек (в дальнейшем – степень дефектности) зависит от температуры и време-

¹⁾e-mail: mamsurova@chph.ras.ru

Таблица 1.

# образца	$T_{анн}$, °С	$\langle D \rangle$, мкм	y	$\langle T_c \rangle$, К	ΔT_c , К	$\lambda_{ab}(0)$, мкм	κ_c	$\xi_{ab}(0)$, Å	$\Delta C/T_c$, мДж/г·К ²	$(\partial H_c/\partial T)^2$, (Э/К) ²	E_g , К	$\mu_B^2 N_0$, 10 ⁶ ГГСМ·см ⁻³
1	930	2	6.95	91.65	0.7	0.135	65	21	0.053	39100	12.4	2.74
2	900	1	6.92	91.36	2.3	0.144	67	21.5	0.045	30600	70.7	2.66
3	840	0.4	6.92	91.05	3	0.164	70	23.5	0.02	15400	132.4	2.63

ни отжигов. Эти же параметры определяют и средние размеры кристаллитов $\langle D \rangle$. В результате между ними устанавливается определенная взаимосвязь, которой несложно управлять. Степень дефектности можно контролировать по изменению решеточных параметров или параметра $\langle D \rangle$.

Важно, что увеличение степени дефектности до 5–6% приводит, как показано в [5], к уменьшению размеров областей структурной однородности до значений порядка нескольких элементарных ячеек, т.е. ~ 10 Å. Система становится наноструктурированной на масштабе, характерном для всех видов неоднородностей (зарядовой, спиновой и структурной), которые свойственны и недодопированным образцам с сильными псевдощелевыми аномалиями. Эти виды неоднородностей обычно одновременно появляются и также одновременно исчезают при изменении уровня дырочного допирования. При использовании серии мелкокристаллических образцов $YBa_2Cu_3O_y$ впервые представляется уникальная возможность раздельного изучения характерных особенностей ВТСП и проверки гипотезы о том, что именно структурная наномасштабная неоднородность является причиной, порождающей необычный псевдощелевой режим в ВТСП. Имевшие место ранее попытки проверить данную гипотезу при помощи искусственного создания неоднородностей (либо электронным облучением [6], либо катионными замещениями, см., например, [7, 8]) уже выявили сильное влияние структурного разупорядочения на электронную структуру ВТСП. Однако полученные при этом для разных образцов результаты существенно различаются и даже противоречат друг другу (см., например, [6] и [8]). Таким образом, требуется дополнительное исследование данной проблемы.

II. Детали эксперимента. Мелкокристаллические однофазные образцы $YBa_2Cu_3O_y$ ($y = 6.93 \pm \pm 0.03$) были приготовлены по оригинальной методике, подробно описанной в [9], из механоактивированной смеси исходных компонентов Y_2O_3 , BaO_2 и CuO . Различные степени дефектности кристаллической структуры (от 0 до 6%) и, соответственно, различные средние размеры кристаллитов $\langle D \rangle$ были реализованы при использовании разных темпера-

тур отжигов $T_{анн}$ (см. табл. 1). Информация о $\langle D \rangle$ и дисперсии по размерам ($\sigma = 0.25\langle D \rangle$) была получена по данным сканирующей электронной микроскопии. Значения кислородного индекса y определялись методом йодометрического титрования, а величины $\langle T_c \rangle$ и ΔT_c (диапазон неоднородности по T_c) – из измерений $\chi_{ac}(T)$ в слабых переменных полях (см. табл. 1).

Информация о лондоновской глубине проникновения магнитного поля $\lambda(T)$, параметре Гинзбурга–Ландау κ и термодинамическом критическом поле $H_c(T)$ была получена из анализа зависимостей намагниченности $M(H, T)$. Измерения $M(H, T)$ в области температур 2–88 К и магнитных полей до 9 Т, а также теплоемкости $C(T)$ вблизи T_c проводились на установке PPMS фирмы Quantum Design в Центре коллективного пользования (ФИАН). Статическая магнитная восприимчивость $\chi(T)$ в области температур $T_c \leq T \leq 400$ К определялась из наклона линейных полевых зависимостей намагниченности в диапазоне 0–6 кЭ, измеренной методом “весов Фарадея” на установке Oxford Instruments (ИХФ РАН).

