

02,01

Анизотропия ведущих сверхпроводящих щелей и сила спаривания в монокристаллах LiFeAs

© С.А. Кузьмичев¹, Т.Е. Кузьмичева², И.В. Морозов³, А.И. Болталин³

¹ Физический факультет МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия

² Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва, Россия

³ Химический факультет МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия

E-mail: kuzmichev@mig.phys.msu.ru

Поступила в Редакцию 6 марта 2026 г.

В окончательной редакции 9 марта 2026 г.

Принята к публикации 13 марта 2026 г.

Проведено систематическое исследование структуры сверхпроводящего параметра порядка пниктидов $\text{Li}_{1-\delta}\text{FeAs}$ с критическими температурами $T_c \approx 15\text{--}17.5\text{ K}$. Методами туннельной спектроскопии планарных контактов на микротрещине установлена трехщелевая сверхпроводимость и реализация анизотропии двух больших сверхпроводящих щелей в импульсном пространстве. Напрямую определены амплитуды и температурные зависимости сверхпроводящих параметров порядка, обсуждается зависимость характеристических отношений $2\Delta_i(0)/(k_B T_c)$ (где $i = \Gamma, L, S$ — индекс зоны) при вариации T_c , связанной с дефицитом лития.

Ключевые слова: высокотемпературная сверхпроводимость, пниктиды железа, туннельная спектроскопия, многократные андреевские отражения, сверхпроводящий параметр порядка, многощелевая сверхпроводимость.

DOI: 10.61011/FTT.2026.08.63684.11NN

1. Введение

Сверхпроводящий (СП) LiFeAs с критической температурой $T_c \approx 17\text{--}18\text{ K}$ [1], относящийся к семейству 111 железосодержащих пниктидов, привлекает экспериментаторов набором необычных свойств [2], а также является краеугольным камнем для существующих теоретических моделей [3,4]. Слоистая кристаллическая структура LiFeAs состоит из СП анионных блоков FeAs, чередующихся вдоль c -направления с прослойками Li [1]. Экспериментально подтверждено, что на поверхности Ферми присутствуют два вложенных, слабо гофрированных вдоль оси k_z дырочных цилиндра вокруг Γ -точки зоны Бриллюэна и два электронных цилиндра в M -точке [5–7]. Однако, в отличие от большинства железосодержащих сверхпроводников, LiFeAs не имеет так называемого нестинга поверхностей Ферми вдоль Γ – M -направления, полностью немагнитен [5], а также переходит в СП-состояние в стехиометрическом составе с максимальной T_c [1,2]. Из-за присутствия щелочного металла в структуре поверхность LiFeAs чрезвычайно быстро деградирует при взаимодействии даже со следовыми количествами воды и кислорода; при экспозиции на открытом воздухе LiFeAs полностью теряет СП-свойства в течение нескольких минут. Для предотвращения деградации отбор образцов, их монтаж и весь процесс эксперимента должны быть проведены в защитной атмосфере. Несмотря на доступность крупных (до 1 см) высококачественных монокристаллов LiFeAs [8], многие

экспериментальные без разработки специальных мер по минимизации контакта образца с открытым воздухом оказываются неприменимы к подобным образцам; в результате LiFeAs до сих пор остается относительно малоизученным [2].

