

Исследование структуры сверхпроводящего состояния допированных Со многозонных соединений BaFe_2As_2

А. Е. Каракозов^{a1)}, Б. П. Горшунов^{bcd1)}, Я. Г. Пономарев^e, А. С. Прохоров^{bc}, В. С. Ноздрин^c,
М. В. Магницкая^a, Е. С. Жукова^{bcd}, К. Айда^{f2)}, М. Дрессель^{d2)}, С. Цапф^{d2)}, С. Хайндл^{gh2)}

^aИнститут физики высоких давлений им. Верещагина РАН, 142190 Троицк, Россия

^bМосковский физико-технический институт, 141700 Долгопрудный, Россия

^cИнститут общей физики им. Прохорова РАН, 119991 Москва, Россия

^dPhysikalisches Institut, Universität Stuttgart, 70550 Stuttgart, Germany

^eФизический факультет, МГУ им. Ломоносова, 119991 Москва, Россия

^fInstitute for Metallic Materials, D 01069 Dresden, Germany

^gPhysikalisches Institut, Experimentalphysik II, University of Tübingen, 72076 Tübingen, Germany

^hInstitute for Solid State Research, Leibniz-Institute for Solid State and Materials Research Dresden, 01069 Dresden, Germany

Поступила в редакцию 24 июля 2014 г.

В рамках БКШ (Бардина–Купера–Шиффера) подобной модели многозонного сверхпроводника с сильной связью выполнен анализ терагерцовых и инфракрасных спектров комплексной динамической проводимости, температурной зависимости плотности сверхпроводящего конденсата и электронной теплоемкости сверхпроводящих соединений $\text{BaFe}_{1-x}\text{Co}_x\text{As}_2$. Показано, что сверхпроводящее состояние этих соединений определяется тремя слабо взаимодействующими конденсатами (электронным и двумя дырочными). Определены параметры порядка конденсатов: $\Delta_1 \approx 15 \text{ см}^{-1}$, $\Delta_2 \approx 21 \text{ см}^{-1}$ и $\Delta_3 \approx (30–35) \text{ см}^{-1}$. Полученные результаты существенно уточняют имеющиеся представления о структуре сверхпроводящего состояния допированных Со многозонных соединений BaFe_2As_2 .

DOI: 10.7868/S0370274X14170081

1. Введение. Недавно открытые железосодержащие сверхпроводники продолжают привлекать повышенное внимание экспериментаторов и теоретиков. Экспериментальные исследования показывают чрезвычайно большое разнообразие физических свойств этих соединений, связанное как с сильной зависимостью от малых концентраций примесей, так и с возможным существованием в них до пяти взаимодействующих сверхпроводящих конденсатов [1–3]. Сложность энергетического спектра этих соединений, разные качество и фазовый состав исследуемых образцов, значительные экспериментальные погрешности определения параметров, а также разная чувствительность экспериментальных методик к величинам сверхпроводящих щелей в разных энергетических диапазонах – все это существенно затрудняет получение достоверной информации о количестве сверхпроводящих щелей, их симметрии и характере

межзонного взаимодействия. К настоящему времени в литературе имеются сообщения об экспериментальном наблюдении сверхпроводящих (СП) щелей как с s -симметрией [4–6], так и с d -симметрией [7–9] (см. также обзор [10]). Это делает анализ физических свойств многощелевых железосодержащих сверхпроводников весьма сложным и неоднозначным. Как результат природа межэлектронного взаимодействия, приводящего к СП-спариванию в ферропниктидах, до сих пор остается предметом дискуссий [11–21].

В настоящей работе анализируются результаты исследований допированных Со сверхпроводников системы BaFe_2As_2 . Структура СП-состояния в этой системе может быть приближенно представлена двумя группами СП-щелей: малой на поверхности Ферми двух электронных зон вблизи точки М зоны Бриллюэна и большой на поверхности Ферми двух дырочных зон, центрированных в точке Γ [22, 23]. По данным различных исследований [23–28] величины щелей располагаются в диапазоне $20–26.5 \text{ см}^{-1}$ и выше 55 см^{-1} соответственно. Вместе с тем пря-

¹⁾e-mail: karakozov@mtu-net.ru; gorshunov@ran.gpi.ru

²⁾К. Iida, M. Dressel, S. Zapf, S. Haindl

мым измерением терагерцовых спектров проводимости в пленке допированого Co сверхпроводника BaFe_2As_2 нами была найдена существенно меньшая щель $\Delta_{\min} \approx 15 \text{ см}^{-1}$ [29]. Последние эксперименты [24, 30] также указывают на возможно более сложную структуру СП-состояния в этой системе.

В предыдущей работе [31] мы представили результаты измерений терагерцовых и инфракрасных спектров проводимости $\sigma(\omega)$ и диэлектрической проницаемости $\varepsilon(\omega)$, а также температурной зависимости лондоновской глубины проникновения $\lambda_L(T)$ пленки состава $\text{Ba}(\text{Fe}_{0.9}\text{Co}_{0.1})_2\text{As}_2$ с толщиной 90 нм с критической температурой $T_c = 20 \text{ К}$. Было показано, что проводимость нормального состояния $\text{Ba}(\text{Fe}_{0.9}\text{Co}_{0.1})_2\text{As}_2$ определяется двумя подсистемами носителей (I и II), с существенно отличающимися проводимостями ($\sigma_{\text{II}}^n/\sigma_{\text{I}}^n \approx 0.1$). Определены оптические характеристики указанных подсистем. В СП-состоянии в спектрах хорошо определялась щель s -типа $\Delta_{\min} \approx 15 \text{ см}^{-1}$, относящаяся к подсистеме I с высокой проводимостью.

Имеющиеся данные по фотоэмиссии с угловым разрешением (ARPES) для системы $\text{Ba}(\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x)_2\text{As}_2$ не позволяют однозначно идентифицировать структуру СП-конденсатов I и II в $\text{Ba}(\text{Fe}_{0.9}\text{Co}_{0.1})_2\text{As}_2$. По данным работы [32] (см. рис. 7 из [32] и обсуждение в [31]) для $\text{Ba}(\text{Fe}_{0.9}\text{Co}_{0.1})_2\text{As}_2$ возможны два сценария. Согласно первому сценарию к подсистеме I с высокой проводимостью относятся только электронные зоны, а обе дырочные зоны, внешняя и внутренняя, относятся к подсистеме II. В этом случае детальная структура дырочной подсистемы II (точная величина щелей и их симметрия) из-за ее малой проводимости слабо влияет на оптические свойства $\text{Ba}(\text{Fe}_{0.9}\text{Co}_{0.1})_2\text{As}_2$ и СП-состояние можно рассматривать как 2-х щелевое. Во втором сценарии подсистема I имеет двухзонную структуру, включающую электронную и одну из дырочных зон (внешнюю). В этом случае $\text{Ba}(\text{Fe}_{0.9}\text{Co}_{0.1})_2\text{As}_2$ представляет собой систему трех конденсатов с тремя различными щелями.

