Low Temperature Physics/Фізика низьких температур, 2019, т. 45, № 11, с. 1403–1414

Особенности поведения избыточной проводимости в магнитном сверхпроводнике $Dy_{0,6}Y_{0,4}Rh_{3,85}Ru_{0,15}B_4$

А.Л. Соловьев, А.В. Терехов, Е.В. Петренко, Л.В. Омельченко

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

Zhang Cuiping

Superconducting Material Research Center (SMRC), Northwest Institute for Non-Ferrous Metal Research (*NIN*)
Xi'an, China

Статья поступила в редакцию 24 июня 2019 г., опубликована онлайн 27 сентября 2019 г.

Впервые исследованы температурные зависимости избыточной проводимости $\sigma'(T)$ и возможной псевдощели (ПЩ) $\Delta^*(T)$ в поликристалле $Dy_{0,6}Y_{0,4}Rh_{3,85}Ru_{0,15}B_4$. Показано, что $\sigma'(T)$ вблизи T_c хорошо описывается флуктуационной теорией Асламазова–Ларкина (АЛ), демонстрируя 3D–2D кроссовер при повышении температуры. По температуре кроссовера T_0 определена длина когерентности $\xi_c(0)$ вдоль оси *c*. Выше $T_{2D} > T_0$ обнаружена необычная зависимость $\sigma'(T)$, которая не описывается флуктуационными теориями в интервале $T_0 - T_{FM}$, где происходит ферромагнитный переход. Интервал, в котором существуют сверхпроводящие флуктуации, оказывается довольно узким и составляет $\Delta T_{fl} \approx 2{,}8$ К. Полученная температурная зависимость параметра ПЩ $\Delta^*(T)$ имеет вид, типичный для магнитных сверхпроводников с особенностями при $T_{max} \approx 154$ К и температуре возможного структурного перехода $T_s \sim 95$ К. Ниже T_s зависимость $\Delta^*(T)$ имеет форму, типичную для ПЩ в купратах, что позволяет говорить о возможности реализации ПЩ состояния в $Dy_{0,6}Y_{0,4}Rh_{3,85}Ru_{0,15}B_4$ в этом интервале температур. Сравнение $\Delta^*(T)$ с теорией Питерса–Бауэра позволило определить плотность локальных пар вблизи T_c, $\langle n_\uparrow n_\downarrow\rangle(T_G) \approx 0{,}35$, что в 1,17 раза больше, чем в оптимально допированных монокристаллах $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$.

Ключевые слова: сверхпроводимость, магнетизм, избыточная проводимость, псевдощелевое состояние, намагниченность, локальные пары.

Введение

В последнее время при исследовании физических свойств новых материалов все чаще сталкиваются с так называемой нетрадиционной сверхпроводимостью [1,2]. Механизмы сверхпроводящего (СП) спаривания носителей заряда в таких материалах могут быть отличными от фононного, например экситонный или магнонный [3]. Кроме того, симметрия спаривания в нетрадиционных сверхпроводниках может отличаться от описываемой в теории БКШ, и нередко имеет место обращение в нуль параметра сверхпроводящего порядка в некоторых точках импульсного пространства (например, в случае *p*- или *d*-волновой симметрии) [3]. В теории БКШ суммарный спин пары электронов равен нулю ($S = 0$), тогда как, например, в триплетных сверхпроводниках $S = 1$, что также выходит за рамки этой теории. К нетрадиционным относятся и сверхпроводники, в которых магнетизм сосуществует со сверхпроводимостью (магнитные сверхпроводники), что также противоречит теории БКШ [3–6].

Одними из ярких представителей магнитных сверхпроводников являются тройные редкоземельные бориды родия $RERh_4B_4$ (RE — редкоземельный элемент) [6]. В этих материалах, в зависимости от типа редкой земли, могут наблюдаться различные типы магнитного упорядочения (ферромагнитное (ФМ), антиферромагнитное (АФМ), а также спиральные пространственно-модулированные магнитные структуры). В случае ФМ сверхпроводников (например, $ErRh_4B_4$) при более высоких температурах возникает переход в сверхпроводящее состояние, а затем, при более низких, появляется ФМ упорядочение, которое подавляет сверхпроводимость.

Это наблюдается при изучении некоторых объемных свойств (намагниченность, электросопротивление), например, в виде появления возвратной сверхпроводимости (переходе материала при низких температурах из сверхпроводящего в нормальное состояние под действием внутреннего магнетизма [4,6]). В случае АФМ материалов, например $NdRh_4B_4$, $SmRh_4B_4$, $TmRh_4B_4$, АФМ переход наблюдался также ниже температуры СП перехода, однако в отличие от случая ФМ соединений сверхпроводимость подавлялась только частично и таким образом эти два вида упорядочения сосуществовали вплоть до самых низких температур [4,6].

Самый интересный случай сосуществования сверхпроводимости и магнетизма наблюдался в системах, в которых происходило частичное замещение магнитной редкой земли на немагнитный элемент [7]. Среди таких соединений можно выделить редкоземельные бориды родия $Dy_{1-x}Y_xRh_4B_4$ (x = 0, 0,2, 0,4) с тетрагональной объемно центрированной кристаллической структурой типа $LuRu_4B_4$ [6]. В этих материалах магнитное упорядочение появляется выше температуры СП перехода и сосуществует со сверхпроводимостью вплоть до самых низких температур [8,9].

В [8] было показано, что магнитный переход в $Dy_{1-x}Y_xRh_4B_4$ с x = 0, 0,2, 0,4 является ферримагнитным, а температура магнитного перехода T_C сильно зависит от концентрации немагнитного Y и снижается с ростом его концентрации от 37 К в $DyRh_4B_4$ до 7 К в $Dy_{0,2}Y_{0,8}Rh_4B_4$. Соответственно температура сверхпроводящего перехода T_c растет с ростом концентрации Y от 4,7 К для $DyRh_4B_4$ до 10,5 К в YRh_4B_4 [8]. Измерения теплоемкости соединений $Dy_{0,8}Y_{0,2}Rh_4B_4$, $Dy_{0,6}Y_{0,4}Rh_4B_4$ и $Dy_{0,6}Y_{0,4}Rh_{3,85}Ru_{0,15}B_4$ показали, что ниже температуры сверхпроводящего перехода может происходить еще одно магнитное превращение [10].

Не исключено, что низкотемпературные магнитные переходы возможны и при других концентрациях Y. Недавно в магнитных сверхпроводниках $Dy_{1-x}Y_xRh_4B_4$ (x = 0, 0,2, 0,4) были обнаружены особенности поведения некоторых физических величин, нетипичные для систем с традиционной сверхпроводимостью. Среди них парамагнитный эффект Мейсснера [11,12] и немонотонное поведение зависимостей $H_{c2}(T)$ и $\Delta(T)$ [9,13–15].

Исследования твердых растворов $Dy(Rh_{1-x}Ru_x)_4B_4$ [16] показали, что замена родия на рутений может приводить к изменению типа магнитных взаимодействий: для x < 0,5 имеет место АФМ упорядочение, а для x > 0,5 — ферромагнитное. Это может быть связано с тем, что при замене родия на рутений меняется РККИ-обменное взаимодействие, которое происходит между атомами Dy через электроны проводимости атомов Rh или Ru [16]. Недавно мы исследовали магнитные свойства $Dy_{0,6}Y_{0,4}Rh_{3,85}Ru_{0,15}B_4$ (будет опубликовано в ближайшее время) и показали, что ниже 19 К происходит переход в ФМ состояние ($\mu_{sat} \approx 6{,}2\mu_B$ на ион Dy^{3+} при 2 К), а ниже 6,7 К появляется сверхпроводимость и оба эти состояния сосуществуют.

Таким образом, исследование физических свойств семейства боридов $Dy_{1-y}Y_y(Rh,Ru)_4B_4$ с различным содержанием диспрозия (ответственного за магнитные взаимодействия) и родия с рутением (ответственных как за магнитные взаимодействия, так и за сверхпроводимость) представляет заметный интерес для изучения различных аспектов сосуществования сверхпроводимости и магнетизма, а также выявления признаков проявления нетрадиционной сверхпроводимости. В настоящей работе впервые проводятся детальные исследования поведения избыточной проводимости $Dy_{0,6}Y_{0,4}Rh_{3,85}Ru_{0,15}B_4$ вблизи T_c в рамках существующих флуктуационных теорий, а также изучается вопрос о возможности существования псевдощелевого состояния, его природе и влиянии на него магнитного упорядочения.

1. Образцы и методики эксперимента

Образцы $Dy_{0,6}Y_{0,4}Rh_{3,85}Ru_{0,15}B_4$ изготавливались аргонно-дуговой плавкой исходных компонентов с последующим отжигом в течение нескольких дней, как описано в [14]. В результате были получены однофазные текстурированные поликристаллические образцы со структурой типа $LuRu_4B_4$ (пространственная группа *I*4/*mmm*) (рис. 1), о чем свидетельствуют результаты рентгенофазового и рентгеноструктурного анализа [8,9]. Критическая температура СП перехода $T_c(R = 0) \sim 6{,}4$ К (рис. 2). Ориентируясь на литературные источники, мы полагаем, что геометрические параметры кристаллической решетки нашего образца: $a = b \approx 7{,}45$ Å, $c \approx 15$ Å [9].

Частичная замена Rh на Ru позволяла синтезировать образцы при нормальном давлении, что было бы

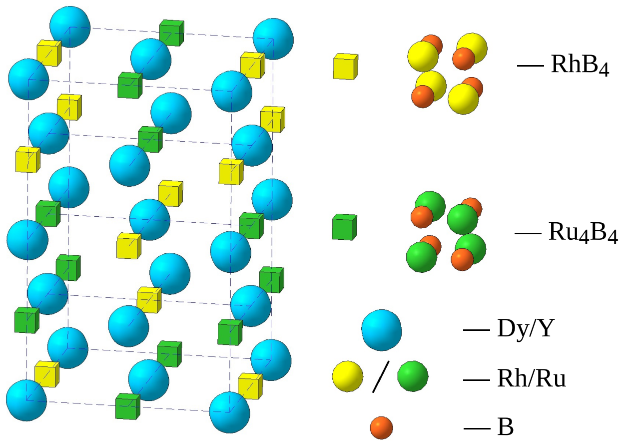

Рис. 1. (Онлайн в цвете) Идеализированная тетрагональная объемно центрированная кристаллическая структура $Dy_{0,6}Y_{0,4}Rh_{3,85}Ru_{0,15}B_4$.