III. Результаты и обсуждение. На рис. 1 в качестве примера приведены результаты измерения намагниченности $M(H)$ при температурах 20 и 80 К для образцов #1 и #3. Экспериментальные гистерезисы $M(H)$ демонстрируют ряд особенностей. Эти особенности, с одной стороны, затрудняют определение термодинамической кривой $M(H)$ (пик-эффект в малых полях как следствие пиннинга и поверхностного барьера, а также влияние паразитного парамагнитного вклада, особенно в области высоких температур). С другой стороны, вследствие мелкокристаллическости исследуемых образцов размахи гистерезисов $M(H)$ оказались существенно меньшими по сравнению с реализующимися обычно для монокристаллов и крупнокристаллических образцов, что способствует более точному определению средней линии. Как видно из рис. 1, в большом диапазоне полей размахи гистерезисов почти не изменяются с увеличением поля. Отсюда следует, что критический ток практически не зависит от поля (т.е. применима модель Бина) и среднюю линию гистерезисов можно использовать в качестве термодинамической кривой $M(H)$.

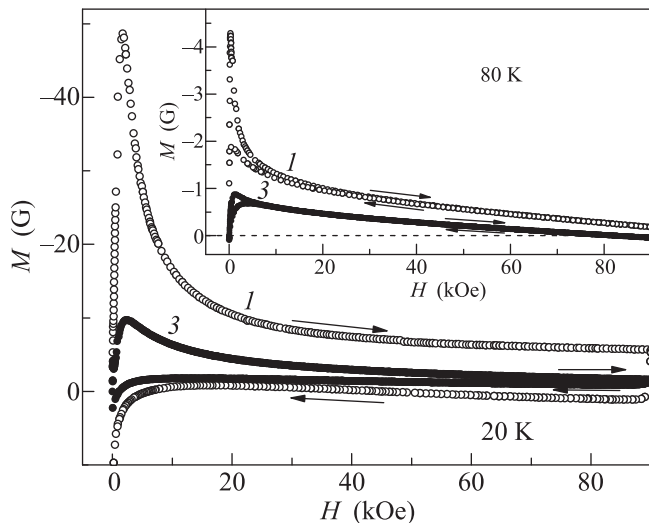


Рис. 1. Гистерезисы $M(H)$ при двух разных температурах для образцов # 1 (открытые кружки) и # 3 (закрытые кружки). Стрелки показывают направление разворота поля

Это позволило из анализа зависимостей $M(H)$ с удовлетворительной точностью получить информацию о величинах $\lambda(T)$ и κ , функциями которых $M(H)$ являются.

Заметим, что из рис. 1 уже на качественном уровне видно, что для исследуемых образцов средние линии гистерезисов (при данной T) различаются. Это означает, что образцы с разной степенью наномасштабной структурной неоднородности должны иметь различные значения характеристических параметров вещества λ и ξ (где ξ – длина когерентности). Представляло интерес получить эту информацию и на количественном уровне.

Проблема точности теоретического описания полевых зависимостей равновесной намагниченности $M(H)$ для сверхпроводников II рода обсуждалась в целом ряде работ (см., например, [10–12]). Впервые вопрос о “количественной некорректности” лондоновского приближения был поднят авторами работы [10]. Ими же обстоятельно решалась проблема учета эффекта подавления параметра порядка в сердцевинах вихрей. Позже в [11] был проведен анализ неточностей и аппроксимаций, имевших место в работе [10]. В [11] была применена разновидность вариационного метода, позволяющая самосогласованным образом найти зависимость $M(H)$, учитывая и подавление параметра порядка до нуля в центрах вихрей, и его зависимость от магнитного поля. Полученная в [11] формула для $M(H)$ в области полей $H_{c1} \leq H \leq H_{c2}$ и использовалась нами для анализа экспериментальных зависимостей $M(H, T)$. Для мел-

кокристаллических образцов # 2 и 3 потребовался дополнительный учет размерного фактора, поскольку размеры их кристаллитов оказались соизмеримы с λ . В этом случае формирование вихревой структуры имеет свою специфику [13–15]. Значительно увеличиваются поля образования вихрей, что приводит к смещению положения максимума $M(H)$. В области малых полей, $H < H_{c1}$, средняя индукция, обусловленная мейснеровскими токами, имеет вполне конечную величину, что приводит к существенному уменьшению наклона начального участка $M(H)$ по сравнению с величиной $-1/4\pi$. В [13] приведена формула для обратимой $M(H)$ для случая $\langle D \rangle \sim \lambda$, которая может быть вычислена точно, если известны число вихрей и их равновесные координаты. Такая задача решалась путем минимизации свободной энергии Гиббса по числу и координатам вихрей. Полное выражение для энергии Гиббса с учетом взаимодействия вихрей с поверхностью (с мейснеровским током и полем изображения, вводимым для удовлетворения граничных условий) приведено в [14]. Там же приведена схема расчетов $M(H)$ для поликристаллического образца с учетом распределения кристаллитов по размерам.