В [31] мы провели анализ спектра действительной части проводимости $\text{Re } \sigma(\omega)$ и температурной зависимости $\lambda_L(T)$ в двухзонном приближении по первому сценарию, используя упрощенный подход, в котором дырочная подсистема II с сильной связью рассматривалась в α -модели [33], а электронная подсистема I с более слабой связью – в модели БКШ (Бардина–Купера–Шиффера). Было показано, что проводимость $\text{Re } \sigma(\omega)$ и глубина проникновения $\lambda_L(T)$ $\text{Ba}(\text{Fe}_{0.9}\text{Co}_{0.1})_2\text{As}_2$ могут быть описаны моделью двух слабо взаимодействующих кон-

денсатов с щелями $\Delta_{\min} \approx 15 \text{ см}^{-1}$ в подсистеме I и $\Delta \approx 30 \text{ см}^{-1}$ в подсистеме II (см., также [34]).

Проведенный нами последующий анализ [35] наиболее чувствительной к структуре СП-состояния зависимости плотности СП-конденсата $\rho_s(t) = \lambda_L^2(0)/\lambda_L^2(t)$ от приведенной температуры $t = T/T_c$, пропорциональной линейной комбинации параметров порядка зон $\Delta_J(t)$, с одной стороны, подтвердил, что подсистемы I и II взаимодействуют слабо. Найденный из оптических данных [31] вид зависимости $\rho_s(t)$ с выраженной областью перегиба явно указывал на слабые как электрон-примесное, так и электрон-бозонное межзонные взаимодействия подсистем I и II в $\text{Ba}(\text{Fe}_{0.9}\text{Co}_{0.1})_2\text{As}_2$ (см. [36]). Однако рассчитанная в двухзонной модели с $\Delta_{\min} = 15 \text{ см}^{-1}$ зависимость $\rho_s(t)$ в области температур $T \approx (7-14) \text{ К}$ заметно отличалась от экспериментальной. Отметим, что примерно в той же области температур в близком по составу соединении $\text{Ba}(\text{Fe}_{0.925}\text{Co}_{0.075})_2\text{As}_2$ наблюдалась немонотонная зависимость электронной теплоемкости от температуры, которая не может быть удовлетворительно объяснена в двухзонной модели [34, 37].

Указанное расхождение может объясняться как недостаточностью упрощенной двухзонной модели, в которой подсистема I рассматривается в модели БКШ, так и тем, что сверхпроводимость $\text{Ba}(\text{Fe}_{0.9}\text{Co}_{0.1})_2\text{As}_2$ вообще должна описываться более сложной трехзонной моделью (в соответствии со вторым сценарием). Для уточнения температурной зависимости плотности СП-конденсата $\rho_s(t)$ нами были проведены дополнительные оптические исследования пленки $\text{Ba}(\text{Fe}_{0.9}\text{Co}_{0.1})_2\text{As}_2$ толщиной 50 нм по нашей методике [29, 38]. Сверхпроводящие характеристики пленок с толщинами 50 и 90 нм оказались практически совпадающими. В частности, практически одинаковыми были критическая температура и общий вид температурной зависимости плотности СП-конденсата $\rho_s(t)$. В настоящей работе на основании уточненных экспериментальных данных мы исследовали оба возможных сценария сверхпроводимости $\text{Ba}(\text{Fe}_{0.9}\text{Co}_{0.1})_2\text{As}_2$. Во-первых, используя более точную БКШ-подобную модель многозонного сверхпроводника с сильной связью, позволяющую самосогласованным образом учитывать поправки сильной связи в зонах, мы изучали принципиальную возможность описания сверхпроводимости $\text{Ba}(\text{Fe}_{0.9}\text{Co}_{0.1})_2\text{As}_2$ в двухзонной модели с $\Delta_{\min} \approx 15 \text{ см}^{-1}$. Во-вторых, мы рассмотрели трехзонную модель сверхпроводимости данного соединения.

Проведенный нами анализ показал, что наблюдаемая в пленках $\text{Ba}(\text{Fe}_{0.9}\text{Co}_{0.1})_2\text{As}_2$ зависимость $\rho_s(t)$ не может быть удовлетворительно объяснена в рамках двухзонной модели с $\Delta_{\min} = 15 \text{ см}^{-1}$. В работе продемонстрировано, что наблюдаемые оптические свойства этого соединения могут быть объяснены в трехзонной модели с $\Delta_1 \approx 15 \text{ см}^{-1}$, $\Delta_2 \approx 21 \text{ см}^{-1}$ и $\Delta_3 \approx (30-35) \text{ см}^{-1}$. В подтверждение трехзонной природы сверхпроводимости допированных Со соединений BaFe_2As_2 нами показано, что температурная зависимость электронной теплоемкости $\text{Ba}(\text{Fe}_{0.925}\text{Co}_{0.075})_2\text{As}_2$ с $T_c = 21.4 \text{ К}$ [34] детально воспроизводится также в трехзонной модели с весьма близкими к найденным для $\text{Ba}(\text{Fe}_{0.9}\text{Co}_{0.1})_2\text{As}_2$ параметрами. Важно отметить также, что две малые щели, $\Delta_1 \approx 15 \text{ см}^{-1}$ и $\Delta_2 \approx 21 \text{ см}^{-1}$, недавно обнаружены в экспериментальных исследованиях спектров инфракрасного отражения пленки $\text{Ba}(\text{Fe}_{0.9}\text{Co}_{0.1})_2\text{As}_2$ [30].

2. БКШ-подобные уравнения для многозонного сверхпроводника с сильной связью.

Основной недостаток модели БКШ наглядно проявляется в хорошо известном отклонении наблюдаемых в сверхпроводниках значений $\alpha^{\text{exp}} = [\Delta(0)/T_c]^{\text{exp}}$ от универсального параметра $\alpha_0 = 1.764$ модели БКШ. Отклонение α^{exp} от α_0 объясняется эффектами “сильной связи” – затухания и запаздывания электрон-бозонного взаимодействия (ЭБВ), которые в модели БКШ не учитываются. (Величиной этого отклонения обычно характеризуют “силу связи” в сверхпроводнике.) Эффекты сильной связи в сверхпроводниках проявляются главным образом в увеличении (по сравнению с моделью БКШ) числа нормальных квазичастиц и уменьшении вследствие этого критической температуры [39, 40]. Простейшим способом учесть данное обстоятельство в модели БКШ можно с помощью введения в функцию распределения корректирующего множителя – эффективной температуры, обеспечивающей равенство рассчитанной и экспериментальной (T_c^{exp}) критических температур и учитывающей увеличение числа квазичастиц в сверхпроводниках с сильной связью. Такие БКШ-подобные уравнения позволяют в среднем правильно описать температурную зависимость величин СП-щелей в сверхпроводниках с сильной связью. В случае обычных сверхпроводников для этой цели достаточно самой температуры T_c^{exp} и такой подход эквивалентен хорошо известной эмпирической α -модели [33, 37]. В двухзонных системах, кроме T_c^{exp} , необходимо ввести еще и эффективную температуру T^* зоны с малой щелью $\Delta_1 < \Delta_2$, характеризую-

щую эффективное распределение квазичастиц в этой зоне.