Сосуществование в LiFeAs ниже T_c нескольких СП-конденсатов с различной энергией связи куперовских пар (многощелевая сверхпроводимость) было установлено с помощью различных методов в работах [5–7,9–20]. Методом фотоэмиссионной спектроскопии с угловым разрешением (ФЭСУР) было показано [5–7], что СП-щель наибольшей амплитуды открывается ниже T_c на поверхности Ферми минимального радиуса — внутреннем дырочном цилиндре в Γ -точке, СП-щели с одинаковой или близкой средней амплитудой — на электронных цилиндрах, а малая СП-щель — на внешнем дырочном цилиндре. Из-за отсутствия нестинга в LiFeAs [5] стандартная $s^\pm$ -модель куперовского спаривания посредством спиновых флуктуаций [3] оказалась неприменима к LiFeAs. Вышеуказанная СП-щелевая структура может быть успешно воспроизведена при рассмотрении орбитально-флуктуационного s^{++} -механизма образования куперовских пар в комбинации со спин-флуктуационным [21], а также при учете спин-орбитального взаимодействия [22]. „Чистый“ спин-флуктуационный механизм может быть применен к LiFeAs только при учете орбитальной селективности [23,24]. Реализация анизотропии СП-щелей в k -пространстве, т.е. зависимости энергии связи куперов-

ских пар $\Delta(0)$ от направления импульса θ , с симметрией поворота на $\pi/2$ типа $\cos(4\theta)$ установлена в LiFeAs как теоретически [21–25], так и экспериментально [5–7,9]. Нематичность LiFeAs при низких температурах, обнаруженная в работе [7] с помощью ФЭСУР, была вскоре опровергнута в работе [26] методом измерения эластосопротивления.

В настоящей работе с помощью спектроскопии эффекта некогерентных многократных андреевских отражений (ЭНМАО) исследована СП-щелевая структура монокристаллов LiFeAs, которые были кратко экспонированы на воздух (5–9 min), что привело к появлению дефицита лития и уменьшению T_c по сравнению с максимальным значением 17.5 К. По сравнению с результатами [27], в данной работе приведена значительная статистика напрямую определенных величин $\Delta_i(0)$ (где $i = \Gamma, L, S$ — индекс зоны) СП-параметров порядка и их характеристических отношений $2\Delta_i(0)/(k_B T_c)$ (значение которого показательно для оценки силы спаривающего взаимодействия) для образцов с вариацией T_c , на основе которой показано установление трехщелевой сверхпроводимости в LiFeAs при $T < T_c$. Обсуждаются температурные зависимости СП-щелей $\Delta_i(T)$ и реализация анизотропии большой и средней СП-щели в импульсном пространстве.

2. Детали эксперимента

Крупные монокристаллы LiFeAs размером до 8–10 mm были выращены с помощью синтеза из расплава собственных компонентов („self-flux“) в соответствии с методикой, изложенной в [8]. Критическая температура СП-перехода $T_c^{\text{bulk}} \approx 17$ К была определена на основе температурных зависимостей магнитной восприимчивости $\chi'(T)$ и сопротивления $R(T)$. Все стадии подготовки и монтажа образцов осуществлялись в аргонном перчаточном боксе с концентрацией кислорода и паров воды менее 0.1 ppm.

Для проведения туннельных экспериментов методом ЭНМАО-спектроскопии SnS-контактов (S — сверхпроводник, n — тонкий нормальный металл) из монокристаллов LiFeAs были вырезаны образцы в виде тонких прямоугольных пластинок размером $3 \times 1.5 \times 0.2$ mm³. Туннельные контакты создавались при $T = 4.2$ К с помощью планарной механически регулируемой модификации [28] классической техники „break-junction“ (контакт на микротрещине) [29]. Конфигурация эксперимента и типы получаемых туннельных структур, преимущества и недостатки метода подробно описаны в обзоре [28].

С помощью In-Ga-припоя образец закреплялся на П-образном столике по 4-точечной схеме в планарной ориентации и охлаждался до $T = 4.2$ К. Далее путем прецизионного изгиба столика в образце образовывалась микротрещина, выполняющая роль туннельного барьера между двумя массивными СП-берегами. Момент раскалывания образца и получаемый туннельный режим

контролировались в реальном времени на основе вида вольт-амперной характеристики (ВАХ). Приведенные в работе ВАХ измерены с помощью источника постоянного тока на прямом и обратном ходе для проверки их совпадения. Спектры динамической проводимости $dI(V)/dV$ получены с помощью стандартной модуляционной методики [28].