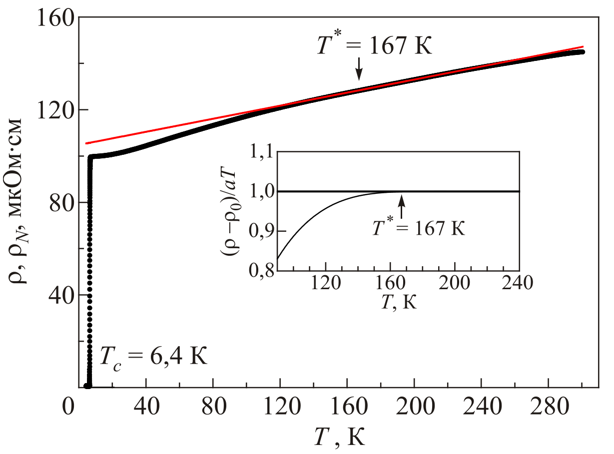

Рис. 2. (Онлайн в цвете) Температурная зависимость $\rho(T)$ поликристалла $Dy_{0,6}Y_{0,4}Rh_{3,85}Ru_{0,15}B_4$. Красная прямая определяет $\rho_N(T)$, экстраполированное в область низких температур. Вставка воспроизводит более точный метод определения $T^* = 167$ К с использованием критерия $(\rho - \rho_0)/aT = 1$ [19].

неосуществимо без такой замены [6]. Известно, что тетраэдры Rh_4B_4/Ru_4B_4 имеют различные ориентации и изображены для наглядности в увеличенном виде на рис. 1. В структуре типа $LuRu_4B_4$ атомы Dy и Y занимают позиции Lu. Видно, что атомы Dy в плоскостях окружены неэквивалентными тетраэдрами Rh_4B_4/Ru_4B_4, так как расстояния между атомами Rh либо Ru в тетраэдрах, ориентированных различным образом, заметно отличаются: 2,98 и 3,10 Å соответственно.

Измерения электросопротивления выполнены с помощью стандартной четырехзондовой схемы на автоматизированном комплексе Quantum Design PPMS-9 при переменном токе $I = 8$ мА ($f = 97$ Гц). На рис. 2 представлена температурная зависимость удельного сопротивления $\rho(T)$ исследуемого образца. В интервале температур от $T^* = (167 \pm 0,5)$ К до ~ 280 К зависимость $\rho(T)$ линейная с наклоном $a = d\rho/dT = 0,14$. Наклон определялся линейной аппроксимацией экспериментальной кривой и подтверждает отличную линейность $\rho(T)$ со среднеквадратичной ошибкой $0,0012 \pm 0,0002$ во всем отмеченном интервале температур. Как обычно, температура $T^* >> T_c$ определялась как температура, при которой резистивная кривая отклоняется от линейности в сторону меньших значений [5,17] (рис. 2). Видно, что в данном случае ниже T^* $\rho(T)$ приобретает форму, характерную для магнитных сверхпроводников с положительной кривизной [5,18].

Для более точного определения T^* (с точностью $\pm 0,5$ К) использовано модифицированное уравнение прямой линии $[\rho(T) - \rho_0]/aT = 1$ [19], как показано на вставке на рис. 2. Здесь, как и выше, $a = d\rho/dT$ обозначает наклон температурной зависимости удельного сопротивления в нормальном состоянии, $\rho_N(T)$, экстраполированного в область низких температур, и ρ_0 — остаточное сопротивление, определяемое пересечением ρ_N с осью Y. Оба метода дают одинаковые значения T^*.

Из резистивных измерений определены флуктуационные вклады в избыточную проводимость $\sigma'(T)$ и проведен расчет и анализ температурной зависимости параметра псевдощели $\Delta^*(T)$. Полученные результаты показывают, что в области СП флуктуаций вблизи T_c $\sigma'(T)$ хорошо аппроксимируется флуктуационной теорией Асламазова–Ларкина (АЛ) для трехмерных систем [20]. Однако область СП флуктуаций весьма мала и выше по температуре $\sigma'(T)$ неожиданно возрастает, демонстрируя максимум вблизи температуры ФМ перехода T_{FM} ~ 19 К. Соответствующая зависимость $\Delta^*(T)$ имеет форму, аналогичную найденной для поликристаллов $FeSe_{0,94}$ [21]. Однако полученная из сравнения $\Delta^*(T)$ с теорией Питерса–Бауэра [22] плотность локальных пар $\langle n_\uparrow n_\downarrow \rangle$ вблизи T_c оказалась в 1,17 раза больше. Детальный анализ этих результатов приводится ниже.

2. Результаты

2.1. Флуктуационная проводимость

Температурная зависимость избыточной проводимости определялась стандартным образом из уравнения [17,23]

$$\sigma'(T) = \sigma(T) - \sigma_N(T) = \frac{1}{\rho(T)} - \frac{1}{\rho_N(T)}. \qquad (1)$$

Важным параметром дальнейшего анализа является приведенная температура

$$\varepsilon = \frac{T - T_c^{mf}}{T_c^{mf}}, \qquad (2)$$

которая входит во все уравнения данной статьи. Здесь $T_c^{mf} > T_c$ — критическая температура в приближении среднего поля, которая отделяет область флуктуационной проводимости (ФЛП) от области критических флуктуаций или флуктуаций СП параметра порядка Δ непосредственно вблизи T_c, не учтенных в теории Гинзбурга–Ландау [24,25]. Отсюда видно, что правильное определение T_c^{mf} играет определяющую роль в расчетах ФЛП и ПЩ. Для нахождения T_c^{mf} используется тот факт [5,17], что вблизи T_c во всех ВТСП $\sigma'(T)$ всегда описывается стандартным уравнением теории Асламазова–Ларкина [20] с критическим показателем степени $\lambda = -1/2$, которое определяет ФЛП в любой трехмерной (3D) системе:

$$\sigma'_{AL3D} = C_{3D} \frac{e^2}{32\hbar\xi_c(0)} \varepsilon^{-1/2}, \qquad (3)$$

где $\xi_c(0)$ — длина когерентности вдоль оси c и C_{3D} — коэффициент (C-фактор), на который необходимо умножать данные теории, определяемые уравнением (3), для их совмещения с экспериментальными результатами. Как известно [26,32], чем ближе C-фактор к 1, тем лучше структура образца, и наоборот. Трехмеризация ВТСП вблизи T_c, наиболее вероятно, является следствием гауссовских флуктуаций в 2D-металлах, к которым можно отнести ВТСП соединения, проявляющие ярко выраженную квазидвумерную анизотропию проводящих свойств [17 и ссылки в ней].

Учет гауссовских флуктуаций приводит к тому, что критическая температура идеального 2D-металла оказывается равной нулю (теорема Мермина–Вагнера–Хоэнберга), а ее конечное значение получается лишь при включении трехмеризующих факторов [27–29]. Таким образом, 3D ФЛП всегда реализуется в ВТСП при приближении T к T_c [30,31]. В результате T_c^{mf} определяется экстраполяцией линейной в области 3D-флуктуаций зависимости σ'^{-2} от T до ее пересечения с осью температур, поскольку, когда $T \to T_c^{mf}$, σ' должна расходиться как $(T - T_c^{mf})^{-1/2}$ (см. (3)) [32]. Отметим, что всегда $T_c^{mf} > T_c$. В купратах этот сдвиг ~ 1–2 К, что, в первом приближении, дает величину области критических флуктуаций выше T_c.

Подчеркнем, что когда T_c^{mf} определена правильно, данные $\sigma'(T)$ в области 3D-флуктуаций вблизи T_c всегда описываются уравнением (3). Еще одна характеристическая температура — это температура Гинзбурга $T_G > T_c^{mf}$, отмеченная как $\ln \varepsilon_G = -5{,}0$ на рис. 3, до которой работают флутуационные теории. Эта температура обычно определяется критерием Гинзбурга, который относится к случаю, когда теория среднего поля ГЛ перестает работать при описании СП перехода [33,34]. Видно (рис. 3), что ниже T_G данные отклоняются вниз от прямой АЛ, указывая на переход в режим критических флуктуаций вблизи T_c [32,35].

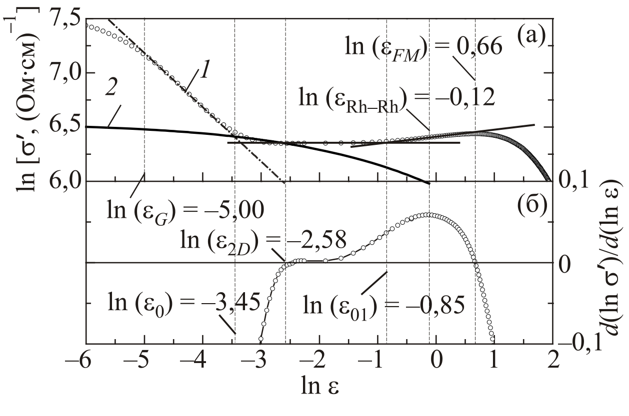

Рис. 3. (а) Зависимость $\ln \sigma'$ от $\ln \varepsilon$ поликристалла $Dy_{0,6}Y_{0,4}Rh_{3,85}Ru_{0,15}B_4$ в сравнении с флуктуационными теориями вблизи T_c: 3D АЛ (*1*, пунктир), 2D МТ (*2*, сплошная кривая). (б) Производная $d(\ln \sigma')/d(\ln \varepsilon)$ от $\ln \varepsilon$. Все характеристические температуры обозначены вертикальными пунктирными линиями.

