Письма в ЖЭТФ, том 121, вып. 6, с. 462 – 480

Экспериментальные и теоретические исследования пниктидов семейства $BaFe_2As_2$ с электронным замещением (Миниобзор)

Т. Е. Кузьмичева[+1)], *Ю. А. Алещенко*[+], *П. И. Безотосный*[+], *С. Ю. Гаврилкин*[+], *К. А. Дмитриева*[+], *А. Д. Ильина*[+], *С. А. Кузьмичев*[*+], *А. В. Муратов*[+], *И. А. Никитченков*[*+], *Г. В. Рыбальченко*[+]

[+]*Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, 119991 Москва, Россия*

[*]*Физический факультет, МГУ имени М. В. Ломоносова, 119991 Москва, Россия*

Поступила в редакцию 27 декабря 2024 г.
После переработки 1 февраля 2025 г.
Принята к публикации 3 февраля 2025 г.

В отличие от родственных сверхпроводниковых материалов (Ba,K)Fe_2As_2 с частичным дырочным замещением, электронно-допированные пниктиды Ba(Fe, Tm)$_2$As$_2$ (где Tm – переходный металл) до сих пор остаются относительно малоизученными. В обзоре рассматриваются текущие достижения в области исследования микроструктурных, транспортных, магнитных, калориметрических, оптических свойств пниктидов семейства Ba(Fe, Tm)$_2$As$_2$ и их зонной структуры, а также структуры сверхпроводящего параметра порядка и ее эволюции с изменением степени электронного замещения.

DOI: 10.31857/S0370274X25030184, EDN: XFMVVM

Введение. Открытые в 2008 г. пниктиды семейства $BaFe_2As_2$ (Ba-122) [1], как и другие железосодержащие сверхпроводники, имеют слоистую кристаллическую структуру. Кристаллическая решетка семейства $BaFe_2As_2$ имеет пространственную группу симметрии I4/mmm, состоящую из разделенных вдоль c-направления плоскостями бария антифлюоритоподобных сверхпроводящих (СП) блоков FeAs, представляющих собой плоскость из атомов железа, выше и ниже которой расположены плоскости атомов мышьяка.

Возможность роста крупных (до 1 см) высококачественных монокристаллов методом "раствор в расплаве", стабильность их свойств на открытом воздухе, высокие критические магнитные поля и токи делают пниктиды семейства Ba-122 весьма привлекательными для фундаментальных и прикладных исследований и способствуют публикации огромного количества работ по их всестороннему изучению. При этом нетривиальные свойства поверхности, особенности зонной структуры и, по-видимому, сильная анизотропия СП-свойств по всем направлениям импульсного пространства сильно затрудняют проведение экспериментов классическими методами и требуют разработки комплексных подходов.

В обзоре собраны имеющиеся данные литературы об экспериментальных исследованиях относительно малоизученных в некоторых аспектах пниктидов Ba(Fe$_{1-x}$$Tm_x$)$_2As_2$ с электронным замещением переходными металлами Tm = Co, Ni, Cu, Pt и др., полученные с помощью транспортных и магнитных экспериментов, синхротронных, нейтронных и спектроскопических методов, измерений теплоемкости, теплопроводности и критических полей. В фокусе обзора – систематизация структуры СП-параметра порядка и его анизотропии в k-пространстве с вариацией степени замещения в контексте рассмотрения особенностей фазовой диаграммы электронного допирования и зонной структуры, а также имеющихся теоретических представлений. По результатам проведенного сравнения обозначены основные "пробелы" в исследовании этих материалов и составлена "дорожная карта" экспериментальных исследований, необходимых для верификации теоретических моделей и установления механизма сверхпроводимости пниктидов железа с электронным замещением.

2. Фазовая диаграмма, транспортные и магнитные свойства. Фазовые диаграммы электронно-замещенных Ba(Fe$_{1-x}$$Tm_x$)$_2As_2$ для Tm = Co (далее BFCA), Ni (BFNA) и Cu (BFCuA) по данным работ [2–11] приведены на рис. 1. В стехиометрическом составе $BaFe_2As_2$ при понижении температуры до $T \approx 134-138$ K устанавливается антиферромагнетизм (АФМ) с волной спиновой плотности (ВСП), сопровождаемый структурным переходом из тетрагональной фазы в орторомбиче-

1)e-mail: kuzmichevate@lebedev.ru

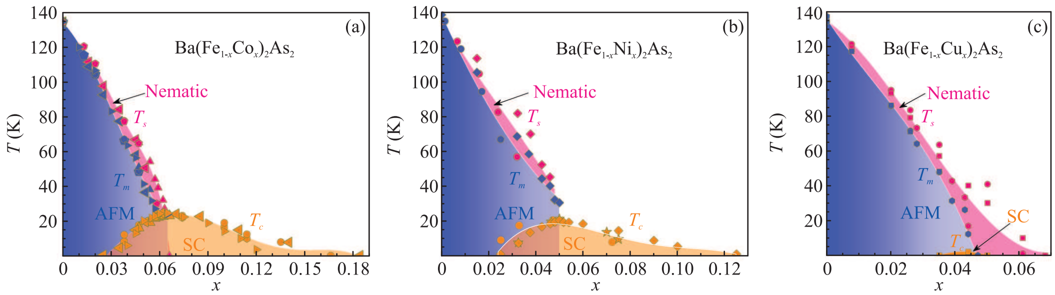

Рис. 1. (Цветной онлайн) Фазовые диаграммы электронно-допированных $Ba(Fe_{1-x}Tm_x)_2As_2$ для: $Tm = Co$ (a), Ni (b), Cu (c). Синим цветом обозначена АФМ-фаза (характерная температура Нееля T_m), фиолетовым – нематическая фаза (T_s), оранжевым – СП-фаза (T_c), белым – металлическая фаза. Данные взяты из работ [2] (пятиугольники), [3] (треугольники влево), [4] (кружки), [5] (треугольники вверх), [6] (квадраты), [7] (треугольники вправо), [8] (ромбы), [9] (шестиугольники), [10, 11] (звезды)

скую. При малых замещениях ($x < 0.06$ для BFCA, $x \lesssim 0.05$ для BFNA, BFCuA), соответствующих недодопированной области, температуры магнитного T_m и структурного T_s переходов различаются, что может быть установлено по наличию двух близко расположенных особенностей (при $T = T_m$ и T_s) на температурных зависимостях сопротивления [3, 4, 6], магнитной восприимчивости [6] или теплоемкости [3, 6], а также с помощью синхротронных и нейтронных исследований [7–9] и рентгеновской дифракции [5]. Узкая область при $T_m < T < T_s$ – нематическая фаза (фиолетовый цвет на рис. 1) – представляет собой немагнитное состояние с орторомбической решеткой ($C2$-симметрия поворота на π в ab-плоскости кристалла). С увеличением степени электронного замещения x АФМ и нематичность подавляются, способствуя установлению СП-фазы в форме "колокола" с критической температурой T_c, достигающей 25 K для BFCA [7] и 21 K для BFNA [10].

Надежно подтверждено наблюдение АФМ и нематического порядков с $T_{m,s} \approx T_c$ в области оптимального допирования, т.е. максимальных T_c, в BFCA [5, 7] и их отсутствие в передопированных составах BFCA с $x \approx 0.065{-}0.180$ [2–4, 7] и BFNA с $x \approx 0.050{-}0.125$ [4, 8]. Аналогичного вида фазовые диаграммы были получены для двойного замещения $Ba(Fe_{1-x-y}Co_xCu_y)_2As_2$ [4, 6], а также для редкого типа замещения $Ba(Fe_{1-x}Pt_x)_2As_2$ (BFPA) с максимальной $T_c \approx 25$ K при $x = 0.05$ [12, 13]. Системы с Tm = Cr, Mn не являются сверхпроводниками ни при какой степени замещения [14, 15].

Природа области пересечения фаз (при $x \approx 0.025{-}0.065$ в BFCA и $x \approx 0.025{-}0.05$ в BFNA) до сих пор дискутируется. Авторы ряда работ говорят о сосуществовании АФМ [5, 7, 16] и нематической фаз [5] со сверхпроводимостью в недодопированных составах. Напротив, авторы [7, 17] показали естественное фазовое расслоение в слабо недодопированных составах, близких к оптимальному: наличие в объеме монокристалла пространственно разделенных орторомбических АФМ-кластеров и тетрагональных СП-кластеров; результаты [18] косвенно указывают на такой сценарий.

В системе BFCuA установлено полное разрушение АФМ и нематического порядка ($T_{m,s} \to 0$) при $x \approx 0.046$ и 0.068 соответственно. СП-переход в монокристалле BFCuA с $x = 0.044$ при довольно низкой $T_c \approx 2$ K (ненаблюдаемый той же группой для $x = 0.035$, 0.05) показан в единственной работе [6].

Измерения петель магнитного гистерезиса $M(H)$ и магнитотранспортные измерения (в качестве обзора см. [11, 19, 20]) показали, что BFNA и BFCA являются сверхпроводниками II рода с высокой плотностью критического тока $J_c(0) \sim 10^6$ А/см^2, длиной когерентности $\xi_{ab}(0) \approx 2.4$ нм, $\xi_c(0) \approx 1.2$ нм ($T \ll T_c$) [21] и слабой магнитной анизотропией $\gamma \approx \approx 1-2$ вблизи T_c. Измерения температурной зависимости сопротивления $R(T)$ в полях до 45 Тл [21] дают оценки верхнего критического поля $H_{c2}^{ab}(0) \sim 70$ Тл, $H_{c2}^{c}(0) \sim 50$ Тл.

Вихревая решетка в монокристалле BFNA визуализирована в [22]. В отличие от нерегулярной решетки, наблюдаемой ранее в монокристаллах родственных пниктидов $Ba_{0.65}K_{0.35}Fe_2As_2$ [23], в работе [22] была показано классическое упорядочение вихрей в треугольную решетку в слабых магнитных полях до 2 Тл и значительное искажение ее структуры при увеличении поля до 4–6 Тл. Исследования динамики вихрей Абрикосова в монокристаллах BFNA и BFCA с широким диапазоном допирования проведены в работах [11] и [24, 25] соответственно. Для всех степеней замещения показан сильный пиннинг, причем в BFNA доминирующим является δl-механизм (пиннинг на точечных дефектах, обусловленный пространственным изменением длины свободного пробега носителей заряда l) [11], а в BFCA – δT_c-механизм (пиннинг на протяженных дефектах из-за пространственной вариации T_c) [24].

Путем измерения сдвига Найта в BFCA [26] установлен синглетный тип куперовских пар (ниже T_c).

3. О теоретическом описании СП-подсистемы. Зонные расчеты [27, 28] показали, что уровень Ферми (E_F) в BFCA и BFNA с близкими к оптимальному составами пересекают две дырочные и две электронные зоны, образуя вложенные, слабо гофрированные вдоль k_z-направления цилиндры на поверхности Ферми вокруг Г и M-точек зоны Бриллюэна.

Основываясь на слабости электрон-фононного взаимодействия в железосодержащих сверхпроводниках [29], Мазин и др. предложили так называемую $s^{\pm}$-модель для описания куперовского спаривания [30]. В этой модели пары образуются посредством спиновых флуктуаций при выполнении условия нестинга (примерного совпадения радиусов листов поверхности Ферми вдоль вектора $\mathbf{Q} = (\pi, \pi)$) между электронными и дырочными участками поверхности Ферми, образованными одним типом орбиталей, что приводит к появлению спинового резонанса на векторе нестинга $\mathbf{Q}$ ниже T_c, а также реализации знакопеременного СП-спаривания $s^{\pm}$-типа: наличию двух СП-параметров порядка без узлов, которые находятся друг с другом в противофазе. Каждый из параметров порядка определяет зависимость энергии связи от направления в k-пространстве для соответствующих куперовских пар, которые сосуществуют в любой точке реального пространства. Позже была показана возможность получения анизотропной СП-щели [31, 32] и смены типа ее симметрии вдоль фазовой диаграммы допирования [33].

В рамках $s^{\pm}$-модели возможен учет вариации корреляционных эффектов на участках, образованных различным типом орбиталей ("орбитальной селективности") [34–36], близости нематической фазы [34, 37], а также возможного нарушения симметрии обращения времени, которая приводит к смешанному $s + is$ или $s + id$-типу симметрии СП-спаривания (с произвольным сдвигом фаз между СП-конденсатами) [38, 39]. Метод построения и вычисления уравнений Элиашберга в рамках многозонной (нужны как минимум три эффективные зоны) спин-флуктуационной модели для $s^{\pm}$ и $s^{\pm} + id$-симметрии спаривания приводится в работах Уммарино [40, 41]. В рамках орбитального подхода авторами [42] ниже T_s предсказана неэквивалентность энергий зон около X-точки, образованных d_{xz} и d_{yz}-орбиталями, что приводит к появлению двух пиков спектральной плотности вблизи E_F, схожих с псевдощелевыми; с увеличением температуры до T_s положение зон выравнивается с постепенным закрытием "псевдощели" [42].

Напротив, согласно расчетам Контани и др. [43], основанным на наблюдении изотопического эффекта [44], высокотемпературная сверхпроводимость пниктидов может быть описана с помощью s^{++}-взаимодействия посредством орбитальных флуктуаций, усиленных фононами, и знакопостоянного СП-параметра порядка [45]. В отличие от классических электрон-фононных моделей, получение слабой анизотропии Δ, согласно [45], возможно даже в рамках "чистого" s^{++}-взаимодействия, при этом введение отталкивающего межзонного спин-флуктуационного взаимодействия как дополнительного канала куперовского спаривания приводит к усилению анизотропии и получению различных угловых распределений $\Delta(\theta)$, в том числе с $\Delta = 0$ или $\Delta < 0$ вдоль некоторых направлений импульса.