При образовании микротрещины в монокристалле LiFeAs формируются два криогенных скола, на которых, аналогично любому слоистому соединению, присутствуют т.н. ступеньки-и-террасы. Планарный туннельный контакт размером $d \approx 7\text{--}50$ nm образуется путем соприкосновения двух террас в ab -плоскости, при этом измерительный ток всегда идет вдоль c -направления кристаллической решетки. В процессе эксперимента СП-берега контакта не разводятся на значительное расстояние, что предотвращает проникновение примесей и деградацию криогенных сколов. При прецизионной механической настройке изгиба столика возможно как скольжение террас друг по другу, что позволяет изменять площадь контакта и его нормальное сопротивление R_N при $eV \gg 2\Delta$, так и перескок точки контакта на соседние террасы (что дает возможность получать десятки различных туннельных контактов в одном и том же образце).

ЭНМАО, реализующийся ниже T_c в т.н. „длинном“ SnS-контакте размером $\xi_0 < d < l$ (ξ_0 — длина когерентности сверхпроводника, l — длина неупругого рассеяния) с отсутствием фазовой когерентности между СП-берегами, описывается теоретическими моделями [30–32]. В режиме высокой прозрачности nS-интерфейсов (сила барьера $Z < 0.3$) и малой амплитуде неупругого рассеяния ($l \rightarrow \infty$) ЭНМАО-режим характеризуется [30,31] отсутствием сверхтоковой ветви, а также избыточным током на ВАХ SnS-контакта во всем диапазоне смещений eV по сравнению с $I(V)$ -характеристикой того же контакта в нормальном состоянии. На соответствующем $dI(V)/dV$ -спектре по сравнению с нормальной проводимостью $G_N \equiv 1/R_N$ появляется область повышенной, однако конечной проводимости при $eV \rightarrow 0$ (т.н. „пьедестал“), внутри которой количество андреевских отражений ограничивается характерным временем неупругого рассеяния, а также субгармоническая щелевая структура (СГС) — серия минимумов динамической проводимости при смещениях

$$|V_n(T)| = \frac{2\Delta(T)}{en}, \quad \text{где } n = 1, 2, \dots, \quad (1)$$

положение которых V_n напрямую определяет амплитуду СП-щели $\Delta(T)$ при любых температурах вплоть до T_c [30–32]. На $dI(V)/dV$ -спектре SnS-контакта на базе многощелевого сверхпроводника ожидается появление андреевских субгармоник от каждого СП-параметра порядка.

Согласно численным расчетам [28] в рамках подхода [33], вид андреевских минимумов зависит от типа симметрии СП-щели. Так, в случае изотропной в k -пространстве СП-щели (s -волновой тип симметрии)

ожидаются наиболее интенсивные андреевские особенности на $dI(V)/dV$ -спектре, тогда как для СП-щели, имеющей точки нулей (например, с d -волновой симметрией), ожидается значительное (на порядки) подавление амплитуды андреевских субгармоник относительно G_N . В случае слабо анизотропной СП-щели с расширенным s -волновым типом симметрии и отсутствием точек нулей $\Delta(\theta)$ каждая андреевская особенность расщепляется и представляет собой дублет — два минимума, соединенные „аркой“, положение которых напрямую определяет экстремальные амплитуды СП-щели: минимальную Δ^{in} и максимальную Δ^{out} энергии связи куперовских пар в зависимости от угла θ в $k_x k_y$ -плоскости [28]. Необходимым условием сохранения k_x - и k_y -компонент импульса андреевских электронов (тех носителей, которые участвуют в процессах ЭНМАО) является их баллистический пролет через туннельный барьер, т.е. $d < l^{\text{el}}$ (l^{el} — длина свободного пробега), при этом в планарном контакте происходит „перемешивание“ k_z -компоненты вдоль направления тока.