Определив T_c^{mf} = 6,62 К, по уравнению (2) можно найти $\varepsilon(T)$ и построить зависимость $\sigma'(\varepsilon)$ в принятых в литературе двойных логарифмических координатах (рис. 3). В рамках модели локальных пар (ЛП) [36–38] было показано, что ФЛП, измеренная для всех без исключения ВТСП, всегда демонстрирует кроссовер из 3D ($\xi_c(T) > d$) вблизи T_c в 2D ($\xi_c(T) < d$) состояние по мере роста T [5,17,31,32 и ссылки в них], где $d = c \approx 15$ Å — размер элементарной ячейки вдоль оси c [30]. При температуре кроссовера T_0 $\xi_c(T_0) = \xi_c(0)\varepsilon_0^{-1/2} = d$ [30]. Отсюда

$$\xi_c(0) = d\sqrt{\varepsilon_0}, \tag{4}$$

что дает возможность определить $\xi_c(0)$. На верхней панели рис. 3 зависимость $\ln \sigma'$ от $\ln \varepsilon$ построена в сравнении с флуктуационными теориями. Как и ожидалось, выше $T_G \approx 6{,}67$ К ($\ln \varepsilon_G = -5{,}0$) и до $T_0 = 6{,}8$ К ($\ln \varepsilon_0 = -3{,}45$) $\sigma'(T)$ хорошо описывается уравнением (3) (пунктирная прямая *1*) с $\xi_c(0) = (2{,}67 \pm 0{,}02)$ Å, определенной согласно уравнению (4), и $C_{3D} = 0{,}38$. Выше T_0 данные отклоняются вверх от линейной зависимости, указывая на переход в область 2D-флуктуаций. Видно, что в интервале от T_0 до $T_{2D} = 7{,}1$ К ($\ln \varepsilon_{2D} = -2{,}58$), $\ln \sigma'(\ln \varepsilon)$ определяется флуктуационным вкладом Маки–Томпсона (МТ2*D*) [39,40] (уравнение (5)) (сплошная кривая *2*) теории Хиками–Ларкина (ХЛ) для ВТСП:

$$\sigma'_{MT2D} = \frac{e^2}{8d\hbar}\frac{1}{1-\alpha/\delta}\ln\left(\frac{\delta}{\alpha}\frac{1+\alpha+\sqrt{1+2\alpha}}{1+\delta+\sqrt{1+2\delta}}\right)\varepsilon^{-1}, \tag{5}$$

работающим в области 2D-флуктуаций [26,30]. Здесь параметр связи

$$\alpha = 2\left(\frac{\xi_c(0)}{d}\right)^2 \varepsilon^{-1}, \tag{6}$$

параметр распаривания

$$\delta = \beta\frac{16}{\pi\hbar}\left(\frac{\xi_c(0)}{d}\right)^2 k_B T \tau_\varphi, \tag{7}$$

а время фазовой релаксации τ_φ определяется уравнением

$$\tau_\varphi \beta T = \pi\hbar/(8k_B\varepsilon) = A/\varepsilon, \tag{8}$$

где $A = 2{,}998 \cdot 10^{-12}$ с·К. Сомножитель $\beta = 1{,}203(l/\xi_{ab})$, где l — длина свободного пробега и ξ_{ab} — длина когерентности в плоскости *ab*, учитывает приближение чистого предела ($l > \xi$) [17,26]. Однако область МТ флуктуаций в данном случае очень мала, $\Delta T_{\rm fl} = T_{2D} - T_G \approx 0{,}4$ К (рис. 3(а)). При $\ln \varepsilon_{2D} = -2{,}58$, которую мы обозначили как T_{2D}, экспериментальные точки отклоняются вверх от кривой МТ, а первая производная экспериментальной кривой обращается в нуль (рис. 3(б)). Выше T_{2D} ФЛП уже не подчиняется классическим флуктуационным теориям.

Как правило, в ВТСП с ростом температуры выше области 2D-флуктуаций экспериментальные данные отклоняются вниз от кривой МТ [17,26]. Обнаруженное в данном случае необычное поведение ФЛП, наиболее вероятно, обусловлено наличием, как отмечено выше, большого магнитного момента у диспрозия в нашем соединении (~ $6{,}2\mu_B$). В результате на зависимости $\ln\sigma'$ от $\ln\varepsilon$ в указанном интервале температур имеется несколько особых точек. Видно (рис. 3(а)), что выше T_{2D} экспериментальные данные могут быть аппроксимированы двумя прямыми, которые пересекаются при $\ln\varepsilon_{01} \approx -0{,}85$, показывая, что при этой температуре зависимость резко меняет наклон. В этой точке первая производная имеет точку перегиба (рис. 3(б)), что подтверждается второй производной (не показана), которая в этой точке демонстрирует максимум.

Необходимо подчеркнуть, что при этой температуре на температурной зависимости $\Delta^*(T)$ наблюдается небольшой, но резкий минимум (рис. 5), обозначенный как T_{01}. Этот минимум на $\Delta^*(T)$ наблюдается для всех исследованных нами ВТСП: купратов [5,17,41], пниктидов [18] и халькогенидов FeSe [21]. Он отвечает температуре T_{01}, которая ограничивает сверху область СП флуктуаций вблизи T_c, где флуктуационные куперовские пары (ФКП) ведут себя почти как классические куперовские пары, но без дальнего порядка, так называемые «short-range phase correlations» [22,42–45]. Причем в этом интервале температур зависимость $\ln\sigma'$ от $\ln\varepsilon$ всегда подчиняется классическим флуктуационным теориям АЛ [20] и МТ [30].

Исходя из этих соображений, мы считаем, что и в случае $Dy_{0,6}Y_{0,4}Rh_{3,85}Ru_{0,15}B_4$ этот минимум также отвечает температуре $T_{01} \approx 9{,}4$ К, которая обозначена на рис. 3(а) как $\ln\varepsilon_{01}$. Соответственно в $Dy_{0,6}Y_{0,4}Rh_{3,85}Ru_{0,15}B_4$ интервал СП флуктуаций $\Delta T_{fl} = T_{01} - T_G = (9{,}4 - 6{,}67)$ К $\approx$ $\approx 2{,}8$ К, т.е. весьма мал. Это заметно меньше, чем $\Delta T_{fl} = 10{,}4$ К, полученное для образца $FeSe_{0,94}$ с $T_c = 9$ К и без дефектов [21], но, что любопытно, больше, чем $\Delta T_{fl} = 1{,}45$ К, измеренное для оптимально допированного (ОД) монокристалла $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ (YBCO) с $T_c \sim 91{,}1$ К [46]. Этот результат указывает на то, что изучаемый образец может содержать некоторое количество дефектов, вероятно, в виде границ зерен, образующих поликристалл.

В модели локальных пар предполагается, что в ВТСП $\xi_c(T) = \xi_c(0)(T/T_c^{mf} - 1)^{-1/2} = \xi_c(0)\varepsilon^{-1/2}$ [47], возрастая по мере уменьшения температуры, при $T = T_{01}$ становится равной расстоянию между проводящими слоями d_{01} (в YBCO это плоскости CuO_2) и связывает их джозефсоновским взаимодействием [31], что и является причиной возникновения 2D ФЛП ниже T_{01} [17,26]. Соответственно, $\xi_c(T) = d$ при $T = T_0$, и ниже T_0 в ВТСП реализуется 3D ФЛП, как отмечено выше. Поскольку $\xi_c(0) = (2{,}67 \pm 0{,}02)$ Å уже определена выше согласно (4), простое соотношение $\xi_c(0) = d\varepsilon_0^{1/2} = d_{01}\varepsilon_{01}^{1/2}$ позволяет найти $d_{01} = d(\varepsilon_0/\varepsilon_{01})^{1/2} \approx 4{,}08$ Å, учитывая, что в данном случае $d = 15$ Å. Фактически это есть расстояние между атомами Dy/Y и тетраэдрами Rh/Ru/B, а следовательно, и соответствующими проводящими плоскостями в $Dy_{0,6}Y_{0,4}Rh_{3,85}Ru_{0,15}B_4$ вдоль оси c (рис. 1). Действительно, $4d_{01} \approx 16{,}3$ Å в хорошем согласии с размером элементарной ячейки вдоль оси c.

Выше T_{01} ($\ln\varepsilon_{01} \approx -0{,}85$) ФЛП быстро нарастает, демонстрируя максимум при температуре Кюри, $T_{FM} \sim 19$ К, определенной для этого образца из магнитных измерений. Соответственно, при этой температуре первая производная равна нулю (рис. 3(б)). Между T_{FM} и T_{01} есть еще одна особая точка — точка перегиба на зависимости $\ln\sigma'$ от $\ln\varepsilon$ при $T = T_{Rh-Rh}$, которая практически не видна в используемом масштабе, но наблюдается в виде максимума на первой производной при $\ln\varepsilon_{Rh-Rh} \approx -0{,}12$ (рис. 3(б)). Представляется весьма интересным оценить, каким характеристическим расстояниям в структуре $Dy_{0,6}Y_{0,4}Rh_{3,85}Ru_{0,15}B_4$ отвечает эта температура. При T_{Rh-Rh} получаем $d_{Rh-Rh} = d(\varepsilon_0/\varepsilon_{Rh-Rh})^{1/2} \approx 2{,}85$ Å, что, возможно, случайно является расстоянием между атомами Rh (или, соответственно, атомами Ru) в тетраэдрах $Rh/Ru-B_4$, обозначенных соответственно кубиками желтого и зеленого цвета на рис. 1. Параметры образца приведены в табл. 1.