Для приведенных щелей $\delta_{1,2}(t) = \Delta_{1,2}(t)/\Delta_{1,2}(0)$, зависящих от приведенной температуры $t = T/T_c^{\text{exp}}$, БКШ-подобные уравнения формально совпадают с обычными уравнениями теории БКШ [37]:

$$\ln \delta_1(t) = -\tilde{n}_1(t) - \tilde{\Lambda}_{12}[1 - \delta_2(t)/\delta_1(t)], \quad (1)$$

$$\ln \delta_2(t) = -\tilde{n}_2(t) - \tilde{\Lambda}_{21}[1 - \delta_1(t)/\delta_2(t)]. \quad (2)$$

Здесь $\tilde{n}_J(t)$ – вклад внутризонных квазичастиц зоны J :

$$\tilde{n}_J(t) = 2 \int_0^{\infty} d\omega f[\tilde{\alpha}_J \varepsilon_J(\omega)/t] / \varepsilon_J(\omega), \quad (3)$$

$$\varepsilon_J(\omega) = \sqrt{\omega^2 + \delta_J^2(t)}, \quad (4)$$

где $\varepsilon_J(\omega)$ – приведенный спектр сверхпроводника. Эффективные константы межзонного взаимодействия $\tilde{\Lambda}_{12}$ и $\tilde{\Lambda}_{21}$ определяются соотношением

$$\tilde{\Lambda}_{12} = \tilde{\lambda}_{12}/\theta(0), \quad \tilde{\Lambda}_{21} = \tilde{\lambda}_{21}/\theta(0), \quad (5)$$

где $\theta(0) = \Delta_1(0)/\Delta_2(0)$ связаны с перенормированными константами ЭБВ $\tilde{\lambda}_{IJ}$ [37]. Можно показать, что эффективные параметры функций распределения $\tilde{\alpha}_{1,2}$ в (3) должны определяться уравнением самосогласования, следующим из условия равенства критических температур в зонах:

$$\ln \frac{\tilde{\alpha}_2}{\alpha_0} = \frac{\tilde{\Lambda}_{21}}{\tilde{\Lambda}_{12} + \ln \frac{\alpha_0}{\tilde{\alpha}_1}} \ln \frac{\alpha_0}{\tilde{\alpha}_1}, \quad (6)$$

и экспериментальным значением $\tilde{\alpha}_1 = \Delta_1(0)/T^*$.

Однозначно определить T^* из эксперимента удается только для системы $\text{Mg}_{1-x}\text{Al}_x\text{B}_2$, для которой параметры взаимодействия в БКШ-подобных уравнениях хорошо известны [41]. Однако всегда можно указать диапазон возможных значений эффективных температур T^* . Оценить эту область можно по отношению малой щели $\Delta_1(0)$ к “критической температуре” $T_{c1}^{(i)}$ изолированной ($\tilde{\Lambda}_{12} = 0$) зоны 1, которая определяется из (1), (3) очевидным условием $\tilde{\alpha}_1 T_c^{\text{exp}}/T_{c1}^{(i)} = \alpha_0$ или эквивалентным ему условием $\Delta_1(0)/T_{c1}^{(i)} = \alpha_0 T^*/T_c^{\text{exp}}$. Последнее соотношение полностью определяет интервал возможных значений T^* : от T_c^{exp} ($\Delta_1(0)/T_{c1}^{(i)} = \alpha_0$, слабая связь в зоне 1) до $T^* = \Delta_2(0)/\alpha_0$, т.е. критической температуры изолированной зоны 2 в модели БКШ ($\Delta_1(0)/T_{c1}^{(i)} = \Delta_2(0)/T_c^{\text{exp}}$, такая же “сильная” связь, как и в зоне 2). Поведение $\delta_1(t)$ и парциальной плотности СП-конденсата $\rho_{s1}(t)$ в сверхпроводнике с параметрами двухзонной модели $\text{Ba}(\text{Fe}_{0.9}\text{Co}_{0.1})_2\text{As}_2$ и,

для наглядности, очень слабым межзонным взаимодействием для предельных случаев слабого ($\tilde{\alpha}_1 \approx 1.1$) и “сильного” ($\tilde{\alpha}_1 \approx 0.9$) внутризонного ЭБВ в зоне 1 показано на рис. 1а. Видно, что темпе-

действительно двухщелевой или она должна определяться более сложной моделью.

Таблица 1

Параметры трехзонной модели $\text{Ba}(\text{Fe}_{0.9}\text{Co}_{0.1})_2\text{As}_2^*$

J	$\sigma_n^J, \text{см}^{-1}$	$\gamma_{\text{имп}}^J, \text{см}^{-1}$	$\tilde{\Lambda}_{J3}$	$\Delta_J(0), \text{см}^{-1}$	α_J^{exp}
1	6000	75	0.05–0.1	15	1.1
2	6000	55	0.05–0.1	21	1.46
3	500	200	–	30	2.2