Необходимо отметить, что определенные из измерений $M(H)$ для поликристаллических ВТСП значения λ и κ , по существу, являются эффективными, т.к. кристаллиты обладают существенной кристаллографической анизотропией. Однако для случая $\gamma \geq 5$ величина λ_{eff} определяется главным образом значением λ_{ab} , а отношения $\lambda_{\text{eff}}/\lambda_{ab}$ и $\kappa_{\text{eff}}/\kappa_c$ с точностью до 5% близки к своим предельным значениям при $\gamma \rightarrow \infty$: 1.41 и 1.82 соответственно [16–18]. Исходя из этого можно получить значения λ_{ab} и κ_c из подгоночных параметров λ_{eff} и κ_{eff} .

Процедура подгонки при данной температуре T предполагала наличие трех подгоночных параметров: κ , λ и χ^{para} , где χ^{para} – парамагнитная восприимчивость паразитного вклада ($M^{\text{para}} = \chi^{\text{para}} H$). (Значение параметра анизотропии $\gamma = 7$ считалось неизменным.) Кроме того, были предприняты дополнительные меры для усиления однозначности расчетов. Так, для образца # 1 с максимальным $\langle D \rangle$ параметр κ не варьировали, а использовали его среднее значение, взятое из литературы ($\kappa = 65$). Для образцов # 2 и 3 параметр κ варьировался, но использовалась предварительная оценка величин λ по начальному наклону $M(H)$.

На рис. 2 в качестве примера приведены результаты подгонки расчетных кривых $M(H)$ к средним линиям магнитных гистерезисов для образца # 3. Видно, что влияние пиннинга для образца # 3 преодоле-

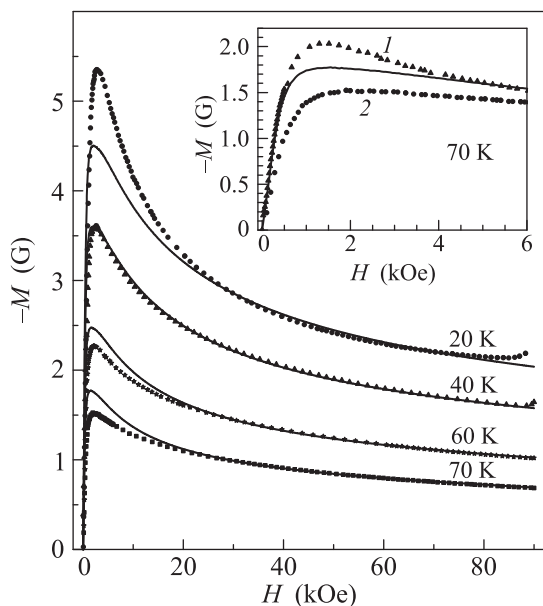


Рис. 2. Зависимости намагниченности M от магнитного поля H для образца #3 при разных температурах. Точки – средние линии экспериментальных гистерезисов (с поправкой на паразитный сигнал). Сплошные кривые – расчет. На вставке – начальный участок гистерезиса $M(H)$ при $T = 70$ К. Точки – первый ввод поля (1) и средняя линия (2). Сплошная кривая – расчет

вадается уже при 40 К и среднюю линию гистерезиса удается хорошо описать практически во всем диапазоне полей, включая область максимума. При более высоких температурах ($T > 40$ К) было зафиксировано явление, о котором ранее сообщалось в [19, 20]. Для мелкокристаллических образцов, для которых вклад от пиннинга в намагниченность мал, гистерезис $M(H)$ в основном связан с поверхностным барьером для выхода вихрей, в то время как при вводе поля зависимость $M(H)$ близка к равновесной. Из вставки к рис. 2 видно, что подобные условия реализовывались для структурно-неоднородного образца #3 при $T \geq 60$ К.