Можно предположить, что при $T < T_{FM}$ упорядоченные магнитные моменты начинают более интенсивно препятствовать формированию ФЛП. Этот процесс существенно замедляется при $T \le T_{01}$, указывая на возрастающую роль СП флуктуаций в формировании ФЛП. Любопытно отметить, что, согласно нашим оценкам, $d_{01} \approx 4{,}08$ Å $= d/4$. Этот результат позволяет предположить, что формирующиеся квазикогерентные ФКП восстанавливают эффективное расстояние между проводящими слоями до его геометрического значения. Ниже T_{2D} ($\ln\varepsilon_{2D} = -2{,}6$ на рис. 3(а)) начинается быстрый рост ФЛП, который становится очень интенсивным в области 3D-флуктуаций при $T < T_0$ ($\ln\varepsilon_0 = -3{,}45$

Таблица 1. Значения параметров, описывающих особенности $\sigma'(T)$ в $Dy_{0,6}Y_{0,4}Rh_{3,85}Ru_{0,15}B_4$

ρ(10 К), мкОм·см	T_c, К	T_c^{mf}, К	T_G, К	T_0, К	T_{01}, К	ΔT_{fl}, К	d_{01}, Å	$\xi_c(0)$, Å	C_{3D}
99,8	6,4	6,62	6,67	6,8	9,4	2,8	4,08	2,67 ± 0,02	0,38

на рис. 3(а)). Наиболее вероятно, что это происходит не только за счет быстрого роста числа ФКП, но и за счет резкого увеличения сверхтекучей плотности ρ_s в области 3D-флуктуаций [44,48–50], поскольку вблизи T_c ФКП охвачены джозефсоновским взаимодействием уже во всем объеме сверхпроводника [17,26].

Таким образом, можно предположить, что именно сосуществование (interplay) магнетизма и сверхпроводимости ответственно за обнаруженную необычную зависимость $\ln \sigma'$ от $\ln \varepsilon$ в $Dy_{0,6}Y_{0,4}Rh_{3,85}Ru_{0,15}B_4$. Можно было ожидать, что необычной должна оказаться и зависимость $\Delta^*(T)$, анализ которой приведен в следующем разделе.

2.2. Анализ зависимости $\Delta^*(T)$

В резистивных измерениях ВТСП купратов псевдощель проявляется как отклонение продольного удельного сопротивления $\rho(T)$ при $T < T^*$ от его линейной зависимости в нормальном состоянии выше T^* [23]. Это приводит к возникновению избыточной проводимости $\sigma'(T)$ (1). Предполагается, что если бы в ВТСП не было процессов, приводящих к открытию ПЩ при T^*, то $\rho(T)$ оставалось бы линейным вплоть до $\sim T_c$. Таким образом, очевидно, что избыточная проводимость $\sigma'(T)$ возникает в результате открытия ПЩ и, следовательно, должна содержать информацию о ее величине и температурной зависимости.

Мы также разделяем точку зрения, что ПЩ в купратах возникает за счет формирования локальных пар (ЛП) при $T < T^*$ [17,41–44]. При этом классические флуктуационные теории как АЛ, так и МТ, которая модифицирована для ВТСП Хиками и Ларкиным (ХЛ) [30], отлично описывают экспериментальную $\sigma'(T)$ в купратах, но лишь до T_{01}, т.е. обычно в интервале ~ 15 К выше T_c [5,17]. Понятно, что для получения информации о $\Delta^*(T)$ необходимо уравнение, которое описывало бы всю экспериментальную кривую от T^* до T_c и содержало $\Delta^*(T)$ в явном виде. Ввиду отсутствия строгой теории такое уравнение было предложено в работах [17,41]:

$$\sigma'(\varepsilon) = \frac{e^2 A_4 \left(1 - T/T^*\right)\left(\exp(-\Delta^*/T)\right)}{16\hbar\xi_c(0)\sqrt{2\varepsilon^*_{c0}\,\mathrm{sh}\,(2\varepsilon/\varepsilon^*_{c0})}}, \qquad (9)$$

где $(1 - T/T^*)$ и $\exp(-\Delta^*/T)$ учитывают соответственно динамику образования ЛП при $T \le T^*$ и их разрушения вблизи T_c; A_4 — численный коэффициент, имеющий смысл C-фактора в теории ФЛП [17,26,32]. Параметры T^*, ε и $\xi_c(0)$ определяются из анализа удельного сопротивления и ФЛП. Важно, что остальные параметры, такие как теоретический параметр ε^*_{c0} [51], коэффициент A_4 и $\Delta^*(T_G)$, также могут быть определены из эксперимента в рамках модели ЛП.

Необходимо подчеркнуть, что в ВТСП купратах при $T \le T^*$ не только изменяются все параметры образцов, но и начинает уменьшаться плотность электронных состояний (DOS) на уровне Ферми [52,53], что, по определению, и называется псевдощелью [54]. Предполагается, что при этом также происходит перестройка поверхности Ферми [23,55], которая ниже T^* распадается на ферми-арки [50,53]. Считается, что правильное понимание физики ПЩ должно ответить и на вопрос о механизме СП спаривания в ВТСП, который попрежнему остается дискуссионным [17,22]. Однако нам неизвестно, чтобы проводились измерения DOS $Dy_{0,6}Y_{0,4}Rh_{3,85}Ru_{0,15}B_4$. Поэтому вопрос о возникновении ПЩ в такой системе остается открытым. Проведем анализ $\sigma'(T)$ в $Dy_{0,6}Y_{0,4}Rh_{3,85}Ru_{0,15}B_4$ в рамках нашей модели ЛП, используя уравнения (9) и (10), но не будем называть параметр $\Delta^*(T)$ псевдощелью.

Анализ зависимости $\ln \sigma'$ от $\ln \varepsilon$ (рис. 4) показывает, что в области температур 41 К $< T <$ 71 К, обозначенной на рисунке стрелками при $\ln \varepsilon_{c01}$ = 1,64 и $\ln \varepsilon_{c02}$ = 2,27, $\sigma'^{-1} \sim \exp \varepsilon$ [51]. Эта особенность оказывается одним из основных свойств большей части ВТСП [5,17]. В результате в интервале $\varepsilon_{c01} < \varepsilon < \varepsilon_{c02}$ (вставка на рис. 4) $\ln(\sigma'^{-1})$ является линейной функцией ε с наклоном $\alpha^* = 0{,}14$, который определяет параметр $\varepsilon^*_{c0} = 1/\alpha^* \approx 7{,}14$ [51]. Это позволяет получать достоверные значения ε^*_{c0}, которые, как установлено [5,17,41], заметно влияют на вид теоретических кривых, показанных на рис. 4 при $T >> T_{01}$. Соответственно, для нахождения коэффициента A_4 рассчитаем $\sigma'(\varepsilon)$ согласно (9) и совместим с экспериментом в области 3D AL флуктуаций вблизи T_c, где $\ln \sigma'(\ln \varepsilon)$ является линейной функцией приведенной температуры ε с наклоном λ = –1/2 [17,41] (рис. 4). Как видно на рис. 4, уравнение (9) с A_4 = 11, $\varepsilon^*_{c0} = 7{,}14$ и $\Delta^*(T_G) = 3{,}5 k_B T_c$ (красная кривая на рис. 4), как и ожидалось, хорошо

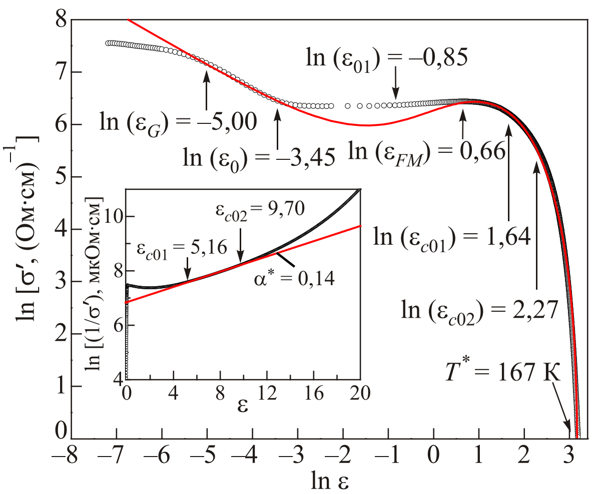

Рис. 4. (Онлайн в цвете) Зависимость $\ln \sigma'$ от $\ln \varepsilon$ поликристалла $Dy_{0,6}Y_{0,4}Rh_{3,85}Ru_{0,15}B_4$ в сравнении с уравнением (9) (сплошная красная кривая). Вставка: определение параметра теории [51] $\varepsilon^*_{c0} = 1/\alpha = 7{,}14$ (см. текст).

описывает эксперимент в интервале температур от T^* до T_G. Исключение составляет интервал температур от T_{FM} до T_0, где, как отмечено выше, предполагается сильное влияние магнетизма. Любопытно, что в этом интервале температур с ростом T выше $\ln\varepsilon \approx -1,4$ теоретическая кривая (9) быстро возрастает и, начиная с $\ln(\varepsilon_{FM}) = 0,66$, идеально описывает эксперимент.