$^*) \Delta_2(0) \equiv \Delta_2(\pi/4, 0)$

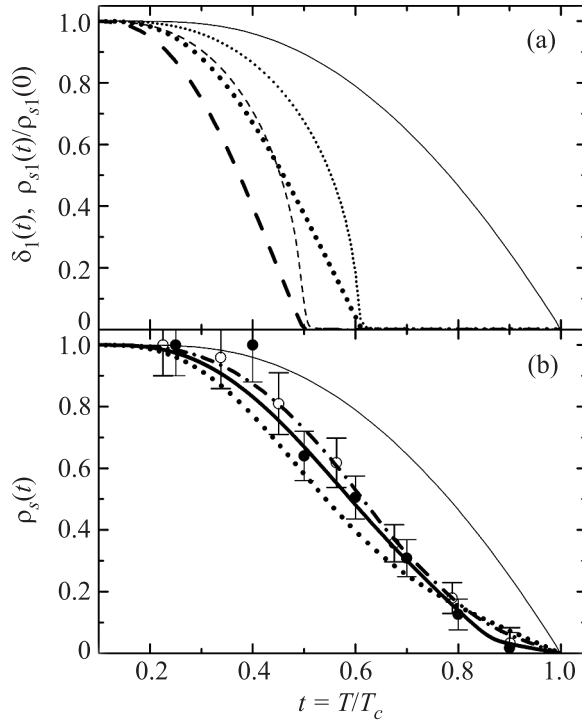


Рис. 1. (а) – Поведение щели $\delta_1(t)$ и парциальной плотности СП-конденсата $\rho_{s1}(t)$ в сверхпроводнике с параметрами двухзонной модели $\text{Ba}(\text{Fe}_{0.9}\text{Co}_{0.1})_2\text{As}_2$ из [31] и весьма слабым межзонным взаимодействием в случаях, когда внутризонное ЭБВ в зоне 1 предполагается слабым, $\tilde{\alpha} \approx 1.1$ ($\delta_1(t)$ мелкие и $\rho_{s1}(t)$ крупные точки) и “сильным”, $\tilde{\alpha}_1 \approx 0.9$ ($\delta_1(t)$ тонкая и $\rho_{s1}(t)$ жирная штриховые линии). (б) – Температурные зависимости $\rho_s(t)$ $\text{Ba}(\text{Fe}_{0.9}\text{Co}_{0.1})_2\text{As}_2$ в двухзонной модели с параметрами из [31] (точки) и трехзонной s (штрихпунктирная линия) и $s + d$ (сплошная линия) моделях с параметрами из таблицы 1. Экспериментальная зависимость $\rho_s(t)$ тонких пленок $\text{Ba}(\text{Fe}_{0.9}\text{Co}_{0.1})_2\text{As}_2$ показана сплошными (90 нм, $T_c = 20$ К) и полыми (50 нм, $T_c = 22$ К) символами. Тонкая сплошная линия – универсальная зависимость $\rho_s(t)$ в модели БКШ

ратурная зависимость $\delta_1(t)$ (и $\rho_{s1}(t) \sim \delta_1(t)$ [42]) $\text{Ba}(\text{Fe}_{0.9}\text{Co}_{0.1})_2\text{As}_2$ – соединения со слабым межзонным взаимодействием – в интересующей нас области $0.3 < T/T_c^{\text{exp}} < 0.7$ полностью определяется величиной эффектов сильной связи (эффективной температурой T^*). Варьирование T^* в интервале всех физически возможных значений позволит нам понять, является ли сверхпроводимость $\text{Ba}(\text{Fe}_{0.9}\text{Co}_{0.1})_2\text{As}_2$

В заключение этого пункта остановимся на некоторых общих оценках величины эффективных температур и эффективных параметров сильной связи $\tilde{\alpha}_J$ в многозонных сверхпроводниках, полученных нами при изучении большого числа туннельных спектров системы $\text{Mg}_{1-x}\text{Al}_x\text{B}_2$. Для этой системы константы связи в уравнениях (1), (2) хорошо известны [41] и параметр $\tilde{\alpha}_1(x)$ однозначно определяется по экспериментальным зависимостям $\delta_{1,2}(t)$. Отношение щелей $\theta(x) = \Delta_{\text{min}}(x)/\Delta_{\text{max}}(x)$ в $\text{Mg}_{1-x}\text{Al}_x\text{B}_2$ при увеличении концентрации x Al от 0 до 0.6 изменяется в четыре раза и перекрывает весь возможный диапазон изменения таких отношений (и, соответственно, относительной силы связи в зонах) в многозонных сверхпроводниках. Найденные нами из эксперимента параметры $\tilde{\alpha}_1(x)$ оказываются несколько меньше их значений в приближении слабой связи, $\tilde{\alpha}_1(x) = \Delta_{\text{min}}(x)/T_c^{\text{exp}}(x)$, но не более чем на 15%. При этом данное отличие уменьшается по мере уменьшения $T_c^{\text{exp}}(x)$ и в интересующей нас области $T_c^{\text{exp}} \sim 20$ К составляет менее 5%.

3. Структура плотности сверхпроводящего конденсата $\text{Ba}(\text{Fe}_{0.9}\text{Co}_{0.1})_2\text{As}_2$. Плотность СП-конденсата многозонного сверхпроводника с сильной связью определяется выражением

$$\rho_s(t) = \sum \tilde{\rho}_s^J(t) / \sum \tilde{\rho}_s^J(0), \quad (7)$$

где вклад зоны J есть [31, 43]

$$\tilde{\rho}_s^J(t) = \sigma_n^J \alpha_J^{\text{exp}} \delta_J(t) \left\{ \tanh \frac{\alpha_J^{\text{exp}} \delta_J(t)}{2t} - \frac{2}{\pi} \int_0^{\infty} d\omega \frac{\delta_J(t) \tilde{\gamma}_{\text{имп}}^J / \alpha_J^{\text{exp}} \tanh[\alpha_J^{\text{exp}} \varepsilon_J(\omega) / 2t]}{\omega^2 + (\tilde{\gamma}_{\text{имп}}^J / \alpha_J^{\text{exp}})^2 \varepsilon_J(\omega)} \right\}. \quad (8)$$

Здесь $\alpha_J^{\text{exp}} = \Delta_J(0)/T_c^{\text{exp}}$, σ_n^J – нормальная статическая проводимость, $\tilde{\gamma}_{\text{имп}}^J = \gamma_{\text{имп}}^J/T_c^{\text{exp}}$, $\gamma_{\text{имп}}^J = 1/2\tau_J$ – внутризонная скорость релаксации упругого примесного рассеяния в зоне J . Щели $\delta_J(T)$ определяются уравнениями (1), (2).

Проведенный нами детальный анализ наблюдаемых в пленках толщиной 50 и 90 нм экспериментальных зависимостей, в котором экспериментально определенные оптические параметры зон в (8) варьировались в пределах погрешностей измерений, а величина $\tilde{\alpha}_1$ в уравнениях (1), (2) – в пределах физически допустимых значений, показал, что наблюдаемая в пленках $\text{Ba}(\text{Fe}_{0.9}\text{Co}_{0.1})_2\text{As}_2$ зависимость $\rho_s(t)$ не может быть удовлетворительно объяснена в рамках двухзонной модели с $\Delta_{\min} = 15 \text{ см}^{-1}$ (см. рис. 1b). Более того, расчеты показывают, что подобная зависимость $\rho_s(t)$ может иметь место только в двухзонной модели с $\Delta_{\min} > 20 \text{ см}^{-1}$, что совершенно не соответствует наблюдаемой оптической проводимости $\text{Re } \sigma(\omega, T = 5 \text{ K})$ (см. рис. 2). Следовательно, под-