Число n^* наблюдаемых минимумов СГС для „идеального“ планарного контакта (в случае $Z, \Gamma = 0$, где Γ — параметр размытия) примерно соответствует отношению $n^* \approx l_c/d_c$ (обе величины взяты вдоль c -направления) [31,32] и уменьшается с увеличением Z и Γ . Другим фактором, подавляющим амплитуду андреевских минимумов высоких порядков, является анизотропия СП-щели в k -пространстве [28,33].

Помимо одиночных SnS-контактов, для используемой техники создания планарных контактов на микротрещине в слоистых материалах типично образование на ступеньках-и-террасах криогенных сколов стопочных SnSn-...-S-структур, состоящих из SnS-контактов с почти эквивалентным R_N . В случае получения такой стопки из m контактов (где m — целое число), положение любых особенностей, определяемое объемными энергетическими параметрами сверхпроводника, будет увеличено в m раз по сравнению с таковыми для одиночного SnS-контакта: $|eV_n(T)| = 2m\Delta(T)/n$. Определение числа m контактов в стопке является отдельной, промежуточной задачей и может быть однозначно проведено путем набора статистики и сравнения $dI(V)/dV$ -спектров стопок с различным, однако небольшим (обычно $m < 20$) числом контактов, например, согласно процедуре, описанной в [34].

Для BAX и $dI(V)/dV$ -спектров стопочных SnS-структур, приведенных в работе, ось смещений разделена на соответствующие целые числа m : $V_{\text{norm}} \equiv V/m$. Как было показано ранее [28,34], исследование стопочных SnS-структур предпочтительнее, поскольку вклад объемных эффектов в стопке увеличивается в m раз, а вклад поверхностных — уменьшается с ростом m , что способствует получению более качественных $dI(V)/dV$ -спектров, содержащих резкие СП-щелевые особенности.

Подытоживая, отметим, что метод ЭНМАО-спектроскопии, реализованный в планарных механически регулируемых SnS-контактах на микротрещине и стопочных

SnSn-...-S-структурах, обеспечивает прямое локальное измерение СП-параметра порядка и его температурной зависимости. С помощью тонкой настройки изгиба столика в одном и том же слоистом монокристалле возможно получение десятков SnS- и SnSn-...-S-структур с различным R_N в пересчете на один контакт, что способствует набору статистики данных и проверке их воспроизводимости. Локальные критические температуры T_c^{local} андреевских SnS-контактов (соответствующие переходу контактной области размером порядка десятков нм в нормальное состояние) были оценены как температуры, при которых кривые $\Delta(T)$, подобные предсказаниям теории Бардина–Купера–Шриффера (БКШ), аппроксимирующие экспериментальные зависимости, обращаются в ноль.

3. Экспериментальные результаты и обсуждение

На рис. 1, *a* сплошными линиями приведены BAX стопочных контактов на микротрещине, полученных в монокристаллах LiFeAs из одной закладки, измеренные при $T = 4.2 \text{ K} \ll T_c$. Для каждой стопки смещение нормировано на количество контактов в стопке m . BAX практически симметричны относительно $eV = 0$, а также не содержат сверхтоковой ветви и гистерезисов, что указывает на отсутствие фазовой когерентности между СП-берегами. Для одного из контактов (данные зеленого цвета на рис. 1) на BAX хорошо виден избыточный ток по сравнению с $I(V)$ -характеристикой в нормальном состоянии (штриховая линия) во всем диапазоне смещений. На всех BAX видна также область повышенного наклона при малых смещениях („пьедестал“), что указывает на реализацию режима ЭНМАО на nS-интерфейсах высокой прозрачности в соответствии со всеми имеющимися теоретическими представлениями [30–32]. Таким образом, рассматриваемые контакты соответствуют SnS-типу, где туннельный барьер, разделяющий два СП-берега, электрически эквивалентен тонкому нормальному металлу. Диапазон нормальных сопротивлений на рис. 1 в пересчете на один SnS-контакт составляет $R_N = 12–150 \text{ } \Omega$.