Правильное значение $\Delta^*(T_G)$, используемое в уравнении (9), находится путем совмещения теории с экспериментальными точками, построенными как $\ln\sigma'$ от $1/T$, как, например, в работах [5,41,46]. Кроме того, предполагается, что $\Delta^*(T_G) = \Delta(0)$, где Δ — СП щель [48,56]. Подчеркнем, что именно величина $\Delta^*(T_G)$ определяет истинное значение ПЩ и используется для оценки соотношения БКШ $2\Delta(0)/k_BT_c = 2\Delta^*(T_G)/k_BT_c$ в конкретном образце [5,41,46]. Лучшая аппроксимация зависимости $\ln\sigma'$ от $1/T$ уравнением (9) для $Dy_{0,6}Y_{0,4}Rh_{3,85}Ru_{0,15}B_4$ достигается при $2\Delta^*(T_c)/k_BT_c = 7,0 \pm 0,1$. Такое значение $2\Delta^*(T_c)/k_BT_c$ типично для ВТСП купратов $Bi_{1,6}Pb_{0,4}Sr_{1,8}Ca_{2,2}Cu_3O_x$ (Bi2223) ($T_c \approx 110$ К) [57] и Bi2212 с различными T_c [58], но несколько неожиданно для $Dy_{0,6}Y_{0,4}Rh_{3,85}Ru_{0,15}B_4$ с $T_c = 6,4$ К. Однако, что существенно, такое же значение $2\Delta(T_c)/k_BT_c \sim 7,2$ получается из анализа андреевских спектров контактов Au–$Dy_{0,6}Y_{0,4}Rh_{3,85}Ru_{0,15}B_4$ в нулевом магнитном поле при $T = 1,6$ К (см. рис. 2 в [14]). Отметим, что большие значения $2\Delta_1(T_c)/k_BT_c \sim 9$ ($\Delta_1 \approx 3,5$ мэВ) и $2\Delta_2(T_c)/k_BT_c \sim 6,5$ ($\Delta_2 \approx 2,5$ мэВ) для монокристаллов FeSe с $T_c = 8,5$ К, по мнению авторов, указывают на реализацию весьма необычного механизма СП спаривания в FeSe за счет особенностей зонной структуры [59]. Таким образом, большое значение соотношения $2\Delta(T_c)/k_BT_c \sim 7$ в сочетании с относительно малым значением T_c и большим собственным магнитным моментом Dy указывает на реализацию в исследуемом соединении $Dy_{0,6}Y_{0,4}Rh_{3,85}Ru_{0,15}B_4$ нетрадиционного (возможно, триплетного [10–15]) механизма СП спаривания, отличного от механизма БКШ [3–6]. Полученный результат позволяет объяснить и относительно малое значение $\xi_c(0) = (2,67 \pm 0,02)$ Å, обнаруженное в эксперименте, что типично для ВТСП с сильной связью [5,17,32,51,56].

В купратах наблюдается аномально большая величина энергетической щели $\Delta(0) = \Delta_0$, поэтому отношение $2\Delta/k_BT_c \sim 7$ заметно превышает предел теории БКШ для d-волновых сверхпроводников ($2\Delta/k_BT_c \approx 4,28$) [60,61]. Большое отклонение отношения $2\Delta/k_BT_c$ от теории БКШ можно объяснить в теории сильной связи [62–64], если решающий вклад в механизм спаривания вносят запаздывающие взаимодействия с бозонами с малой энергией Ω_0, сравнимой с параметром Δ_0 [57]. Среди таких теорий наиболее популярна модель, в которой куперовское спаривание в ВТСП реализуется в результате взаимодействия электронов со спиновыми флуктуациями [65–67]. Предполагается, что значительный вклад вносит так называемая резонансная спиновая мода [68], что придает куперовскому спариванию запаздывающий сильносвязанный характер [67,69,70] и позволяет объяснить наблюдаемое большое отношение $2\Delta/k_BT_c$ [57,58]. Спин-флуктуационное взаимодействие приводит к отталкиванию электронов. Однако если в обмене спиновыми флуктуациями преобладают процессы с большой передачей импульса, то результатом может быть образование куперовских пар с d-волновой симметрией параметра порядка [65,67]. В таком случае параметр Δ_0 соответствует максимальной величине энергетической щели.

Экспериментальное доказательство реализации d-волновой симметрии энергетической щели в купратах (см., например, [57] и ссылки в ней) послужило веским аргументом в пользу спин-флуктуационной модели ВТСП. Однако недавние результаты, полученные методами фотоэмиссионной спектроскопии с высоким угловым разрешением (ARPES) [71], а также сканирующей туннельной спектроскопии [72–74], показали, что механизм спаривания в ВТСП может иметь слабосвязанный характер, поскольку критическая температура T_c определяется параметром Δ_{SC}, существенно меньшим Δ_0. В результате отношение $2\Delta_{SC}/k_BT_c \sim 4,3$, что соответствует теории БКШ для d-волнового сверхпроводника [60]. В таком случае низкочастотные спиновые возбуждения, положенные в основу спин-флуктуационной модели [62–64,68], решающей роли не играют. Поэтому, несмотря на достигнутые успехи в спектроскопии бозонных возбуждений в купратах [61–64], к настоящему времени не удалось получить доказательство эффективности взаимодействия электронов с низкочастотными бозонными модами, что могло бы объяснить наблюдаемое большое отношение $2\Delta_0/k_BT_c$ [58,60,75]. Однако этот вывод противоречит результатам, полученным с помощью микроконтактной спектроскопии (МКС) [58,75], а также выводам теории [76,77], из которых следует, что $2\Delta/k_BT_c \sim 5$ для YBCO и $2\Delta/k_BT_c \sim 7$ для BiSCCO. Аналогичные результаты получаются и из анализа ПЩ в купратах [5,17,41,46]. Таким образом, вопрос остается открытым.

К сожалению, подобные исследования в $Dy_{0,6}Y_{0,4}Rh_{3,85}Ru_{0,15}B_4$ не проводились. Поэтому механизм реализации СП состояния в таких соединениях, по-видимому, еще более сложный, особенно если принять во внимание большой собственный магнитный момент ионов Dy. В пользу такого заключения говорит и полученное нами большое значение $2\Delta^*/k_BT_c \sim 7$, не типичное для таких значений T_c. Можно также предположить, что за образование избыточной проводимости в ВТСП, в том числе и в $Dy_{0,6}Y_{0,4}Rh_{3,85}Ru_{0,15}B_4$, отвечает именно Δ_0, что объясняет большие значения $2\Delta/k_BT_c$, наблюдаемые в этих соединениях. Мы предполагали, что температурная зависимость ПЩ может дать ответ на часть поставленных вопросов.

Решая уравнение (9) относительно $\Delta^*(T)$, получаем

$$\Delta^*(T) = T \ln \frac{e^2 A_4 (1 - T/T^*)}{\sigma'(T) 16\hbar\xi_c(0)\sqrt{2\varepsilon^*_{c0}}\,\mathrm{sh}\,(2\varepsilon/\varepsilon^*_{c0})}, \quad (10)$$

где $\sigma'(T)$ — экспериментально измеренная избыточная проводимость во всем температурном интервале от T^* до T_c^{mf}. Тот факт, что $\sigma'(T)$ хорошо описывается уравнением (9) (рис. 4), позволяет предположить, что уравнение (10) дает надежные как величину, так и температурную зависимость параметра Δ^*. Рисунок 5 отображает результат анализа $\Delta^*(T)$ согласно (10) с использованием следующих параметров, определенных из эксперимента: T_c^{mf} = 6,62 К, T^* = 167 К, $\xi_c(0)$ = 2,67 Å, ε^*_{c0} = = 7,14, A_4 = 11 и $\Delta^*(T_G)/k_B$ = 22 К. Полученная зависимость типичная для магнитных ВТСП, таких как $EuFeAsO_{0,85}F_{0,15}$ [18], $FeSe_{0,94}$ [21], и, как видно, существенно отличается от аналогичной зависимости для немагнитных купратов [17,26]. На кривой $\Delta^*(T)$ (рис. 5) имеется ряд особенностей, которые обнаруживаются при соответствующих характеристических температурах. Так, ниже температуры T^* = 167 К наблюдается выраженный максимум при T_{max} = 154 К, типичный для магнитных сверхпроводников [5,18]. Затем следует минимум при температуре $T_{min} \approx$ 95 К. В соединениях FeSe [21,59] аналогичный минимум отвечает структурному фазовому переходу из тетра в орто фазу при $T_s \sim$ 90 К, указывая на возможность аналогичного структурного перехода и в $Dy_{0,6}Y_{0,4}Rh_{3,85}Ru_{0,15}B_4$. Ниже T_{min} параметр $\Delta^*(T)$ возрастает, демонстрируя широкий максимум при $T_{pair} \approx$ 36 К, за которым следует минимум при T_{01} = 9,4 К. Такое поведении напоминает зависимость $\Delta^*(T)$ для купратов и указывает на возможность реализации ПЩ состояния в интервале $T < T_{min}$, как это предполагается в FeSe при $T < T_s$ [78].

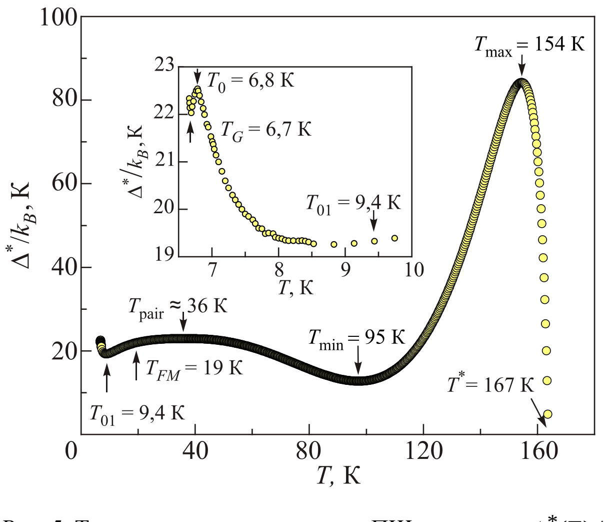

Рис. 5. Температурная зависимость ПЩ параметра $\Delta^*(T)/k_B$ для поликристалла $Dy_{0,6}Y_{0,4}Rh_{3,85}Ru_{0,15}B_4$. На вставке $\Delta^*(T)/k_B$ в области сверхпроводящих флуктуаций вблизи T_c. Все характерные температуры отмечены стрелками.