Проведенные расчеты показали, что определенные с точностью $\sim 10\%$ значения параметров $\lambda(T)$, $\xi(T)$ и κ для разных образцов различны: все они увеличиваются при увеличении степени наномасштабной структурной неоднородности, т.е. при уменьшении $\langle D \rangle$ (см. табл. 1).

На рис. 3 представлены температурные зависимости $\lambda_{ab}^{-2}(T)$ – величин, пропорциональных плотности сверхпроводящих носителей n_s . Видно, что для разных образцов эти зависимости различны, но при $T < T_c/2$ все они являются линейными, что согласуется с d -симметрией параметра порядка. Вместе с тем

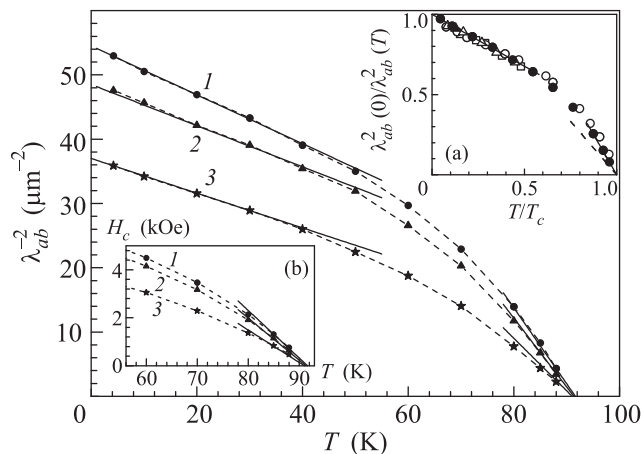


Рис. 3. Зависимости λ_{ab}^{-2} от температуры для исследуемых образцов. Цифры – номер образца. Точки – результат подгонки расчетных зависимостей $M(H)$ к средним линиям магнитных гистерезисов для разных температур. Штриховая линия проведена для удобства восприятия. Сплошные линии – линейные аппроксимации. Вставка (а) – Сравнение зависимостей $\lambda_{ab}^2(0)/\lambda_{ab}^2(T)$ для образца #1 (закрытые кружки) с литературными данными (открытые квадраты – [21], открытые кружки – [22], открытые треугольники – [23]) для крупнокристаллических образцов. Наклон линейной зависимости при $T < T_c/2$ соответствует полученному в [23], отрезок прямой вблизи T_c – чистому s -сверхпроводнику [24], штриховая прямая вблизи T_c – чистому d -сверхпроводнику [25]. Вставка (б) – Температурная зависимость термодинамического критического поля H_c вблизи T_c

вблизи T_c наклоны $\partial\lambda_{ab}^{-2}(T)/\partial T$ практически точно соответствуют выражению Горькова [24] для чистого s -сверхпроводника (см. сплошные линии вблизи T_c). Наблюдаемые различия этих наклонов обусловлены лишь различными значениями $\lambda_{ab}^{-2}(0)$ для исследуемых образцов. Из вставки а к рис. 3 следует, что данная особенность свойственна и крупнокристаллическим образцам, а значения $\lambda_{ab}^2(0)/\lambda_{ab}^2(T)$ для образца #1 хорошо соответствуют литературным данным.

Как известно, величина $\lambda_{ab}^{-2}(0)$ определяется плотностью состояний $N(0)$ вблизи поверхности Ферми. Из рис. 3 видно, что увеличение степени структурной неоднородности приводит к уменьшению $\lambda_{ab}^{-2}(0)$. Следовательно, плотность состояний также уменьшается при уменьшении $\langle D \rangle$.

Дополнительное подтверждение этому эффекту получено из результатов измерения теплоемкости $C(T)$. На рис. 4 приведены температурные зависимости C/T вблизи T_c . Видно, что скачки, которые испытывает теплоемкость при переходе в сверхпроводящее состояние, для исследуемых образцов оказы-