Отметим, что для пниктидов семейства Ba-122 именно с электронным замещением расчеты СП-щелевой структуры в рамках $s^{\pm}$ и s^{++}-модели за редкими исключениями ([46–49]) практически отсутствуют. Тем не менее, поскольку в работах [31, 32, 34, 35, 38–43, 45] рассматриваются железосодержащие сверхпроводники со сходным строением поверхности Ферми, их выводы могут быть качественно применены для описания СП-подсистемы $\mathrm{Ba(Fe}, Tm)_2\mathrm{As}_2$.

Существует также феноменологический подход к проблеме описания СП-механизма в $\mathrm{Ba(Fe}, Tm)_2\mathrm{As}_2$, предложенный в работах Каракозова и др. [50–52]. Авторами [50–52] были получены многозонные уравнения БКШ (система уравнений Москаленко–Сула [53, 54]) с полуэмпирическими поправками сильной связи (характеристическими отношениями $r_j \equiv 2\Delta_j(0)/k_BT_c$, взятыми из эксперимента) для BFCA, которые также могут быть применены к другим двух- или трехзонным пниктидам. При использовании упрощения для электрон-фононных компонент $U_h = U_e = U$ (индекс e означает электронную зону, h – дырочную), дающих изотропный вклад в силу спаривания, спин-флуктуационное взаимодействие $V_{eh} = V_{he} = G_s$ [52] создает анизотропию силы спаривания и, соответственно, амплитуды СП-щели в k-пространстве.

Авторы [50–52] обоснованно [55] ожидают рост безразмерного параметра G_s/U по мере приближения к АФМ-переходу при уменьшении степени электронного допирования и предупреждают о том, что “для корректного исследования роли спин-флуктуационного взаимодействия необходимо учитывать до пяти зон на поверхности Ферми (и слишком большое число параметров теории). Неизбежные при этом упрощения могут приводить к прямо противоположным оценкам спин-флуктуационного взаимодействия в различных подходах...” [52]. Для минимализации своей модели авторы ограничивают количество эффективных зон до трех (большая СП щель Δ_L открывается на внутреннем дырочном листе поверхности Ферми, малая СП-щель Δ_S – на внешнем дырочном листе, средняя Δ_e-щель – в электронных зонах), при этом для плотностей электронных состояний в зонах на E_F ими соблюдается соотношение $N_L > N_S > N_e$, а соответствующие отношения N_e/N_L и N_e/N_S и некоторые другие параметры взяты для случая замещения $Fe_{1.8}Co_{0.2}$. Предполагается, что отношение $\Delta_e(0)/\Delta_h(0)$, а также коэффициент анизотропии η_e СП-параметра порядка в электронных зонах Δ_e будут определены экспериментально. Принципиально возможен учет анизотропии η_h для дырочной щели Δ_h, тем не менее, детальный анализ для этой ситуации в работах [50–52] отсутствует, поскольку авторами предполагается изотропность Δ_h.

В общем случае для пниктидов Ba-122 авторы [51, 52] выявили следующую тенденцию: по мере увеличения межзонного взаимодействия G_s (т.е. приближении к АФМ-фазе) отношение r_L практически не меняется (для случая сильной корреляции спиновой и зарядовой степеней свободы спиновых возбуждений), а СП-щели Δ_e и Δ_S увеличиваются и сближаются при корреляциях любой силы, причем при $G_s > U$ (т.е. преимущественно в недодопированных составах) доминирующей оказывается СП-щель Δ_e в зоне с меньшей плотностью состояний. Кроме того, из-за спин-флуктуационного взаимодействия с изотропной дырочной зоной s-волновая компонента электронной СП-щели Δ_e увеличивается, и ее анизотропия уменьшается; также “показано, что параметр порядка на электронных $<\ldots>$ участках поверхности Ферми имеет смешанную $s + d$-симметрию (без узлов)” [52]. При $G_s \sim U$ амплитуды СП-щелей сравниваются $\Delta_e \approx \Delta_L$, и в передопированной области с $G_s < U$ доминирует Δ_L.

Кратко подытоживая вышеуказанные теоретические результаты, отметим, что “чистый” $s^{\pm}$-подход [33], а также феноменологическая модель Каракозова предсказывают усиление анизотропии СП-параметров порядка (в модели [52] – электронной СП-щели) в передопированной области фазовой диаграммы допирования. Подход Каракозова также предсказывает увеличение и сближение амплитуд средней и малой СП-щелей и увеличение межзонного взаимодействия в недодопированной области с уменьшением степени допирования. С другой стороны, в рамках модели [45] при рассмотрении спин-флуктуационного канала дополнительно к основному s^{++}-механизму ожидается усиление анизотропии $\Delta(\theta)$ в недодопированной области. Таким образом, выводы рассмотренных теоретических моделей могут быть проверены в ходе *прямых* экспериментальных исследований СП-щелевой структуры сильно недо- и передопированных составов.

4. Экспериментальные исследования.

4.1. Микроскопия. Известно [56], что монокристаллы семейства Ba-122 склонны к двойникованию. Изменение количества и/или ориентации двойников, вплоть до практически полного их устранения [56] может быть достигнуто приложением механического напряжения по одной из осей кристалла. Результат обычно контролируется *in situ* с помощью рентгеновской дифракции [56], либо с помощью оптической визуализации в поляризованном свете [57]. В работе [58] описан способ раздвойникования монокристаллов недодопированных составов при приложении магнитного поля ~ 14 Тл в ab-плоскости. Хотя эффект оказался более слабым (уменьшение числа двойников на 5–15 %), чем при одноосной деформации, при $T < T_m$ авторами [58] обнаружено появление анизотропии удельного сопротивления $\rho_a < \rho_b$ и магнитной восприимчивости $\chi_a < \chi_b$, а также положительного магнитосопротивления при направлении тока $H \| I$.

По данным сканирующей туннельной микроскопии (СТМ) с атомарным разрешением [22, 59–63], скол в монокристаллах BFNA и BFCA проходит вдоль плоскости бария (в качестве обзора см. [64]). В большинстве случаев на сколе наблюдается сверхструктура типа $\sqrt{2} \times \sqrt{2}$ [22, 60, 62, 63], образованная из атомов и вакансий Ba в шахматном порядке (рис. 2a); также довольно распространено “страйповое” расположение атомов Ba типа 2×1 [59, 60]. Помимо вышеуказанных, в СТМ-экспериментах [60] были обнаружены более редкие комбинации $\sqrt{2} \times \sqrt{2}$ и (2×1)-сверхструктур, а также различные экзотические типы распределения атомов Ba на сколах BFCA (рис. 2b).

4.2. Фотоэмиссионная спектроскопия с угловым разрешением. Эксперименты по определению зонной структуры методом фотоэмиссионной спектроскопии с угловым разрешением (ФЭСУР)

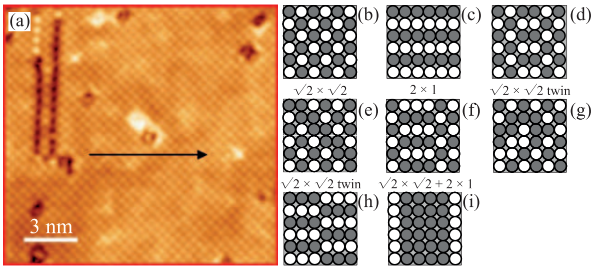

Рис. 2. (Цветной онлайн) (a) – Топография поверхности монокристалла $Ba(Fe_{0.96}Ni_{0.04})_2As_2$ ($\sqrt{2}\times\sqrt{2}$), полученная с помощью СТМ. Рисунок из работы [22]. (b)–(i) – Схемы расположения атомов Ba и их вакансий (серые и белые кружки соответственно), обнаруженные на сколах монокристаллов $Ba(Fe_{0.93}Co_{0.07})_2As_2$ в [60]: (b) – $\sqrt{2}\times\sqrt{2}$; (c) – 2×1; (d), (e) – порядок $\sqrt{2}\times\sqrt{2}$ в присутствии линейно (d) или диагонально расположенной двойниковой границы; (f) – комбинация $\sqrt{2}\times\sqrt{2}$ и 2×1 структур; (g) – разупорядоченная структура; (h) – страйповый порядок; (i) – линейный порядок

$Ba(Fe_{1-x}Tm_x)_2As_2$ немногочисленны, поскольку осложнены рядом трудностей. Обсуждаемые выше сверхструктуры Ba на сколах (рис. 2) часто искажают ФЭСУР-спектры (частично эту проблему можно решить за счет прогрева до 150 K с последующем охлаждением [62]). Большинство ФЭСУР-экспериментов проведены на монокристаллах BFCA [28, 62, 65–68], при этом данные для BFNA получены только в работе [69], а для BFPA – в работе [70].

Все имеющиеся данные ФЭСУР в целом согласуются с расчетами [27]. В материалах семейства Ba-122 с электронным допированием исследуются зонные спектры в высокосимметричных направлениях Г-X(Y) и Г-M. Стоит отметить, что, как правило, направления Г-X(Y) изучаются для несверхпроводящих составов, а направление Г-M – для СП-составов. При этом в оптимально-допированном составе в X-точке отсутствуют пересечения зон с уровнем Ферми [28].

В оптимально допированном BFCA ($x = 0.075$) авторами [28] на поверхности Ферми получено пятно интенсивности круглой формы вокруг Г-точки, образованное дырочной зоной, и структура в форме четырехлистника, образованная в результате перекрещивания дух перпендикулярных друг другу эллиптических пятен в M-точке (рис. 3a, b).

Отметим, что в СП-составах пниктидов Ba-122 с электронным замещением на поверхности Ферми в X-точке отсутствуют "пропеллеры" (наблюдаемые в дырочно-допированном $Ba_{0.6}K_{0.4}Fe_2As_2$ [71]), образованные пересечением как электронной, так и дырочной зоны с уровнем Ферми: в BFCA и BFNA соответствующая дырочная зона оказывается на $\Delta E \approx$ $\approx 100{-}200$ мэВ ниже E_F [27, 28].

При увеличении концентрации допирующих электронов диаметр дырочных листов поверхности Ферми уменьшается, а электронных – увеличивается [28, 65, 69]; в сильно передопированном несверхпроводящем составе BFCA показано полное отсутствие дырочного кармана в Г-точке [67]. Конгруэнтность ("нестинг") поверхности Ферми в Г-M-направлении имеет место в оптимально-допированных СП-составах BFCA с $x = 0.075$ [28].

Изменение поверхности Ферми BFCA с электронным допированием исследовано в работах [65, 67] (рис. 3c, d). В стехиометрическом составе ($x = 0$) соединение находится в АФМ-фазе, и большая часть поверхности Ферми оказывается защелена. В результате в X-точке наблюдается четырехлистное пятно интенсивности малого фазового объема (рис. 3c). При электронном допировании в данных зонах происходит переход Лифшица, и карманы вокруг X-точки трансформируется в два скрещенных эллипса (рис. 3d).

В двойниковых кристаллах стехиометрического $BaFe_2As_2$ и несверхпроводящего недодопированного состава BFCA с $x = 0.025$ ниже T_s поверхность Ферми симметрична относительно поворота на $\pi/4$ (рис. 4a), в то время как в тех же кристаллах без двойников было обнаружено нарушение $C4$-симметрии [66, 72, 73]: отсутствие одного из цилиндров поверхности Ферми в X/Y-точке в зависимости от направления приложенной деформации (рис. 4b, c). Это обусловлено неэквивалентностью положения зон, образованных d_{xz} и d_{yz}-орбиталями, по энергии в АФМ и нематической фазе при $T < T_s$ (схожее с предсказываемым в [42]), как показано на рис. 4d, e. С увеличением температуры d_{yz}-зона опускается, а d_{xz}-зона поднимается, и $C4$-симметрия восстанавливается при $T \approx 160$ K [66]. Однако, в [73] было показано более сильное температурное движение зон для BFCA в широком диапазоне допирования вплоть до комнатных температур, природа которого до сих пор не ясна.

Зонная структура BFCA ниже T_c исследована в работах [28, 68]. В оптимально-допированном составе с $T_c \approx 25.5$ K обнаружены две почти изотропные СП-щели $\Delta_L(0) \approx 7$ мэВ и $\Delta_S(0) \approx 4.5$ мэВ, открывающиеся в дырочной и электронной зоне соответственно [28]. Авторам [68] удалось разрешить три слабо анизотропные в k-пространстве СП-щели в кристаллах BFCA с составами, близкими к оптимальным: две большие СП-щели $\Delta_1(0) \approx \Delta_2(0) \approx 6.5$ мэВ на

