

## О структуре параметра порядка в высокотемпературных сверхпроводниках на основе железа

Т.Е. Кузьмичёва, А.В. Муратов, С.А. Кузьмичёв, А.В. Садаков, Ю.А. Алещенко, В.А. Власенко, В.П. Мартовицкий, К.С. Перваков, Ю.Ф. Ельцев, В.М. Пудалов

*Описаны синтез, характеристика и комплексное исследование монокристаллов Ва-122 с различным замещением и различными температурами сверхпроводящего перехода. С использованием пяти взаимодополняющих экспериментальных методик изучения сверхпроводящих свойств Ва-122 получен набор самосогласованных данных. Главный качественный вывод проведённых авторами исследований: сосуществование двух сверхпроводящих конденсатов с различным по силе электрон-бозонным взаимодействием. Две щели, открывающиеся на различных листах поверхности Ферми, не обращаются в нуль в плоскости  $k_x k_y$  и имеют симметрию расширенного s-волнового типа. При этом двухзонная модель достаточна для описания основных параметров сверхпроводящего состояния. Умеренное межзонное взаимодействие, а также существенная роль ненулевого кулоновского отталкивания в описании двухщелевого сверхпроводящего состояния пниктидов бария не противоречат реализации  $s^{++}$ -модели.*

**Ключевые слова:** многощелевые сверхпроводники, пниктиды железа, теплоёмкость, лондоновская глубина проникновения, андреевская спектроскопия, оптика

PACS numbers: 74.25.-q, 74.25.nd, 74.25.Na, 74.45.+c, 74.70.Xa

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNr.2016.10.038002>

### Содержание

1. Введение (450).
2. Синтез и характеристика (451).
3. Магнитные свойства в сильных полях (453).
4. Теплоёмкость (454).
5. Оптическая спектроскопия (455).

6. Спектроскопия внутренних многократных андреевских отражений (455).
  7. Измерение первого критического поля (458).
  8. Обсуждение (459).
  9. Заключение (461).
- Список литературы (461).

Т.Е. Кузьмичёва, А.В. Муратов, А.В. Садаков, В.А. Власенко, В.П. Мартовицкий, Ю.Ф. Ельцев. Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Ленинский просп. 53, 119991 Москва, Российская Федерация  
E-mail: kute@sci.lebedev.ru  
С.А. Кузьмичёв. Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, физический факультет, Ленинские горы 1, стр. 2, 119991 Москва, Российская Федерация; Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Ленинский просп. 53, 119991 Москва, Российская Федерация  
Ю.А. Алещенко. Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Ленинский просп. 53, 119991 Москва, Российская Федерация; Национальный исследовательский ядерный университет "МИФИ", Каширское шоссе 31, 115409 Москва, Российская Федерация  
К.С. Перваков. Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Ленинский просп. 53, 119991 Москва, Российская Федерация; International Laboratory of High Magnetic Field and Low Temperatures, ul. Gajowicka 95, 53-421 Wrocław, Poland  
В.М. Пудалов. Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Ленинский просп. 53, 119991 Москва, Российская Федерация; Национальный исследовательский университет "Высшая школа экономики", ул. Мясницкая 20, 101000 Москва, Российская Федерация

Статья поступила 7 декабря 2016 г.

### 1. Введение

Неклассическая сверхпроводимость квазидвумерных соединений на основе железа, открытых в 2008 году [1], стала, безусловно, ключевой темой физики конденсированного состояния. Пниктиды и селениды железа, демонстрирующие критические температуры сверхпроводящего перехода  $T_c$  до 56 К в объёмном SmOFeAs [2] и до 100 К в монослое FeSe [3], а также высокие критические поля, порядка 200 Тл, [4] могут найти широкое практическое применение [5, 6]. Большинство этих материалов является антиферромагнитными металлами с волной спиновой плотности в стехиометрическом составе, переходя в сверхпроводящее состояние при электронном или дырочном допировании. Исключениями являются хорошо известное соединение LiFeAs [7], а также недавно открытое ThNOFeAs, стехиометрические фазы которых немагнитны. Последнее соединение схоже по структуре с оксиарсенидами (так называемая система 1111) и имеет  $T_c \approx 30$  К, сравнимую с  $T_c$  оксиарсенидов [8]. Отметим, что эти сверхпроводники обладают достаточно низкими энергиями Ферми. Так, например, для "ведущей" зоны вблизи точки Г типичная энергия Ферми, отсчитанная от дна зоны, порядка 0,2 эВ [9].

© Т.Е. Кузьмичёва, А.В. Муратов, С.А. Кузьмичёв, А.В. Садаков, Ю.А. Алещенко, В.А. Власенко, В.П. Мартовицкий, К.С. Перваков, Ю.Ф. Ельцев, В.М. Пудалов 2017

Среди многообразия синтезированных сверхпроводников на основе железа представители бариевых семейств, такие как  $\text{BaFe}_{2-x}\text{Ni}_x\text{As}_2$ ,  $\text{Ba}_{1-x}\text{K}_x\text{Fe}_2\text{As}_2$  (обозначаемые как Ва-122), оказались наиболее привлекательными для исследователей ввиду их умеренной критической температуры, до 38 К, а также возможности относительно легко выращивать большие и качественные монокристаллы этих соединений с различным замещением. Расчёты зонной структуры [10] показали, что уровень Ферми пересекает несколько зон, образованных 3d-орбиталями железа, формируя на уровне Ферми цилиндры, слабо гофрированные в  $c$ -направлении: дырочные вокруг  $\Gamma$ -точки и электронные вокруг  $M$ -точки в зоне Бриллюэна. Существование нескольких сверхпроводящих конденсатов и соответствующих им зон запрещённой энергии (так называемых сверхпроводящих щелей) при температурах ниже  $T_c$  в железосодержащих материалах уже не подвергается сомнению [11, 12].

Для описания фундаментального механизма образования куперовских пар в сверхпроводниках на основе железа предложены три основные теоретические модели. Одна из них,  $s^{++}$ -модель, предсказывает сильное внутризонное спаривание, а также наличие двух конкурирующих взаимодействий — посредством спиновых флуктуаций и орбитальных флуктуаций, усиленных фононами [13, 14]. Такая конкуренция может привести к появлению анизотропии (зависимости от угла в импульсном пространстве) или даже нулей параметра порядка по некоторым направлениям [14]. Напротив,  $s^{\pm}$ -модель основана на спаривании посредством спиновых флуктуаций. Основную роль должно играть межзонное взаимодействие, а волновые функции конденсатов, образующихся на разных листах поверхности Ферми, находятся в противофазе, что формально означает выполнение неравенства  $\Delta_L \Delta_S < 0$ , где  $\Delta_L$  — величина большой щели, а  $\Delta_S$  — малой. Поскольку матричный элемент взаимодействия между конденсатами  $V_{LS} < 0$ , то при обмене магнонами это даёт притяжение. Нестинг между электронными и дырочными ферми-поверхностями приводит также к магнитному резонансу (появлению пика динамической спиновой восприимчивости на векторе нестинга при определённой энергии) [15, 16].

Модель, рассматривающая формирование так называемых спиновых и зарядовых суперстрайпов (фазовое расслоение на наномасштабах), предсказывает резкое увеличение  $T_c$ , вызванное резонансом фешбаховского типа при приближении края зоны к уровню Ферми (переход Лифшица). Эта модель также предлагает учитывать для конденсата куперовских пар переходный режим между стандартной для классических изотропных сверхпроводников конденсацией Бардина – Купера – Шриффера (БКШ) с колоссальным перекрытием пар и бозе-эйнштейновской конденсацией, при которой пары частиц почти не перекрываются [9]. Поскольку для железосодержащих сверхпроводников приближение квазиклассичности ( $\hbar\omega_D \gg 2\Delta$ ) не выполняется, а средний размер куперовских пар уже приближается к величине их перекрытия, подобный теоретический подход представляется достаточно адекватным.

Предполагаемое появление плоских зон наблюдалось в экспериментах с использованием фотоэмиссии с угловым разрешением (ARPES — Angle-Resolved Photoemission Spectroscopy) в системе 1111 [17], что соответствует так называемым протяжённым особенностям Ван Хофа,

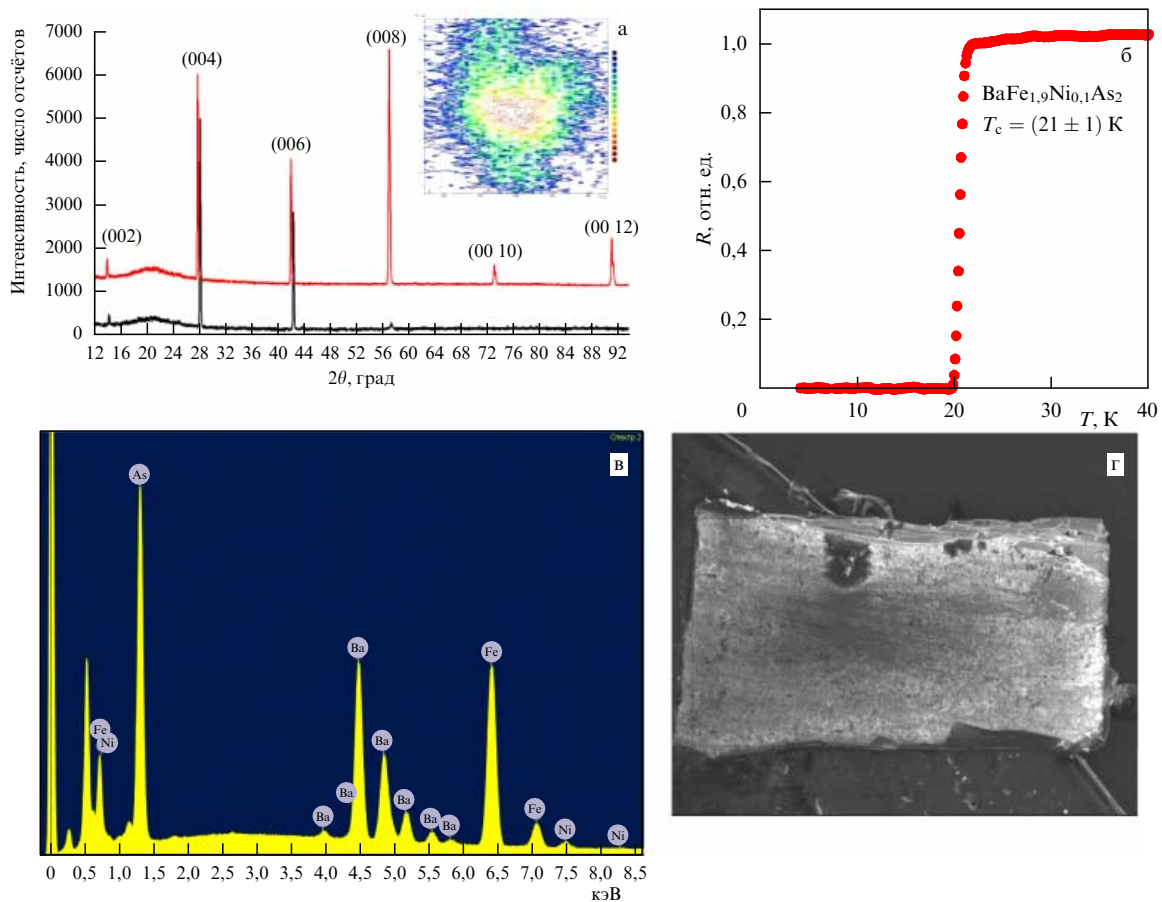
которые могут образовываться в квазидвумерных материалах. Тем самым для описания высоких  $T_c$  и больших величин  $\Delta$  (достигающих  $\sim 13$  мэВ) может быть применена теория Абрикосова, предложенная для купратов [18].