Чтобы подтвердить это предположение, зависимость $\Delta^*(T)$ на рис. 6 построена в интервале температур 0–100 К и 12–24 К по оси *Y*. Такой вид зависимости $\Delta^*(T)$, с широким максимумом при $T_{pair} \approx$ 36 К и выраженным минимумом при T_{01} = 9,4 К, типичен для хорошо структурированных купратов [17,41], что подтверждает сделанное предположение. Таким образом, можно ожидать, что, как и в купратах, ниже T_{pair} в $Dy_{0,6}Y_{0,4}Rh_{3,85}Ru_{0,15}B_4$ начинают формироваться флуктуационные куперовские пары (ФКП) [17,27–29,44]. Соответственно, ниже T_{01} система переходит в область СП флуктуаций, в которой, как отмечено выше, ФКП ведут себя почти как СП пары, но без дальнего порядка: так называемые «short-range phase correlations». В результате ниже T_{01} зависимость $\Delta^*(T)$ в $Dy_{0,6}Y_{0,4}Rh_{3,85}Ru_{0,15}B_4$ полностью такая же, как и во всех остальных ВТСП: вблизи T_c, как всегда, наблюдаются максимум при $T \sim T_0$ и минимум при $T = T_G$ (см. вставку на рис. 5). Ниже T_G происходит резкий скачок $\Delta^*(T)$ вверх при $T \to T_c^{mf}$, однако это уже переход в область критических флуктуаций, где ЛП модель не работает. Таким образом, подход в рамках модели ЛП позволяет определить точные значения T_G и, как следствие, получить надежные значения величины $\Delta^*(T_c^{mf}) \approx \Delta^*(T_G) = \Delta(0) \approx 2$ мэВ и соотношения $2\Delta^*(T_c)/k_B T_c \approx 7$. Стоит отметить, что на $\Delta^*(T)$ не наблюдается явно выраженная особенность при температуре магнитного перехода T_{FM} = 19 К. Разве что $\Delta^*(T)$ начинает уменьшаться чуть более интенсивно при $T <$ 19 К, чем это наблюдается в FeSe [21]. Однако, строго говоря, и магнитный максимум, наблюдаемый на рис. 3 при T_{FM} ($\ln \varepsilon_{FM}$ = 0,66), на рис. 4 уже не так явно заметен. То есть и на зависимости $\ln \sigma'$ от $\ln \varepsilon$ особенность при магнитном переходе выражена весьма слабо.

В то же время форма зависимости $\Delta^*(T)$ в $Dy_{0,6}Y_{0,4}Rh_{3,85}Ru_{0,15}B_4$ вблизи T_c, с максимумом при $T \sim T_0$ и минимумом при $T = T_G$ (см. вставку на рис. 5),

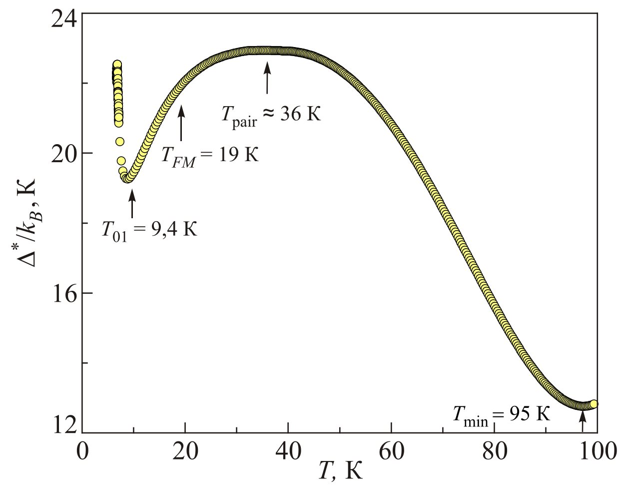

Рис. 6. Температурная зависимость ПЩ параметра $\Delta^*(T)/k_B$ поликристалла $Dy_{0,6}Y_{0,4}Rh_{3,85}Ru_{0,15}B_4$ вблизи T_c.

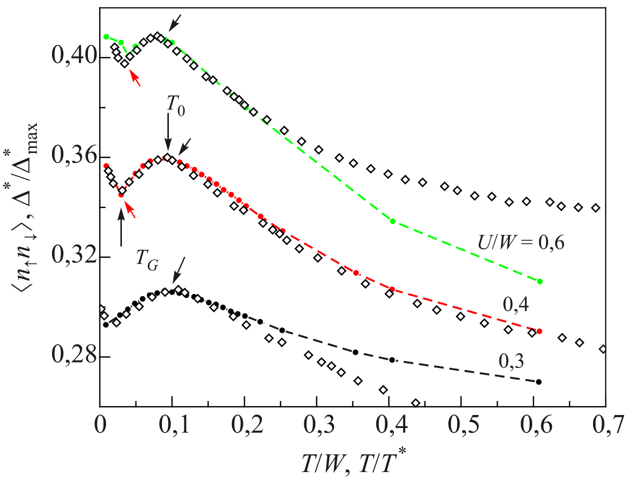

Рис. 7. (Онлайн в цвете) Сравнение экспериментальных зависимостей $\Delta^* / \Delta^*_{max}$ от T / T^* (ромбы) поликристалла $Dy_{0,6}Y_{0,4}Rh_{3,85}Ru_{0,15}B_4$ с теоретическими зависимостями $\langle n_\uparrow n_\downarrow \rangle$ от T/W при трех значениях взаимодействия U/W: 0,3, 0,4, 0,6 [22].

фактически такая же, как и температурная зависимость плотности локальных пар в ВТСП, $\langle n_\uparrow n_\downarrow \rangle$, рассчитанная в теории Питерса–Бауэра (ПБ) [22] в рамках трехмерной модели Хаббарда с притяжением для различных значений температуры T/W, взаимодействия U/W и фактора заполнения, где W — ширина зоны. Это позволяет нам сравнить экспериментальные значения $\Delta^* / \Delta^*_{max}$ с теорией ПБ и оценить величину $\langle n_\uparrow n_\downarrow \rangle$ в $Dy_{0,6}Y_{0,4}Rh_{3,85}Ru_{0,15}B_4$ при T_G. Для этого совместим значения $\Delta^* / \Delta^*_{max}$ при T_G с минимумом, а при T_0 — с максимумом каждой теоретической кривой, рассчитанной при различных значениях U/W. Результаты подгонки для трех значений U/W показаны на рис. 7. Видно, что лучшее совпадение результатов, причем в широком интервале T/W, от 0 до 0,7, наблюдается при U/W = 0,4. Отсюда следует $\langle n_\uparrow n_\downarrow \rangle (T_G) \approx 0{,}35$, что заметно больше, чем $\langle n_\uparrow n_\downarrow \rangle (T_G) \approx 0{,}3$, полученное нами для оптимально допированных монокристаллов YBaCuO [38]. Этот несколько неожиданный результат можно объяснить двумя факторами. Первый — сильный собственный магнетизм Dy способствует увеличению числа ФКП. При этом предполагается, что роль магнетизма в механизме СП спаривания в $Dy_{0,6}Y_{0,4}Rh_{3,85}Ru_{0,15}B_4$ весьма велика. Второй — обсуждаемая во Введении возможность нетрадиционного, например триплетного, спаривания в таких сверхпроводниках [8–11], в которых сильный магнетизм сосуществует со сверхпроводимостью, что, по-видимому, также может приводить к увеличению $\langle n_\uparrow n_\downarrow \rangle$.

Выводы

Впервые изучены температурные зависимости избыточной проводимости $\sigma'(T)$ и возможной псевдощели (ПЩ), $\Delta^*(T)$, в магнитном сверхпроводнике $Dy_{0,6}Y_{0,4}Rh_{3,85}Ru_{0,15}B_4$. Показано, что $\sigma'(T)$ вблизи T_c хорошо описывается 3D-уравнением Асламазова–Ларкина, демонстрируя 3D–2D кроссовер при повышении температуры. По температуре кроссовера T_0 определена длина когерентности вдоль оси c, $\xi_c(0) = (2{,}67 \pm \pm 0{,}02)$ Å, что коррелирует с литературными данными для ВТСП с сильной связью [5,17,32,38,78]. Выраженное влияние магнетизма обнаруживается в виде необычной зависимости $\ln \sigma'$ от $\ln \varepsilon$, демонстрирующей максимум при $T_{FM} \sim 19$ К, который связан с переходом системы в ферромагнитное состояние при уменьшении температуры.

На зависимости $\Delta^*(T)$ обнаружен ряд особенностей, типичных для сверхпроводников, в которых возможно сосуществование сверхпроводимости и магнетизма. Это высокий узкий максимум при T = 154 К, типичный для магнитных сверхпроводников, за которым следует минимум при температуре $T_{min} \approx 95$ К. В соединениях FeSe аналогичный минимум отвечает структурному фазовому переходу из тетра в орто фазу при $T_s \sim 90$ К [21], указывая на возможность аналогичного структурного перехода и в $Dy_{0,6}Y_{0,4}Rh_{3,85}Ru_{0,15}B_4$. Ниже T_{min} параметр $\Delta^*(T)$ опять возрастает, демонстрируя широкий максимум при $T_{pair} \approx 36$ К, за которым следует минимум при T_{01} = 9,4 К. Такая форма $\Delta^*(T)$ аналогична температурной зависимости псевдощели в купратах [17,26], что указывает на возможность реализации ПЩ состояния в $Dy_{0,6}Y_{0,4}Rh_{3,85}Ru_{0,15}B_4$ в интервале $T < T_{min}$, как это имеет место в FeSe при $T < T_s$ [78]. Показано, что ниже T_{01} зависимость $\Delta^*(T)$ в $Dy_{0,6}Y_{0,4}Rh_{3,85}Ru_{0,15}B_4$ такая же, как и во всех ВТСП с максимумом при $T \sim T_0$ и минимумом при $T = T_G$ [5,17,26], что указывает на общность поведения как магнитных, так и немагнитных сверхпроводников в области СП флуктуаций вблизи T_c.