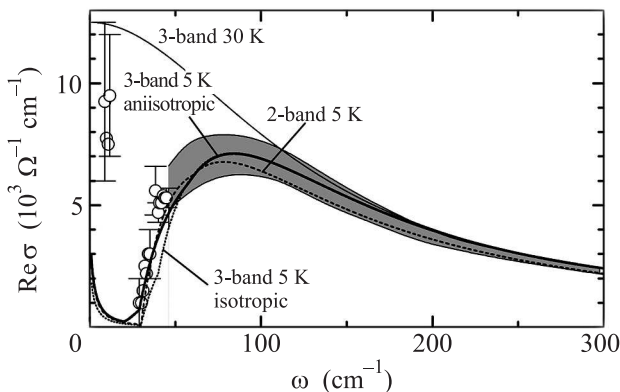


Рис. 2. Оптическая проводимость $\text{Re } \sigma(\omega)$ $\text{Ba}(\text{Fe}_{0.9}\text{Co}_{0.1})_2\text{As}_2$ в двухзонной модели [31] (пунктирная линия), а также в трехзонной s (точки) и $s + d$ (жирная сплошная линия) модели с параметрами из таблицы 1. Полые символы и серая область – показывают экспериментальные данные [31]. Тонкая сплошная линия – проводимость $\text{Re } \sigma(\omega)$ нормального состояния

система I в $\text{Ba}(\text{Fe}_{0.9}\text{Co}_{0.1})_2\text{As}_2$ состоит из двух зон (электронной и внешней дырочной), в спектрах которых имеются две щели: $\Delta_{\min} = 15 \text{ см}^{-1}$ и промежуточная щель с энергией $> 20 \text{ см}^{-1}$ (второй сценарий, см. выше). При этом промежуточная щель не может быть изотропной, т.к. в подобном случае оптическая проводимость такой системы оказалась бы заметно отличающейся от наблюдаемой экспериментально $\text{Re } \sigma(\omega, T = 5 \text{ K})$ (рис. 2). Из-за слабого межзонного взаимодействия в $\text{Ba}(\text{Fe}_{0.9}\text{Co}_{0.1})_2\text{As}_2$ анизотропия щели в промежуточной зоне 2 может являться следствием только анизотропии внутризонного ЭБВ w_{22} . Такое взаимодействие в $\text{Ba}(\text{Fe}_{0.9}\text{Co}_{0.1})_2\text{As}_2$ вполне вероятно в электронной подсистеме, в которой имеет место внутризонное рассеяние на векторы порядка векторов обратной решетки. Природа

данного взаимодействия может быть как антиферромагнитной, так и электрон-фононной (см. обзор [44]). Наше предположение о том, что промежуточная щель относится именно к электронной подсистеме, подтверждают последние эксперименты ARPES в $\text{Ba}(\text{Fe}_{0.9}\text{Co}_{0.1})_2\text{As}_2$. В них малая щель обнаружена на поверхности Ферми внешней дырочной зоны [45].

По второму сценарию в электронном спектре $\text{Ba}(\text{Fe}_{0.9}\text{Co}_{0.1})_2\text{As}_2$ открываются три СП-щели: минимальная щель $\Delta_{\min} = 15 \text{ см}^{-1}$ ($J = 1$), промежуточная щель ($J = 2$) и определяющая T_c максимальная щель $\Delta_{\max} \approx 30 \text{ см}^{-1}$ (внутренняя дырочная зона $J = 3$). Ввиду значительной экспериментальной погрешности для того, чтобы показать принципиальную возможность описания сверхпроводимости $\text{Ba}(\text{Fe}_{0.9}\text{Co}_{0.1})_2\text{As}_2$ по второму сценарию, мы ограничимся простой моделью, учитывающей только самые существенные элементы: межзонные взаимодействия $\tilde{\lambda}_{13}$, $\tilde{\lambda}_{23}$ зон $J = 1, 2$ с внутренней дырочной зоной ($J = 3$) и некоторую анизотропию спектра в зоне 2. В предположении слабой примесной перенормировки щели 2 для зависящего от полярных углов ϕ, ϕ' на двумерной цилиндрической поверхности Ферми взаимодействия $w_{22}(\phi, \phi') = u_\phi \tilde{\lambda}_{22} u_{\phi'}$ имеем

$$\Delta_2(\omega, \phi, t) \approx \bar{\Delta}(0) \delta_2(t) \beta(\phi, t), \quad (9)$$

где $\beta(\phi, t) = u_\phi + \lambda_{22} \tilde{\Lambda}_{23} \delta_3(t) / \delta_2(t)$, $\lambda_{22} \approx 0.3$ есть внутризонная константа связи [31, 37]. Уравнение для амплитуды приведенной щели $\delta_2(t)$ может быть получено в полной аналогии с (2) из [37] с учетом анизотропии электронного спектра (4):

$$\ln \delta_2(t) + \langle \bar{\beta}(\phi, t) \ln \beta(\phi, t) - \bar{\beta}(\phi, 0) \ln \beta(\phi, 0) \rangle = -2\tilde{n}_2(t) + \frac{\tilde{\Lambda}_{23}}{\langle u_\phi \rangle \beta(\phi, 0)} \left[\frac{\delta_3(t) \bar{\beta}(\phi, 0)}{\delta_2(t) \beta(\phi, t)} - 1 \right], \quad (10)$$

$$\tilde{n}_2(t) = \langle \bar{\beta}(\phi, t) \int_0^\infty d\omega \frac{f[\tilde{\alpha}_2 \varepsilon_2(\omega, \phi, t) / t]}{\varepsilon_2(\omega, \phi, t)} \rangle, \quad (11)$$

$$\varepsilon_2(\omega, \phi, t) = \sqrt{\omega^2 + \delta_2^2(t) \beta^2(\phi, t)}, \quad (12)$$

где средние $\langle F \rangle \Rightarrow \frac{1}{2} \langle \int_0^{2\pi} u_\phi F d\phi \rangle$ и $\bar{\beta}(\phi, t) = \beta(\phi, t) / \langle \beta(\phi, t) \rangle$. Уравнения для зон 1 и 3 в нашей модели имеют вид

$$\delta_3(t) = \delta_0(t), \quad (13)$$

$$\ln \delta_1(t) = -\tilde{n}_1(t) - \tilde{\Lambda}_{13} [1 - \delta_0(t) / \delta_1(t)]. \quad (14)$$

На рис. 1 и 2 показаны результаты наших расчетов температурных зависимостей плотности СП-конденсата $\rho_s(t)$ и проводимости $\text{Re } \sigma(\omega)$

Таблица 2

Параметры СП-конденсатов $\text{BaFe}_{1-x}\text{Co}_x\text{As}_2$, полученные из оптических измерений в данной работе и работе [29] и измерений электронной теплоемкости [34]