Каждая из рассмотренных моделей предполагает определённую структуру сверхпроводящей щели и набор других параметров сверхпроводящего состояния. Несмотря на интенсивные исследования в течение восьми лет, экспериментальные данные остаются противоречивыми и не позволяют сделать однозначных выводов о механизме спаривания. Ни одна из моделей так и не получила надёжного экспериментального подтверждения, и ключевые проблемы остались нерешёнными. Например, значения характеристического отношения БКШ  $2\Delta/k_B T_c$  в сверхпроводниках семейства Ва-122, экспериментально определённые различными методами в разных работах, различаются в шесть раз [19–33] (в качестве обзора см. [12, 34]). Возможная причина такого разброса предположительно состоит в сильной анизотропии щелей в  $k_z$ -направлении, "размывающей" их амплитуды, определённые объёмными методами, а также заметной чувствительности сверхпроводящих свойств к качеству поверхности. Температурные зависимости щелей, измеренные в [28, 29] с помощью спектроскопии точечных контактов (Point Contact Andreev Reflection — PCAR), свидетельствуют о сильном внутризонном взаимодействии. В ряде экспериментов по неупругому рассеянию нейтронов [35–38] сообщалось о наблюдении довольно резкого "магнитного резонанса", что свидетельствует в пользу  $s^{\pm}$ -модели [15, 16]. Тем не менее интенсивность и форма экспериментально наблюдаемого пика динамической магнитной восприимчивости, по оценкам работ [13, 14], не соответствует предсказаниям  $s^{\pm}$ -модели, а влияние примесей должно негативно сказываться на стабильности состояния со спариванием  $s^{\pm}$  [13, 39]. Отсутствие нестинга, выявленное в ARPES-экспериментах [7], и сильное внутризонное взаимодействие, оценённое на основе прямых измерений температурных зависимостей щелей [34, 40], можно считать косвенными подтверждениями  $s^{++}$ -модели. С другой стороны, близость перехода Лифшица, наблюдение большой сверхпроводящей щели, открывающейся на дырочной цилиндрической поверхности Ферми меньшего объёма [7, 17], фазового расслоения на наномасштабах и резонанса фешбаховского типа [41, 42] говорят в пользу существования суперстрайпов.

Из проведённого выше краткого обзора следует, что решающую роль в установлении симметрии спаривания и нахождении способов повышения критической температуры могут сыграть надёжные экспериментальные данные. В настоящей статье описан синтез, характеристика и комплексное исследование монокристаллов Ва-122 с различным замещением и различными  $T_c$ . С использованием пяти взаимодополняющих экспериментальных методик изучения сверхпроводящих свойств Ва-122 получен набор согласованных данных.

## 2. Синтез и характеристика

Монокристаллы общего состава  $\text{BaFe}_{2-x}\text{Ni}_x\text{As}_2$  с различной концентрацией допирующего никеля и критической температурой сверхпроводящего перехода до  $T_c = 20$  К были выращены раствор-расплавным методом кристаллизации вещества в собственном флюсе



**Рис. 1.** (а) Дифрактограммы монокристаллов  $\text{BaFe}_{2-x}\text{Ni}_x\text{As}_2$  с концентрациями  $x = 0,09$  (нижний спектр) и  $x = 0,1$  (верхний спектр). На вставке показан фрагмент рентгеновского спектра в двумерной окрестности пика (006). (б) Зависимость сопротивления от температуры в окрестности сверхпроводящего перехода. (в) Энергодисперсионный (EDX) спектр монокристалла  $\text{BaFe}_{1,92}\text{Ni}_{0,08}\text{As}_2$ . (г) Изображение кристалла  $\text{BaFe}_{1,92}\text{Ni}_{0,08}\text{As}_2$  размером  $1,5 \times 0,8 \text{ мм}^2$ , полученное в электронном микроскопе.

(self-flux technique). Поскольку многие реагенты, участвующие в синтезе, окисляются на воздухе, взвешивание всех реагентов проводилось в перчаточном боксе с контролируемой атмосферой аргона. Металлический Ba и прекурсоры FeAs и NiAs высокой чистоты, предварительно полученные из элементов твердофазным синтезом, смешивали в молярном соотношении  $1 : 5(2 - x) : 5x$ , помещали в корундовый тигель и запаивали в кварцевую ампулу с остаточным давлением 0,2 бар в аргоновой атмосфере. Далее ампулу нагревали до температуры  $1200^\circ\text{C}$  и выдерживали в течение 12 ч, при этом происходила реакция



Длительное время выдержки обусловлено необходимостью завершения реакции образования требуемой фазы и гомогенизацией расплава, поскольку диффузия допирующей фазы  $\text{BaNi}_2\text{As}_2$  в основную фазу  $\text{BaFe}_2\text{As}_2$  происходит в основном за счёт конвекции и лимитируется вязкостью среды. После выдержки ампулу охлаждали до температуры  $1150^\circ\text{C}$  и начинали процесс кристаллизации расплава в температурном градиенте при охлаждении до  $1050^\circ\text{C}$  со скоростью  $2^\circ\text{C}$  в час. По достижении указанной температуры жидкий флюс декантировали переворачиванием ампулы.

Выращенные монокристаллы достигали размера  $4 \times 2 \times 0,2 \text{ мм}^3$ . На рисунке 1а показана дифрактограмма, полученная на дифрактометре ДРОН-2.0 с изогнутым графитовым монохроматором, монокристаллов  $\text{BaFe}_{2-x}\text{Ni}_x\text{As}_2$  с концентрациями  $x = 0,09$  (нижний спектр) и  $x = 0,1$  (верхний спектр). На спектрах присутствуют только пики, соответствующие 122-фазе, что говорит о высоком качестве полученных монокристаллов. Для определения наличия двойникования и разориентации блоков в монокристалле были измерены кривые качания и двумерные области вблизи рефлекса (006) на дифрактометре Panalytical X'Pert Pro MRD Extended. Фрагмент рентгеновского спектра в двумерной окрестности рефлекса (006) приведён на вставке к рис. 1а. В окрестности рефлекса (006) имеется только один пик, что говорит об отсутствии блоков с различной ориентацией в монокристалле. Наличие высокоинтенсивных нерасщеплённых дифракционных пиков (рис. 1а) говорит о высоком качестве полученных монокристаллов и однородном распределении замещающего никеля в объёме кристалла. Элементный анализ методом энергодисперсионной спектроскопии (Energy-Dispersive X-ray spectroscopy — EDX) показал, что соотношение элементов в полученных монокристаллах Ba : Fe : Ni : As составляет  $1,06 : 1,91 : 0,09 : 1,95$  (рис. 1в), что соответствует шихтовому составу. Изображение монокристалла

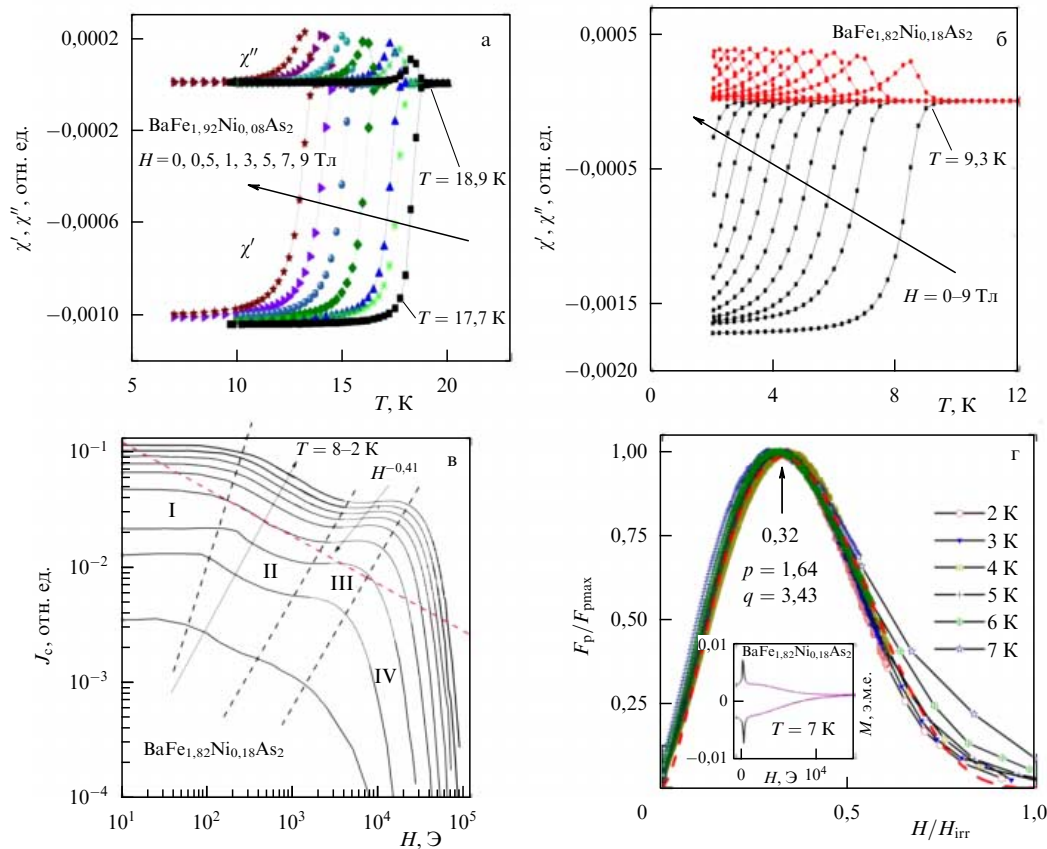
$\text{BaFe}_{1,92}\text{Ni}_{0,08}\text{As}_2$ , полученное с помощью электронного микроскопа, приведено на рис. 1г.

### 3. Магнитные свойства в сильных полях

Измерения необратимости намагниченности  $M(H, T)$  на вибрационном магнетометре и магнитной восприимчивости  $\chi'(H, T)$  проводились с использованием системы PPMS-9 (Physical Properties Measurement System 9) в полях до 9 Тл с ориентацией поля вдоль оси  $c$ . Стандартная скорость изменения магнитного поля составляла  $100 \text{ Э с}^{-1}$ . На температурных зависимостях магнитной восприимчивости (рис. 2а) монокристалла  $\text{BaFe}_{1,92}\text{Ni}_{0,08}\text{As}_2$  хорошо виден чёткий узкий сверхпроводящий переход, указывающий на существование единственной сверхпроводящей фазы с критической температурой  $T_c \approx 19 \text{ К}$ . При дальнейшем увеличении концентрации никеля  $T_c$  уменьшается. Для передопированного кристалла с концентрацией  $x = 0,18$  и  $T_c \approx 9,3 \text{ К}$  зависимости магнитной восприимчивости вблизи сверхпроводящего перехода в различных полях показаны на рис. 2б. Ширина перехода  $\Delta T_c \approx 1,4 \text{ К}$  по измерению восприимчивости (рис. 2б) и по измерению сопротивления (рис. 1б) демонстрирует структурное совершенство и однородность сверхпроводящих свойств в объёме монокристалла.

Из данных измерения петель намагниченности построена зависимость плотности критического тока  $J_c$  от поля при различных температурах для недодопированного образца монокристалла  $\text{BaFe}_{1,92}\text{Ni}_{0,08}\text{As}_2$  (рис. 2в).