В то же время анализ $\Delta^*(T)$ в $Dy_{0,6}Y_{0,4}Rh_{3,85}Ru_{0,15}B_4$ обнаруживает ряд особенностей. Первая — неожиданно большое значение $2\Delta^*(T_c) / k_B T_c = 7{,}0 \pm 0{,}1$. Однако существенно, что такое же значение $2\Delta(T_c)/k_B T_c \sim 7{,}2$ получается из анализа андреевских спектров контактов Au–$Dy_{0,6}Y_{0,4}Rh_{3,85}Ru_{0,15}B_4$, измеренных в нулевом магнитном поле при T = 1,6 К [14]. Этот результат указывает на то, что механизм реализации СП состояния в таких сверхпроводниках, по-видимому, более сложный, чем в купратах, особенно если принять во внимание большой собственный магнитный момент ионов Dy. Вторая — большая плотность локальных пар $\langle n_\uparrow n_\downarrow \rangle$, полученная сравнением экспериментальных значений $\Delta^* / \Delta^*_{max}$ с теорией Питерса–Бауэра [22]. Измеренная $\langle n_\uparrow n_\downarrow \rangle (T_G) \approx 0{,}35$ в 1,17 раза больше, чем $\langle n_\uparrow n_\downarrow \rangle (T_G)$, полученное нами для оптимально допированных монокристаллов YBaCuO [38]. Этот результат можно объяснить тем, что сильный собственный магнетизм Dy может способствовать увеличению числа ФКП. При этом предполагается, что роль магнетизма в механизме СП спаривания в $Dy_{0,6}Y_{0,4}Rh_{3,85}Ru_{0,15}B_4$ весьма велика. Кроме того, обсуждаемая во Введении возможность нетрадиционного, например триплетного, спаривания в таких сверхпроводниках [8–12], в которых сильный магнетизм сосуществует со сверхпроводимостью, также, по-видимому, может приводить к увеличению $\langle n_{\uparrow} n_{\downarrow} \rangle$.

1. D. Aoki, A.D. Huxley, E. Ressouche, D. Braithwaite, J. Flouquet, J.P. Brison, E. Lhotel, and C. Paulsen, *Nature (London)* **413**, 613 (2001).
2. A. Gasparini, Y.K. Huang, N.T. Huy, J.C.P. Klaasse, T. Naka, E. Slooten, and A. deVisser, *J. Low Temp. Phys.* **161**, 134 (2010).
3. K.H. Bennemann and J.B. Ketterson, *Superconductivity: Conventional and Unconventional Superconductors*, Springer–Verlag–Berlin–Heidelberg, vol. 1 (2008).
4. K. Machida, K. Nokura, and T. Matsubara, *Phys. Rev. B* **22**, 2307 (1980).
5. A.L. Solovjov, L.V. Omelchenko, V.B. Stepanov, R.V. Vovk, H.-U. Habermeier, H. Lochmajer, P. Przysłupski, and K. Rogacki, *Phys. Rev. B* **94**, 224505 (2016).
6. M.B. Maple and O. Fischer, *Superconductivity in Ternary Compounds II, Superconductivity and Magnetism*, Springer–Verlag–Berlin–Heidelberg–New York (1982).
7. J.F. Elliott, S. Legvold, and F.H. Spedding, *Phys. Rev.* **94**, 1143 (1954).
8. V.M. Dmitriev, A.J. Zaleski, E.P. Khlybov, L.F. Rybaltchenko, E.V. Khristenko, L.A. Ishchenko, and A.V. Terekhov, *Acta Physica Polonica A* **114**, 83 (2008)
9. В.М. Дмитриев, А. Залеский, Е.П. Хлыбов, Л.Ф. Рыбальченко, Е.В. Христенко, Л.А. Ищенко, А.В. Терехов, И.Е. Костылева, С.А. Лаченков, *ФНТ* **34**, 1152 (2008) [*Low Temp. Phys.* **34**, 909 (2008)].
10. А.В. Терехов, И.В. Золочевский, Л.А. Ищенко, А. Залеский, Е.П. Хлыбов, С.А. Лаченков, *ФНТ* **42**, 300 (2016) [*Low Temp. Phys.* **42**, 232 (2016)].
11. В.М. Дмитриев, А.В. Терехов, А. Залеский, Е.Н. Хацько, П.С. Калинин, А.И. Рыкова, А.М. Гуревич, С.А. Глаголев, Е.П. Хлыбов, И.Е. Костылева, С.А. Лаченков, *ФНТ* **38**, 191 (2012) [*Low Temp. Phys.* **38**, 154 (2012)].
12. А.В. Терехов, *ФНТ* **39**, 827 (2013) [*Low Temp. Phys.* **39**, 640 (2013)].
13. В.М. Дмитриев, А. Залеский, Е.П. Хлыбов, Л.Ф. Рыбальченко, Е.В. Христенко, Л.А. Ищенко, А.В. Терехов, *ФНТ* **35**, 537 (2009) [*Low Temp. Phys.* **35**, 424 (2009)].
14. L.F. Rybaltchenko, E.V. Khristenko, L.A. Ishchenko, A.V. Terekhov, I.V. Zolochevskii, T.V. Salenkova, E.P. Khlybov, and A.J.Zaleski, *Fiz. Nizk. Temp.* **38**, 1403 (2012) [*Low Temp. Phys.* **38**, 1106 (2012)].
15. А.В. Терехов, И.В. Золочевский, Е.В. Христенко, Л.А. Ищенко, Е.В. Безуглый, А. Залеский, Е.П. Хлыбов, С.А. Лаченков, *ФНТ* **41**, 350 (2015) [*Low Temp. Phys.* **41**, 270 (2015)].
16. H.C. Hamaker and M.B. Maple, *Physica B+C* **108**, 757 (1981).
17. A.L. Solovjov, Superconductors — Materials, Properties and Applications, Ch. 7: *Pseudogap and Local Pairs in High-T_c Superconductors*, A.M. Gabovich (ed.), InTech, Rijeka (2012), p. 137.
18. A.L. Solovjov, L.V. Omelchenko, A.V. Terekhov, K. Rogacki, R.V. Vovk, E.P. Khlybov, and A. Chroneos, *Mater. Res. Express* **3**, 076001 (2016).
19. E.V.L. de Mello, M.T.D. Orlando, J.L. Gonzalez, E.S. Caixeiro, and E. Baggio-Saitovich, *Phys. Rev. B* **66**, 092504 (2002).
20. L.G. Aslamazov and A.I. Larkin, *Phys. Lett. A* **26**, 238 (1968).
21. A.L. Solovjov, E.V. Petrenko, V.B. Stepanov, E. Nazarova, K. Buchkov, and K. Rogacki (*unpublished*).
22. R. Peters and J. Bauer, *Phys. Rev. B* **92**, 014511 (2015).
23. B.P. Stojkovic and D. Pines, *Phys. Rev. B* **55**, 8576 (1997).
24. V.L. Ginzburg and L.D. Landau, *JETP* **20**, 1064 (1950).
25. E.M. Lifshitz and L.P. Pitaevski, *Statistical Physics*, vol. 2, Nauka, Moscow (1978).
26. А.Л. Соловьев, H.-U. Habermeyer, and T. Haage, *ФНТ* **28**, 24 (2002) [*Low Temp. Phys.* **28**, 17 (2002)].
27. V.M. Loktev, *Fiz. Nizk. Temp*. **22**, 490 (1996) [*Low Temp. Phys.* **22**, 488 (1996)].
28. R. Haussmann, *Phys. Rev. B* **49**, 12975 (1994).
29. J.R. Engelbrecht, A. Nazarenko, M. Randeria, and E. Dagotto, *Phys. Rev. B* **57**, 13406 (1998).
30. S. Hikami and A.I. Larkin, *Mod. Phys. Lett. B* **2**, 693 (1988).
31. Y.B. Xie, *Phys. Rev. B* **46**, 13997 (1992).
32. B. Oh, K. Char, A.D. Kent, M. Naito, M.R. Beasley, T.H. Geballe, R.H. Hammond, A. Kapitulnik, and J.M. Graybeal, *Phys. Rev. B* **37**, 7861 (1988).
33. A. Kapitulnik, M.R. Beasley, C. Castellani, and C. Di Castro, *Phys. Rev. B* **37**, 537 (1988).
34. T. Schneider and J.M. Singer, *Phase Transition Approach to High Temperature Superconductivity: Universal Properties of Cuprate Superconductors*, Imperial College Press, London (2000).
35. M.R. Beasley, *Phisica B* **148**, 191 (1987).
36. А.Л. Соловьев, H.-U. Habermeier, and T. Haage, *ФНТ* **28**, 144 (2002) [*Low Temp. Phys.* **28**, 99 (2002)].
37. A.L. Solovjov and M.A. Tkachenko, *Metallofiz. Noveishie Tekhnol.* **35**, 19 (2013).
38. A.L. Solovjov, E.V. Petrenko, L.V. Omelchenko, R.V. Vovk, I.L. Goulatis, and A. Chroneos, *Sci. Rep.* **9**, 9274 (2019).
39. K. Maki, *Prog. Theor. Phys.* **39**, 897 (1968).
40. R.S. Thompson, *Phys. Rev. B* **1**, 327 (1970).
41. А.Л. Соловьев, В.М. Дмитриев, *ФНТ* **32**, 139 (2006) [*Low Temp. Phys.* **32**, 99 (2006)].
42. V.J. Emery and S.A. Kivelson, *Nature (London)* **374**, 434 (1995).
43. M. Randeria, *Nature Phys.* **6**, 561 (2010).
44. V. Mishra, U. Chatterjee, J.C. Campuzano, and M.R. Norman, *Nature Phys.* **10**, 357 (2014).
45. L. Taillefer, *Annu. Rev. Condens. Matter Phys.* **1**, 51 (2010).
46. A.L. Solovjov, L.V. Omelchenko, R.V. Vovk, O.V. Dobrovolskiy, S.N. Kamchatnaya, and D.M. Sergeev, *Current Apll. Phys.* **16**, 931 (2016).