Нормированные спектры динамической проводимости тех же стопочных SnS-структур с локальной критической температурой $T_c^{\text{local}} \approx 15.2 \text{ K}$, измеренные при $T = 4.2 \text{ K}$, приведены на рис. 1, *b–d* аналогичными цветами. Для удобства рассмотрения андреевских особенностей на $dI(V)/dV$ -спектрах вручную подавлен монотонный ход.

$dI(V)/dV$ -спектры красного и зеленого цвета (рис. 1, *b*) соответствуют стопкам из $m = 4$ SnS-контактов, полученных путем последовательной механической перестройки в одном и том же монокристалле LiFeAs. Схожий вид андреевских структур и положений щелевых особенностей на $dI(V)/dV$ -спектрах этих туннельных структур, несмотря на различающееся почти в 1.5 раза

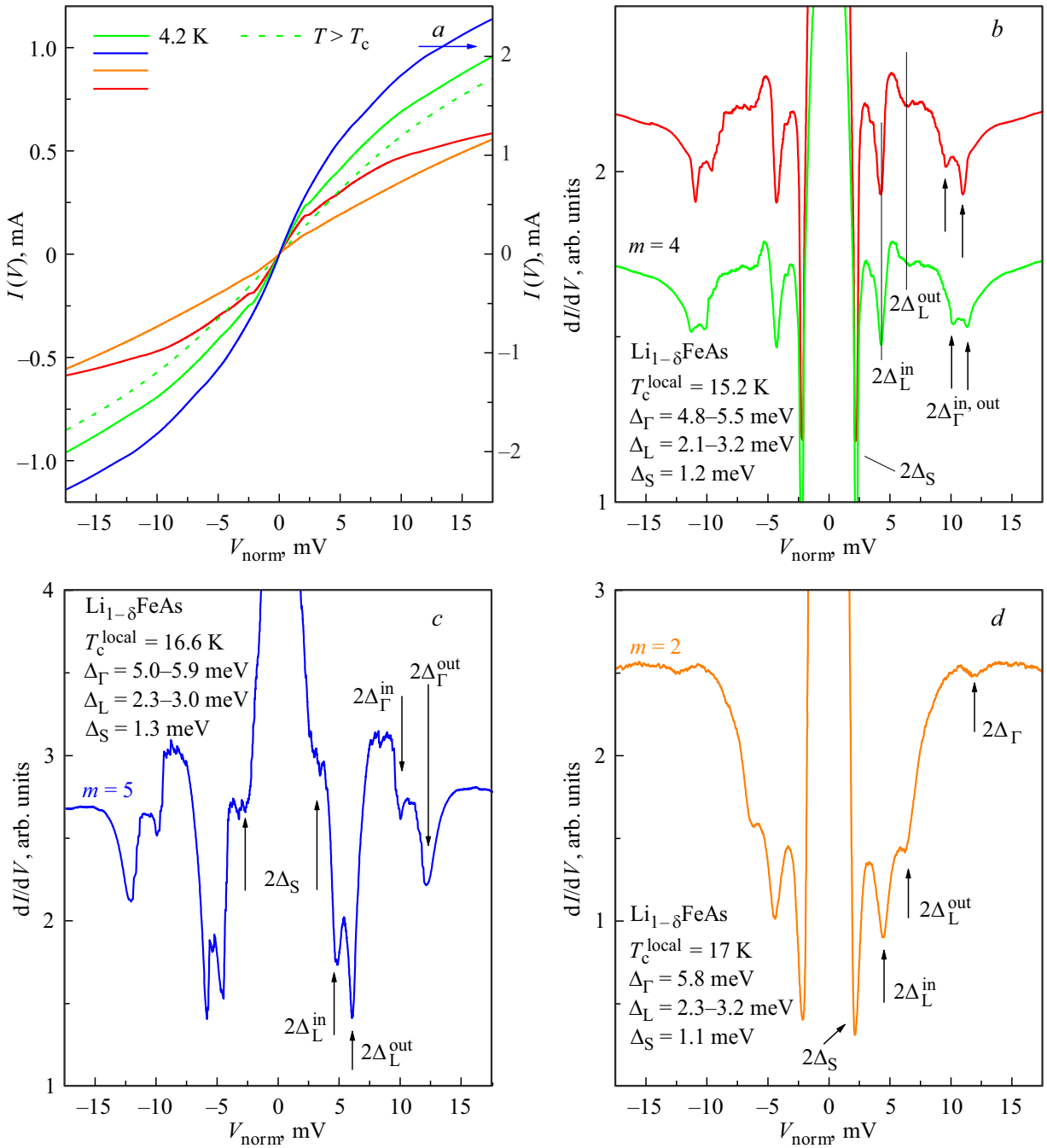


Рис. 1. а) ВАХ одиночных и стопочных SnS-контактов, измеренные при $T = 4.2$ K в образцах LiFeAs из одной закладки. Штриховая линия — ВАХ, соответствующая кривой зеленого цвета, при $T > T_c$. Кривая синего цвета относится к правой вертикальной оси. б, с и d) $dI(V)/dV$ -спектры тех же SnS-контактов, показанные аналогичными цветами. $V_{\text{norm}} \equiv V/m$. Положения фундаментальных андреевских гармоник от СП-параметров порядка $\Delta_{\Gamma}^{\text{in}}$, $\Delta_{\Gamma}^{\text{out}}$, Δ_L^{in} , Δ_L^{out} , Δ_S отмечены вертикальными штрихами и стрелками.