Аналогичного вида зависимость была получена на оптимально допированных кристаллах. Линейное поведение в области I (до  $100\text{--}150 \text{ Э}$  при температуре жидкого гелия) в основном связывают с так называемым режимом пиннинга одиночных вихрей. С увеличением поля до  $0,5 \text{ Тл}$  наблюдается степенное поведение,  $J_c \sim H^{-\alpha}$ ; таким образом, режим II соответствует увеличению количества вихрей в объёме образца и началу их взаимодействия. Показатель степени принимает значения  $0,37 < \alpha < 0,43$ , немного меньше теоретического предсказания  $\alpha = 5/8$  для сильных центров пиннинга. Это различие может указывать на существование небольшого количества протяжённых дефектов и рассеянных слабых центров пиннинга [43]. Наличие области III с примерно постоянной критической плотностью тока,  $J_c(H) \sim \text{const}$ , судя по всему, вызвано сосуществованием больших и малых центров пиннинга, которые вместе захватывают и удерживают, подобно клетке, магнитные вихри. Сильный пиннинг магнитных вихрей разрушается в области IV, и на фоне плавления вихревой решётки достаточно быстро уменьшается  $J_c$ . На рисунке 2г приведена нормированная сила пиннинга  $f_p = F_p/F_{p\text{max}}$  как функция нормированного поля  $h = H/H_{\text{IT}}$ , измеренная при различных температурах. Критерием определения поля необратимости  $H_{\text{IT}}$  выбрано обращение плотности критического тока в нуль ( $J_c \rightarrow 0$ ). Из рисунка видно, что в поле  $H||c$  кривые  $f_p(h, T)$  сливаются в одну. Используя модель Дью-Хьюза [44], в которой  $f_p(h, T) \sim h^p(1-h)^q$ , получаем значения коэффициентов  $p = 1,64$



**Рис. 2.** Температурная зависимость магнитной восприимчивости в полях до 9 Тл (а) в немного недодопированном монокристалле  $\text{BaFe}_{1,92}\text{Ni}_{0,08}\text{As}_2$  и (б) в передопированном  $\text{BaFe}_{1,82}\text{Ni}_{0,18}\text{As}_2$  с  $T_c \approx 9,3 \text{ К}$ . (в) Критическая плотность тока  $J_c$  как функция магнитного поля  $H$  (по данным работы [40]). (г) Нормированная сила пиннинга  $f_p = F_p/F_{p\text{max}}$  как функция нормированного поля  $h = H/H_{\text{IT}}$  при различных температурах. На вставке приведена петля намагничивания при  $T = 7 \text{ К}$ .

и  $q = 3,43$  для монокристалла  $\text{BaFe}_{1,92}\text{Ni}_{0,08}\text{As}_2$ . Согласно этой модели, полученный пик  $h^p = 0,32$  указывает на преобладание сильных точечных центров пиннинга. Ещё одним подтверждением наличия сильного объёмного пиннинга является высокая симметрия петли намагничивания при температурах, близких к  $T_c$ , что также говорит об отсутствии значительного количества магнитных примесей в монокристалле (см. вставку на рис. 2г).

#### 4. Теплоёмкость

Теплоёмкость измерялась методом тепловой релаксации с помощью PPMS-9 (Quantum Design) в температурном диапазоне 2–200 К. Ключевой, но в то же время трудоёмкой проблемой, возникающей при анализе экспериментальных данных, является отделение электронного вклада, содержащего информацию о сверхпроводящих свойствах, от решёточного вклада в теплоёмкость. Проблема заключается в том, что решёточная часть не может быть измерена непосредственно. Для преодоления этой трудности прибегают к так называемому приближению соответствующих состояний (corresponding states approximation) [45]. Суть этого приближения состоит в использовании решёточной теплоёмкости соединения, близкого по составу к исследуемому, но не испытывающего ни структурного, ни магнитного переходов. В случае семейства Ва-122 этого можно добиться, взяв стехиометрическое соединение  $\text{BaFe}_2\text{As}_2$  (испытывающее магнитный переход при температуре 140 К) и подобрав соответствующие замещение и уровень допирования. Для того чтобы учесть изменение параметров решётки на несколько процентов, вызванное вариацией допанта или его концентрации, используются масштабирующие коэффициенты, близкие к единице. Примером таких несверхпроводящих немагнитных соединений, близких к  $\text{Ba}_{0,67}\text{K}_{0,33}\text{Fe}_2\text{As}_2$ , могут быть  $\text{Ba}(\text{Fe}_{0,847}\text{Co}_{0,153})_2\text{As}_2$  [46],  $\text{Ba}(\text{Fe}_{0,88}\text{Mn}_{0,12})_2\text{As}_2$  [47],  $\text{BaFe}_{1,75}\text{Ni}_{0,25}\text{As}_2$  [48].

Математически приближение соответствующих состояний выражается следующим образом:

$$C_{\text{tot}}^{\text{SC}}(T) = C_{\text{exp}}(T) = C_{\text{e}}^{\text{SC}}(T) + AC_{\text{lat}}^{\text{nSC}}(BT),$$

где  $C_{\text{tot}}^{\text{SC}}(T)$  — полная теплоёмкость, соответствующая экспериментальным данным  $C_{\text{exp}}(T)$ ,  $C_{\text{e}}^{\text{SC}}(T)$  — электронная часть,  $C_{\text{lat}}^{\text{nSC}}(T)$  — решёточная часть несверхпроводящего немагнитного соединения,  $A$  и  $B$  — масштабирующие коэффициенты. При температурах, превышающих критическую,  $C_{\text{e}}^{\text{SC}}(T)$  может быть представлена как  $\gamma_n T$ . Подбор коэффициентов  $A$  и  $B$  осуществляется методом наименьших квадратов с учётом сохранения энтропии:

$$\int_0^{T_c} \frac{C_{\text{e}}}{T} dT = \int_0^{T_c} \gamma_n dT.$$

Теплоёмкость сверхпроводящего конденсата в свою очередь может быть рассчитана в рамках БКШ-модели [49], однако для 122-соединений предпочтительнее рассматривать электронный вклад в рамках феноменологической двухзонной  $\alpha$ -модели [50]. Последняя представляет теплоёмкость двухзонного сверхпроводника как сумму парциальных вкладов каждой из зон с учётом весовых коэффициентов. Подгоночными параметрами

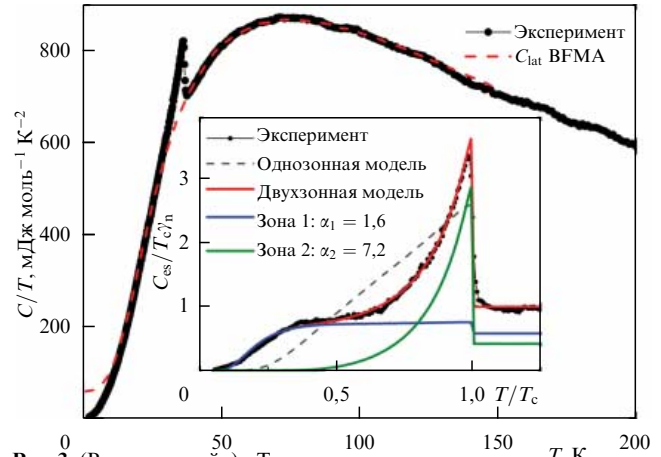


Рис. 3. (В цвете онлайн). Температурная зависимость нормированной на температуру теплоёмкости монокристалла  $\text{Ba}_{0,67}\text{K}_{0,33}\text{Fe}_2\text{As}_2$  в нулевом поле. Красной штриховой линией показана модельная зависимость теплоёмкости, полученная методом приближения соответствующих состояний из решёточной теплоёмкости  $\text{Ba}(\text{Fe}_{0,88}\text{Mn}_{0,12})_2\text{As}$  (BFMA). На вставке — нормированная электронная часть теплоёмкости сверхпроводящего конденсата  $C_{\text{es}}/T_{\text{gn}}$ , аппроксимированная однозонной БКШ-моделью (штриховая кривая) и двухзонной  $\alpha$ -моделью (сплошная кривая). (По данным работы [51].)

$\alpha$ -модели служат характеристические отношения БКШ  $\alpha_1 = 2\Delta_1/k_B T_c$ ,  $\alpha_2 = 2\Delta_2/k_B T_c$  и весовой коэффициент  $\varphi_1$  ( $\varphi_i = \gamma_i/\gamma_n$ ,  $\gamma_i$  — вклад  $i$ -й зоны в теплоёмкость в нормальном состоянии,  $\varphi_2 = 1 - \varphi_1$ ), которые определяются методом наименьших квадратов.

Для измерения теплоёмкости от большого монокристалла  $\text{Ba}_{1-x}\text{K}_x\text{Fe}_2\text{As}_2$  ( $x = 0,33$ ,  $T_c = 36,5$  К), который использовался во всех проведённых исследованиях, был отколот кусок массой 1,93 мг. Экспериментальная температурная зависимость теплоёмкости в нулевом магнитном поле показана на рис. 3. При температурах, стремящихся к нулю, зависимость  $C(T)/T$  может быть представлена аналогично закону Дебая:  $C(T)/T = \gamma(0) + \beta T^2$  [51], причём  $C(T)/T$  стремится к нулю при  $T = 0$  и не проявляет никаких особенностей в низкотемпературной части (например, возрастания при низких температурах или аномалии Шотки), что свидетельствует о высоком качестве образца.

В диапазоне температур 36–37 К на теплоёмкости  $C(T)$  хорошо виден резкий пик, сопровождающий сверхпроводящий переход (см. рис. 3). Ширина пика около 1 К, при этом скачок теплоёмкости составляет  $\Delta C/T = 119$  мДж моль<sup>-1</sup> К<sup>-2</sup>. Для разделения вкладов решёточной и электронной составляющих теплоёмкости мы использовали теплоёмкость  $\text{Ba}(\text{Fe}_{0,88}\text{Mn}_{0,12})_2\text{As}_2$  [48], поскольку для него доступны данные о теплоёмкости в наиболее широком диапазоне температур. Как видно из рис. 3, обработка в рамках приближения собственных состояний даёт хорошее согласие между экспериментальными данными и данными, полученными модификацией решёточной теплоёмкости  $\text{Ba}(\text{Fe}_{0,88}\text{Mn}_{0,12})_2\text{As}_2$ . На вставке рис. 3 показана нормированная электронная теплоёмкость сверхпроводящего конденсата  $C_{\text{es}}/T_{\text{gn}}$  (подробнее см. [51]), аппроксимированная разными теоретическими моделями. При обработке однозонной моделью с изотропным параметром порядка наилучший результат получается при характеристическом отношении  $2\Delta/k_B T_c = 3,7$ , однако данная модель оказывается



недостаточной для описания сверхпроводящих свойств Ва(К)-122: соответствующая теоретическая теплоёмкость  $C(T)$  (штриховая линия на вставке рис. 3) не описывает характерного плеча на зависимости теплоёмкости  $C_{es}/T\gamma_n$ , наблюдаемого при  $T/T_c \sim 0,3-0,5$ . Вместе с тем феноменологическое двухзонное приближение ( $\alpha$ -модель, красная кривая на вставке рис. 3) хорошо согласуется с экспериментальными данными. Расхождение экспериментальной зависимости теплоёмкости  $C(T)$  и её теоретической аппроксимации не превышает 5%, или 4 мДж моль<sup>-1</sup> К<sup>-2</sup>, что находится в пределах погрешности измерений и в относительных единицах составляет менее 1% измеренного значения  $C_{exp}$ . Используя двухзонную модель, мы оценили амплитуды и характеристические отношения щелей:  $\alpha_1 = 2\Delta_1/k_B T_c = 1,6 \pm 0,1$  ( $\Delta_1 = (2,5 \pm 0,2)$  мэВ),  $\alpha_2 = 2\Delta_2/k_B T_c = 7,2 \pm 0,2$  ( $\Delta_2 = (11,3 \pm 0,3)$  мэВ), а также весовой коэффициент  $\varphi_1 = 0,58 \pm 0,02$ .

## 5. Оптическая спектроскопия

Оптическая спектроскопия является одним из основных методов исследования электродинамических свойств сверхпроводников [52, 53]. Глубина проникновения порядка нескольких сотен нанометров позволяет измерять объёмные свойства материала, в частности величину сверхпроводящей щели.