47. P.G. De Gennes, *Superconductivity of Metals and Alloys*, W.A. Benjamin (ed.), Inc., New York, Amsterdam (1966), p. 280.
48. J. Stajic, A. Iyengar, K. Levin, B.R. Boyce, and T.R. Lemberger, *Phys. Rev. B* **68**, 024520 (2003).
49. J. Corson, R. Mallozzi, J. Orenstein, J.N. Eckstein, and I. Bozovic, *Nature (London)* **398**, 221 (1999).
50. Y.Y. Peng, R. Fumagalli, Y. Ding, M. Minola, S. Caprara, D. Betto, M. Bluschke, G.M. De Luca, K. Kummer, E. Lefrançois, M. Salluzzo, H. Suzuki, M. Le Tacon, X.J. Zhou, N.B. Brookes, B. Keimer, L. Braicovich, M. Grilli, and G. Ghiringhelli, *Nature Mater.* **17**, 697 (2018).
51. B. Leridon, A. Defossez, J. Dumont, J. Lesueur, and J.P. Contour, *Phys. Rev. Lett.* **87**, 197007 (2001).
52. H. Alloul, T. Ohno, and P. Mendels, *Phys. Rev. Lett.* **63**, 1700 (1989).
53. T. Kondo, A.D. Palczewski, Y. Hamaya, T. Takeuchi, J.S. Wen, Z.J. Xu, G. Gu, and A. Kaminski, *Phys. Rev. Lett.* **111**, 157003 (2013).
54. A.A. Kordyuk, *Fiz. Nizk. Temp.* **41**, 417 (2015) [*Low Temp. Phys.* **41**, 319 (2015)].
55. S. Badoux, W. Tabis, F. Laliberte, G. Grissonnanche, B. Vignolle, D. Vignolles, J. Beard, D.A. Bonn, W.N. Hardy, R. Liang, N. Doiron-Leyraud, L. Taillefer, and C. Proust, *Nature (London)* **531**, 210 (2016).
56. Y. Yamada, K. Anagawa, T. Shibauchi, T. Fujii, T. Watanabe, A. Matsuda, and M. Suzuki, *Phys. Rev. B* **68**, 054533 (2003).
57. A.I. D'yachenko and V.Yu. Tarenkov, *Phys. Technol. High Press.* **24**, 24 (2014).
58. Ya. Ponomarev, M. Mikheev, M. Sudakova, S. Tchesnokov, and S. Kuzmichev, *Phys. Status Solidi C* **6**, 2072 (2009).
59. S. Kasahara, T. Yamashita, A. Shi, R. Kobayashi, Y. Shimoyama, T. Watashige, K. Ishida, T. Terashima, T. Wolf, F. Hardy, C. Meingast, H. v. Löhneysen, A. Levchenko, T. Shibauchi, and Y. Matsuda, *Nature Commun.* **7**, 12843 (2016).
60. D.S. Inosov, J.T. Park, A. Charnukha, Yu. Li, A.V. Boris, B. Keimer, and V. Hinkov, *Phys. Rev. B* **83**, 214520 (2011).
61. Ø. Fischer, M. Kugler, I. Maggio-Aprile, and Ch. Berthod, *Rev. Mod. Phys.* **79**, 353 (2007).
62. J.P. Carbotte, T. Timusk, and J. Hwang, *Rep. Prog. Phys.* **74**, 066501 (2011).
63. E.G. Maksimov, M.L. Kulić, O.V. Dolgov, *Adv. Condens. Matter Phys.* **2010**, Article ID 423725 (2010).
64. Guo-meng Zhao, *Physica Scripta* **83**, 038302 (2011).
65. M.R. Norman, in: *Novel Superfluids*, K.H. Bennemann and J.B. Ketterson (eds.), Oxford University Press (2013), vol. 2.
66. D.J. Scalapino, *Rev. Mod. Phys.* **84**, 1383 (2012).
67. C. Berthod, Y. Fasano, I. Maggio-Aprile, A. Piriou, E. Giannini, G. Levy de Castro, and Ø. Fischer, *Phys. Rev. B* **88**, 014528 (2013).
68. M. Eschrig, *Adv. Phys.* **55**, 47 (2006).
69. T. Dahm, V. Hinkov, S.V. Borisenko, A.A. Kordyuk, V.B. Zabolotnyy, J. Fink, B. Büchner, D.J. Scalapino, W. Hanke, and B. Keimer, *Nature Phys.* **5**, 217 (2009).
70. P. Hlobil, B. Narozhny, and J. Schmalian, *Phys. Rev. B* **88**, 205104 (2013).
71. S. Ideta, T. Yoshida, A. Fujimori, H. Anzai, T. Fujita, A. Ino, M. Arita, H. Namatame, M. Taniguchi, Z.-X. Shen, K. Takashima, K. Kojima, and S. Uchida, *Phys. Rev. B* **85**, 104515 (2012).
72. J.W. Alldredge, K. Fujita, H. Eisaki, S. Uchida, K. McElroy, *Phys. Rev. B* **87**, 104520 (2013).
73. T. Kurosawa, T. Yoneyama, Y. Takano, M. Hagiwara, R. Inoue, N. Hagiwara, K. Kurusu, K. Takeyama, N. Momono, M. Oda, and M. Ido, *Phys. Rev. B* **81**, 094519 (2010).
74. A. Pushp, C.V. Parker, A.N. Pasupathy, K.K. Gomes, S. Ono, J. Wen, Z. Xu, G. Gu, and A. Yazdani, *Science* **324**, 1689 (2009).
75. V.M. Dmitriev and A.L. Solovjov, *Fiz. Nizk. Temp.* **16**, 650 (1990) [*Sov. J. Low Temp. Phys.* **16**, 382 (1990)].
76. K.W. Wang and W.Y. Ching, *Physica C* **416**, 47 (2004).
77. Р.О. Зайцев, *ЖЭТФ* **125**, 891 (2004).
78. Yue Sun, S. Pyon, and T. Tamegai, *Phys. Rev. B* **93**, 104502 (2016).

Особливості поведінки надлишкової провідності у магнітному надпровіднику $Dy_{0,6}Y_{0,4}Rh_{3,85}Ru_{0,15}B_4$

А.Л. Соловйов, А.В. Терехов, Є.В. Петренко, Л.В. Омельченко, Zhang Cuiping

Вперше досліджено температурні залежності надлишкової провідності $\sigma'(T)$ та можливої псевдощілини (ПЩ) $\Delta^*(T)$ в полікристалі $Dy_{0,6}Y_{0,4}Rh_{3,85}Ru_{0,15}B_4$. Показано, що $\sigma'(T)$ поблизу T_c добре описується флуктуаційною теорією Асламазова–Ларкина (АЛ), демонструючи 3D–2D кросовер при підвищенні температури. За температурою кросовера T_0 визначено довжину когерентності $\xi_c(0)$ вздовж осі c. При $T_{2D} > T_0$ виявлено незвичайну залежність $\sigma'(T)$, яка не описується флуктуаційними теоріями в інтервалі T_0–T_{FM}, де відбувається феромагнітний перехід. Інтервал, в якому існують надпровідні флуктуації, виявляється досить вузьким та становить $\Delta T_{fl} \approx 2{,}8$ К. Отримана температурна залежність ПЩ параметра $\Delta^*(T)$ має вигляд, типовий для магнітних надпровідників з особливостями при $T_{max} \approx 154$ К та температурі можливого структурного переходу при $T_s \sim 95$ К. Нижче T_s параметр $\Delta^*(T)$ має форму, типову для ПЩ у купратах, що дозволяє говорити про можливість реалізації ПЩ стану у $Dy_{0,6}Y_{0,4}Rh_{3,85}Ru_{0,15}B_4$ в цьому інтервалі температур. Порівняння $\Delta^*(T)$ з теорією Пітерса–Бауера дозволило визначити густину локальних пар поблизу T_c, $\langle n_\uparrow n_\downarrow\rangle(T_G) \approx 0{,}35$, що в 1,17 раза більше, ніж в оптимально допованих монокристалах $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$.

Ключові слова: надпровідність, магнетизм, надлишкова провідність, псевдощілинний стан, намагніченість, локальні пари.

Features of the excess conductivity behavior in a magnetic superconductor $Dy_{0.6}Y_{0.4}Rh_{3.85}Ru_{0.15}B_4$

A.L. Solovjov, A.V. Terekhov, E.V. Petrenko, L.V. Omelchenko, and Zhang Cuiping

The temperature dependences of the excess conductivity $\sigma'(T)$ and the possible pseudogap (PG), $\Delta^*(T)$, in the $Dy_{0.6}Y_{0.4}Rh_{3.85}Ru_{0.15}B_4$ polycrystal have been studied for the first time. It was shown that $\sigma'(T)$ near T_c is well described by the Aslamazov–Larkin (AL) fluctuation theory, demonstrating a 3D–2D crossover with increasing temperature. From the crossover temperatureT_0, the coherence length along the c axis, $\xi_c(0)$, was determined. Above $T_{2D} > T_0$, an unusual dependence $\sigma'(T)$ was found, which is not described by the fluctuation theories in the interval from T_0 to T_{FM}, at which a ferromagnetic transition occurs. The interval in which superconducting fluctuations exist is rather narrow and amounts to $\Delta T_{\rm fl} \approx 2.8$ K. The resulting temperature dependence of the PG parameter $\Delta^*(T)$ has the form typical of magnetic superconductors with features at $T_{\rm max} \approx 154$ K and the temperature of a possible structural transition at $T_s \sim 95$ K. Below T_s, $\Delta^*(T)$ has a shape typical for PG in cuprates, which suggests that the PG state can be realized in $Dy_{0.6}Y_{0.4}Rh_{3.85}Ru_{0.15}B_4$ in this temperature range. Comparison of $\Delta^*(T)$ with the Peters–Bauer theory made it possible to determine the density of local pairs near T_c, $\langle n_\uparrow n_\downarrow \rangle (T_G) \approx 0.35$, which is 1.17 times more than in optimally doped $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ single crystals.

Keywords: superconductivity, magnetism, excess conductivity, pseudogap state, magnetization, local pairs.