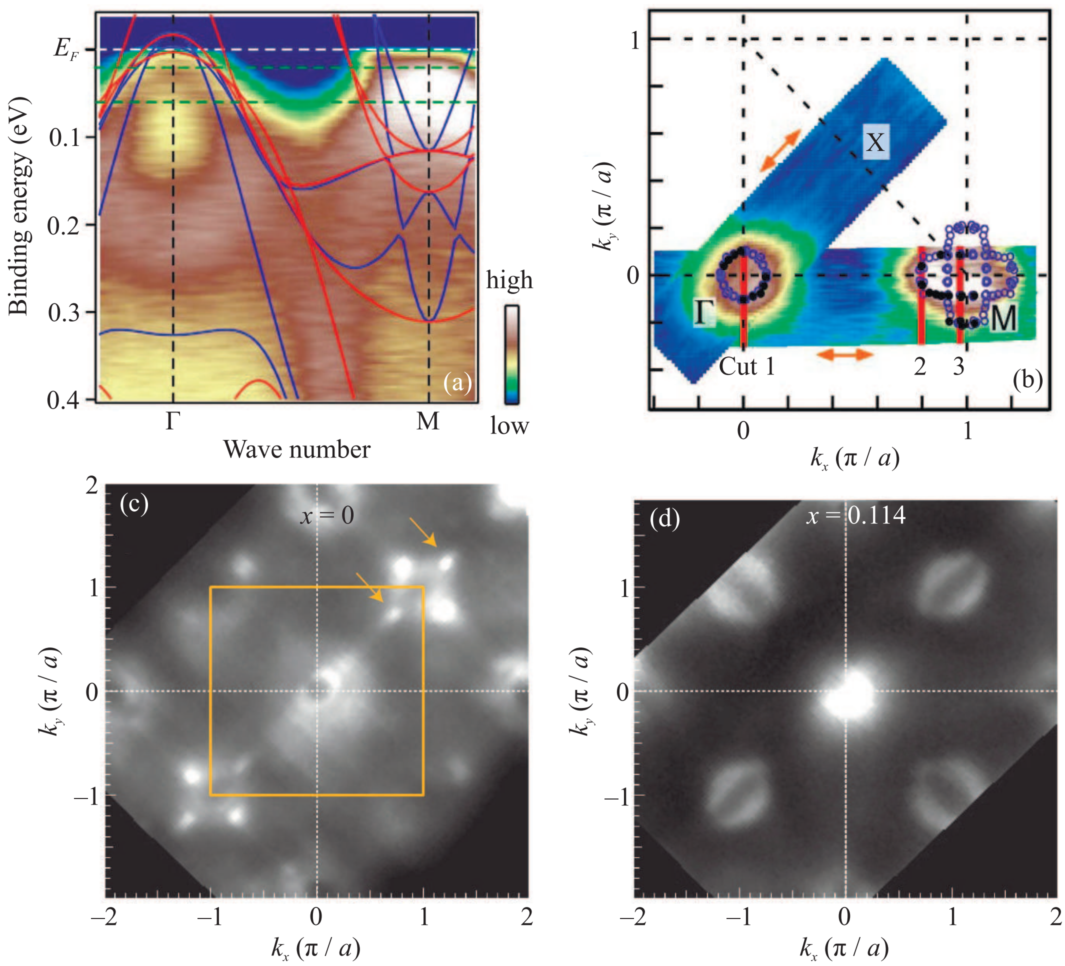

Рис. 3. (Цветной онлайн) Зонная структура (a) и поверхность Ферми (b) монокристалла BFCA оптимально допированного состава ($x = 0.075$), полученные с помощью ФЭСУР [28]. На (a) для сравнения приведены рассчитанные дисперсионные кривые (синим цветом для $k_z = 0$, красным – для $k_z = \pi$). (c), (d) – Поверхность Ферми стехиометрического ($x = 0.0$) и недодопированного состава ($x = 0.114$) BFCA, измеренные при $T = 20$ К, по данным ФЭСУР [65]. Рисунки адаптированы из [28, 65]

двух дырочных листах поверхности Ферми и малую СП-щель $\Delta_3(0) \approx 4.6$ мэВ в электронных зонах. Для BFPA оптимального состава ($x = 0.05$) с $T_c \approx 23$ К в электронных и дырочных зонах была обнаружена изотропная СП-щель $\Delta(0) \approx 3$ мэВ, что согласуется с величиной малой СП-щели $\Delta_S(0)$, полученной той же группой методом спектроскопии точечных контактов (ТК) [70].

В работах Финка и др. [74, 75] на монокристаллах BFNA получены практически линейные зависимости амплитуды рассеяния на примесях (параметра размытия) $\Gamma \equiv \hbar/(2\tau_E)$ (τ_E – характерное время неупругого рассеяния) от энергии $\Gamma(E)$ ниже E_F, нехарактерные для Ферми-жидкости ($\Gamma \propto E^2$). При этом максимальный рост $\Gamma(E \gg k_BT)$ вглубь валентной зоны, согласно [75], достигается в оптимально допированном составе, а наклон этой зависимости повторяет форму "колокола" допирования (пропорционален T_c).

4.3. Неупругое рассеяние нейтронов. Спиновый резонанс на векторе нестинга ниже T_c наблюдался в экспериментах по неупругому рассеянию нейтронов (НРН) в монокристаллах BFCA [68, 76–78] и BFNA [76, 79–81] оптимального и близких к ним составов. Полученные при $T \ll T_c$ энергии E_{res} примерно пропорциональны T_c с отношением $E_{\text{res}}/k_BT_c \approx 4$–5 [68, 76, 77, 79]. Оцененные в [68] характерные энергии спинового резонанса E_{res} не превышали амплитуду непрямой СП-щели $\Delta_h(0) + \Delta_e(0)$ вдоль вектора нестинга, что согласуется с условием наблюдения спинового резонанса в расчетах Коршунова в рамках $s^{\pm}$-формализма [82]. Интересно отметить, что в работах [68, 78] был разрешен двойной спиновый резонанс: в недодопированных составах BFCA, помимо

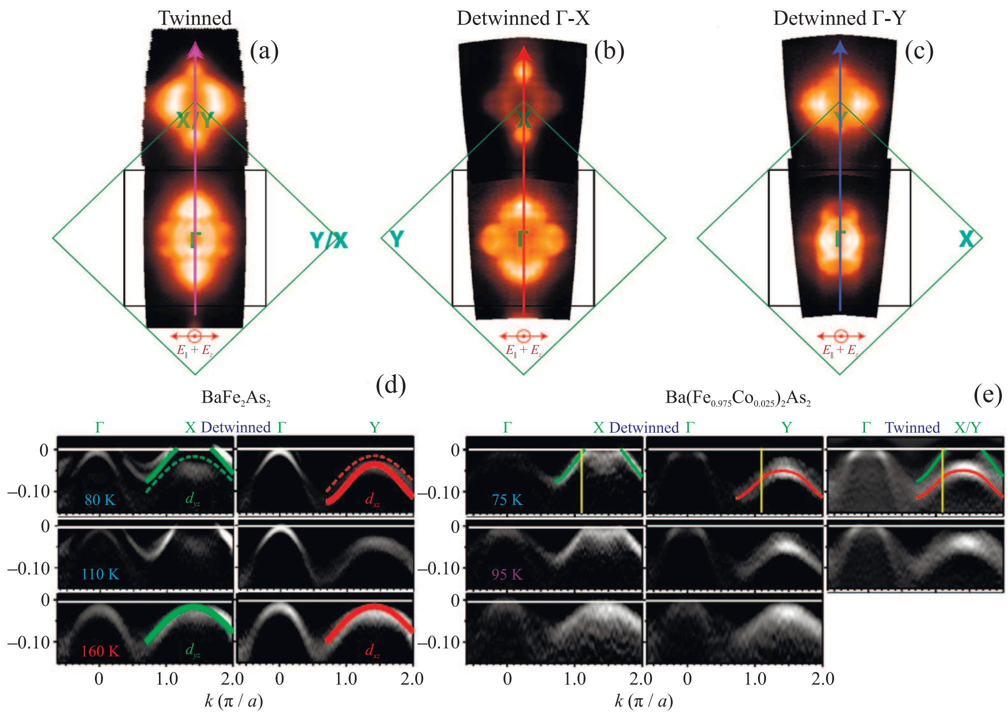

Рис. 4. (Цветной онлайн) Поверхность Ферми в Γ и X-точках стехиометрического монокристалла $BaFe_2As_2$ с присутствием (a) и отсутствием двойников – под действием одноосной деформации в направлениях, соответствующих векторам Γ-X (b) и Γ-Y (c). Изменение зонной структуры около X и Y-точек с температурой в монокристаллах $BaFe_2As_2$ (d) и недодопированного состава BFCA с $x = 0.075$ ((e), слева и в центре) без двойников. Для сравнения показаны аналогичные данные для двойникового кристалла BFCA с $x = 0.025$ ((e), справа). Данные ФЭСУР из работы [66]

моды E_{res} (спинового экситона), наблюдалась низкочастотная мода E_{001}, связанная со спиновыми возбуждениями (наблюдаемая только при поляризации пучка нейтронов в (001)-направлении), энергия которой достигала максимума $E_{001} \approx 13$ мэВ в стехиометрическом составе $BaFe_2As_2$ и уменьшалась по мере увеличения электронного допирования [68].

4.4. Измерения теплоемкости, теплопроводности, первого критического поля. Для оценки СП-параметров порядка по данным измерений теплоемкости $C(T)$ и первого критического поля $H_{c1}(T)$ обычно используется α-модель [83], в которой подгоночными параметрами является характеристическое отношение $\alpha_i \equiv r_i$, а также возможен учет типа симметрии СП-щели. Основным ограничением α-модели является использование БКШ-образных температурных зависимостей СП-щелей (что исключает учет межзонного взаимодействия), предположение изотропности сверхпроводника и приближения квазиклассичности $\Delta(0) \ll \hbar\omega_D \ll E_F$ ($\hbar\omega_D$ – энергия Дебая), что, вообще говоря, ставит вопрос о ее применимости к пниктидам железа, близким к неадиабатическому режиму. Для оценки решеточного вклада в теплоемкость $C_{el}(T)$ обычно используется теплоемкость аналогичного соединения несверхпроводящего состава (например, сильно недо- или передопированного) согласно процедуре, подробно описанной в [10], так как классический метод подавления T_c магнитным полем неприменим к пниктидам Ba-122 из-за высоких значений $H_{c2}(0)$.

Примеры получаемых зависимостей $C_{el}(T)/T$ [84], $H_{c1}(T)$ [85] и их аппроксимации в рамках α-модели для оптимально и недодопированных монокристаллов BFNA соответственно, показаны на рис. 5a, b. Для других составов BFNA [86, 87] и BFCA [87–90] были получены аналогичного вида зависимости, которые могут быть описаны двухзонной α-моделью в предположении двух изотропных СП-щелей [84, 86–89] или при введении d-волновой симметрии большой СП-щели [87].

Температурные зависимости плотности СП-конденсата $\rho_S(T) \propto \lambda_L^{-2}$ измерены в работах [91–93] для BFCA с различным замещением; на кристаллах BFNA подобные данные немногочисленны и получены, в основном, для составов, близких к оптимальному [10, 85, 86] (рис. 5b). Типичная зависимость $H_{c1}(T)$ для недодопированного состава BFNA ($x \approx 0.04$) имеет заметный прогиб при $T \approx 6$ K

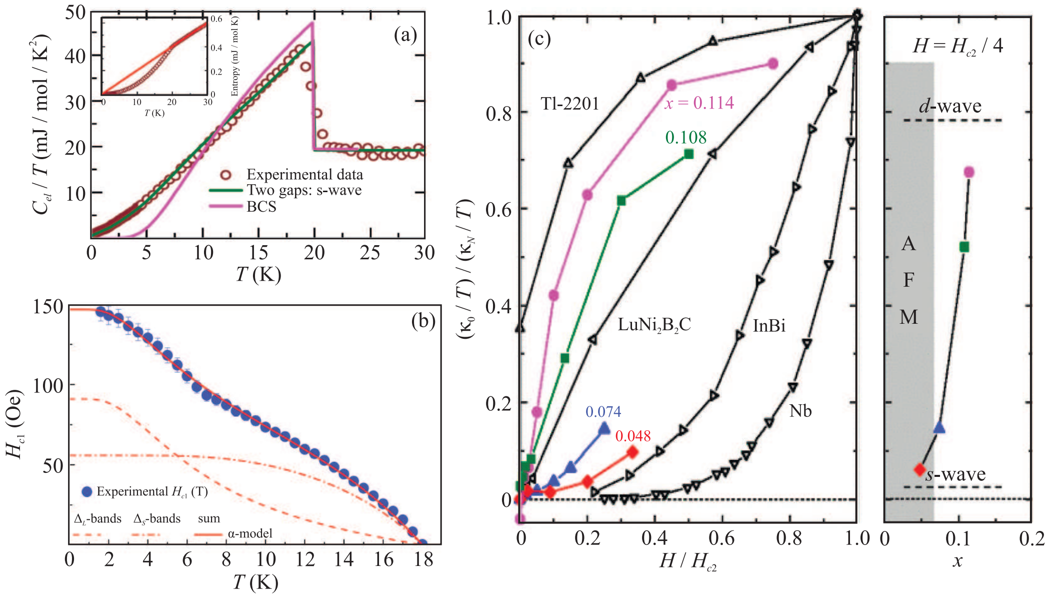

Рис. 5. (Цветной онлайн) (a) – Температурная зависимость электронной теплоемкости $C_{el}(T)/T$ оптимально допированного монокристалла BFNA ($x \approx 0.05$) и ее аппроксимация однозонной и двухзонной α-моделью (фиолетовая и зеленая линии, соответственно). Адаптировано из [84]. (b) – Температурная зависимость первого критического поля $H_{c1}(T)$ для недодопированного состава BFNA ($x \approx 0.04$), парциальные вклады зон и аппроксимация двухзонной α-моделью по данным [85]. (c) – Полевая зависимость остаточной теплопроводности $(\kappa_0/T)/(\kappa_N/T)$ монокристаллов BFCA недодопированного состава с $x = 0.074$, 0.048 и передопированных составов с $x = 0.108$, 0.114 (цветные линии), для сравнения показаны данные для других сверхпроводников (черные линии). Справа проиллюстрировано изменение типа симметрии СП-параметра порядка вдоль фазовой диаграммы допирования. Адаптировано из [96]

на рис. 5b, вызванный вкладом СП-конденсата с малой СП-щелью с характеристическим отношением $r_S \approx 2$.

Эволюция СП-щелей вдоль фазовой диаграммы допирования BFCA оценена в калориметрических исследованиях [88, 89]: полученные характеристические отношения r_L и r_S для большой и малой СП-щелей повторяют форму "колокола" допирования, меняясь от $r_S \approx 2.0$, $r_L \approx 4.9$ в оптимальном составе до $r_S \approx 1.3$, $r_L \approx 3.1$; последнее ставит под сомнение правильность интерпретации данных на границах исследованного диапазона допирования, так как оказывается меньше БКШ-предела слабой связи 3.53. Напротив, данные $\rho_S(T)$ [91] указывают на примерно постоянное отношение r_L для оптимально и передопированных составов BFCA ($x = 0.05-0.11$).