В случае однозонного сверхпроводника с изотропной щелью электромагнитное излучение с энергией, меньшей величины сверхпроводящей щели  $2\Delta$ , не может быть поглощено образцом. Это приводит к тому, что действительная часть комплексной оптической проводимости  $\sigma$  при  $T \ll T_c$  стремится к нулю при частотах ниже частоты, соответствующей удвоенной величине сверхпроводящей щели  $2\Delta$ , а отражение в свою очередь стремится к единице. Таким образом, в окрестности частоты, соответствующей  $2\Delta$ , в оптическом отклике имеется особенность. Например, для монокристаллического объёмного образца наблюдается пик в спектре относительного отражения  $R(T)/R(T > T_c)$ .

В наших экспериментах ввиду малой площади поверхности образца Ва<sub>1-x</sub>К<sub>x</sub>Fe<sub>2</sub>As<sub>2</sub> ( $x = 0,33$ ), недостаточной для проведения точных измерений коэффициента отражения [51], мы использовали метод оценки величины щели, описанный в работе [54]. Этот метод, основанный на измерении относительного отражения  $R(T)/R(T > T_c)$ , позволяет минимизировать возможные изменения положения образца при изменении температуры, которые могут приводить к систематическим ошибкам в зависимости коэффициента отражения  $R(\omega)$ . Для однозонного сверхпроводника s-типа нормированное отражение  $R(T \ll T_c)/R_N$  (где  $R_N$  — отражение в нормальном состоянии при температуре около  $T_c$ ) имеет максимум, соответствующий  $2\Delta$ . Для двухзонного сверхпроводника максимум проявляется в диапазоне между величинами двух щелей и он смещён в сторону той щели, которая даёт основной вклад в коэффициент отражения. Инфракрасные (ИК) измерения были проведены нами с использованием фурье-спектрометра Bruker Optics IFS-125HR.

На рисунке 4 приведены нормированные зависимости коэффициента отражения  $R(T)/R(T = 40 \text{ К})$ , измеренные при температурах  $T = 5-50 \text{ К}$ . Как видно, нормированное отражение  $R(T)/R(40 \text{ К})$  начинает возрастать

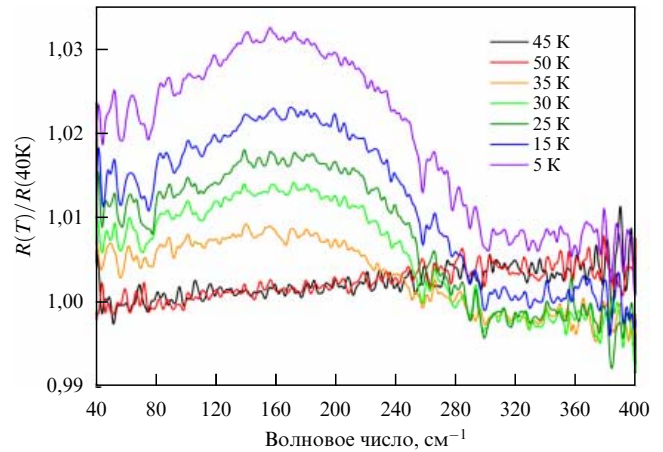


Рис. 4. Зависимости нормированного коэффициента отражения  $R(T)/R(40 \text{ К})$  для Ва<sub>0,67</sub>К<sub>0,33</sub>Fe<sub>2</sub>As<sub>2</sub>, измеренные при  $T = 5-45 \text{ К}$ . (Данные из работы [51].)

при температурах ниже  $T_c$ , поскольку для сверхпроводника с изотропной щелью коэффициент отражения достигает единицы при энергиях  $\hbar\omega < 2\Delta$ . Следовательно, положение наблюдаемого при частоте  $\approx 160 \text{ см}^{-1}$  (19,8 мэВ) пика может быть использовано в качестве оценки большой сверхпроводящей щели:  $\Delta_L \approx 10 \text{ мэВ}$  [25–27, 47]. Энергия малой щели находится вне диапазона наших ИК-измерений. Особенность нормированного отражения при частоте около  $250 \text{ см}^{-1}$ , хорошо заметная при различных температурах, возможно, вызвана ИК-активной фононной модой  $E_u$ , соответствующей колебаниям Fe(ab)–As(–ab) [55]. Данная мода проявляется во многих соединениях типа AFe<sub>2</sub>As<sub>2</sub>, где A = Ca, Sr, Eu, Ba.

## 6. Спектроскопия внутренних многократных андреевских отражений

Спектроскопия многократных андреевских отражений (Multiple Andreev Reflection Effect — MARE) — уникальный метод прямого измерения сверхпроводящего параметра порядка [56–58]. В баллистическом [59] контакте высокой прозрачности (порядка 95%) сверхпроводник – нормальный металл – сверхпроводник (SnS), диаметр которого  $2a$  не превышает длины свободного пробега носителей  $l$ , реализуется эффект многократных андреевских отражений. При этом на вольтамперной характеристике (ВАХ) возникает избыточный ток при малых смещениях (так называемый пьедестал, или "фут") и появляется субгармоническая щелевая структура (СГС). Для SnS-контакта высокой прозрачности СГС является серией минимумов динамической проводимости при смещениях  $V_n = 2\Delta/en$ , где  $\Delta$  — амплитуда сверхпроводящей щели,  $e$  — элементарный заряд,  $n = 1, 2, \dots$  — порядковый номер особенности [60–63]. Уникальным преимуществом исследования SnS-контактов является возможность прямого определения величины щели из положений её субгармоник при любых температурах  $0 < T < T_c$ , что было показано в теоретических работах [60, 63]. Это даёт возможность не только непосредственного измерения температурных зависимостей щелей, но и определения локальной критической температуры ( $T_c$  перехода контактной области в нормальное состоя-

ние) для корректной и более точной оценки важнейшего параметра сверхпроводника — характеристического отношения  $2\Delta/k_B T_c$ . Очевидно, что в двухщелевом сверхпроводнике на  $dI(V)/dV$ -характеристике должны наблюдаться две СГС, соответствующие каждой из щелей.

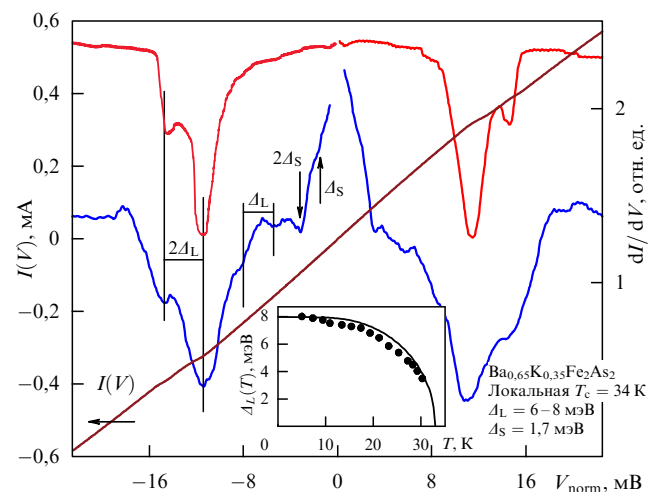
Наличие угловой зависимости параметра порядка в  $k$ -пространстве (анизотропии) кардинальным образом изменяет форму андреевских особенностей [58, 64, 65]. Изотропной щели (случай полной  $s$ -волновой симметрии) соответствуют резкие интенсивные минимумы динамической проводимости, обладающие симметричной формой, в то время как в случае  $d$ -волновой симметрии или полностью анизотропной (имеющей нули по некоторым направлениям в  $k$ -пространстве)  $s$ -волновой симметрии параметр порядка даёт слабовыраженные и асимметричные по форме минимумы. Анизотропная щель с симметрией типа  $\cos(4\theta)$  в  $k_x k_y$ -плоскости импульсного пространства (что, по всей вероятности, реализуется в Ва-122-сверхпроводниках [14, 15]) при транспорте квазичастиц вдоль  $c$ -направления вызывает появление дублетных особенностей на  $dI(V)/dV$ -спектрах туннельных контактов [66]. Дублет представляет собой два соединённых аркой минимума, положения которых соответствуют верхнему и нижнему экстремальным значениям для углового  $\cos(4\theta)$ -распределения щели [58].

SnS-контакты создавались нами в монокристаллах Ва-122 с помощью техники "контакт на микротрещинах" (break-junction) [58, 67]. Кристалл в форме прямоугольной пластинки монтировался на пружинящий столик (поверхность которого была параллельна  $ab$ -плоскости) с помощью четырёх контактов, после чего охлаждался до  $T = 4,2$  К. В атмосфере инертного газа прецизионно регулируемый изгиб столика раскалывал образец: в объёме кристалла формировались два сверхпроводящих берега, разделённые областью слабой связи. Образовывался так называемый ScS-контакт, где "с" обозначает слабую связь (constriction). Судя по форме ВАХ, полученных на Ва-122-контактах [62], слабая связь обычно выступала в роли тонкого слоя нормального металла. По соотношению между диаметром контакта и длиной свободного пробега носителей заряда создаваемые контакты являлись баллистическими, что дало возможность наблюдать эффект многократных андреевских отражений [40, 60–63, 68]. Поскольку в использованной нами конфигурации сверхпроводящие берега контакта скользят друг по другу в  $ab$ -плоскости, а не разводятся, криогенные сколы остаются чистыми и не деградируют в ходе эксперимента, при этом можно формировать до нескольких десятков SnS-контактов с различными размерами, сопротивлением и прозрачностью. Таким образом, исследуя один и тот же образец, мы имели возможность набирать значительную статистику данных для исключения влияния размерных эффектов и получения надёжных, воспроизводимых результатов.

Другое уникальное свойство, присущее только технике "break-junction", — создание естественных стопочных ScSc...-S-контактов [40, 51, 56–58, 68] в слоистых сверхпроводниковых материалах, которые обычно расщлаиваются вдоль  $ab$ -плоскостей с образованием террас и ступенек вдоль  $c$ -направления, где реализуется эффект внутренних многократных андреевских отражений (Intrinsic MARE — IMARE). Схожий по природе с внутренним эффектом Джозефсона [69] эффект внутренних

андреевских отражений впервые наблюдался в купратах, а позднее — во всех слоистых сверхпроводниках (в качестве обзора см. [58]). Стопочный SnS-контакт можно представить в виде цепочки  $m$  последовательно соединённых эквивалентных SnS-контактов, тогда смещение СГС на  $dI(V)/dV$ -спектре такой стопки будет больше в  $m$  раз по сравнению с таковым для одиночного SnS-контакта:  $V_n = 2\Delta m/en$ , где  $n, m = 1, 2, \dots$  Очевидно, что для определения величины сверхпроводящей щели и числа контактов в стопке необходимо собрать статистику спектров и найти целые числа  $m$ , при нормировке на которые оси смещений положения андреевских особенностей на  $I(V)$ - и  $dI(V)/dV$ -характеристиках для различных стопок совпадут между собой, а также с позицией СГС на спектре одиночного SnS-контакта. Поскольку стопка является частью естественной структуры кристалла, вклад от объёмных свойств в проводимость такой стопки в несколько раз превышает вклад от поверхностных [40, 57, 58]. Таким образом, внутренняя андреевская спектроскопия — единственный на сегодня метод прямого исследования объёмных сверхпроводящих параметров порядка локально (в пределах контактной области диаметром 10–50 нм) [58]. Методика измерений подробно описана в работах [58, 70].