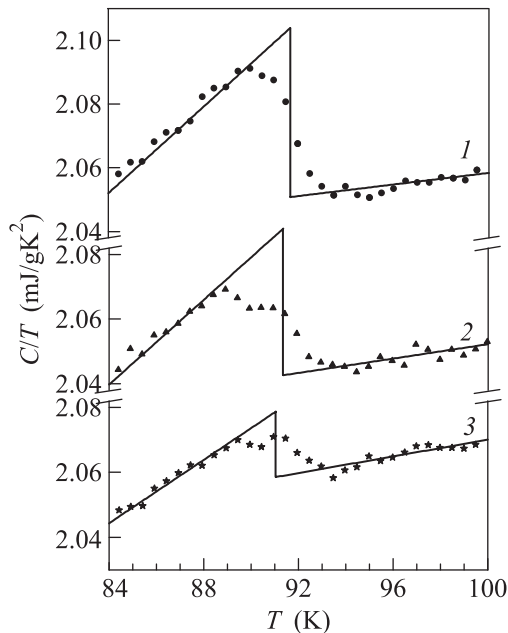


Рис. 4. Температурные зависимости теплоемкости C/T . Точки – эксперимент. Сплошные линии – скачки теплоемкости $\Delta C/T_c$. Цифры – номера образцов

ваются разными по величине: величина $\Delta C/T_c$ существенно подавляется при увеличении степени структурной неоднородности. Такого типа эффекта следует ожидать при увеличении ширины псевдощели [26].

Следует отметить, что согласно формуле Рутгерса величины скачков теплоемкости при $T = T_c$ напрямую связаны с наклонами $\partial H_c/\partial T$:

$$\frac{\Delta C}{T_c} = \frac{1}{4\pi} \left(\frac{\partial H_c}{\partial T} \right)_{T_c}^2. \quad (1)$$

Это выражение также использовалось нами для уточнения подгоночных параметров λ и κ . Из результатов, приведенных на рис. 4, и вставки b к рис. 3 следует, что величина скачка для образца # 1, хорошо соответствует литературным данным (см., например, [27]), а для образца # 3 она оказывается в 2.54 раза меньше. Во столько же раз меньше оказывается для этих образцов и величина $(\partial H_c/\partial T)^2$ вблизи T_c в полном согласии с (1) (см. табл. 1).

На рис. 5 приведены зависимости $\chi(T)$, анализ которых позволяет получить количественную информацию о ширине псевдощели E_g . Видно, что для образцов, отличающихся лишь степенью структурного разупорядочения, кривые $\chi(T)$ также отличаются друг от друга, несмотря на практически одинаковые значения y и T_c . Величина χ уменьшается при уменьшении T , причем тем сильнее, чем меньше $\langle D \rangle$.

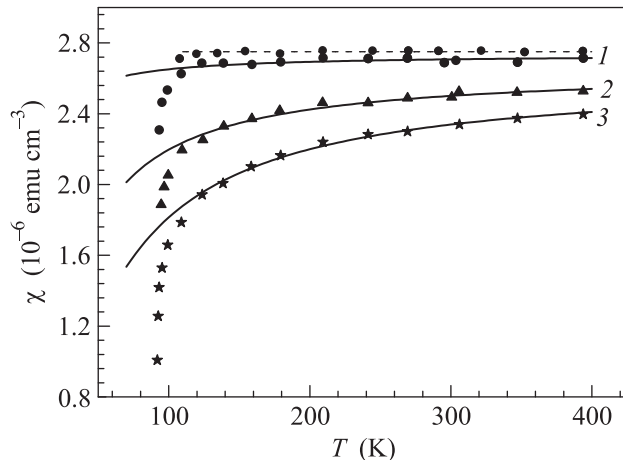


Рис. 5. Температурные зависимости магнитной восприимчивости $\chi(T)$. Точки – эксперимент (после вычета паразитного вклада вида $C/T + \beta/T^2$). Сплошные кривые – расчет по формулам (2), (3). Цифры соответствуют номерам образцов. Штриховая линия – $\chi(T)$ для образца $YBa_2Cu_3O_7$ по данным [32]

Поведение $\chi(T)$ для исследуемых образцов оказалось почти идентичным поведению кривых $\chi(T)$, представленных в [28] для серии недодопированных образцов $YBa_2Cu_3O_y$ с повышенными значениями E_g .