Вопрос оценки симметрии СП-параметра порядка по данным измерений коэффициента теплопроводности $\kappa(T,H)/T$ и лондоновской глубины проникновения $\lambda_L(T)$ остается дискуссионным. Авторы [94] заявили о сильной анизотропии Δ с наличием узлов для монокристаллов BFCA в широком диапазоне замещений $x = 0.038-0.127$. В работах [92, 95] для монокристаллов BFCA с $x = 0.07$ и BFNA с $x = 0.033-0.072$ были получены степенные зависимости $\Delta\lambda_L(T) \propto T^m$. В соединениях BFNA передопированных составов наблюдалась практически линейная зависимость $\Delta\lambda_L(T)$ ($m \approx 1$), что указывает [95] на реализацию d-волновой симметрии СП-щели; при этом в исследованных кристаллах оптимального состава показатель m достигал 2.3–2.4. Авторы [92, 95] утверждают, что столь большое значение $m > 2$ не может быть объяснено ни d-волновой симметрией, ни рассеянием на примесях при s-волновой симметрии СП-спаривания, следовательно, может указывать на наличие узлов $\Delta(\theta)$ без смены знака или бесщелевых областей кристалла. Измерения полевой зависимости остаточной теплопроводности, проведенные той же группой для BFCA с вариацией степени замещения $x = 0.048-0.114$ [96], показали изменение кривизны зависимости $(\kappa_0/T)/(\kappa_N/T)$ от H/H_{c2} ($\kappa_{0,N}$ – теплопроводность при $T \to 0$ в СП и нормальном состоянии соответственно): от "выпуклой" для $x = 0.108$, 0.114 до "вогнутой" для $x = 0.048$, 0.074 (рис. 5c), интерпретированное авторами как переход от изотропной СП-щели в недо- и оптимально допированном составе к сильно анизотропной в передопированной области. Отметим, что другая группа [97], получив аналогичные результаты для оптимально допированного BFNA и сильно передопированного BFCA, сделала вывод о реализации s-волновой симметрии СП-параметров порядка, а неклассическую "выпуклую" кривизну зависимости $(\kappa_0/T)/(\kappa_N/T)$ от H/H_{c2} объяснила открытием ниже T_c большей СП-щели в зоне с меньшей плотностью состояний. С точки зрения классического электрон-фононного подхода [50, 52–54], а также отсутствия нестинга поверхности Ферми в передопированных составах [28, 65, 67] последнее представляется спорными, поскольку предполагает усиление межзонного взаимодействия; тем не менее подобная форма кривой $(\kappa_0/T)/(\kappa_N/T)$ от H/H_{c2} [97] может быть воспроизведена в модели [98] в рамках $s^{\pm}$-сценария. С другой стороны, заявленный в [96] s–d-переход с увеличением степени допирования также согласуется с предсказаниями $s^{\pm}$-модели [33]. Для разрешения этого противоречия, очевидно, требуется расширение существующих теоретических моделей для ферропниктидов.

Для BFPA измерения коэффициента теплопроводности приведены в единственной работе [70]. Авторы [70] наблюдают необычное отсутствие роста $(\kappa_0/T)/(\kappa_N/T)$ в магнитных полях, однако не спекулируют на его интерпретации.

Также в работе [99] для BFCA с $x = 0.07$ оценен инвариант $\rho l \approx 1.65\times10^{-3}$ мкОм $\cdot$ см^2 в ab-плоскости; подобные данные для BFNA отсутствуют.

4.5. Оптическая спектроскопия. Оптическая спектроскопия является эффективным методом исследования динамики носителей заряда и зонной структуры материалов, так как она зондирует как возбуждения свободных носителей, так и межзонные возбуждения. Этот метод позволяет получить *прямую* информацию о формировании СП-щели. Исследованию оптических свойств пниктидов семейства Ba-122 с электронным замещением посвящено большое количество работ (в качестве обзора см. [100]). Электродинамика BFNA исследовалась лишь в нескольких работах [101–104], однако в них не приводились данные о величине СП-щелей. В работе [101] было показано, что наличие узкого (σ_{D1}) и широкого (σ_{D2}) вкладов Друде в оптическую проводимость пниктидов железа носит универсальный характер и отражает существование двух электронных подсистем. Связанная с σ_{D1} подсистема отвечает за СП-состояние материала, а вклад σ_{D2} формируется некогерентными носителями. Анализ температурных зависимостей параметров Друде для монокристаллов BFCA ($x = 0.08$) и BFNA ($x = 0.05$) в нормальном состоянии показал, что зависимость скорости рассеяния γ_{D1} имеет ферми-жидкостный характер (квадратичная зависимость). Такая же зависимость γ_{D1} была подтверждена для монокристаллов [103] и пленок [104] BFNA оптимального состава ($x = 0.05$), при этом в недодопированном составе с $x = 0.025$ авторами [103] наблюдался неферми-жидкостной характер рассеяния $\gamma \propto T$, ассоциированный авторами с близостью АФМ-фазы ("псевдощелью"). Ферми-жидкостное поведение было также продемонстрировано для оптимально допированных монокристаллов BFCA и BFNA [102]. Это противоречит данным ФЭСУР для BFNA [74, 75], где было показано неферми-жидкостное поведение вдоль всего "колокола" допирования, поэтому данный вопрос требует отдельного исследования.

Остановимся подробнее на детальных исследованиях электродинамики тонких пленок BFNA недо- ($x = 0.035$), оптимально- ($x = 0.045, 0.05$) и передопированных составов ($x = 0.08$) в широком спектральном диапазоне 10–50000 см$^{-1}$ при температурах 4.2–300 K, проведенных методом терагерцовой спектроскопии [48, 49]. Измеренный коэффициент пропускания и фазовый сдвиг терагерцового излучения, прошедшего через пленки BFNA на подложках (001) CaF_2, позволили прямым образом определить спектры действительных и мнимых частей комплексных диэлектрической проницаемости $\tilde{\varepsilon} = \varepsilon_1(\omega) + i\varepsilon_2(\omega)$ и оптической проводимости $\tilde{\sigma}(\omega) = \sigma_1(\omega) + i\sigma_2(\omega)$. Резкое уменьшение $\varepsilon_1(\omega, T)$ в области низких частот при температурах $T < T_c \simeq 20$ K, вызванное индуктивным откликом СП-конденсата, моделировалось соотношением $\varepsilon_1 \propto -(\omega_{p,s}/\omega)^2$, что позволило определить температурную зависимость плазменной частоты СП-конденсата $\omega_{p,s}$. В свою очередь, из зависимости $\omega_{p,s}$ были рассчитаны температурные зависимости лондоновской глубины проникновения $\lambda_L = c/\omega_{p,s}$ и плотности СП-конденсата $\rho_s = [\lambda_L(0)/\lambda_L(T)]^2$. Соответствующие зависимости для $x = 0.045$ проиллюстрированы на рис. 6. Лондоновская глубина проникновения ($T \ll T_c$) составляет 0.58 мкм ($x = 0.035$), 0.414 мкм ($x = 0.045$), 0.45 мкм ($x = 0.05$) и 0.92 мкм ($x = 0.08$).

Полученные экспериментальные данные были проанализированы в рамках трехзонной модели Элиашберга, в которой механизм СП спаривания обеспечивается АФМ спиновыми флуктуациями [48, 49]. В результате получены температурные зависимости СП-щелей для дырочной (Δ_1) и двух электронных зон (Δ_2 и Δ_3). Низкотемпературные величины СП-щелей приведены в табл. 1.

Также в работах [105, 106] были получены спектры инфракрасного (ИК) отражения пленок BFNA ($x = 0.035, 0.045, 0.05, 0.08$) на подложках (001) CaF_2, дополненные данными эллипсометрии, преобразо-

Таблица 1. Низкотемпературные величины СП-щелей Δ_i и характеристических отношений, полная эффективная константа связи λ^0_{eff} для пленок BFNA с различными уровнями допирования, полученные на основе решения трехзонных уравнений Элиашберга в рамках $s^{\pm}$-подхода [48, 49]

Состав	T_c, K	Δ_1, мэВ	Δ_2, мэВ	Δ_3, мэВ	r_1	r_2	r_3	λ^0_{eff}
$Ba(Fe_{0.965}Ni_{0.035})_2As_2$	20.27	4.24	−1.78	−5.90	4.85	−2.04	−6.75	1.7967
$Ba(Fe_{0.955}Ni_{0.045})_2As_2$	19.6	4.3	−2.8	−5.9	4.97	−3.31	−6.98	2.17
$Ba(Fe_{0.95}Ni_{0.05})_2As_2$	20.36	4.27	−1.78	−5.93	4.87	−2.03	−6.76	1.8914
$Ba(Fe_{0.92}Ni_{0.08})_2As_2$	9.27	1.94	−0.81	−2.70	4.86	−2.03	−6.76	1.8926

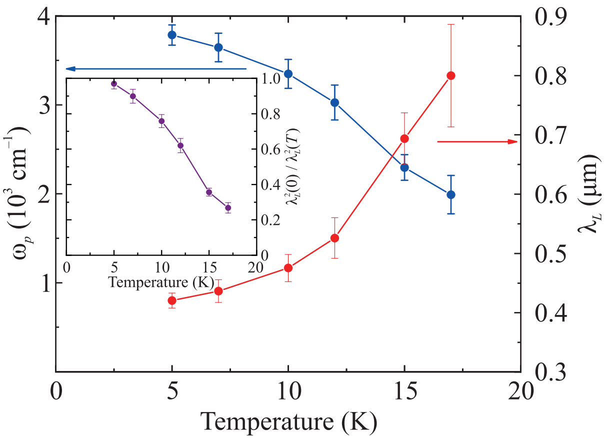

Рис. 6. (Цветной онлайн) Температурные зависимости плазменной частоты СП конденсата (левая шкала) и лондоновской глубины проникновения (правая шкала) для пленок BFNA ($x = 0.045$). На вставке приведена температурная зависимость плотности СП конденсата $\rho_s = [\lambda_L(0)/\lambda_L(T)]^2$. Данные из работы [48]

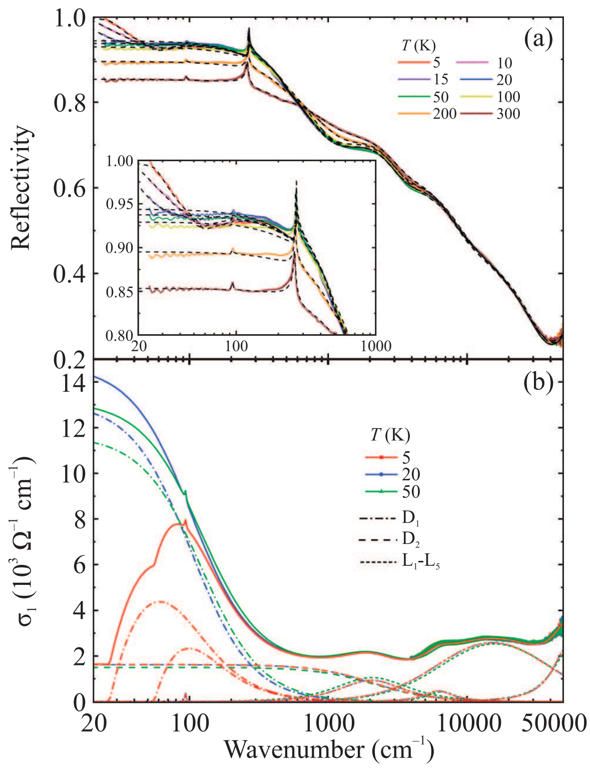

Рис. 7. (Цветной онлайн) (a) – Спектры отражения пленок BFNA ($x = 0.045$) при различных температурах и результаты моделирования (штриховые линии). На вставке в увеличенном виде показан низкочастотный диапазон. (b) – Три примера моделирования оптической проводимости пленок BFNA в модели Друде–Лоренца при температурах 5, 20 и 50 K

ванными в коэффициент отражения, что позволило проанализировать коэффициент отражения в диапазоне 20–50000 см$^{-1}$. В случае составов $x = 0.035$, 0.05 и 0.08 данные ИК-отражения и эллипсометрии дополнялись данными терагерцовой спектроскопии, полученными в диапазоне 10–55 см$^{-1}$. Это обеспечивало “привязку” оптической проводимости, рассчитанной из моделирования спектров ИК-отражения, как в области низких, так и высоких частот, к оптической проводимости, полученной из прямых измерений. В результате повышалась точность измерений во всем спектральном интервале 10–50000 см$^{-1}$. Для анализа системы пленка/подложка была применена двухслойная модель Друде–Лоренца с конечной толщиной подложки. Спектры отражения пленок с $x = 0.045$ показаны на рис. 7a. Спектры практически перекрываются при частотах выше 100 см$^{-1}$ при температурах 5–100 K. Выше 5700 см$^{-1}$ вид спектров, в том числе снятых при 100–300 K, практически неразличим. Однако ниже T_c наблюдается резкий рост отражения при частотах $\sim$60 см$^{-1}$. Это указывает на формирование СП-щели вследствие спаривания электронов. Пики при $\simeq 94$ и $\simeq 260$ см$^{-1}$ обусловлены фононами подложки CaF_2 и E_u фононами пленки.