На рисунке 5 показана ВАХ с избыточным током, характерная для SnS-контакта высокой прозрачности. Спектры динамической проводимости (воспроизведены данные из работы [68]) соответствуют двум SnS-контактам, полученным в двух монокристаллах  $\text{Ba}_{0,65}\text{K}_{0,35}\text{Fe}_2\text{As}_2$  из одной закладки (детали синтеза и характеристики приведены в [71, 72]). Локальная критическая температура этих контактов составляет  $T_c^{\text{local}} = 34$  К. На  $dI(V)/dV$ -спектрах видны чёткие, хорошо воспроизводимые дублетные щелевые особенности при смещениях, соответствующих удвоенной большой щели,  $2\Delta_L \approx 12$  –



**Рис. 5.** Вольтамперная характеристика  $I(V)$  (левая ось ординат) и спектры динамической проводимости (правая ось ординат) для SnS-андреевских контактов с локальной критической температурой  $T_c = 34$  К, измеренные в монокристалле  $\text{Ba}_{0,65}\text{K}_{0,35}\text{Fe}_2\text{As}_2$  при  $T = 4,2$  К. Дублетные минимумы анизотропной большой щели  $\Delta_L = 6\text{--}8$  мэВ (диапазон значений отражает угловую зависимость величины щели в  $k$ -пространстве) и субгармоники малой щели  $\Delta_S \approx 1,7$  мэВ отмечены чёрными вертикальными отрезками и стрелками соответственно. На вставке приведена температурная зависимость большой щели (кружки), для сравнения сплошной кривой показана однощелевая БКШ-образная зависимость. (По данным работ [51, 68].)

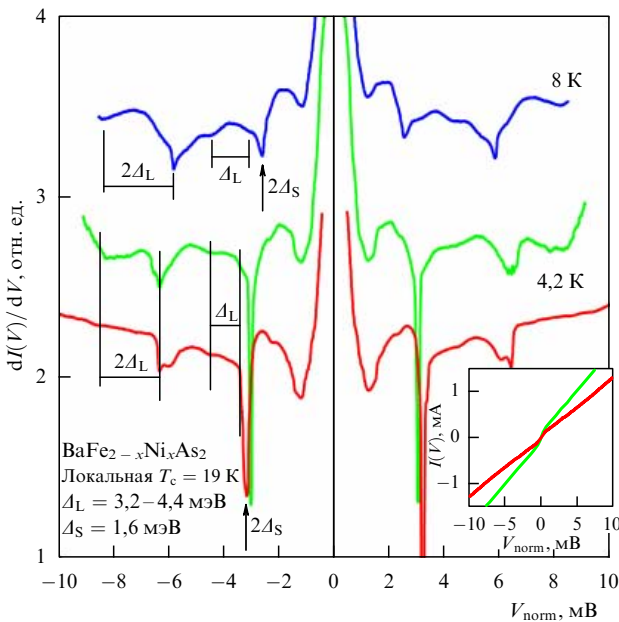
16 мэВ. На нижнем спектре (см. рис. 5) разрешена вторая субгармоника — дублет при смещениях  $V \approx \Delta_L/e \approx \pm(6-8)$  мВ (диапазон значений соответствует границам дублета). Ширина дублетов динамической проводимости, по всей вероятности, отражает величину анизотропии большой щели в  $k_x k_y$ -плоскости импульсного пространства. С другой стороны, минимумы, соответствующие внешнему экстремуму щели, имеют меньшую интенсивность, чем минимумы для её внутреннего экстремума. Возможно, это связано с более сложным, чем  $\Delta_L(\theta) \sim 0,5[1 + A \cos(4\theta)]$ ,  $A < 1$ , угловым распределением большой щели в  $k$ -пространстве. СГС малой щели видна на нижнем спектре, где присутствуют первая, при  $V_1 \approx \pm 3,4$  мВ, и вторая, при  $V_2 \approx \pm 1,7$  мВ, субгармоники. Возможная анизотропия малой щели пока остаётся предметом дальнейших исследований. Используя формулу для СГС, легко получить величины двух щелей:  $\Delta_L \approx 6-8$  мэВ (примерно 25%-ная анизотропия в  $k_x k_y$ -плоскости) и  $\Delta_S \approx 1,7$  мэВ. На вставке показана температурная зависимость большой щели (её внешнего экстремума).

В монокристаллах  $\text{BaFe}_{2-x}\text{Ni}_x\text{As}_2$  с замещением железа никелем, оптимально допированных [40], также наблюдалась анизотропия большой щели. На рисунке 6 для сравнения показаны нормированные  $dI(V)/dV$ -спектры двух стопочных SnS-контактов, последовательно созданных в одном и том же образце посредством механической перестройки [40]. Вид  $dI(V)/dV$ -характеристик схож: соответствующие SnS-контакты, по-видимому, образовались в одной и той же области криогенного скола. В процессе прецизионного изменения кри-

визны столика точка касания двух криогенных сколов, по всей вероятности, сместилась на соседнюю террасу, таким образом, число активных слоёв (число контактов в стопке) изменилось от  $m = 10$  (верхний спектр) до  $m = 9$  (нижний спектр). На рисунке 6 оси смещений этих кривых были нормированы (делением) на соответствующие *целые* номера  $m$ ; после такой нормировки положение основных особенностей динамической проводимости совпало. ВАХ  $I(V)$  этих контактов приведены на вставке рис. 6. Значительный избыточный ток вблизи нулевого смещения говорит об андреевском режиме с высокой прозрачностью. При этом сопротивление контактов достаточно велико для обеспечения баллистического транспорта [59] и, следовательно, наблюдения внутренних многократных андреевских отражений. Первый и второй дублетные минимумы СГС большой щели отмечены чёрными вертикальными линиями. В соответствии с формулой для СГС дублет с  $n = 2$ , расположенный при  $V_2 \approx \pm(3,2-4,4)$  мВ, ровно в два раза уже, чем наблюдаемая при  $V_1 \approx \pm(6,4-8,8)$  мВ особенность с  $n = 1$ , соответствующая удвоенной большой щели. Таким образом, амплитуда большой щели варьируется в пределах  $\Delta_L \approx 3,2-4,4$  мэВ, в зависимости от угла в  $k$ -пространстве, т.е. имеет примерно 30%-ную анизотропию, аналогично таковой для большой щели в ВКФА [68]. Основные ( $n = 1$ ) субгармоники малой щели отмечены на рис. 6 стрелками. Эти минимумы более интенсивны, чем структура, обусловленная большой щелью, а их положение не соответствует предсказываемому для третьей субгармоники  $\Delta_L$  (ожидаемой при  $V_3 \approx \pm(2,2-2,9)$  мВ согласно формуле для СГС). Поэтому данные минимумы, которые несколько перекрываются с положением  $V_2$ , определяют малую щель  $\Delta_S \approx 1,6$  мэВ.

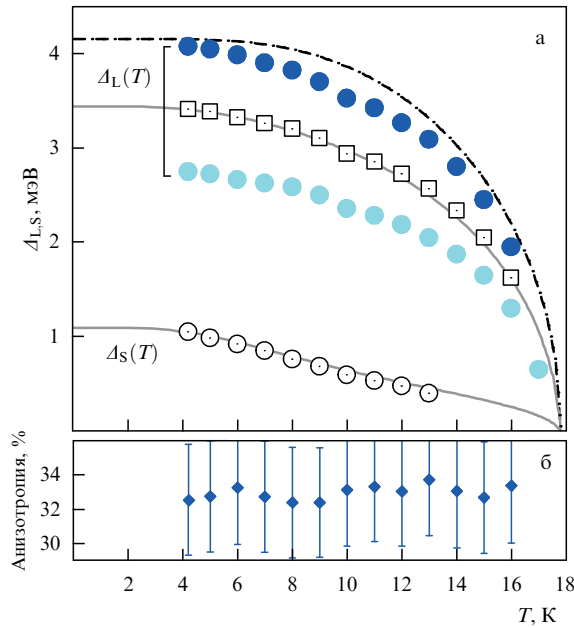
Для того чтобы окончательно убедиться в том, что отмеченные стрелками особенности составляют независимую от  $\Delta_L$  СГС, можно посмотреть, как изменится вид этого спектра при повышении температуры. Для контакта, спектр которого показан светло-зелёной кривой,  $T \approx 4,2$  К (средняя кривая), приведена эволюция спектра при температуре  $T \approx 8,0$  К (верхняя кривая). Видно, что отмеченные стрелками особенности быстрее сдвигаются в сторону меньших смещений, а их амплитуда драматически убывает при повышении  $T$  всего примерно в два раза. Напротив, субгармоникам от  $\Delta_L$  такое поведение не присуще. Отметим также, что минимумы при  $V \approx \pm 1,2$  мВ, наблюдаемые на обеих характеристиках, не соответствуют второй субгармонике малой щели, и они могут быть объяснены как начало области пьедестала при малых смещениях.

Измерения спектров динамической проводимости SnS-контактов в диапазоне температур от 4,2 К до  $T_c$  дали возможность непосредственно получить температурные зависимости параметров порядка, показанные на рис. 7. Стоит отметить, что дублетная структура субгармоник  $\Delta_L$  наблюдается при температурах вплоть до  $T_c$ , при этом анизотропия большой щели слабо варьируется в пределах  $33 \pm 3\%$  (рис. 7б). Температурные поведения внутреннего и внешнего экстремумов большой щели схожи:  $\Delta_L(T)$  проходит немного ниже однозонной БКШ-образной зависимости (штрихпунктирная кривая на рис. 7). В то же время зависимость малой щели отличается: на  $\Delta_S(T)$  сильнее выражен прогиб, характерный для наведённой в широком интервале температур сверхпроводимости за счёт эффекта близости в  $k$ -простран-



**Рис. 6.** (В цвете онлайн.) Нормированные спектры динамической проводимости стопочных SnS-андреевских структур с локальной критической температурой  $T_c = 19$  К ( $m = 10$  контактов в стопке, нижняя  $dI(V)/dV$ -характеристика;  $m = 9$  контактов,  $T = 4,2$  и 8 К, верхние  $dI(V)/dV$ ), полученные в монокристалле  $\text{BaFe}_{1,9}\text{Ni}_{0,1}\text{As}_2$ . Дублетные андреевские минимумы, соответствующие анизотропии большой щели  $\Delta_L$  (4,2 К) = 3,2–4,4 мэВ и малой щели  $\Delta_S$  (4,2 К) = 1,6 мэВ, показаны чёрными вертикальными отрезками и стрелками. На вставке приведены ВАХ этих контактов при  $T = 4,2$  К. (По данным работы [40].)





**Рис. 7.** (а) Температурные зависимости большой щели (её внешнего и внутреннего экстремумов, сплошные кружки) и малой щели (внешнего экстремума, полые кружки) в  $\text{BaFe}_{1.9}\text{Ni}_{0.1}\text{As}_2$ . Температурная зависимость среднего значения большой щели показана квадратами. БКШ-образная зависимость  $\Delta_L^{\text{max}}$  показана штрихпунктирной кривой. Теоретические зависимости  $\Delta_{L,S}(T)$ , рассчитанные на основе двухзонной модели Москаленко и Сула, показаны сплошными кривыми. (б) Температурная зависимость анизотропии большой щели, оценённой как  $1 - \Delta_L^{\text{min}}/\Delta_L^{\text{max}}$ .

стве. Тем не менее ход  $\Delta_S(T)$  нельзя объяснить наведением объёмного параметра сверхпроводящего порядка  $\Delta_L$  на поверхность скола: зависимость, полученная из SnS-андреевских спектров стопочного контакта, отражает лишь объёмные свойства материала. Различие в температурном поведении  $\Delta_L(T)$  и  $\Delta_S(T)$ , очевидно, указывает, что соответствующие особенности на  $dI(V)/dV$ -спектрах демонстрируют свойства двух независимых сверхпроводящих конденсатов.