нормальное сопротивление $R_N \approx 21 \Omega$ (данные зеленого цвета) и $R_N \approx 35 \Omega$ (данные красного цвета), указывает на то, что в процессе механической перестройки изменился планарный размер и, возможно, соотношение сторон SnS-структуры. При рассмотрении в сторону уменьшения смещения $|eV|$ первой особенностью $dI(V)/dV$ -спектров на рис. 1, б является узкий дублет.

Положения $|V_{\Gamma}^{\text{out}}| \approx 11.0$ mV и $|V_{\Gamma}^{\text{in}}| \approx 9.6$ mV каждого из двух резких минимумов, образующих дублет, соответствуют анизотропии СП-параметра порядка $2\Delta_{\Gamma}^{\text{out}}(0) \approx 11.0$ meV и $2\Delta_{\Gamma}^{\text{in}}(0) \approx 9.6$ meV. Поскольку согласно данным ФЭСУР [5–7] и теоретическим расчетам [21,22] СП-конденсат с максимальной энергией связи куперовских пар образуется на малом дырочном

цилиндре поверхности Ферми, далее для вышеназванной большой СП-щели будем использовать обозначение Δ_{Γ} . Как будет показано ниже, определенные выше $2\Delta_{\Gamma}^{\text{out}}(0)$ и $2\Delta_{\Gamma}^{\text{in}}(0)$, предположительно, относятся к одной и той же зоне и являются экстремумами анизотропной в k -пространстве СП-щели $2\Delta_{\Gamma}$.