В соответствии с [101] оптическая проводимость пленок в нормальном состоянии моделировалась узким D_1 и широким D_2 вкладами Друде и набором из пяти лоренцианов L_1–L_5, отражающих межзонные переходы. Результаты моделирования для пленок BNFA с $x = 0.045$ иллюстрирует рис. 7b. “Зашумленная” кривая в области 4000–50000 см$^{-1}$ – результат прямого расчета оптической проводимости из данных эллипсометрии. Ниже T_c вклад Друде в модели Друде–Лоренца заменялся на вклад Циммерман-

Таблица 2. Некоторые параметры СП-состояния для ферропниктидов Ba-122 с электронным замещением и аналогичными уровнями допирования по данным ИК-измерений

Соединение	T_c, K	Δ_S, мэВ	Δ_L, мэВ	$2\Delta_S/k_BT_c$	$2\Delta_L/k_BT_c$	Ссылка
$Ba(Fe_{0.965}Ni_{0.035})_2As_2$	21.1	1.425	3.16	1.57	3.48	[106]
$Ba(Fe_{0.93}Co_{0.07})_2As_2$	23	2.7–3.5	6.0–8.0	2.72– 3.53	6.05–8.07	[110]
$Ba(Fe_{0.955}Ni_{0.045})_2As_2$	20	1.6–1.7	3.45–3.7	1.9– 2.0	4.0–4.3	[105]
$Ba(Fe_{0.95}Ni_{0.05})_2As_2$	21.6	1.75–1.95	3.4–3.84	1.88–2.08	3.66–4.13	[106]
$Ba(Fe_{1.8}Co_{0.2})_2As_2$	20	1.85	3.95	2.15	4.6	[111]
$Ba(Fe_{1.9}Pt_{0.1})_2As_2$	23	1.95	3.6; 5.4	1.97	3.63; 5.44	[112]

на [107], который обобщает БКШ-модель Бардина–Матисса [108, 109] для произвольных T и скорости рассеяния γ с включением двух дополнительных параметров – СП-щели Δ и отношения T/T_c. При понижении температуры вклад D_1 становится интенсивнее и сужается, а вклад D_2 и лоренцевы вклады практически не меняются. В предположении двух изотропных СП-щелей, открывающихся одновременно во вкладе D_1 при температуре ниже T_c, наилучшее описание поведения σ_1 пленок BNFA с $x = 0.045$ обеспечивается при $2\Delta_1(0) = 3.2$–3.4 мэВ и $2\Delta_2(0) = 6.9$–7.4 мэВ. При этом 55 % первоначальной проводимости приходится на зону с малой щелью и 45 % – с большой [105]. В случае пленок с $x = 0.035$ $2\Delta_1(0) = 2.85$ мэВ и $2\Delta_2(0) = 6.3$ мэВ, а при $x = 0.05$ $2\Delta_1(0) = 3.7 \pm 0.2$ мэВ и $2\Delta_2(0) = 7.25 \pm 0.4$ мэВ (см. табл. 2).

Определенные из ИК-измерений [49, 105] величины характеристических отношений для пленок BFNA $r_1 = 1.9$–2.0, $r_2 = 4.0$–4.3 ($x = 0.045$) и $r_1 = 1.88$–2.08, $r_2 = 3.66$–4.13 ($x = 0.05$) (табл. 2) согласуются с соответствующими значениями для монокристаллов оптимально допированных BFNA, полученными из измерений теплоемкости и непосредственно методом спектроскопии эффекта некогерентных многократных андреевских отражений (ЭНМАО) [113, 84]. Однако эти значения отличаются от результатов расчетов в рамках трехзонной модели Элиашберга, использованной в [48, 49] для анализа терагерцовых спектров пленок BFNA ($x = 0.045$), которая дает $r_1 = 5.0$, $r_2 = -3.3$ и $r_3 = -7.0$ (табл. 1). Такое различие может быть объяснено некоторым отличием T_c пленок, использовавшихся в терагерцовых и ИК-измерениях, а также силовыми константами для BFCA, использованными в модели. Кроме того, меньшее количество СП-щелей, определенное в ИК-измерениях может быть связано с суперпозицией щелей, которая имеет место, как правило, для бо́льших СП-щелей.

Для выяснения роли примесей в механизме сверхпроводимости полезно сравнить величины СП-щелей, полученные в ИК-измерениях [105, 106], с значениями, которые дает аналогичный метод для других систем Ba-122 с электронным допированием, таких как BFCA и BFPA. При этом следует учесть, что Co имеет один избыточный электрон по сравнению с Fe, в то время как Ni дает два избыточных $3d$-электрона. В таком случае, для сравнения с $Ba(Fe_{0.965}Ni_{0.035})_2As_2$ и $Ba(Fe_{0.955}Ni_{0.045})_2As_2$ ($Ba(Fe_{0.95}Ni_{0.05})_2As_2$) следует выбрать составы, близкие к $Ba(Fe_{0.93}Co_{0.07})_2As_2$ и $Ba(Fe_{0.9}Co_{0.1})_2As_2$ (табл. 1). В случае $Ba(Fe_{0.95}Pt_{0.05})_2As_2$ анализ оптической проводимости дает три СП-щели, не имеющие узлов [112]. Как видно из табл. 1, одинаковые концентрации допанта влияют аналогично на T_c и величины СП щелей в допированных электронами ферропниктидах Ba-122, т.е. механизм сверхпроводимости в этих материалах устойчив к замене допанта с аналогичными свойствами и не подвержен тонкой настройке.

4.6. Туннельная спектроскопия. Классические туннельные методы – сканирующая туннельная спектроскопия (СТС), ТК-спектроскопия – широко используются для определения энергетических характеристик СП-состояния их температурных зависимостей и оценки типа симметрии спаривания. К сожалению, в случае двухщелевого сверхпроводника определение энергетических параметров $\Delta(T)$ становится затруднительным из-за большого числа подгоночных параметров, используемых при аппроксимации туннельных спектров моделями Блондера–Тинкхама–Клапвика (БТК) [114] (до 7) или Дайнса (до 5) [115]. Также принимая во внимание значительные амплитуды параметров размытия $\Gamma \sim \Delta(0)$ [74, 75], можно предположить, что именно эти факторы являются причиной значительного разброса результатов СТС и ТК-спектроскопии, опубликованных на сегодня.

Имеющиеся данные СТС получены только на образцах BFCA с различной степенью замещения, в то время как подобные измерения для BFNA полностью отсутствуют. Большинство туннельных СТС-

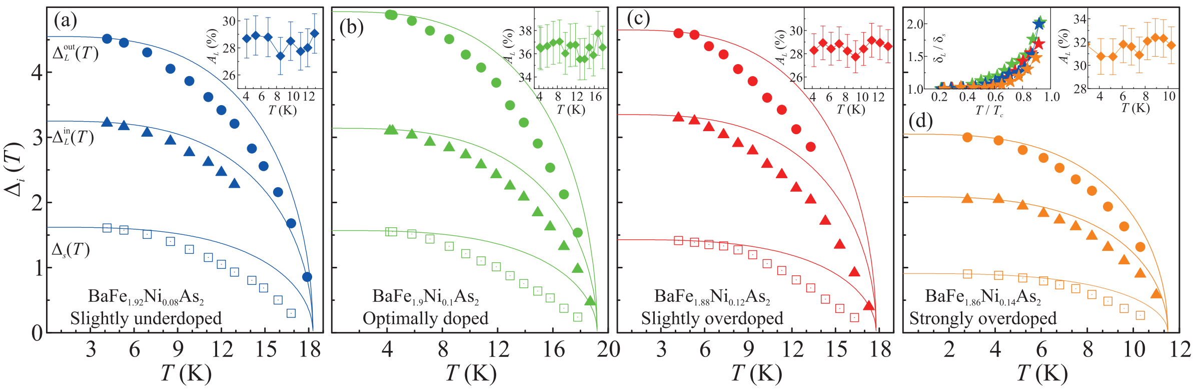

Рис. 8. (Цветной онлайн) Температурные зависимости СП-параметров порядка $\Delta_L^{\rm out}$ (кружки), $\Delta_L^{\rm in}$ (треугольники), Δ_S (квадраты), измеренные напрямую с помощью ЭНМАО-спектроскопии в монокристаллах BFNA с $x \approx 0.04$ (a), $x \approx 0.05$ (b), $x \approx 0.06$ (c), $x \approx 0.07$ (d). Для удобства сравнения (a)–(d) приведены в одном масштабе по вертикали. Сплошными линиями приведены однозонные БКШ-образные функции, на вставках приведены зависимости отношения $A_L \equiv 100\,\% \cdot (1 - \Delta_L^{\rm in}/\Delta_L^{\rm out})$. На левой вставке к (d) соответствующими цветами показаны нормированные зависимости отношения большой и малой СП-щелей δ_L/δ_S от T/T_c по данным (a)–(d). Данные взяты из работ [85, 121, 124, 125]

спектров, полученных на базе BFCA [22, 59, 61, 63, 116], даже при $T \ll T_c$ показывают слабо выраженные щелевые особенности и значительный разброс их смещений V, что может быть вызвано как неоднородностью СП-свойств, так и вариацией параметра размытия на поверхности кристалла. В работах [59, 61, 63] в качестве единственной СП-щели $\Delta(0)$ были взяты пространственно усредненные расстояния между туннельными максимумами, что соответствовало диапазону $r_L \approx 5.7$–10.3. На спектрах, измеренных в [116] на поверхности кристалла BFCA оптимального и недодопированного состава, четко видны две туннельные особенности; амплитуды СП-щелей были определены с помощью аппроксимации моделью Дайнса [115], однако соответствующие характеристические отношения оказались необычно высокими: $r_L \approx 11.6 - 13.3$, $r_S \approx 5.8 - 6.6$. Сравнимо высокие $r_L \approx 7.5 - 14.7$ были получены с помощью ТК-спектроскопии в BFNA [117] и BFCA [118–120].

На $dI(V)/dV$-спектрах туннельных контактов на базе BFCA [118] и BFNA [117, 121] ниже T_c была разрешена внещелевая тонкая структура, интерпретированная авторами как возможное проявление спинового резонанса. Интересно отметить, что в монокристаллах BFCA [120] и BFNA [122, 123] в нормальном состоянии выше T_c наблюдалась остаточная нелинейность спектров туннельных контактов, нехарактерная для таковых на основе классических сверхпроводников. Авторы [120] наблюдают нелинейность $dI(V)/dV$-спектров до $T \approx 30\,$K $< T_{m,s}$ и связывают ее с существованием локальных куперовских пар выше T_c. Напротив, в [122, 123] в качестве возможной причины возникновения этого эффекта указано наличие особенностей энергетического распределения плотности электронных состояний вблизи E_F. В работе [123] исследована эволюция остаточной нелинейности вольтамперных характеристик (ВАХ) и $dI(V)/dV$-спектров туннельных контактов на базе BFNA вдоль фазовой диаграммы допирования и показано увеличение характерных энергий пиков нелинейности в недодопированных составах (схожее с псевдощелевым поведением).

Прямые измерения энергетических параметров СП-состояния монокристаллов BFNA с широким диапазоном допирования ($x = 0.08 - 0.14$) были проведены с помощью ЭНМАО-спектроскопии [84, 85, 121, 124, 125]. Эффект наблюдался в SnS-контактах (S – сверхпроводник, n – тонкий нормальный металл), для которых, согласно оценкам [84, 85, 121], $d \approx 30 - 80\,$нм $\gg \xi_{ab}(0)$ и $l_E/d \approx 1 - 2$ в ab-плоскости (d – диаметр контактной области). В монокристаллах BFNA, близких к оптимальному составу, ниже T_c на ВАХ и $dI(V)/dV$-спектрах SnS-контактов при малых смещениях наблюдалась андреевская структура от малой СП-щели $\Delta_S(0) \approx$ $\approx 1.55\,$мэВ, а при больших смещениях воспроизводимо присутствовала дублетная андреевская особенность (два близко расположенных минимума динамической проводимости), смещения которых напрямую определяли СП-параметры порядка $\Delta_L^{\rm out}(0) \approx$ $\approx 4.9\,$мэВ и $\Delta_L^{\rm in}(0) \approx 3.1\,$мэВ (с характеристическими отношениями $r_L^{\rm out} \approx 5.8$, $r_L^{\rm in} \approx 3.7$ соответственно) [124]. Схожая щелевая структура наблюдалась на ВАХ и $dI(V)/dV$-спектрах SnS-контактов на базе монокристаллов недо- и передопированных составов [84, 85, 121, 125].

Температурные зависимости СП-параметров порядка в монокристаллах BFNA различных составов ($x \approx 0.04 - 0.07$), измеренные напрямую с помощью ЭНМАО-спектроскопии, показаны на рис. 8. Авторы [84, 85, 121, 124, 125] отмечают, что два бóльших щелевых параметра (кружки и треугольники на рис. 8a–d) имеют практически одинаковый температурный тренд $\delta_L^{\text{out}}(T) \approx \delta_L^{\text{in}}(T) \equiv \delta_L(T)$ (где $\delta(T) \equiv \Delta(T)/\Delta(0)$) вплоть до T_c, другими словами, величина анизотропии $A_L \equiv 100\,\% \cdot [1 - \Delta_L^{\text{in}}/\Delta_L^{\text{out}}]$ в пределах погрешности $1{-}2\,\%$ не меняется с температурой (см. на вставки к рис. 8a–d).

Основываясь на данном факте, а также приводя ряд других косвенных аргументов, авторы работ [84, 85, 121, 124, 125] относят эти энергетические параметры к единому, анизотропному в k-пространстве СП-конденсату с большой СП-щелью Δ_L; в рамках этого предположения Δ_L^{in} и Δ_L^{out} являются минимальной и максимальной энергиями связи куперовских пар в зависимости от направления импульса (т.е. Δ_L имеет расширенный s-волновой тип симметрии без нулей), а значение A_L характеризует степень анизотропии. В то же время, малая СП-щель $\Delta_S(T)$ закрывается с температурой быстрее (квадраты на рис. 8a–d): нормированное отношение δ_L/δ_S от T/T_c увеличивается при повышении температуры (левая вставка к рис. 8d). Относительно небольшое увеличение этого отношения вблизи T_c (примерно в два раза) указывает на умеренное межзонное взаимодействие в k-пространстве между СП-конденсатами, сравнимое по силе с внутризонным, что примерно сохраняется для всех исследованных составов.

Для малой СП-щели аналогичные дублетные андреевские структуры на $dI(V)/dV$-спектрах SnS-контактов наблюдались только в работе [84], однако не воспроизводятся в ЭНМАО-экспериментах. Комплексное исследование с помощью ЭНМАО-спектроскопии и измерений $H_{c1}(T)$, проведенное в [85] на монокристаллах BFNA недодопированного состава с $x \approx 0.04$ из одной закладки, подтвердило предположение об анизотропии большой СП-щели с $A_L \sim 30\,\%$, а также возможность реализации сильной анизотропии малой СП-щели $A_S \approx 60{-}100\,\%$, в т.ч. с точками нулей (в этом случае наблюдаемый в ЭНМАО-эксперименте СП-параметр $\Delta_S \equiv \Delta_S^{\text{out}}$).