Оказывается, что полученные в эксперименте  $\Delta_{L,S}(T)$  могут быть описаны простой двухзонной моделью, основанной на системе уравнений Москаленко и Сула с перенормированным БКШ-интегралом [73, 74]. Эта система уравнений определяет характер температурных зависимостей двух щелей при различных наборах констант электрон-бозонного взаимодействия  $\lambda_{ij} = V_{ij}N_j$ , где  $i, j = L, S$  (здесь и далее индекс S соответствует эффективной зоне с малой щелью, индекс L — зоне с большой щелью);  $V_{ij}$  — матричные элементы взаимодействия,  $N_j$  — нормальная плотность состояний на уровне Ферми. В качестве "ведущей" щели было взято среднее значение  $\Delta_L(T)$ , его температурная зависимость показана на рис. 7 квадратами. Для численной аппроксимации экспериментальных данных БКШ-образной двухзонной моделью было взято значение энергии Дебая  $\hbar\omega_D = 20$  мэВ [75], а в качестве подгоночных параметров — отношение плотностей состояний в двух эффективных зонах  $N_S/N_L$  и отношение силы внутризонного и межзонного взаимодействий  $\sqrt{V_L V_S}/V_{LS}$ . Детали процедуры аппроксимации температурных зависимостей щелей этой моделью приведены в [76, 77]. Отметим только, что процедура аппроксимации не позволяет установить

знак межзонных констант  $\lambda_{i \neq j}$ , при этом сами четыре величины  $\lambda_{ij}$  — это не полные (включающие в себя учёт кулоновского отталкивания  $\mu^*$ ), а эффективные константы,  $\lambda_{ij} = \lambda_{ij}^{\text{Full}} - \mu_{ij}^*$ .

Полученные нами теоретические значения  $\Delta_{L,S}(T)$  (сплошные кривые на рис. 7) типичны для случая сильного внутризонного и умеренного межзонного взаимодействий. Отклонение зависимости  $\Delta_L(T)$  от характерной зависимости однозонного БКШ-типа можно объяснить влиянием "слабой" зоны с большей плотностью состояний на уровне Ферми. Из-за ненулевого межзонного взаимодействия обе щели обращаются в нуль при одной и той же критической температуре  $T_c^{\text{local}}$ .

Несмотря на сложную структуру параметра порядка в Ва-122, экспериментально наблюдаемое поведение щелей качественно согласуется с предсказаниями простой двухзонной модели. Следовательно, используя величины параметров, оценённые с помощью аппроксимации, можно сделать важные выводы об особенностях сверхпроводящего состояния Ва-122. Прежде всего следует отметить, что "собственная" сверхпроводимость зон с малой щелью (в гипотетическом случае исчезновения межзонного взаимодействия  $V_{LS} = 0$ ) стремится к БКШ-пределу слабой связи: по нашим оценкам, характеристическое отношение  $2\Delta_S/k_B T_c^S \approx 3,5$  (где  $T_c^S$  — "собственная" критическая температура  $\Delta_S$ -конденсата при  $V_{LS} = 0$ ). Оценённый нами набор абсолютных величин констант связи  $\lambda_{LL} \approx 0,37$ ,  $\lambda_{SS} \approx 0,23$ ,  $|\lambda_{LS}| \approx 0,07$ ,  $|\lambda_{SL}| \approx 0,02$  при предположении нулевого кулоновского отталкивания,  $\mu^* = 0$ , принимаемого в  $s^\pm$ -моделях [15, 16], приводит к экстремально высоким отношениям плотностей состояний в зонах,  $N_S/N_L \approx 3,5$ , и крайне слабому межзонному взаимодействию,  $\sqrt{V_L V_S}/V_{LS} \approx 7,3$ , что противоречит идее  $s^\pm$ -спаривания. Однако если предположить наличие конечного кулоновского отталкивания,  $\mu_{ij}^* \approx 0,13$ , то мы получим следующий набор полных констант связи:  $\lambda_{LL} \approx 0,50$ ,  $\lambda_{SS} \approx 0,36$ ,  $|\lambda_{LS}| \approx 0,2$ ,  $|\lambda_{SL}| \approx 0,15$ . В этом случае плотность состояний в эффективной "слабой" зоне в 1,5 раза превышает  $N_L$  "ведущей" зоны, что качественно согласуется с результатами расчёта зонной структуры [78], а внутризонное спаривание в 2,7 раза эффективней межзонного. Таким образом, умеренное кулоновское отталкивание существенно для описания двухщелевого состояния железосодержащих пниктидов.

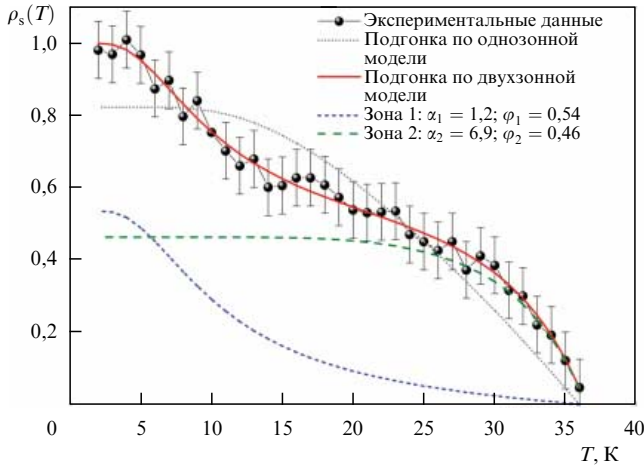
## 7. Измерение первого критического поля

Метод определения первого критического поля по кривым намагниченности основывается на определении точки отклонения зависимости  $M(H)$  от линейной  $M(H) \sim H$ , соответствующей началу проникновения вихрей в объём образца. Измерения намагниченности были проведены с использованием сквид-магнитометра MPMS-XL7 (Quantum Design).

Кривая намагниченности в окрестности  $H_{c1}$  может быть представлена в виде

$$M(H) = \begin{cases} aH + b, & H < H^* \\ aH + b + c(H - H^*)^2, & H > H^* \end{cases}$$

Для всех точек  $H^*$ , в которых была измерена намагниченность, определяются параметры  $a$ ,  $b$  и  $c$  ( $b$  соответствует незначительному отклонению намагниченности от нуля при нулевом поле) для наилучшего соответствия



**Рис. 8.** Температурная зависимость нормированной плотности сверхпроводящих носителей для  $\text{Ba}_{0,67}\text{K}_{0,33}\text{Fe}_2\text{As}_2$  с  $T_c \approx 37$  К и её аппроксимация однозонной (пунктирная кривая) и двухзонной (сплошная кривая) моделями. Парциальные вклады каждой из зон показаны штриховыми кривыми. (По данным работы [51].)

экспериментальным данным. Далее определяется коэффициент корреляции модели и экспериментальных данных, который имеет максимум на зависимости от  $H^*$ ; положение максимума соответствует  $H_{c1}$ .

Ввиду того что в  $\text{Ba}_{1-x}\text{K}_x\text{Fe}_2\text{As}_2$  глубина проникновения  $\lambda$  ( $\sim 100\text{--}200$  нм) оказывается много большей длины когерентности  $\xi \sim (2\text{--}2,5)$  нм (подробнее см. [79]), для данного соединения справедлива локальная модель Лондона. В этом случае нормированная плотность сверхпроводящих носителей выражается как

$$\bar{\rho}_S^0(T) = \frac{\lambda_{ab}^2(0)}{\lambda_{ab}^2(T)} \approx \frac{H_{c1}(T)}{H_{c1}(0)}.$$

Полученная температурная зависимость нормированной плотности сверхпроводящих носителей для монокристалла  $\text{Ba}_{0,67}\text{K}_{0,33}\text{Fe}_2\text{As}_2$  с  $T_c \approx 37$  К показана на рис. 8 [51].

В свою очередь для однозонного сверхпроводника [80]

$$\bar{\rho}_S^0(T) = 1 + 2 \int_{\Delta(T)}^{\infty} \frac{\partial f}{\partial E} \frac{E dE}{\sqrt{E^2 - \Delta^2(T)}},$$

где  $f = \exp[E/(k_B T) + 1]$  — функция Ферми,  $\Delta(T)$  — температурная зависимость щели по БКШ,  $E^2 = \varepsilon^2 + \Delta^2(T)$ ,  $E$  — полная энергия,  $\varepsilon$  — одночастичная энергия относительно поверхности Ферми. При обработке экспериментальных данных параметрами данной модели являются  $H_{c1}(0)$  и  $\alpha = 2\Delta(0)/(k_B T_c)$ .

Обработка экспериментальных данных первого критического поля в рамках однозонной БКШ-модели [80] представлена на рис. 8. Видно, что применение однозонной модели не приводит к качественному описанию результатов. Следующим шагом было применение феноменологической двухзонной  $\alpha$ -модели [80, 81], в которой

$$\bar{\rho}_S^0(T) = \varphi \bar{\rho}_{S1}^0(T) + (1 - \varphi) \bar{\rho}_{S2}^0(T),$$

где  $\bar{\rho}_{S1}^0(T)$  и  $\bar{\rho}_{S2}^0(T)$  — соответствующие нормированные сверхпроводящие плотности конденсатов с весовыми вкладами  $\varphi$  и  $1 - \varphi$ . Данная обработка требует исполь-

зования четырёх параметров: характеристических отношений БКШ  $\alpha_1 = 2\Delta_1(0)/(k_B T_c)$ ,  $\alpha_2 = 2\Delta_2(0)/(k_B T_c)$ , весового вклада  $\varphi$  одной из зон и  $H_{c1}(0)$ . Данная двухзонная модель хорошо описывает экспериментальные данные (см. рис. 8). Из подгонки получены следующие значения щелей:  $\Delta_L(0) = (11,5 \pm 0,5)$  мэВ,  $\Delta_S(0) = (2 \pm 0,35)$  мэВ ( $\varphi = 0,46 \pm 0,02$ ) и  $2\Delta_L(0)/(k_B T_c) = 6,9 \pm 0,3$ ,  $2\Delta_S(0)/(k_B T_c) = 1,2 \pm 0,2$ . Величина  $H_{c1}(0)$  составила  $25,5$  Э. Важно отметить, что определённая величина  $H_{c1}(0)$  — это величина критического поля данного конкретного образца без учёта размагничивающего фактора, однако, поскольку в расчёте используется его нормированное значение, для обработки важна лишь форма зависимости  $H_{c1}(T)$ .

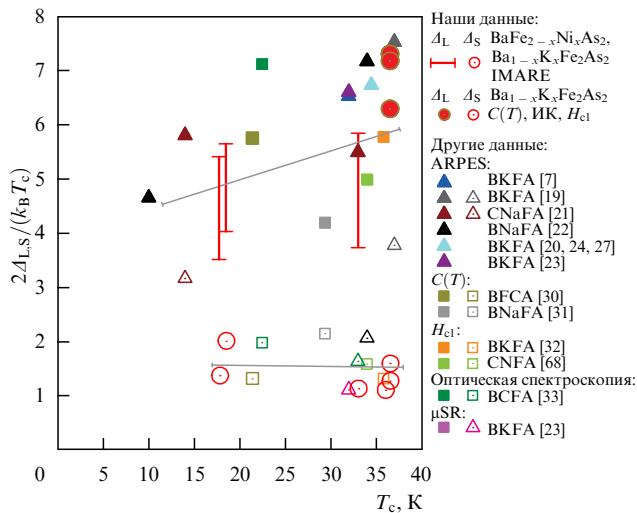
## 8. Обсуждение

Как известно, определяемые в эксперименте свойства сильноанизотропных материалов (в нашем случае обладающих квазидвумерной структурой) чувствительны ко многим факторам, как внутренним, так и внешним, а также влиянию условий эксперимента. Современное состояние теоретического описания физики многощелевых сверхпроводников пока ещё не достигло необходимого уровня. Очевидно, что для исследования сложной многощелевой структуры параметра порядка в сверхпроводниках семейств Ва-122 требуется комплексный подход. Только сравнивая выводы, полученные по результатам локальных и нелокальных, объёмных и поверхностных методик, можно получить надёжный фундамент для объяснения особенностей физики новых ВТСП-материалов.