В [28] интерпретацию экспериментальных данных проводят исключительно в терминах плотности состояний, несмотря на присутствие в этих соединениях сильных электронных корреляций. Анализ опирается на обнаруженное ранее в [29] хорошо выраженное соответствие между поведением χT и S , где S – электронная энтропия в нулевом магнитном поле. Оказалось, что отношение $S/(\chi T)$ близко по величине к отношению Вильсона для свободных носителей: $a_0 = \pi^2 k_B^2 / 3\mu_B^2$ [30]. Дополнительную поддержку такому подходу дают температурные зависимости сдвига Найта в ЯМР-экспериментах для недодопированных образцов $YBa_2Cu_3O_y$ [31], а также паулиевский (температурно-независимый) вид $\chi(T)$ для $YBa_2Cu_3O_7$ [32] (штриховая линия на рис. 5). В своем анализе полученных данных мы также следуем подходу, предложенному в [28].

Авторы [28] исходят из того, что χ_{spin} представляет собой тепловое среднее от плотности состояний в энергетическом окне $\pm k_B T$:

$$\chi_{\text{spin}}(T) = \mu_B^2 \langle N(\varepsilon) \rangle_T. \quad (2)$$

Для V-образной щели в плотности состояний (а именно $N(\varepsilon) = N_0$ при $|\varepsilon - \varepsilon_F| > k_B E_g$ и $N(\varepsilon) =$

$= N_0 |\varepsilon - \varepsilon_F| / k_B E_g$ при $|\varepsilon - \varepsilon_F| < k_B E_g$) χ_{spin} дается выражением (2), где

$$\langle N(\varepsilon) \rangle_T = N_0 \left\{ 1 - \left(\frac{E_g}{2T} \right)^{-1} \ln \left[\cosh \left(\frac{E_g}{2T} \right) \right] \right\}. \quad (3)$$

Таким образом, температурную зависимость $\chi(T)$ можно описать, задавая два подгоночных параметра: N_0 и E_g , где N_0 – значение плотности состояний в отсутствие псевдощели.

На рис. 5 сплошными кривыми показаны результаты подгонки уравнений (2), (3) к экспериментальным зависимостям $\chi(T)$. Величины подгоночных параметров N_0 и E_g приведены в табл. 1. Видно, что уменьшение $\langle D \rangle$, т.е. увеличение степени наномасштабной структурной неоднородности, приводит к существенному увеличению псевдощели. Понижение χ при понижении T представляет собой аномальное псевдощелевое поведение, отражающее подавление плотности состояний при понижении температуры.

IV. Выводы. Таким образом, полученные результаты свидетельствуют о том, что увеличение степени наномасштабной структурной неоднородности приводит к таким изменениям магнитных и термодинамических свойств ВТСП $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.93}$, которые можно отнести к разряду псевдощелевых аномалий, поскольку все они обусловлены подавлением плотности состояний вблизи уровня Ферми. Отсюда следует, что именно наномасштабная структурная неоднородность порождает псевдощель в исследуемых образцах с оптимальным допированием. Данный вывод согласуется с представленным в [6], где структурные неоднородности в $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+x}$ искусственно создавались электронным облучением, что сопровождалось возникновением псевдощели, обнаруживаемой в ARPES-экспериментах. Мы полагаем, что полученные в настоящей работе результаты позволят существенно дополнить имеющуюся информацию относительно природы псевдощели в купратных ВТСП.

Авторы благодарят В.М. Пудалова, К.В. Мицена, О.М. Иваненко и Л.И. Трахтенберга за проявленный интерес и содействие в работе.

1. J. L. Tallon and J. W. Loram, *Physica C* **349**, 53 (2001).
2. М. В. Садовский, *УФН* **171**, 539 (2001).
3. V. Mishra, U. Chatterjee, J. C. Campuzano, and M. R. Norman, *Nat. Phys.* **10**, 357 (2014).
4. A. Sacuto, Y. Gallais, M. Cazayous, M.-A. Méasson, G. D. Gu, and D. Colson, *Rep. Prog. Phys.* **76**, 022502 (2013).