Можно видеть, что $A_L \approx 28{-}36\,\%$ и не имеет четкой тенденции к увеличению/уменьшению в недо- или передопированной области исследованного диапазона фазовой диаграммы допирования. В частности, сравнение СП-свойств монокристаллов BFNA слабо недо- и передопированных составов ($x = 0.04,\ 0.06$) с близкими $T_c \approx 18$ K [125] показало схожий вид ВАХ и $dI(V)/dV$-спектров SnS-контактов, а также хорошее соответствие полученных энергетических параметров $\Delta_L^{\text{in,out}}$, Δ_S, что говорит об отсутствии заметной разницы в СП-щелевой структуре.

С помощью исследования температурной зависимости андреевской проводимости при нулевом смещении SnS-контактов в BFNA оптимального состава, в работе [124] было оценено, что эффективные зоны с большой и малой СП-щелями дают примерно одинаковый вклад в общую проводимость, что хорошо согласуется с результатом ИК-Фурье спектроскопии отражения [105].

4.7. Обсуждение. Для выяснения роли электронного замещения в механизме сверхпроводимости пниктидов Ba-122 полезно сравнить величины и характеристические отношения СП-щелей, полученные как аналогичными, так и разными методами в кристаллах систем BFCA и BFNA (рис. 9). Полученные в литературе отношения r_i для большой и малой СП-щелей, а также наблюдаемой в некоторых работах средней щели [68, 118, 126] показаны на рис. 9a, b точками синего, черного и фиолетового цвета, соответственно. Для составов, близких к оптимальному, принадлежность к недо/передопированной области фазовой диаграммы формально определялась по наличию/отсутствию особенностей при T_m и T_s выше СП-перехода на зависимости R(T) исследованных образцов.

Значительный разброс данных $r_i \approx 0.9{-}14.7$ в области оптимального допирования BFCA (рис. 9a) вызван большим количеством исследований по сравнению с относительно малоизученными недо- и передопированными областями. Следует также учесть, что разные методики могут зондировать поверхностные или объемные свойства материала, имеют различную чувствительность к большей или меньшей щелям, а также к возможной анизотропии щелей. Отметим относительно хорошую согласованность данных объемных методов исследования: во всех имеющихся работах по измерению $C(T)$ (квадраты на рис. 9a) [87–89] и H_{c1} (ромбы) [91, 93] значения r_L лежат в среднем от 3.5, т.е. БКШ-предела слабой связи, до 4.5, а для малой СП-щели $r_S \approx 0.9{-}2.2$ (серая штриховка на рис. 9a), и наблюдается четкая тенденция к сохранению $r_{L,S}$ в широком диапазоне допирования.

Интересно, что верхний предел вышеуказанных величин r_L соответствует нижней границе диапазона характеристических отношений для наимень-

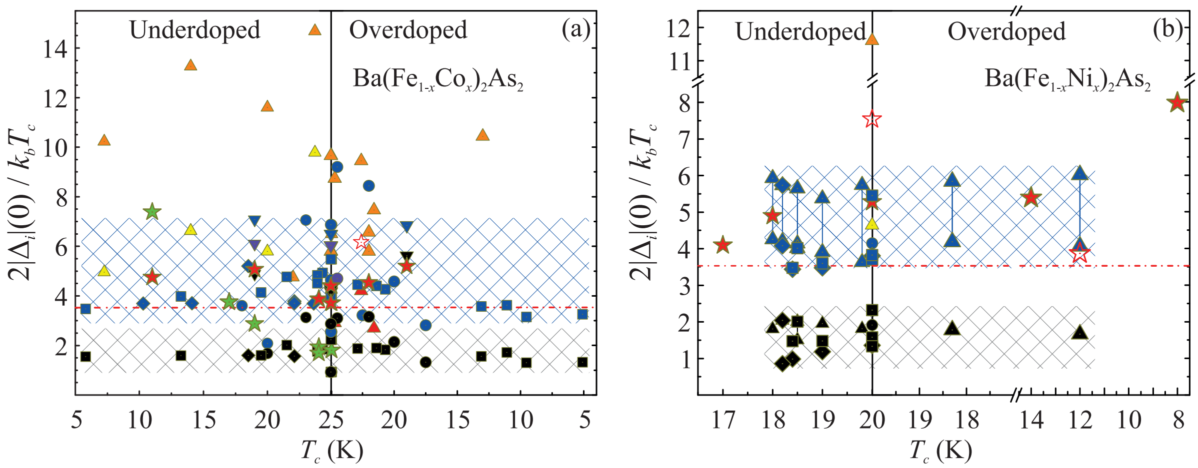

Рис. 9. (Цветной онлайн) Зависимость характеристических отношений большой, средней и малой СП-щели (точки синего, фиолетового, черного цвета) от критической температуры T_c для СП-параметров порядка в BFCA (a) и BFNA (b), полученные с помощью: оптической спектроскопии (кружки; по данным [101, 110, 111, 126–134] (a) и [105] (b)); туннельных методов (треугольники; ЭНМАО-спектроскопия [84, 85, 113, 121, 124, 125] (b), значения характеристических отношений по данным ТК-спектроскопии и СТС [22, 59, 61, 63, 116, 118–120, 135] (a), [117] (b) показаны символами оранжевого (r_L) и желтого цвета (r_S), соответственно); измерений теплоемкости (квадраты, [87–89] (a) и [84, 86, 87] (b)); H_{c1} (ромбы, [91, 93] (a) и [86, 85] (b)); ФЭСУР (перевернутые треугольники, [28, 68] (a)). Соединенными символами показан диапазон предположительной анизотропии СП-щели в k-пространстве. Для сравнения показан БКШ-предел слабой связи 3.53 (штрихпунктирная линия) и характеристические отношения энергии спинового резонанса E_{res}, полученные с помощью экспериментов по неупругому рассеянию нейтронов (звезды) [68, 76–78] (a) и [76, 79] (b), а также оцененные в туннельных экспериментах (открытые звезды) [118] (a) и [117, 121] (b)

шей наблюдаемой в ФЭСУР-экспериментах (электронной) СП-щели $r_S \approx 4.2 - 5.6$ (треугольники вниз) [28, 68], при этом для двух дырочных СП-щелей эти отношения составляют $r_L \approx 6.0–7.0$, $r_M \approx 5.0–6.5$ (синяя штриховка на рис. 9a). Малая СП-щель с амплитудой 1–2 мэВ, надежно определяемая с помощью объемных методов, не наблюдалась в ФЭСУР-экспериментах, возможно, по причине их низкого разрешения. Результаты оптических исследований демонстрируют больший разброс: исключая из рассмотрения данные с $r_L < 3.5$, получим, что большинство характеристических отношений для большой СП-щели лежит в диапазоне $r_L \approx 3.5–7$ [110, 111, 129, 130], а для малой СП-щели отношение $r_S \approx 0.9–3.1$ ниже БКШ-предела, что согласуется с данными ФЭСУР, $C(T)$ и $H_{c1}(T)$ [28, 68, 87–89, 91, 93] (синяя и серая штриховка на рис. 9a). К сожалению, на данный момент ФЭСУР и оптические исследования проведены только для BFCA с близкими к оптимально допированным составами.

Величины r_i, определенные в туннельных экспериментах с помощью СТС [22, 59, 61, 63, 116] и ТК-спектроскопии [118–120, 135], оказываются сильно завышены по сравнению с результатами других экспериментальных методов (треугольники вверх на рис. 9a). Помимо этого, каждый из примененных туннельных методов показывает значительный разброс значений $r_L \approx 5.8–14.7$, $r_S \approx 2.7–9.8$ (ТК), $r_L \approx 4.7–13.3$, $r_S \approx 5.8–6.6$ (СТС). Тем не менее большинство величин r_S, полученных туннельными методами, находятся в вышеуказанном диапазоне для $r_L \approx 3.5–7$. Можно предположить, что оцененная с помощью СТС и ТК-спектроскопии, а также оптическими методами в [126, 131] большая СП-щель является отдельным СП-параметром порядка максимальной амплитуды, по каким-то причинам не разрешенным в ФЭСУР, $C(T)$, H_{c1} и большинстве оптических экспериментов. С другой стороны, наблюдаемый туннельными методами энергетический параметр с характеристическим отношением $r_L \approx 7.7–14.7$ может быть связан с каким-либо бозонным резонансом (например, спиновым экситоном), существующем только в СП-состоянии ниже T_c (такая возможность, ее проявление в ТК-эксперименте и обработка в рамках теоретических моделей обсуждается на примере Fe(Se,Te) в работе [136]). Кажущаяся, на первый взгляд, тенденция к увеличению рассматриваемого отношения r_L по данным туннельных экспериментов для BFCA в недодопированной области (оранжевые треугольники на рис. 9a) схожа с псевдощелевым поведением, однако это предположение требует более детальной экспериментальной проверки и набора статистики.

Имеющиеся результаты для BFNA лучше согласуются между собой (рис. 9b). За исключением "вылетевшей" точки (данные ТК-спектроскопии [117]), данные работ [84–87, 105, 113, 121, 124, 125] образуют два диапазона значений с $r_L \approx 3.5-6.0$, $r_S \approx 0.9-2.3$, согласующиеся с таковыми для BFCA (синяя и серая штриховка на рис. 9a, b). Диапазон величин r_L соответствует степени предположительной анизотропии $A_L \approx 30\,\%$ большой СП-щели, наблюдаемой в ЭНМАО-экспериментах [84, 85, 113, 121, 124, 125] и измерениях H_{c1} [85]. Амплитуда Δ_L, определенная методом ИК-Фурье спектроскопии отражения [105], а также оцененная в $C(T)$ [86, 87] и H_{c1}-экспериментах [86] в предположении s-волновой симметрии обеих СП-щелей, совпадает с нижней границей отмеченного диапазона для r_L. Хорошо видно, что диапазоны величин r_L, r_S практически не меняются в широком диапазоне фазовой диаграммы допирования, за исключением неисследованной до сих пор недодопированной области. Это указывает на неизменность механизма сверхпроводимости BFNA в исследованном диапазоне фазовой диаграммы допирования.

Имеющиеся данные экспериментов ФЭСУР, полученные, в первую очередь, для BFCA, согласуются с предложенной в работе [30] моделью, где нестинг электронных и дырочных участков поверхности Ферми имеет определяющую роль в образовании куперовских пар. В оптимальном составе BFCA неполный нестинг реализуется между внешним (β) дырочным карманом в Г-точке и электронным ($\gamma(\delta)$) карманом в М-точке. В [28] было отмечено, что в отличие от BFCA, в оптимально допированном $Ba_{0.6}K_{0.4}Fe_2As_2$ с дырочным допированием нестинг происходит между внутренней (α) дырочной и электронной поверхностью Ферми. Дополнительно стоит отметить, что с ростом электронного допирования дырочный карман в Г-точке уменьшается до полного исчезновения [67], и при этом соединение перестает быть СП.

На основе приведенного краткого обзора обозначим список проблем, оставшихся на сегодня нерешенными. Проведение соответствующих исследований позволит верифицировать имеющиеся теоретические модели, а также приблизиться к разгадке механизмов СП спаривания пниктидов семейства Ba-122 с электронным замещением. Представляется необходимым:

1. Исследовать СП-щелевую структуру BFNA недодопированных составов (данные отсутствуют), а также BFCA недо- и передопированных составов с $T_c < 18\,\text{K}$ (преимущественно прямыми, локальными или поверхностными методами). Получить прямые экспериментальные доказательства наличия или отсутствия анизотропии СП-параметра порядка, а также оценить силу межзонного взаимодействия; определить эволюцию этих параметров с допированием в недо- и передопированных областях BFNA и BFCA с низкими T_c.

2. Провести ФЭСУР-исследования СП-состояния других соединений семейства Ba-122 с электронным допированием, что важно для подтверждения результатов, ранее полученных для BFCA. В связи с образованием сверхструктур Ba и двойникования на поверхности данных соединений, что усложняет проведение ФЭСУР и других поверхностно-чувствительных методов, приобретает актуальность изучение поверхности и разработка методов работы с поверхностью описываемых соединений.

3. С помощью НРН и туннельных экспериментов определить энергию спинового резонанса в передопированной области BFCA с $T_c \leq 18\,\text{K}$, недодопированных ($T_c < 17\,\text{K}$) и передопированных составах BFNA ($T_c < 20\,\text{K}$).

4. Исследовать энергетическую зависимость амплитуды неупругого рассеяния $\Gamma(E)$ вдоль фазовой диаграммы допирования с целью проверки реализации неферми-жидкостного поведения в недодопированной области.

5. Доработать метод синтеза стабильных семейств Ba-122 с электронным допированием при замещении железа металлами платиновой группы. Определить структуру СП-параметра порядка имеющихся, но малоизученных соединений (BFPA, BFCuA); провести ее сравнение с таковой для BFCA и BFNA.

6. Исследовать температурное изменение зонной структуры электронно-допированных пниктидов Ba-122 различных составов, установить его возможную связь с удаленностью от нематической фазы.

Заключение. В обзоре рассмотрены основные экспериментальные результаты, касающиеся особенностей фазовой диаграммы допирования, кристаллической и зонной структуры, основных параметров СП-состояния пниктидов семейства Ba-122 с электронным замещением, а также проблемы их теоретического описания. Хотя многие экспериментальные данные, имеющиеся на сегодня в литературе, противоречивы и непоследовательны, можно обозначить некоторые надежно установленные характерные черты соединений $Ba(Fe_{1-x}Tm_x)_2As_2$, такие как многозонный характер СП-свойств и их анизотропия в

k-пространстве, наличие нетривиальных поверхностных структур из атомов бария и аномальное движение зонной структуры с температурой. Наблюдаемая тенденция к сохранению характеристических отношений $2\Delta(0)/k_BT_c$ СП-параметров порядка с вариацией степени замещения указывает на отсутствие смены основного механизма куперовского спаривания в исследованном диапазоне фазовой диаграммы электронного допирования BFNA и BFCA. Намечены направления дальнейших исследований пниктидов семейства Ba-122 с электронным замещением.