Результаты измерений теплоёмкости, первого критического поля и SnS-андрееской спектроскопии установили существование двух независимых объёмных параметров порядка. Амплитуда большой щели, определённая в оптических исследованиях, близка к значениям, полученным интегрально по всему образцу ( $H_{c1}(T)$ ,  $C(T)$ ) и локально (MARE, IMARE). Объёмная природа щелей не вызывает сомнений: амплитуды  $\Delta_L$  и  $\Delta_S$ , полученные на одиночных SnS-контактах (MARE) и естественных стопочных SnSn-...-S-структурах (IMARE), воспроизводятся и не зависят от размера и сопротивления контакта, а температурные зависимости  $H_{c1}(T)$ ,  $C(T)$  и  $\Delta_{L,S}(T)$  хорошо описываются двухзонной моделью. Большинство ARPES-исследований [19, 20, 22, 23] также подтверждает наличие двух щелей с различной амплитудой.

На рисунке 9 представлена зависимость характеристических отношений БКШ, определённых в наших экспериментах (символы красного цвета) в соединениях  $\text{Ba}_{1-x}\text{K}_x\text{Fe}_2\text{As}_2$  и  $\text{BaFe}_{2-x}\text{Ni}_x\text{As}_2$ , а также приведённых в литературе, в том числе для 122-арсенидов других составов. Величина анизотропии щелей в  $k_x k_y$ -плоскости, определённая в исследованиях спектров SnS-контактов, обозначена вертикальными отрезками. ARPES-результаты измерений [19–24, 27] (треугольники), измерений первого критического поля [32, 68], теплоёмкости [30, 31], мюонной ( $\mu\text{SR}$ ) [23] и оптической [33] спектроскопии (квадраты) дают значительный разброс величин  $2\Delta_L/(k_B T_c) \approx 4,2\text{--}7,5$ . Причинами такого разногласия могут быть следующие факторы:

а) локальные (туннельные методы, андрееская спектроскопия, ARPES) и нелокальные (посредством экспериментального определения  $H_{c1}$ ,  $C(T)$  и по данным



**Рис. 9.** (В цвете онлайн.) Зависимость характеристических отношений БКШ для большой щели (закрашенные символы) и малой щели (соответствующие пустые символы) от критической температуры для кристаллов семейства Ва-122 различного состава. Данные, полученные нами, представлены кружками; величина анизотропии щелей в  $k_x k_y$ -плоскости, определённая методом SnS-спектроскопии, показана вертикальными отрезками. Результаты ARPES-исследований [7, 19–24, 27] (треугольники), результаты по измерениям  $C(T)$ , мюонной и оптической спектроскопии и  $H_{c1}(T)$  [30–33, 68] (квадраты) приведены для сравнения.

ИК-спектроскопии) измерения параметра порядка, очевидно, дают различные значения  $2\Delta/(k_B T_c)$  в случае неоднородности образца;

б) на результаты методов, усредняющих щель по объёму кристалла, может также влиять характерная для сверхпроводников с сильной связью зависимость сверхпроводящего параметра порядка от энергии, вводимая в рамках теории Элиашберга. Туннельные, андреевские и оптические методы при этом разрешают так называемое пороговое значение  $\Delta_{\text{edge}}$ , в то время как среднее значение щели по энергии, определённое объёмными техниками, может быть "смещено" в сторону как больших, так и меньших значений (в зависимости от соотношения вкладов пар с  $\text{Re } \Delta(\omega) > \Delta_{\text{edge}}$  или  $\text{Re } \Delta(\omega) < \Delta_{\text{edge}}$ ). В пользу этого предположения говорит тот факт, что  $2\Delta_L/(k_B T_c)$ , определённые нами методами оптической и андреевской спектроскопии, наиболее близки между собой, в то время как характеристические отношения, полученные в  $H_{c1}$ - и  $C(T)$ -экспериментах, оказались выше;

в) вариация параметра порядка существует не только в  $k_x k_y$ -плоскости, но и вдоль  $k_z$ -направления, как обсуждается, например, в [14]. О нелинейной зависимости  $\Delta_L(k_z)$  говорит, в частности, периодическое изменение  $\Delta_L$  при вариации энергии излучения в ARPES-измерениях [20]. В этом случае в исследованиях объёмными методиками (измерения  $H_{c1}$ ,  $C(T)$ ) будет наблюдаться усреднённая по  $k_z$ -направлению величина щели, отличная от наблюдаемой с помощью методик, работающих с поверхностью (ИК-спектроскопия, спектроскопия точечных контактов);

г) отличие сверхпроводящих свойств поверхности от свойств объёмного кристалла, искажающее результаты методик, чувствительных к состоянию поверхности;

д) нетривиальное угловое распределение щели в  $k_x k_y$ -плоскости, отличное от широко обсуждаемого в литературе  $\Delta(\theta) \sim 0,5[1 + A \cos(4\theta)]$  (где  $\theta$  — угол в

$k_x k_y$ -плоскости,  $A < 1$ ), которое может затруднять интерпретацию щелевых особенностей.

Тем не менее результаты, полученные с помощью пяти экспериментальных техник в наших исследованиях, для соединений класса Ва-122 неплохо согласуются между собой:

1. Наши данные подтверждают отсутствие точек нулей в угловом распределении большой щели в  $k_x k_y$ -плоскости для оптимально допированных  $(\text{Ba}, \text{K})\text{Fe}_2\text{As}_2$  с  $T_c = 34–36,5$  К и  $\text{Ba}(\text{Fe}, \text{Ni})_2\text{As}_2$  с  $T_c \approx 18$  К.

2. Характеристическое отношение  $2\Delta_L/(k_B T_c) \approx 5,5–7,2$ , существенно превышающее БКШ-предел 3,5, является следствием сильной связи в "ведущих зонах"; для малой щели малость отношения  $2\Delta_S/(k_B T_c) \approx 1,2–1,6$  обусловлена тем, что "собственная" критическая температура  $T_c^S$   $\Delta_S$ -зон (в гипотетическом случае нулевой межзонной связи) далека от общей  $T_c$  для соединения, а сверхпроводимость этих зон имеет наведённый характер при  $T > T_c^S$ . В этих зонах с малой щелью, несмотря на их квазидвумерность, реализуется слабая сверхпроводимость с "собственным" характеристическим отношением, близким к 3,5. Важно отметить, что в железосодержащих оксиниктидах, по нашим оценкам, взаимодействие в зонах с малой щелью сильнее: в среднем  $2\Delta_S/(k_B T_c^S) \approx 4$  [34, 77, 82]. Тем не менее слабая сверхпроводимость  $\Delta_S$ -зон в Ва-122 не уникальна: "собственная" сверхпроводимость трёхмерного л-конденсата в диборидах магния [76, 77] также стремится к БКШ-пределу. Вопрос сравнения свойств "слабых" зон в известных двухщелевых сверхпроводниках — диборидах магния и железосодержащих соединениях — безусловно, является интересным и требует отдельного теоретического рассмотрения.

3. Характеристические отношения щелей, определённые в SnS-андреевских экспериментах на монокристаллах с замещением бария калием и железа никелем в широком диапазоне критических температур, также согласуются между собой. Степень анизотропии большой щели остаётся примерно постоянной. Данные пяти использованных методик показывают, что оба параметра порядка изменяются практически линейно с изменением  $T_c \approx 18–34$  К: возрастанию критической температуры в 1,9 раза в  $(\text{Ba}, \text{K})\text{Fe}_2\text{As}_2$  соответствует примерно двукратное увеличение амплитуд обеих щелей по сравнению с таковыми в  $\text{Ba}(\text{Fe}, \text{Ni})_2\text{As}_2$ . Следовательно, подобные вариации состава (электронное замещение  $(\text{Ba}, \text{K})$  изменяет структуру слоёв-спейсеров, в то время как дырочное замещение  $(\text{Fe}, \text{Ni})$  влияет непосредственно на сверхпроводящие блоки кристаллической решётки) не оказывают существенного влияния на фундаментальный механизм сверхпроводимости в арсенидах 122. Подобный скейлинг  $\Delta_{L,S}$  и  $T_c$  отмечен нами ранее в железосодержащих пниктидах семейства 1111 и 11-селенидах [34]. Анизотропия малой щели в  $k_x k_y$ -плоскости нами не наблюдалась, как и большинством исследователей. В единственной работе, в которой она была замечена, использовалась ARPES [21]. Этот вопрос требует дополнительного экспериментального исследования.

Мы показали, что, несмотря на многоорбитальный характер и наличие как минимум трёх взаимодействующих зон на уровне Ферми, простой двухзонной модели достаточно не только для качественного, но и для количественного описания температурных зависимостей основных параметров: большой и малой щелей, элект-

ронной теплоёмкости и первого критического поля. Согласно нашим оценкам две эффективные зоны (в которых при температурах  $T < T_c$  образуются конденсаты со щелями  $\Delta_L$  и  $\Delta_S$ ) взаимодействуют относительно слабо. Значение  $T_c$  определяется в основном сильной связью в "ведущих" зонах, при этом ненулевое кулоновское отталкивание является существенным фактором корректного описания двухщелевого состояния Ва-122. Таким образом, наши экспериментальные данные расходятся с предсказаниями первоначальной  $s^\pm$ -модели, основанной на сильном межзонном спаривании [15], но не противоречат реализации  $s^{++}$ -состояния [13, 14].

## 9. Заключение

Нами подробно изучены монокристаллы высокотемпературных сверхпроводников класса Ва-122 —  $\text{BaFe}_{2-x}\text{Ni}_x\text{As}_2$  и  $\text{Ba}_{1-x}\text{K}_x\text{Fe}_2\text{As}_2$  с дырочным и электронным допированием соответственно. Несмотря на различие в типе допирования, оба материала обладают схожими сверхпроводящими свойствами. Высококачественные монокристаллы  $\text{Ba}(\text{Fe}, \text{Ni})_2\text{As}_2$  с различными концентрациями никеля и критическими температурами до  $T_c \approx 21$  К были выращены с помощью метода раствора в расплаве собственных компонентов (self-flux). Характеризация показала наличие единственной сверхпроводящей фазы и однородность сверхпроводящих свойств кристаллов.

Исследования структуры сверхпроводящего параметра порядка проведены пятью различными взаимодополняющими методами. Измерения теплоёмкости и первого критического поля дали информацию об объёмных свойствах материала, с помощью внутренней андреевской спектроскопии были проведены прямые локальные измерения объёмных параметров сверхпроводящего состояния, в то время как свойства поверхности исследовались методами оптической спектроскопии и эллипсометрии. Тем не менее результаты, полученные этими методами, неплохо согласуются между собой. Главный качественный вывод наших исследований — сосуществование двух компонентов сверхпроводящего конденсата с различным по силе электрон-бозонным взаимодействием. Две щели, открывающиеся на различных листах поверхности Ферми, не обращаются в нуль в плоскости  $k_x k_y$  и имеют симметрию расширенного s-волнового типа, что согласуется с данными ARPES.

Полученные различными методами количественные данные о структуре сверхпроводящего параметра порядка могут быть суммированы следующим образом:

а) для оптимальных  $\text{Ba}_{1-x}(\text{K}_x)\text{Fe}_2\text{As}_2$  амплитуда большой щели составляет  $\Delta_L(0) = 8 - 11,3$  мэВ с анизотропией порядка 30 % в  $k_x k_y$ -плоскости, а малой щели —  $\Delta_S(0) = 1,7 - 2,5$  мэВ;

б) полученные в  $\text{Ba}_{1-x}(\text{K}_x)\text{Fe}_2\text{As}_2$  и  $\text{Ba}(\text{Fe}_{1-x}\text{Ni}_x)_2\text{As}_2$  характеристические отношения щелей  $2\Delta_L/(k_B T_c)$  являются близкими между собой и заметно превышают предел слабой связи вследствие довольно сильного электрон-бозонного взаимодействия в зонах с большой щелью. Схожесть структуры параметра порядка указывает на неизменность механизма сверхпроводимости в этих соединениях, несмотря на разные типы замещения и различные  $T_c$ ;

в) амплитуды большой и малой щелей, электронная теплоёмкость и первое критическое поле убывают с воз-

растанием температуры по закону, отличному от однозонного БКШ-образного типа. При этом двухзонная модель является достаточной для описания основных параметров сверхпроводящего состояния;

г) умеренное межзонное взаимодействие, а также существенная роль ненулевого кулоновского отталкивания в описании двухщелевого сверхпроводящего состояния пниктидов бария не противоречат реализации  $s^{++}$ -модели.