Образец/метод	$\Delta_1, \text{см}^{-1}$	$\bar{\lambda}_{13}$	$\Delta_2, \text{см}^{-1}$	$\bar{\lambda}_{23}$	$\Delta_3, \text{см}^{-1}$	$T_c, \text{К}$
$\text{Ba}(\text{Fe}_{0.9}\text{Co}_{0.1})_2\text{As}_2$, оптич. измерения	15	0.05–0.15	21	0.05–0.15	30–35	20–22
$\text{Ba}(\text{Fe}_{0.925}\text{Co}_{0.075})_2\text{As}_2$ электрон. теплоемкость	12	0.05	21	0.1	34	21.4

для температур 5 и 30 К в трехзонной модели $\text{Ba}(\text{Fe}_{0.9}\text{Co}_{0.1})_2\text{As}_2$ с анизотропным $(s + d)$ -взаимодействием $w_{22}(\phi, \phi')$ в зоне 2 (с d -компонентой взаимодействия в модели Манто–Пайнса [13, 15, 46], $u_\phi = 1 + k_d \cos 2\phi$) для оптических параметров, приведенных в таблице 1, и $\tilde{\alpha}_{1,2}^{\text{exp}} = \alpha_{1,2}^{\text{exp}}$, $k_d = 0.5$. На них приведены также соответствующие зависимости, полученные в трехзонной s -модели, двухзонной модели [31] и экспериментальные зависимости в $\text{Ba}(\text{Fe}_{0.9}\text{Co}_{0.1})_2\text{As}_2$. Из рис. 1b и 2 видно, что наиболее адекватно СП-состояние $\text{Ba}(\text{Fe}_{0.9}\text{Co}_{0.1})_2\text{As}_2$ описывает трехзонная модель с двумя СП-конденсатами в подсистеме I: с симметричным параметром порядка $\Delta_1(0) \approx 15 \text{см}^{-1}$ (предположительно во внешней дырочной зоне) и со слабо анизотропным (без узловых точек) $s + d$ - параметром порядка с амплитудой $\Delta_2(0) \approx 21 \text{см}^{-1}$ (предположительно в электронной зоне), слабо ($\bar{\lambda}_{1, \text{II}} < 0.1$) взаимодействующими с внутренним дырочным конденсатом с параметром порядка $\Delta_3(0) \approx (30-35) \text{см}^{-1}$. (Отметим, что $\rho_s(t)$ в этой модели совпадает с соответствующей зависимостью в двухзонной модели с $\Delta_{\text{min}} = 20 \text{см}^{-1}$). Данные о наличии СП-щелей $\Delta_1(0) \approx 15 \text{см}^{-1}$ и $\Delta_2(0) \approx 21 \text{см}^{-1}$ подтверждаются результатами исследования инфракрасного отражения в пленке $\text{Ba}(\text{Fe}_{0.9}\text{Co}_{0.1})_2\text{As}_2$ с $T_c \approx 20 \text{К}$ [30].

В заключение представим результаты наших расчетов в трехзонной модели температурной зависимости нормированной электронной теплоемкости $C_s(t)/\gamma_n T_c$ близкого по составу сверхпроводника $\text{Ba}(\text{Fe}_{0.925}\text{Co}_{0.075})_2\text{As}_2$ с $T_c = 21.4 \text{К}$ [34] (рис. 3). Нормированная электронная энтропия $s_J(t)$ трехзонного свободного электронного газа со спектром $\varepsilon_J(\omega)$ (4) или (11) может быть вычислена обычным обра-

$$s_J(t) = 3 \frac{\alpha_J^{\text{exp}}}{\pi^2} \times \int_{-\infty}^{\infty} d\omega \int_0^{2\pi} \frac{d\phi}{2\pi} ([\alpha_J^{\text{exp}} \varepsilon_J(\omega, \phi)/t] f(\alpha_J^{\text{exp}} \varepsilon_J(\omega, \phi)/t) - \ln\{f[-\alpha_J^{\text{exp}} \varepsilon_J(\omega, \phi)/t]\}). \quad (15)$$

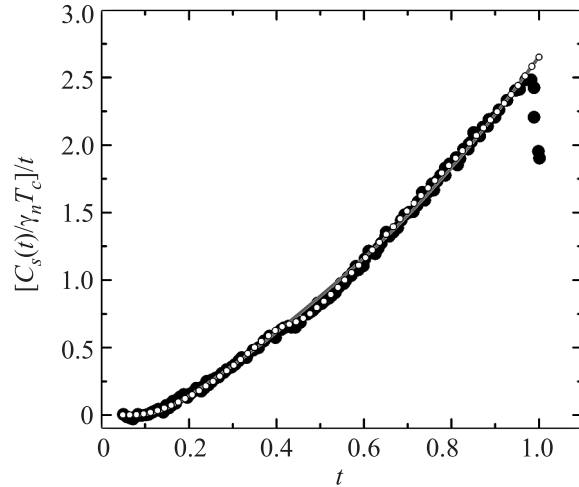


Рис. 3. Температурная зависимость нормированной электронной теплоемкости $C_s(t)/\gamma_n T_c$ сверхпроводника $\text{Ba}(\text{Fe}_{0.925}\text{Co}_{0.075})_2\text{As}_2$ в трехзонной модели для параметров, приведенных в таблице 2 (полые символы), и в двухзонной модели с параметрами из [34, 37] (серая сплошная линия). Сплошные символы – экспериментальные данные [34]

Относительные коэффициенты нормальной электронной теплоемкости подсистем I и II в $\text{Ba}(\text{Fe}_{0.925}\text{Co}_{0.075})_2\text{As}_2$ составляют $\gamma_{\text{I}}/\gamma_n = 0.33$ и $\gamma_{\text{II}}/\gamma_n = 0.67$ ($\gamma_n = \gamma_{\text{I}} + \gamma_{\text{II}}$ [34]). Полагая, что коэффициенты зон 1 и 2 в подсистеме I примерно одинаковы (как и нормальная проводимость этих зон в трехзонной модели $\text{Ba}(\text{Fe}_{0.9}\text{Co}_{0.1})_2\text{As}_2$), $\gamma_1/\gamma_n = \gamma_2/\gamma_n$, получим

$$[C_s(t)/\gamma_n T_c]/t = \frac{1}{\gamma_n} \frac{d}{dt} \{\gamma_{\text{II}} s_3(t) + 0.5\gamma_{\text{I}} [s_1(t) + s_2(t)]\}. \quad (16)$$

Электронная теплоемкость $C_s(t)$ (15), (16) определяется средними значениями функций распределения зон. Поэтому она, в отличие от плотности сверхпроводящего конденсата $\rho_s(t)$ (7), (8), менее чувствительна к структуре СП-состояния. Качественно температурная зависимость электронной теплоемкости многозонного сверхпроводника отличается от тако-

вой для обычного сверхпроводника некоторой немонотонностью, связанной с размытыми межзонным взаимодействием скачками теплоемкости зон $C_{s,J}(T)$ с малыми щелями ($\Delta_J(0) < \Delta_{\max}(0)$). На рис. 3 показаны результаты расчетов $C_s(t)/\gamma_n T_c$ в трехзонной модели для параметров, приведенных в таблице 2, и в двухзонной модели с параметрами из нашей работы [37] в сравнении с экспериментальными данными [34]. (Результаты, полученные в рамках изотропной и слабо анизотропной трехзонных моделей практически совпадают. Они представлены на рис. 3 одной кривой). Как видно из рис. 3, трехзонная модель более точно соответствует экспериментальной зависимости (см. также [48]), причем она описывает и аномалию в области температур 7–14 К, чего в двухзонной модели сделать не удается [37].