Авторы благодарят К. С. Первакова, В. А. Власенко, Дж. А. Уммарино за полезные обсуждения.

Финансирование работы. Данная работа финансировалась за счет средств бюджета Физического института им. П. Н. Лебедева Российской академии наук. Никаких дополнительных грантов на проведение или руководство данным конкретным исследованием получено не было.

Конфликт интересов. Авторы данной работы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

1. M. Rotter, M. Tegel, and D. Johrendt, Phys. Rev. Lett. **101**, 107006 (2008).
2. N. Ni, M.E. Tillman, J.-Q. Yan, A. Kracher, S.T. Hannahs, S.L. Bud'ko, and P.C. Canfield, Phys. Rev. B **78**, 214515 (2008).
3. J.-H. Chu, J.G. Analytis, C. Kucharczyk, and I.R. Fisher, Phys. Rev. B **79**, 014506 (2009).
4. P.C. Canfield, S.L. Bud'ko, N. Ni, J.Q. Yan, and A. Kracher, Phys. Rev. B **80**, 060501(R) (2009).
5. S. Nandi, M.G. Kim, A. Kreyssig, R.M. Fernandes, D.K. Pratt, A. Thaler, N. Ni, S.L. Bud'ko, P.C. Canfield, J. Schmalian, R.J. McQueeney, and A.I. Goldman, Phys. Rev. Lett. **104**, 057006 (2010).
6. N. Ni, A. Thaler, J.Q. Yan, A. Kracher, E. Colombier, S.L. Bud'ko, P.C. Canfield, and S.T. Hannahs, Phys. Rev. B **82**, 024519 (2010).
7. C. Bernhard, C.N. Wang, L. Nuccio, L. Schulz, O. Zaharko, J. Larsen, C. Aristizabal, M. Willis, A.J. Drew, G.D. Varma, T. Wolf, and Ch. Niedermayer, Phys. Rev. B **86**, 184509 (2012).
8. X. Lu, H. Gretarsson, R. Zhang, X. Liu, H. Luo, W. Tian, M. Laver, Z. Yamani, Y.-J. Kim, A.H. Nevidomskyy, Q. Si, and P. Dai, Phys. Rev. Lett. **110**, 257001 (2013).
9. M.G. Kim, M. Wang, G.S. Tucker et al. (Collaboration), Phys. Rev. B **92**, 214404 (2015).
10. T.E. Kuzmicheva, A.V. Muratov, S.A. Kuzmichev, A.V. Sadakov, Yu.A. Aleshchenko, V.A. Vlasenko, V.P. Martovitsky, K.S. Pervakov, Yu.F. Eltsev, and V.M. Pudalov, Phys.-Uspekhi **60**, 419 (2017).
11. V.A. Vlasenko, O.A. Sobolevskiy, A.V. Sadakov, K.S. Pervakov, S.Yu. Gavrilkin, A.V. Dik, and Yu.F. Eltsev, JETP Lett. **107**, 199 (2018).
12. X. Zhu, F. Han, G. Mu, J. Tang, J. Ju, K. Tanigaki, and H.-H. Wen, Phys. Rev. B **81**, 104525 (2010).
13. C. Boyraz, A. Guler, M. Ozdemir, and Y. Oner, J. Supercond. Novel Magn. **30**, 1145 (2017).
14. A. Thaler, H. Hodovanets, M.S. Torikachvili, S. Ran, A. Kracher, W. Straszheim, J.Q. Yan, E. Mun, and P.C. Canfield, Phys. Rev. B **84**, 144528 (2011).
15. A.S. Sefat, D.J. Singh, L.H. VanBebber, Y. Mozharivskyj, M.A. McGuire, R. Jin, B.C. Sales, V. Keppens, and D. Mandrus, Phys. Rev. B **79**, 224524 (2009).
16. D.K. Pratt, W. Tian, A. Kreyssig, J.L. Zarestky, S. Nandi, N. Ni, S.L. Bud'ko, P.C. Canfield, A.I. Goldman, and R.J. McQueeney, Phys. Rev. Lett. **103**, 087001 (2009).
17. B. Bag, K. Vinod, A. Bharathi, and S.S. Banerjee, New J. Phys. **18**, 063025 (2016).
18. H. Luo, R. Zhang, M. Laver, Z. Yamani, M. Wang, X. Lu, M. Wang, Y. Chen, S. Li, S. Chang, J.W. Lynn, and P. Dai, Phys. Rev. Lett. **108**, 247002 (2012).
19. K.S. Pervakov, V.A. Vlasenko, E.P. Khlybov, A. Zaleski, V.M. Pudalov, and Yu.F. Eltsev, Supercond. Sci. Technol. **26**, 015008 (2013).
20. M.R. Koblischka and M. Muralidhar, Int. J. Mod. Phys. B **30**, 1630017 (2016).
21. A. Yamamoto, J. Jaroszynski, C. Tarantini, L. Balicas, J. Jiang, A. Gurevich, D.C. Larbalestier, R. Jin, A.S. Sefat, M.A. McGuire, B.C. Sales, D.K. Christen, and D. Mandrus, Appl. Phys. Lett. **94**, 062511 (2009).
22. Q. Zou, M. Fu, Z. Wu, L. Li, D.S. Parker, A.S. Sefat, and Z. Gai, npj Quantum Mater. **6**, 89 (2021).
23. L.Ya. Vinnikov, T.M. Artemova, I.S. Veshchunov, N.D. Zhigadlo, J. Karpinski, P. Popovich, D.L. Sun, C.T. Lin, and A.V. Boris, JETP Lett. **90**, 299 (2009).
24. S. Ishida, D. Song, H. Ogino, A. Iyo, H. Eisaki, M. Nakajima, J. Shimoyama, and M. Eisterer, Phys. Rev. B **95**, 014517 (2017).
25. M.R. Eskildsen, L.Ya. Vinnikov, T.D. Blasius, I.S. Veshchunov, T.M. Artemova, and J.M. Densmore, Phys. Rev. B **79**, 100501(R) (2009).
26. F. Ning, K. Ahilan, T. Imai, A.S. Sefat, R. Jin, M.A. McGuire, B.C. Sales, and D. Mandrus, J. Phys. Soc. Jpn. **77**, 103705 (2008).
27. S. Sen and H. Ghosh, Eur. Phys. J. B **89**, 277 (2016).
28. 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, PNAS **106**, 7330 (2009).
29. L. Boeri, O.V. Dolgov, and A.A. Golubov, Phys. Rev. Lett. **101**, 026403 (2008).

30. I. I. Mazin, D. J. Singh, M. D. Johannes, and M. H. Du, Phys. Rev. Lett. **101**, 057003 (2008).
31. P. J. Hirschfeld, M. M. Korshunov, and I. I. Mazin, Rep. Prog. Phys. **74**, 124508 (2011).
32. M. M. Korshunov, *Itinerant spin fluctuations in iron-based superconductors*, in *Perturbation Theory: Advances in Research and Applications*, ed. by Z. Pirogov, Nova Science Publishers Inc., N.Y. (2018), p. 61.
33. M. M. Korshunov, Phys.-Uspekhi **57**, 813 (2014).
34. M. Yi, Y. Zhang, Z. X. Shen, and D. Lu, npj Quant. Mat. **2**, 57 (2017).
35. R. Yu, H. Hu, E. M. Nica, J. X. Zhu, and Q. Si, Front. Phys. **9**, 578347 (2021).
36. R. M. Fernandes, A. I. Coldea, H. Ding, I. R. Fisher, P. J. Hirschfeld, and G. Kotliar, Nature **601**, 35 (2022).
37. M. M. Korshunov and Yu. N. Togushova, JETP Lett. **119**, 310 (2024).
38. W. C. Lee, S. C. Zhang, and C. Wu, Phys. Rev. Lett. **102**, 217002 (2009).
39. P. J. Hirschfeld and C. R. Phys. **17**, 197 (2016).
40. G. A. Ummarino, Phys. Rev. B **83**, 092508 (2011).
41. G. A. Ummarino and D. Torsello, Physica C **603**, 1354160 (2022).
42. R. M. Fernandes, A. V. Chubukov, J. Knolle, I. Eremin, and J. Schmalian, Phys. Rev. B **85**, 024534 (2012).
43. H. Kontani and S. Onari, Phys. Rev. Lett. **104**, 157001 (2010).
44. R. H. Liu, T. Wu, G. Wu, H. Chen, X. F. Wang, Y. L. Xie, J. J. Yin, Y. J. Yan, Q. J. Li, B. C. Shi, W. S. Chu, Z. Y. Wu, X. H. Chen, Nature **459**, 64 (2009).
45. T. Saito, S. Onari, and H. Kontani, Phys. Rev. B **88**, 045115 (2013).
46. G. Ghigo, D. Torsello, G. A. Ummarino, L. Gozzelino, M. A. Tanatar, R. Prozorov, and P. C. Canfield, Phys. Rev. Lett. **121**, 107001 (2018).
47. D. Torsello, G. A. Ummarino, L. Gozzelino, T. Tamegai, G. Ghigo, Phys. Rev. B **99**, 134518 (2019).
48. G. A. Ummarino, A. V. Muratov, L. S. Kadyrov, B. P. Gorghunov, S. Richter, A. A. Thomas, R. Hühne, and Yu. A. Aleshchenko, Supercond. Sci. Technol. **33**, 075005 (2020).
49. Yu. A. Aleshchenko, A. V. Muratov, E. S. Zhukova, L. S. Kadyrov, B. P. Gorshunov, G. A. Ummarino, and I. S. Shipulin, J. Phys. Chem. Solids **196**, 112364 (2025).
50. A. E. Karakozov, M. V. Magnitskaya, L. S. Kadyrov, and B. P. Gorshunov, Phys. Rev. B **99**, 054504 (2019).
51. A. E. Karakozov and M. V. Magnitskaya, J. Surf. Inv. **15**, S145 (2021).
52. A. E. Karakozov and M. V. Magnitskaya, J. Surf. Inv. **18**, S231 (2024).
53. V. A. Moskalenko, Phys. Met. Metallogr. **8**, 25 (1959).
54. H. Suhl, B. T. Matthias, and L. R. Walker, Phys. Rev. Lett. **3**, 552 (1959).
55. F. L. Ning, K. Ahilan, T. Imai, A. S. Sefat, M. A. McGuire, B. C. Sales, D. Mandrus, P. Cheng, B. Shen, and H.-H. Wen, Phys. Rev. Lett. **104**, 037001 (2010).
56. I. R. Fisher, L. Degiorgi, and Z. X. Shen, Rep. Progr. Phys. **74**, 124506 (2011).
57. J.-H. Chu, J. G. Analytis, K. De Greve, P. McMahon, Z. Islam, Y. Yamamoto, and I. R. Fisher, Science **329**, 824 (2010).
58. J.-H. Chu, J. G. Analytis, D. Press, K. De Greve, T. D. Ladd, Y. Yamamoto, and I. R. Fisher, Phys. Rev. B **81**, 214502 (2010).
59. Y. Yin, M. Zech, T. L. Williams, X. F. Wang, G. Wu, X. H. Chen, and J. E. Hoffman, Phys. Rev. Lett. **102**, 097002 (2009).
60. F. Massee, S. de Jong, Y. Huang, J. Kaas, E. van Heumen, J. B. Goedkoop, and M. S. Golden, Phys. Rev. B **80**, 140507(R) (2009).
61. F. Massee, Y. K. Huang, J. Kaas, E. van Heumen, S. de Jong, R. Huisman, H. Luigjes, J. B. Goedkoop, and M. S. Golden, EPL **92**, 57012 (2010).
62. E. van Heumen, J. Vuorinen, K. Koepernik, F. Massee, Y. Huang, M. Shi, J. Klei, J. Goedkoop, M. Lindroos, J. van den Brink, and M. S. Golden, Phys. Rev. Lett. **106**, 027002 (2011).
63. H. Zhang, J. Dai, Y. Zhang, D. Qu, H. Ji, G. Wu, X. F. Wang, X. H. Chen, B. Wang, C. Zeng, J. Yang, and J. G. Hou, Phys. Rev. B **81**, 104520 (2010).
64. J. E. Hoffman, Rep. Prog. Phys. **74**, 124513 (2011).
65. C. Liu, T. Kondo, R. M. Fernandes, A. D. Palczewski, E. D. Mun, N. Ni, A. N. Thaler, A. Bostwick, E. Rotenberg, J. Schmalian, S. L. Bud'ko, P. C. Canfield, and A. Kaminski, Nature Phys. **6**, 419 (2010).
66. M. Yi, D. Lu, J. H. Chu, J. G. Analytis, A. P. Sorini, A. F. Kemper, B. Moritz, S.-K. Mo, R. G. Moore, M. Hashimoto, W.-S. Lee, Z. Hussain, T. P. Devereaux, I. R. Fisher, and Z.-X. Shen, PNAS **108**, 6878 (2011).
67. Y. Sekiba, T. Sato, K. Nakayama, K. Terashima, P. Richard, J. H. Bowen, H. Ding, Y.-M. Xu, L. J. Li, G. H. Cao, Z.-A. Xu, and T. Takahashi, New J. Phys. **11**, 025020 (2009).
68. M. Wang, M. Yi, H. L. Sun et al. (Collaboration), Phys. Rev. B **93**, 205149 (2016).
69. S. Ideta, T. Yoshida, I. Nishi et al. (Collaboration), Phys. Rev. Lett. **110**, 107007 (2013).
70. S. Ziemak, K. Kirshenbaum, S. R. Saha, R. Hu, J.-Ph. Reid, R. Gordon, L. Taillefer, D. Evtushinsky, S. Thirupathaiah, S. V. Borisenko, A. Ignatov, D. Kolchmeyer, G. Blumberg, and J. Paglione, Super. Sci. Tech. **28**, 014004 (2015).