При меньших смещениях $|V_{\text{IL}}^{\text{out}}| \approx 6.4 \text{ mV}$ и $|V_{\text{IL}}^{\text{in}}| \approx 4.3 \text{ mV}$ наблюдаются две особенности, образующие более широкий дублет (рис. 1, *b*). Положения минимумов этого дублета не соответствуют ожидаемым $|V_{2\gamma}^{\text{out}}| \approx 5.6 \text{ mV}$ и $|V_{2\gamma}^{\text{in}}| \approx 4.9 \text{ mV}$ для второй (дублетной) субгармоники от СП-параметра порядка $2\Delta_{\Gamma}(0)$, поэтому рассматриваемые особенности являются дублетом фундаментальной гармоникой от отдельных СП-параметров порядка $2\Delta_{\Gamma}^{\text{out}}(0) \approx 6.4 \text{ meV}$ и $2\Delta_{\Gamma}^{\text{in}}(0) \approx 4.2 \text{ meV}$. При малых смещениях наблюдаются интенсивные минимумы при $|V_{\text{IS}}| \approx 2.4 \text{ mV}$, амплитуда которых в разы превышает таковые для остальных андреевских особенностей на $dI(V)/dV$ -спектрах. По этой причине данные минимумы не могут быть субгармониками какого-либо высокого порядка $n \geq 2$ от $2\Delta_{\Gamma}^{\text{out},\text{in}}$ и $2\Delta_{\Gamma}^{\text{out},\text{in}}$, напротив, являются фундаментальной андреевской гармоникой от ещё одной (малой) СП-щели $2\Delta_{\text{S}}(0) \approx 2.4 \text{ meV}$.

Схожая структура андреевских особенностей воспроизводимо наблюдается на $dI(V)/dV$ -спектрах других стопочных SnS-структур (рис. 1, *c* и *d*), полученных в монокристаллах LiFeAs. Два дублетных минимума, являющихся фундаментальными гармониками от СП-параметров порядка $2\Delta_{\Gamma}^{\text{out}}(0) \approx 11.8 \text{ meV}$, $2\Delta_{\Gamma}^{\text{in}}(0) \approx 10.0 \text{ meV}$ и $2\Delta_{\Gamma}^{\text{out}}(0) \approx 6.0 \text{ meV}$, $2\Delta_{\Gamma}^{\text{in}}(0) \approx 4.6 \text{ meV}$, а также особенности от малой СП-щели $2\Delta_{\text{S}}(0) \approx 2.6 \text{ meV}$ (см. стрелки на рис. 1, *c*) наблюдаются на $dI(V)/dV$ -спектре стопки из $m = 5$ SnS-контактов с $T_{\text{c}}^{\text{local}} \approx 16.6 \text{ K}$. На $dI(V)/dV$ -спектре стопочной SnS-структуры ($m = 2$) с максимальной локальной критической температурой $T_{\text{c}}^{\text{local}} \approx 17.0 \text{ K}$ (рис. 1, *d*) не был разрешен дублетный характер особенности от наибольшей СП-щели $2\Delta_{\Gamma}(0) \approx 11.8 \text{ meV}$, предположительно, из-за влияния параметра размытия Γ . Тем не менее, при меньших смещениях на рис. 1, *d* присутствует широкий дублет от СП-параметров порядка $\Delta_{\Gamma}^{\text{out}}(0) \approx 6.4 \text{ meV}$ и $2\Delta_{\Gamma}^{\text{in}}(0) \approx 4.6 \text{ meV}$ и более интенсивный фундаментальный минимум от $2\Delta_{\text{S}}(0) \approx 2.2 \text{ meV}$. Таким образом, для всех выборочно приведенных здесь SnS-контактов наблюдаются спектры, несущие схожую информацию о структуре СП-параметра порядка в LiFeAs.

Рассмотрим процедуру определения числа контактов в стопке m на основе статистики положений андреевских особенностей на $dI(V)/dV$ -спектрах стопочных SnS-структур при $T \ll T_{\text{c}}$. На рис. 2, *a* в порядке возрастания приведены положения фундаментальных андреевских гармоник для наблюдаемых СП-параметров порядка: eV_{Γ}^{out} (кружки), eV_{Γ}^{in} (квадраты), $eV_{\text{IL}}^{\text{out}}$ (треугольники вверх), $eV_{\text{IL}}^{\text{in}}$ (треугольники вниз), eV_{IS} (ромбы). При подборе целых чисел m , указанных на рис. 2, *a*, каждая из зависимостей eV_{Γ}^i от m должна представлять собой