4. Заключение. На основе полученных нами в данной работе и в работе [29] терагерцовых и инфракрасных спектрах проводимости $\text{Re } \sigma(\omega)$ тонких пленок $\text{Ba}(\text{Fe}_{0.9}\text{Co}_{0.1})_2\text{As}_2$ в БКШ-подобной модели многозонного сверхпроводника с сильной связью проведен анализ моделей структуры сверхпроводящего состояния данного соединения. Установлено, что температурная зависимость плотности сверхпроводящего конденсата $\rho_s(t)$ не может быть удовлетворительно объяснена в рамках двухщелевой модели допированных Со соединений BaFe_2As_2 с наблюдаемой нами малой щелью $\Delta_{\min} = 15 \text{ см}^{-1}$. продемонстрировано, что экспериментальные зависимости $\rho_s(t)$ и $\text{Re } \sigma(\omega)$ могут быть получены в модели трех слабо взаимодействующих конденсатов со следующими параметрами порядка: симметричным $\Delta_1 \approx 15 \text{ см}^{-1}$ (предположительно во внешней дырочной зоне), слабо анизотропным (вследствие анизотропного *внутризонного* ЭВВ, предположительно в электронной зоне) с амплитудой $\Delta_2 \approx 21 \text{ см}^{-1}$ и $\Delta_3 \approx (30-35) \text{ см}^{-1}$ во внутренней дырочной зоне. Предложенная нами трехзонная модель с весьма близкими к найденным для $\text{Ba}(\text{Fe}_{0.9}\text{Co}_{0.1})_2\text{As}_2$ параметрами детально описывает и нетривиальную температурную зависимость электронной теплоемкости близкого по составу соединения $\text{Ba}(\text{Fe}_{0.925}\text{Co}_{0.075})_2\text{As}_2$. Полученные результаты уточняют представления о межэлектронном взаимодействии и о структуре сверхпроводящего состояния допированных Со соединений BaFe_2As_2 , показывая, что в спектре дырочной подсистемы, кроме известной максимальной щели, имеется и вторая, минимальная щель. При этом наличие большого двухщелевого эффекта в дырочной подсистеме ($\Delta_{\min}(x)/\Delta_{\max}(x) \geq 2$) исследованных соединений, который может быть подавлен только вследствие значительных возмуще-

ний (в частности, значительного изменения концентрации Со), свидетельствует о том, что состояние с одним электронным и двумя дырочными конденсатами, по-видимому, имеет место и для всех допированных Со сверхпроводящих соединений семейства BaFe_2As_2 . Проведенный анализ показывает, что используемая нами экспериментальная методика может быть успешно применена для исследования структуры сверхпроводящего состояния и других многозонных сверхпроводников.

Авторы благодарны Д. Ефремову, С. Борисенко, Д. Евтушинскому, S.-L. Drechsler и С. Meingast за полезные обсуждения и ценные замечания. Работа поддержана грантом РФФИ # 12-02-00497-а, программами Российской академии наук и контрактами Министерства образования и науки Российской Федерации. С. Хаиндл благодарит за финансовую поддержку German Research Foundation # HA5934/3-1 (DFG SPP 1458).

1. H. Q. Yuan, J. Singleton, F. F. Balakirev, S. A. Baily, G. F. Chen, J. L. Luo, and N. L. Wang, *Nature* **457**, 565 (2009).
2. D. J. Singh, *Physica C* **469**, 418 (2009).
3. K. Kuroki, H. Usui, S. Onari, R. Arita, and H. Aoki, *Phys. Rev. B* **79**, 224511 (2009).
4. C. Ren, Z.-S. Wang, H.-Q. Luo, H. Yang, L. Shan, and H.-H. Wen, *Phys. Rev. Lett.* **101**, 257006 (2008).
5. P. Samuli, Z. Pribylová, P. Szabó, G. Pristáš, S. L. Bud'ko, and P. C. Canfield, *Physica C* **469**, 507 (2009).
6. Yi. Yin, M. Zech, T. L. Williams, X. F. Wang, G. Wu, X. H. Chen, and J. E. Hoffman, *Phys. Rev. Lett.* **102**, 097002 (2009).
7. T. J. Williams, A. A. Aczel, E. Baggio-Saitovich, S. L. Bud'ko, P. C. Canfield, J. P. Carlo, T. Goko, J. Munevar, N. Ni, Y. J. Uemura, W. Yu, and G. M. Luke, *Phys. Rev. B* **80**, 094501 (2009).
8. R. T. Gordon, N. Ni, C. Martin, M. A. Tanatar, M. D. Vannette, H. Kim, G. D. Samolyuk, J. Schmalian, S. Nandi, A. Kreyssig, A. I. Goldman, J. Q. Yan, S. L. Bud'ko, P. C. Canfield, and R. Prozorov, *Phys. Rev. Lett.* **102**, 127004 (2009).
9. Y. Machida, K. Tomokuni, T. Isono, K. Izawa, Y. Nakajima, and T. Tamegai, *J. Phys. Soc. Jpn.* **78**, 073705 (2009).
10. G. R. Stewart, *Rev. Mod. Phys.* **83**, 1589 (2011).
11. I. I. Mazin, D. J. Singh, M. D. Johannes, and M. H. Du, *Phys. Rev. Lett.* **101**, 057003 (2008).
12. O. V. Dolgov, I. I. Mazin, D. Parker, and A. A. Golubov, *Phys. Rev. B* **79**, 060502(R) (2009).
13. E. Schachinger and J. P. Carbotte, *Phys. Rev. B* **80**, 174526 (2009).