71. D.V. Evtushinsky, A.A. Kordyuk, V.B. Zabolotnyy, D.S. Inosov, T.K. Kim, B. Büchner, H. Luo, Z. Wang, H.-H. Wen, G. Sun, C. Lin, and S.V. Borisenko, J. Phys. Soc. Jpn **80**, 023710 (2011).
72. V. Brouet, M.F. Jensen, P.H. Lin, A. Taleb-Ibrahimi, P. Le Fèvre, F. Bertran, C.H. Lin, W. Ku, A. Forget, and D. Colson, Phys. Rev. B **86**, 075123 (2012).
73. V. Brouet, P.H. Lin, Y. Texier, J. Bobroff, A. Taleb-Ibrahimi, P. Le Fèvre, F. Bertran, M. Casula, P. Werner, S. Biermann, F. Rullier-Albenque, A. Forget, and D. Colson, Phys. Rev. Lett. **110**, 167002 (2013).
74. J. Fink, E.D.L. Rienks, S. Thirupathaiah, J. Nayak, A. van Roekeghem, S. Biermann, T. Wolf, P. Adelmann, H.S. Jeevan, P. Gegenwart, S. Wurmehl, C. Felser, and B. Büchner, Phys. Rev. B **95**, 144513 (2017).
75. J. Fink, E.D.L. Rienks, M. Yao et al. (Collaboration), Phys. Rev. B **103**, 155119 (2021).
76. J.T. Park, D.S. Inosov, A. Yaresko et al. (Collaboration), Phys. Rev. B **82**, 134503 (2010).
77. M.D. Lumsden, A.D. Christianson, D. Parshall et al. (Collaboration), Phys. Rev. Lett. **102**, 107005 (2009).
78. P. Steffens, C.H. Lee, N. Qureshi, K. Kihou, A. Iyo, H. Eisaki, and M. Braden, Phys. Rev. Lett. **110**, 137001 (2013).
79. S. Chi, A. Schneidewind, J. Zhao, L.W. Harriger, L. Li, Y. Luo, G. Cao, Z. Xu, M. Loewenhaupt, J. Hu, and P. Dai, Phys. Rev. Lett. **102**, 107006 (2009).
80. H. Luo, X. Lu, R. Zhang, M. Wang, E.A. Goremychkin, D.T. Adroja, S. Danilkin, G. Deng, Z. Yamani, and P. Dai, Phys. Rev. B **88**, 144516 (2013).
81. M.G. Kim, G.S. Tucker, D.K. Pratt, S. Ran, A. Thaler, A.D. Christianson, K. Marty, S. Calder, A. Podlesnyak, S.L. Bud'ko, P.C. Canfield, A. Kreyssig, A.I. Goldman, and R.J. McQueeney, Phys. Rev. Lett. **110**, 177002 (2013).
82. M.M. Korshunov, V.A. Shestakov, and Yu.N. Togushova, Phys. Rev. B **94**, 094517 (2016).
83. H. Padamsee, J.E. Neighbor, and C.A. Shiffman, J. Low Temp. Phys. **12**, 387 (1973).
84. T.E. Kuzmicheva, S.A. Kuzmichev, A.V. Sadakov, S.Yu. Gavrilkin, A.Yu. Tsvetkov, X. Lu, H. Luo, A.N. Vasiliev, V.M. Pudalov, X.J. Chen, and M. Abdel-Hafiez, Phys. Rev. B **97**, 235106 (2018).
85. A.V. Sadakov, A.V. Muratov, S.A. Kuzmichev, O.A. Sobolevskiy, B.I. Massalimov, A.R. Prishchepa, V.M. Mikhailov, K.S. Pervakov, V.A. Vlasenko, and T.E. Kuzmicheva, JETP Lett. **116**, 686 (2022).
86. M. Abdel-Hafiez, Y. Zhang, Z. He, J. Zhao, C. Bergmann, C. Krellner, C.-G. Duan, X. Lu, H. Luo, P. Dai, and X.-J. Chen, Phys. Rev. B **91**, 024510 (2015).
87. B. Zeng, B. Shen, H. Luo, G. Mu, P. Cheng, H. Yang, L. Shan, C. Ren, and H.-H. Wen, Phys. Rev. B **85**, 224514 (2012).
88. F. Hardy, P. Burger, T. Wolf, R.A. Fisher, P. Schweiss, P. Adelmann, H. Reid, R. Fromknecht, R. Eder, D. Ernst, H. v. Löhneysen, and C. Meingast, EPL **91**, 47008 (2010).
89. F. Hardy, T. Wolf, R.A. Fisher, R. Eder, P. Schweiss, P. Adelmann, H. v. Löhneysen, and C. Meingast, Phys. Rev. B **81**, 060501(R) (2010).
90. K. Gofryk, A.S. Sefat, M.A. McGuire, B.C. Sales, D. Mandrus, J.D. Thompson, E.D. Bauer, and F. Ronning, Phys. Rev. B **81**, 184518 (2010).
91. T.J. Williams, A.A. Aczel, E. Baggio-Saitovitch et al. (Collaboration), Phys. Rev. B **82**, 094512 (2010).
92. R.T. Gordon, H. Kim, N. Salovich, R.W. Giannetta, R.M. Fernandes, V.G. Kogan, T. Prozorov, S.L. Bud'ko, P.C. Canfield, M.A. Tanatar, and R. Prozorov, Phys. Rev. B **82**, 054507 (2010).
93. L. Luan, O.M. Auslaender, T.M. Lippman, C.W. Hicks, B. Kalisky, J.-H. Chu, J.G. Analytis, I.R. Fisher, J.R. Kirtley, and K.A. Moler, Phys. Rev. B **81**, 100501(R) (2010).
94. J.-Ph. Reid, M.A. Tanatar, X.G. Luo, H. Shakeripour, N. Doiron-Leyraud, N. Ni, S.L. Bud'ko, P.C. Canfield, R. Prozorov, and L. Taillefer, Phys. Rev. B **82**, 064501 (2010).
95. C. Martin, H. Kim, R.T. Gordon, N. Ni, V.G. Kogan, S.L. Bud'ko, P.C. Canfield, M.A. Tanatar, and R. Prozorov, Phys. Rev. B **81**, 060505(R) (2010).
96. M.A. Tanatar, J.-Ph. Reid, H. Shakeripour, X.G. Luo, N. Doiron-Leyraud, N. Ni, S.L. Bud'ko, P.C. Canfield, R. Prozorov, and L. Taillefer, Phys. Rev. Lett. **104**, 067002 (2010).
97. J.K. Dong, S.Y. Zhou, T.Y. Guan, X. Qiu, C. Zhang, P. Cheng, L. Fang, H.H. Wen, and S.Y. Li, Phys. Rev. B **81**, 094520 (2010).
98. Y. Bang, Phys. Rev. Lett. **104**, 217001 (2010).
99. Y. Machida, K. Tomokuni, T. Isono, K. Izawa, Y. Nakajima, and T. Tamega, J. Phys. Soc. Jpn. **78**, 073705 (2009).
100. A. Charnukha, J. Phys.: Condens. Matter **26**, 253203 (2014).
101. D. Wu, N. Barišić, P. Kallina, A. Faridian, B. Gorsunov, N. Drichko, L.J. Li, X. Lin, G.H. Cao, Z.A. Xu, N.L. Wang, and M. Dressel, Phys. Rev. B **81**, 100512(R) (2010).
102. N. Barišić, D. Wu, M. Dressel, L.J. Li, G.H. Cao, and Z.A. Xu, Phys. Rev. B **82**, 054518 (2010).
103. S. Lee, K.-Y. Choi, E. Jung, S. Roh, S. Shin, T. Park, and J. Hwang, Sci. Rep. **5**, 12156 (2015).
104. S. Yoon, Y.-S. Seo, S. Lee, J.D. Weiss, J. Jiang, M.J. Oh, J. Lee, S. Seo, Y.J. Jo, E.E. Hellstrom, J. Hwang, and S. Lee, Supercond. Sci. Technol. **30**, 035001 (2017).

105. Yu. A. Aleshchenko, A. V. Muratov, G. A. Ummarino, S. Richter, A. A. Thomas, and R. Hühne, J. Phys.: Condens. Matter. **33**, 045601 (2021).
106. Yu. A. Aleshchenko, A. V. Muratov, E. S. Zhukova, L. S. Kadyrov, B. P. Gorshunov, G. A. Ummarino, and I. A. Shipulin, Solid State Sciences **160**, 107787 (2025).
107. W. Zimmermann, E. H. Brandt, M. Bauer, E. Seider, and L. Genzel, Physica C **183**, 99 (1991).
108. M. Tinkham, *Introduction to Superconductivity*, 2nd edition, Dover Publications, N.Y. (1996).
109. M. Dressel and G. Grüner, *Electrodynamics of Solids*, Cambridge University Press, Cambridge (2002).
110. E. van Heumen, Y. Huang, S. de Jong, A. B. Kuzmenko, M. S. Golden, and D. van der Marel, EPL **90**, 37005 (2010).
111. 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(R) (2011).
112. Z. Xing, S. Saha, J. Paglione, and M. M. Qazilbash, Phys. Rev. B **98**, 224505 (2018).
113. T. E. Kuzmicheva, V. A. Vlasenko, S. Yu. Gavrilkin, S. A. Kuzmichev, K. S. Pervakov, I. V. Roshchina, and V. M. Pudalov, J. Supercond. Nov. Magn. **29**, 3059 (2016).
114. G. E. Blonder, M. Tinkham, and T. M. Klapwijk, Phys. Rev. B **25**, 4515 (1982).
115. R. C. Dynes, V. Narayanamurti, and J. P. Garno, Phys. Rev. Lett. **41**, 1509 (1978).
116. 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).
117. Z.-S. Wang, Z.-Y. Wang, H.-Q. Luo, X.-Y. Lu, J. Zhu, C.-H. Li, L. Shan, H. Yang, H.-H. Wen, and C. Ren, Phys. Rev. B **86**, 060508(R) (2012).
118. M. Tortello, D. Daghero, G. A. Ummarino, V. A. Stepanov, J. Jiang, J. D. Weiss, E. E. Hellstrom, and R. S. Gonnelli, Phys. Rev. Lett. **105**, 237002 (2010).
119. P. Pecchio, D. Daghero, G. A. Ummarino, R. S. Gonnelli, F. Kurth, B. Holzapfel, and K. Iida, Phys. Rev. B **88**, 174506 (2013).
120. G. Sheet, M. Mehta, D. A. Dikin, S. Lee, C. W. Bark, J. Jiang, J. D. Weiss, E. E. Hellstrom, M. S. Rzchowski, C. B. Eom, and V. Chandrasekhar, Phys. Rev. Lett. **105**, 167003 (2010).
121. T. E. Kuzmicheva, S. A. Kuzmichev, K. S. Pervakov, and V. A. Vlasenko, Phys. Rev. B **104**, 174512 (2021).
122. I. A. Nikitchenkov, A. D. Ilina, V. M. Mikhailov, K. S. Pervakov, V. A. Vlasenko, S. A. Kuzmichev, and T. E. Kuzmicheva, Moscow Univ. Phys. Bull. **78**, 521 (2023).
123. I. A. Nikitchenkov, S. A. Kuzmichev, A. D. Ilina, K. S. Pervakov, V. A. Vlasenko, and T. E. Kuzmicheva, JETP **166**, 834 (2024).
124. T. E. Kuzmicheva, S. A. Kuzmichev, K. S. Pervakov, V. A. Vlasenko, JETP Lett. **112**, 786 (2020).
125. T. E. Kuzmicheva, S. A. Kuzmichev, K. S. Pervakov, and V. A. Vlasenko, JETP Lett. **118**, 514 (2023).
126. K. W. Kim, M. Rössle, A. Dubroka, V. K. Malik, T. Wolf, and C. Bernhard, Phys. Rev. B **81**, 214508 (2010).
127. A. Perucchi, L. Baldassarre, B. Joseph, S. Lupi, S. Lee, C. B. Eom, J. Jiang, J. D. Weiss, E. E. Hellstrom, and P. Dore, Eur. Phys. J. B **86**, 274 (2013).
128. 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).
129. J. J. Tu, J. Li, W. Liu, A. Punnoose, Y. Gong, Y. H. Ren, L. J. Li, G. H. Cao, Z. A. Xu, and C. C. Homes, Phys. Rev. B **82**, 174509 (2010).
130. M. Nakajima, S. Ishida, K. Kihou, Y. Tomioka, T. Ito, Y. Yoshida, C. H. Lee, H. Kito, A. Iyo, H. Eisaki, K. M. Kojima, and S. Uchida, Phys. Rev. B **81**, 104528 (2010).
131. 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).
132. R. P. S. M. Lobo, Y. M. Dai, U. Nagel, T. Rõõm, J. P. Carbotte, T. Timusk, A. Forget, and D. Colson, Phys. Rev. B **82**, 100506(R) (2010).
133. D. Nakamura, T. Akiike, H. Takahashi, F. Nabeshima, Y. Imai, A. Maeda, T. Katase, H. Hiramatsu, H. Hosono, S. Komiya, and I. Tsukada, Physica C **471**, 634 (2011).
134. Yu. A. Aleshchenko, A. V. Muratov, V. M. Pudalov, E. S. Zhukova, B. P. Gorshunov, F. Kurth, and K. Iida, JETP Lett. **94**, 719 (2012).
135. P. Samuely, Z. Pribulova, P. Szabo, G. Pristas, S. L. Bud'ko, and P. C. Canfield, Physica C **469**, 507 (2009).
136. D. Daghero, P. Pecchio, G. A. Ummarino, F. Nabeshima, Y. Imai, A. Maeda, I. Tsukada, S. Komiya, and R. S. Gonnelli, Supercond. Sci. Technol. **27**, 124014 (2014).