**Благодарности.** Авторы выражают благодарность М.М. Коршунову, М. Abdel-Hafez, Y. Chen, П.Д. Григорьеву за полезные обсуждения и предоставленные материалы. Т.Е.К., А.В.М., А.В.С., В.А.В. и Ю.Ф.Е. благодарят за финансовую поддержку грантом РФФ № 16-12-10507. С.А.К., Ю.А.А., К.С.П. и В.М.П. выражают благодарность за поддержку грантом РФФ № 16-42-01100. Ю.А.А. благодарит за поддержку Программу повышения конкурентоспособности Национального исследовательского ядерного университета "МИФИ".

## Список литературы

1. Kamihara Y et al. *J. Am. Chem. Soc.* **130** 3296 (2008)
2. Fujioka M et al. *Appl. Phys. Lett.* **105** 102602 (2014)
3. Ge J-F et al. *Nature Mater.* **14** 285 (2015)
4. Khlybov E P et al. *Письма в ЖЭТФ* **90** 429 (2009); *JETP Lett.* **90** 387 (2009)
5. Paglione J *Phys. Canada* **67** 85 (2011)
6. Pervakov K S et al. *Supercond. Sci. Technol.* **26** 015008 (2013)
7. Borisenko S V et al. *Symmetry* **4** 251 (2012)
8. Wang C et al. *J. Am. Phys. Soc.* **138** 2170 (2016)
9. Bianconi A *Nature Phys.* **9** 536 (2013)
10. Singh D J *Physica C* **469** 418 (2009)
11. Paglione J, Greene R L *Nature Phys.* **6** 645 (2010)
12. Seidel P *Supercond. Sci. Technol.* **24** 043001 (2011)
13. Onari S, Kontani H *Phys. Rev. Lett.* **103** 177001 (2009)
14. Saito T, Onari S, Kontani H *Phys. Rev. B* **88** 045115 (2013)
15. Maiti S, Chubukov A V *Phys. Rev. B* **87** 144511 (2013)
16. Коршунов М М *УФН* **184** 882 (2014); Korshunov M M *Phys. Usp.* **57** 813 (2014)
17. Charnukha A et al. *Sci. Rep.* **5** 10392 (2015)
18. Abrikosov A A *Physica C* **341–348** 97 (2000)
19. Ding H et al. *Europhys. Lett.* **83** 47001 (2008)
20. Evtushinsky D V et al. *Phys. Rev. B* **89** 064514 (2014)
21. Evtushinsky D V et al. *Phys. Rev. B* **87** 094501 (2013)
22. Aswartham S et al. *Phys. Rev. B* **85** 224520 (2012)
23. Khasanov R et al. *Phys. Rev. Lett.* **102** 187005 (2009)
24. Evtushinsky D V et al. *Phys. Rev. B* **79** 054517 (2009)
25. Charnukha A et al. *Phys. Rev. B* **84** 174511 (2011)
26. Shan L et al. *Phys. Rev. B* **83** 060510(R) (2011)
27. Evtushinsky D V et al. *Phys. Rev. B* **89** 064514 (2014)
28. Daghero D et al. *Rep. Prog. Phys.* **74** 124509 (2011)
29. Samuely P et al. *Physica C* **469** 507 (2009)
30. Hardy F et al. *Europhys. Lett.* **91** 47008 (2010)
31. Pramanik A K et al. *Phys. Rev. B* **84** 064525 (2011)
32. Ren C et al. *Physica C* **469** 599 (2009)
33. Perucchi A et al. *Eur. Phys. J. B* **77** 25 (2010)
34. Кузьмичёва Т Е и др. *УФН* **184** 888 (2014); Kuzmicheva T E et al. *Phys. Usp.* **57** 819 (2014)
35. Park J T et al. *Phys. Rev. Lett.* **107** 177005 (2011)
36. de la Cruz C et al. *Nature* **453** 899 (2008)
37. Shamoto S et al. *Phys. Rev. B* **82** 172508 (2010)
38. Wakimoto S et al. *J. Phys. Soc. Jpn.* **79** 074715 (2010)
39. Efremov D V et al. *Phys. Rev. B* **84** 180512(R) (2011)
40. Kuzmicheva T E et al. *J. Supercond. Novel Magn.* **29** 3059 (2016)
41. Ricci A et al. *Phys. Rev. B* **91** 020503(R) (2015)
42. Caivano R et al. *Supercond. Sci. Technol.* **22** 014004 (2009)



43. Haberkorn N et al. *Solid State Commun.* **231–232** 26 (2016)
44. Dew-Hughes D *Philos. Mag.* **30** 293 (1974)
45. Stout J W, Catalano E J. *Chem. Phys.* **23** 2013 (1955)
46. Hardy F et al. *Phys. Rev. B* **81** 060501(R) (2010)
47. Popovich Pet al. *Phys. Rev. Lett.* **105** 027003 (2010)
48. Abdel-Hafiez M et al. *Phys. Rev. B* **91** 024510 (2015)
49. Padamsee H, Neighbor J E, Shifman C A J. *Low Temp. Phys.* **12** 387 (1973)
50. Bouquet F et al. *Europhys. Lett.* **56** 856 (2001)
51. Muratov A V et al., arXiv:1612.05540
52. Basov D N, Timusk T *Rev. Mod. Phys.* **77** 721 (2005)
53. Dressel M et al. *IEEE J. Select. Topics Quantum Electron.* **14** 399 (2008)
54. Palmer L H, Tinkham M *Phys. Rev.* **165** 588 (1968)
55. Schafgans A A et al. *Phys. Rev. B* **84** 052501 (2011)
56. Ponomarev Ya G, Uk K K, Lorenz M *IOP Conf. Ser.* **167** 241 (2000)
57. Kuzmicheva T E et al. *Europhys. Lett.* **102** 67006 (2013)
58. Кузьмичев С А, Кузьмичева Т Е *ФНТ* **42** 1284 (2016); Kuzmichev S A, Kuzmicheva T E *Low Temp. Phys.* **42** 1008 (2016)
59. Шарвин Ю В *ЖЭТФ* **48** 984 (1965); Sharvin Yu V *Sov. Phys. JETP* **21** 655 (1965)
60. Octavio M et al. *Phys. Rev. B* **27** 6739 (1983)
61. Arnold G B J. *Low Temp. Phys.* **68** 1 (1987)
62. Averin D, Bardas A *Phys. Rev. Lett.* **75** 1831 (1995)
63. Kümmel R, Günsenheimer U, Nicolisky R *Phys. Rev. B* **42** 3992 (1990)
64. Devereaux T P, Fulde P *Phys. Rev. B* **47** 14638(R) (1993)
65. Кузьмичев С А и др. *Письма в ЖЭТФ* **98** 816 (2013); Kuzmichev S A et al. *JETP Lett.* **98** 722 (2013)
66. Bok J, Bouvier J *Physica C* **274** 1 (1997)
67. Moreland J, Ekin J W J. *Appl. Phys.* **58** 3888 (1985)
68. Abdel-Hafiez M et al. *Phys. Rev. B* **90** 054524 (2014)
69. Nakamura H et al. *J. Phys. Soc. Jpn.* **78** 123712 (2009)
70. Ponomarev Ya G et al. *Phys. Rev. B* **79** 224517 (2009)
71. Shan L et al. *Nature Phys.* **7** 325 (2010)
72. Luo Q et al. *Supercond. Sci. Technol.* **21** 125014 (2008)
73. Москаленко В А *ФММ* **8** 522 (1959)
74. Suhl H, Matthias B T, Walker L R *Phys. Rev. Lett.* **3** 552 (1959)
75. Rettig L et al. *New J. Phys.* **15** 083023 (2013)
76. Кузьмичев С А, Кузьмичева Т Е, Чесноков С Н *Письма в ЖЭТФ* **99** 339 (2014); Kuzmichev S A, Kuzmicheva T E, Chesnokov S N *JETP Lett.* **99** 295 (2014)
77. Kuzmichev S A et al. *J. Supercond. Novel Magn.* **29** 1111 (2016)
78. Mazin I I, Schmalian J *Physica C* **469** 614 (2009)
79. Ren C et al. *Phys. Rev. Lett.* **101** 257006 (2008)
80. Carrington A, Manzano F *Physica C* **385** 205 (2003)
81. Luo H G, Xiang T *Phys. Rev. Lett.* **94** 027001 (2005)
82. Кузьмичева Т Е, Кузьмичев С А, Жигадло Н Д *Письма в ЖЭТФ* **99** 154 (2014); Kuzmicheva T E, Kuzmichev S A, Zhigadlo N D *JETP Lett.* **99** 136 (2014)

### On the structure of the superconducting order parameter in high-temperature Fe-based superconductors

T.E. Kuzmicheva<sup>(1)</sup>, A.V. Muratov<sup>(1)</sup>, S.A. Kuzmichev<sup>(2,1)</sup>, A.V. Sadakov<sup>(1)</sup>, Yu.A. Aleshchenko<sup>(1,3)</sup>, V.A. Vlasenko<sup>(1)</sup>, V.P. Martovitsky<sup>(1)</sup>, K.S. Pervakov<sup>(1,4)</sup>, Yu.F. Eltsev<sup>(1)</sup>, V.M. Pudalov<sup>(1,5)</sup>

<sup>(1)</sup> Lebedev Physical Institute, Russian Academy of Sciences, Leninskii prosp. 53, 119991 Moscow, Russian Federation

<sup>(2)</sup> Lomonosov Moscow State University, Faculty of Physics, Leninskie gory 1, str. 2 119991 Moscow, Russian Federation

<sup>(3)</sup> National Research Nuclear University MEPhI, Kashirskoe shosse 31, 115409 Moscow, Russian Federation

<sup>(4)</sup> International Laboratory of High Magnetic Field and Low Temperatures, ul. Gajowicka 95, 53-421 Wroclaw, Poland

<sup>(5)</sup> National Research University Higher School of Economics, ul. Myasnitskaya 20, 101000 Moscow, Russian Federation  
E-mail: <sup>(1)</sup> kute@sci.lebedev.ru

This paper discusses the synthesis, characterization, and comprehensive study of Ba-122 single crystals with various substitutions and various  $T_c$ 's. The paper uses five complementary techniques to obtain a self-consistent set of data on the superconducting properties of Ba-122. A major conclusion of the authors work is the coexistence of two superconducting condensates differing in the electron-boson coupling strength. The two gaps that develop in distinct Fermi surface sheets are nodeless in the  $k_x k_y$ -plane and exhibit s-wave symmetry, the two-band model represents a sufficient data description tool. A moderate interband coupling and a considerable Coulomb repulsion in the description of the two-gap superconducting state of barium pnictides favor the  $s^{++}$ -model.

**Keywords:** multi-gap superconductors, iron pnictides, specific heat, London penetration depth, Andreev spectroscopy, optics

PACS numbers: **74.25.-q**, 74.25.nd, 74.25.Ha, **74.45.+c**, 74.70.Xa

Bibliography — 82 references

Received 7 December 2016

*Uspekhi Fizicheskikh Nauk* **187** (4) 450–462 (2017)

*Physics – Uspekhi* **60** (4) (2017)

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNr.2016.10.038002>

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNe.2016.10.038002>