14. V. Mishra, G. Boyd, S. Graser, T. Maier, P. J. Hirschfeld, and D. J. Scalapino, *Phys. Rev. B* **79**, 094512 (2009).
15. J. P. Carbotte and E. Schachinger, *Phys. Rev. B* **81**, 104510 (2010).
16. A. Charnukha, O. V. Dolgov, A. A. Golubov, Y. Matiks, D. L. Sun, C. T. Lin, B. Keimer, and A. V. Boris, *Phys. Rev. B* **84**, 174511 (2011).
17. R. M. Fernandes, M. G. Vavilov, and A. V. Chubukov, *Phys. Rev. B* **85**, 140512(R) (2012).
18. P. J. Hirschfeld, M. M. Korshunov, and I. I. Mazin, *Rep. Prog. Phys.* **74**, 124508 (2011).
19. G. A. Ummarino, M. Tortello, D. Daghero, and R. S. Gonnelli, *Phys. Rev. B* **80**, 172503 (2009).
20. L. Benfatto, E. Cappelluti, and C. Castellani, *Phys. Rev. B* **80**, 214522 (2009).
21. P. Popovich, A. V. Boris, O. V. Dolgov, A. A. Golubov, D. L. Sun, C. T. Lin, R. K. Kremer, and B. Keimer, *Phys. Rev. Lett.* **105**, 027003 (2010).
22. M. L. Teague, G. K. Drayna, G. P. Lockhart, P. Cheng, B. Shen, H.-H. Wen, and N.-C. Yeh, *Phys. Rev. Lett.* **106**, 087004 (2011).
23. K. Terashima, Y. Sekiba, J. H. Bowen, K. Nakayama, T. Kawahara, T. Sato, P. Richard, Y.-M. Xu, L. J. Li, G. H. Cao, Z.-A. Xu, H. Ding, and T. Takahashi, *Proc. Nat. Ac. Soc.* **106**, 7330 (2009).
24. K. W. Kim, M. Rössle, A. Dubroka, V. K. Malik, T. Wolf, and C. Bernhard, *Phys. Rev. B* **81**, 214508 (2010).
25. E. van Heumen, Y. Huang, S. de Jong, A. B. Kuzmenko, M. S. Golden, and D. van der Marel, *Europhys. Lett.* **90**, 37005 (2010).
26. D. Wu, N. Barišić, M. Dressel, G. H. Cao, Z. A. Xu, J. P. Carbotte, and E. Schachinger, *Phys. Rev. B* **82**, 184527 (2010).
27. R. P. S. M. Lobo, Y. M. Dai, U. Nagel, T. Rööm, J. P. Carbotte, T. Timusk, A. Forget, and D. Colson, *Phys. Rev. B* **82**, 100506 (2010).
28. T. Fischer, A. V. Pronin, J. Wosnitza, K. Iida, F. Kurth, S. Haindl, L. Schultz, B. Holzapfel, and E. Schachinger, *Phys. Rev. B* **82**, 224507 (2010).
29. B. Gorshunov, D. Wu, A. A. Voronkov, P. Kallina, K. Iida, S. Haindl, F. Kurth, L. Schultz, B. Holzapfel, and M. Dressel, *Phys. Rev. B* **81**, 060509(R) (2010).
30. Ю. А. Алещенко, А. В. Муратов, В. М. Пудалов, Е. С. Жукова, Б. П. Горшунов, Ф. Курт, К. Айда, *Письма в ЖЭТФ* **94**, 779 (2011).
31. E. G. Maksimov, A. E. Karakozov, B. P. Gorshunov, A. S. Prokhorov, A. A. Voronkov, E. S. Zhukova, V. S. Nozdrin, S. S. Zhukov, D. Wu, M. Dressel, S. Haindl, K. Iida, and B. Holzapfel, *Phys. Rev. B* **83**, 140502 (2011).
32. V. Brouet, M. Marsi, B. Mansart, A. Nicolaou, A. TalebIbrahimi, P. LeFèvre, F. Bertran, F. Rullier-Albenque, A. Forget, and D. Colson, *Phys. Rev. B* **80**, 165115 (2009).
33. H. Padamsee, J. E. Neighbor, and C. A. Shiffman, *J. Low Temp. Phys.* **12**, 387 (1973).
34. F. Hardy, T. Wolf, R. A. Fisher, R. Eder, P. Schweiss, P. Adelman, H. v. Löhneysen, and C. Meingast, *Phys. Rev. B* **81**, 060501 (2010).
35. K. Iida, J. Hanisch, R. Hühne, F. Kurth, M. Kitzun, S. Haindl, J. Werner, L. Schultz, and B. Holzapfel, *Appl. Phys. Lett.* **95**, 192501 (2009).
36. A. A. Golubov, A. Brinkman, O. V. Dolgov, J. Kortus, and O. Jepsen, *Phys. Rev. B* **66**, 054524 (2002).
37. E. G. Maksimov, A. E. Karakozov, B. P. Gorshunov, E. S. Zhukova, Ya. G. Ponomarev, and M. Dressel, *Phys. Rev. B* **84**, 174504 (2011).
38. S. Haindl, M. Kitzun, S. Oswald, C. Hess, B. Büchner, S. Kölling, L. Wilde, T. Thersleff, V. V. Yurchenko, M. Jourdan, H. Hiramatsu, and H. Hosono, *Rep. Prog. Phys.* **77**, 046502 (2014).
39. *Проблема высокотемпературной сверхпроводимости*, под ред. В. Л. Гинзбурга и Д. А. Киржница, Наука, М. (1977).
40. А. Е. Каракозов, Е. Г. Максимов, А. А. Михайловский, *ЖЭТФ* **102**, 132 (1992).
41. А. Е. Каракозов, Е. Г. Максимов, Я. Г. Пономарев, *Письма в ЖЭТФ* **91**, 26 (2010).
42. А. А. Абрикосов, Л. П. Горьков, И. Е. Дзялошинский, *Методы квантовой теории поля в статистической механике*, ГИФМЛ, М. (1962).
43. S. V. Nam, *Phys. Rev.* **156**, 470 (1967).
44. E. G. Maksimov, M. L. Kulic, and O. V. Dolgov, *Adv. Condens. Matter Phys.* **2010**, 1 (2010).
45. С. В. Борисенко, Д. В. Евтушинский, частное сообщение.
46. P. Monthoux and D. Pines, *Phys. Rev. B* **47**, 6069 (1993).
47. G. Gladstone, M. A. Jensen, and J. R. Schrieffer, in *Superconductivity*, ed. by R. D. Parks, N.Y. (1969) [В сб. *Сверхпроводимость полупроводников и переходных металлов*, Мир, М. (1972)].
48. F. Hardy, P. Burger, T. Wolf, R. A. Fisher, P. Schweiss, P. Adelman, R. Heid, R. Fromknecht, R. Eder, D. Ernst, H. v. Löhneysen, and C. Meingast, *Europhys. Lett.* **91**, 47008 (2010).