5. А. М. Балагуров, Л. Г. Мамсурова, И. А. Бобриков, Т. Т. Лоан, В. Ю. Помякушин, К. С. Пигальский, Н. Г. Трусевич, А. А. Вишнев, *ЖЭТФ* **141**, 1144 (2012).
6. I. Vobornik, H. Berger, M. Grioni, G. Margaritondo, L. Forro, and F. Rullier-Albenque, *Phys. Rev. B* **61**, 11248 (2000).
7. M. Hashimoto, T. Yoshida, A. Fujimori, D. H. Lu, Z.-X. Shen, M. Kubota, K. Ono, M. Ishikado, K. Fujita, and S. Uchida, *Phys. Rev. B* **79**, 144517 (2009).
8. S. H. Naqib, J. R. Cooper, R. S. Islam, and J. L. Tallon, *Phys. Rev. B* **71**, 184510 (2005).
9. А. А. Вишнев, Л. Г. Мамсурова, К. С. Пигальский, Н. Г. Трусевич, *Хим. физ.* **21**, 86 (2002).
10. Z. Hao, J. R. Clem, M. W. McElfresh, L. Civale, A. P. Malozemoff, and F. Holtzberg, *Phys. Rev. B* **43**, 2844 (1991).
11. В. В. Погосов, А. Л. Рахманов, К. И. Кугель, *ЖЭТФ* **118**, 676 (2000).
12. Л. Г. Мамсурова, К. С. Пигальский, В. В. Погосов, Н. Г. Трусевич, *ФНТ* **27**, 153 (2001).
13. А. С. Красильников, Л. Г. Мамсурова, К. К. Пухов, Н. Г. Трусевич, Л. Г. Щербакова, *ЖЭТФ* **109**, 1006 (1996).
14. А. С. Красильников, Л. Г. Мамсурова, Н. Г. Трусевич, Л. Г. Щербакова, К. К. Пухов, *ФНТ* **21**, 38 (1995).
15. A. S. Krasilnikov, L. G. Mamsurova, K. K. Pukhov, N. G. Trusevich, and L. G. Scherbakova, *Physica C* **235–240**, 2859 (1994).
16. A. Shilling, F. Hulliger, and H. R. Ott, *Physica C* **168**, 272 (1990).
17. V. G. Kogan, M. M. Fang, and S. Mitra, *Phys. Rev. B* **38**, 11958 (1988).
18. Л. Г. Мамсурова, К. С. Пигальский, Н. Г. Трусевич, *23-е Собрание по физике низких температур. Тезисы докладов*, Екатеринбург (2003), с. 112.
19. K. I. Kugel, L. G. Mamsurova, K. S. Pigalskiy, and A. L. Rakhmanov, *Physica C* **300**, 270 (1998).
20. К. С. Пигальский, Л. Г. Мамсурова, *ФТТ* **39**, 1943 (1997).
21. J. E. Sonier, R. F. Kiefl, J. H. Brewer, D. A. Bonn, J. F. Carolan, K. H. Chow, P. Dosanjh, W. N. Hardy, R. Liang, W. A. MacFarlane, P. Mendels, G. D. Morris, T. M. Riseman, and J. W. Schneider, *Phys. Rev. Lett.* **72**, 744 (1994).
22. W. N. Hardy, D. A. Bonn, D. C. Morgan, R. Liang, and K. Zhang, *Phys. Rev. Lett.* **70**, 3999 (1993).
23. M. R. Trunin, Yu. A. Nefyodov, and A. F. Shevchun, *Phys. Rev. Lett.* **82**, 067006 (2004).
24. Л. П. Горьков, *ЖЭТФ* **36**, 1918 (1959).
25. V. G. Kogan, R. Prozorov, and V. Mishra, *Phys. Rev. Lett.* **88**, 224508 (2013).
26. Э. З. Кучинский, М. В. Садовский, Н. А. Стригина, *ЖЭТФ* **125**, 854 (2004).

27. D. Varshney, R. K. Singh, and A. K. Khaskalam, *Phys. Stat. Sol.*, **206**, 749 (1998).
28. S. H. Naqib, J. R. Cooper, and J. W. Loram, *Phys. Rev. B* **79**, 104519 (2009).
29. J. L. Tallon, J. W. Loram, J. R. Cooper, C. Panagopoulos, and C. Bernhard, *Phys. Rev. B* **68**, 180501 (2003).
30. J. W. Loram, J. Luo, J. R. Cooper, W. Y. Liang, and J. L. Tallon, *J. Phys. Chem. Sol.* **62**, 59 (2001).
31. M. Takigawa, A. P. Reyes, P. C. Hammel, J. D. Thompson, R. H. Heffner, Z. Fisk, and K. C. Ott, *Phys. Rev. B* **43**, 247 (1991).
32. Н. Г. Трусевич, Л. Г. Мамсурова, А. А. Вишнев, Н. Б. Бутко, *Изв. РАН. Сер. физ.* **76**, 358 (2012).