прямую пропорциональность (линии розового, оранжевого и зеленого цвета на рис. 2, *a*). Таким образом, положения всех наблюдаемых андреевских особенностей на $dI(V)/dV$ -спектрах стопочных структур при $T \ll T_{\text{c}}$ кратны таковым для одиночного SnS-контакта (символы слева на рис. 2, *a*, $m = 1$) в целое число раз, $m = 2-7$. Полученные целые числа m были использованы для нормировки оси смещений на BAX и $dI(V)/dV$ -спектрах SnS-структур в монокристаллах LiFeAs.

Отметим, что на спектрах динамической проводимости стопок с большим числом контактов не наблюдается появления каких-либо дополнительных особенностей, что указывает на примерную эквивалентность R_{N} (следовательно, площади и прозрачности) каждого SnS-контакта, составляющего стопку. В среднем, согласно собранной статистике данных, на $dI(V)/dV$ -спектрах стопок с $m \geq 4$ наблюдаются более интенсивные и резкие андреевские минимумы по сравнению с данными для одиночных SnS-контактов и стопок с небольшим m (в качестве примера можно сравнить $dI(V)/dV$ -спектры SnS-структур на рис. 1, *d* с $m = 2$ и на рис. 1, *b* и *c* — $m = 4, 5$).

Наблюдаемые объемные энергетические характеристики СП-подсистемы, очевидно, не должны зависеть ни от R_{N} , ни от m , которые являются случайными для созданных нами планарных контактов на микро-трещине. Действительно, характеристические отношения СП-параметров порядка $r_i \equiv 2\Delta_i(0)/(k_{\text{B}}T_{\text{c}}^{\text{local}})$, полученные после нормировки положений андреевских особенностей на $dI(V)/dV$ -спектрах SnS-контактов на выбранные m , не коррелируют ни с числом контактов в стопке (как показано на рис. 2, *b*), ни с нормальным сопротивлением в пересчете на один SnS-контакт в достаточно широком диапазоне $R_{\text{N}} \approx 10-140 \Omega$ (см. рис. 2, *c*). Отсутствие какой-либо корреляции величин r_i с параметрами туннельной структуры указывает на то, что наблюдаемые на BAX и $dI(V)/dV$ -спектрах особенности не являются геометрическими резонансами или артефактами — напротив, отражают объемные энергетические характеристики сверхпроводника LiFeAs.

Цветовые гистограммы амплитуд СП-параметров порядка $\Delta_{\Gamma}^{\text{out}}(0)$ и $\Delta_{\Gamma}^{\text{in}}(0)$, $\Delta_{\Gamma}^{\text{out}}(0)$ и $\Delta_{\Gamma}^{\text{in}}(0)$, а также $\Delta_{\text{S}}(0)$ (данные розового, зеленого и оранжевого цвета, соответственно), полученные напрямую методом ЭНМАО-спектроскопии при $T \ll T_{\text{c}}$, показаны на рис. 2, *d*. Для каждого SnS-контакта набор наблюдаемых величин $\Delta_i(0)$ показан в виде полупрозрачных столбиков, положение которых по горизонтали соответствует амплитуде СП-параметра порядка (вертикальная ось не имеет значения); область наиболее интенсивного цвета, таким образом, показывает наиболее часто наблюдаемое в эксперименте значение $\Delta_i(0)$. Разброс величин — например, $\pm 8\%$ для $\Delta_{\Gamma}^{\text{out}}(0)$ и $\pm 12\%$ для $\Delta_{\Gamma}^{\text{out}}(0)$ — вызван вариацией локальной критической температуры туннельной структуры. Действительно, при нормировке на $k_{\text{B}}T_{\text{c}}^{\text{local}}$ (т.е. рассмотрении гистограмм r_i вместо $\Delta_i(0)$) на рис. 2, *e* наблюдается лучшая воспроизводимость и

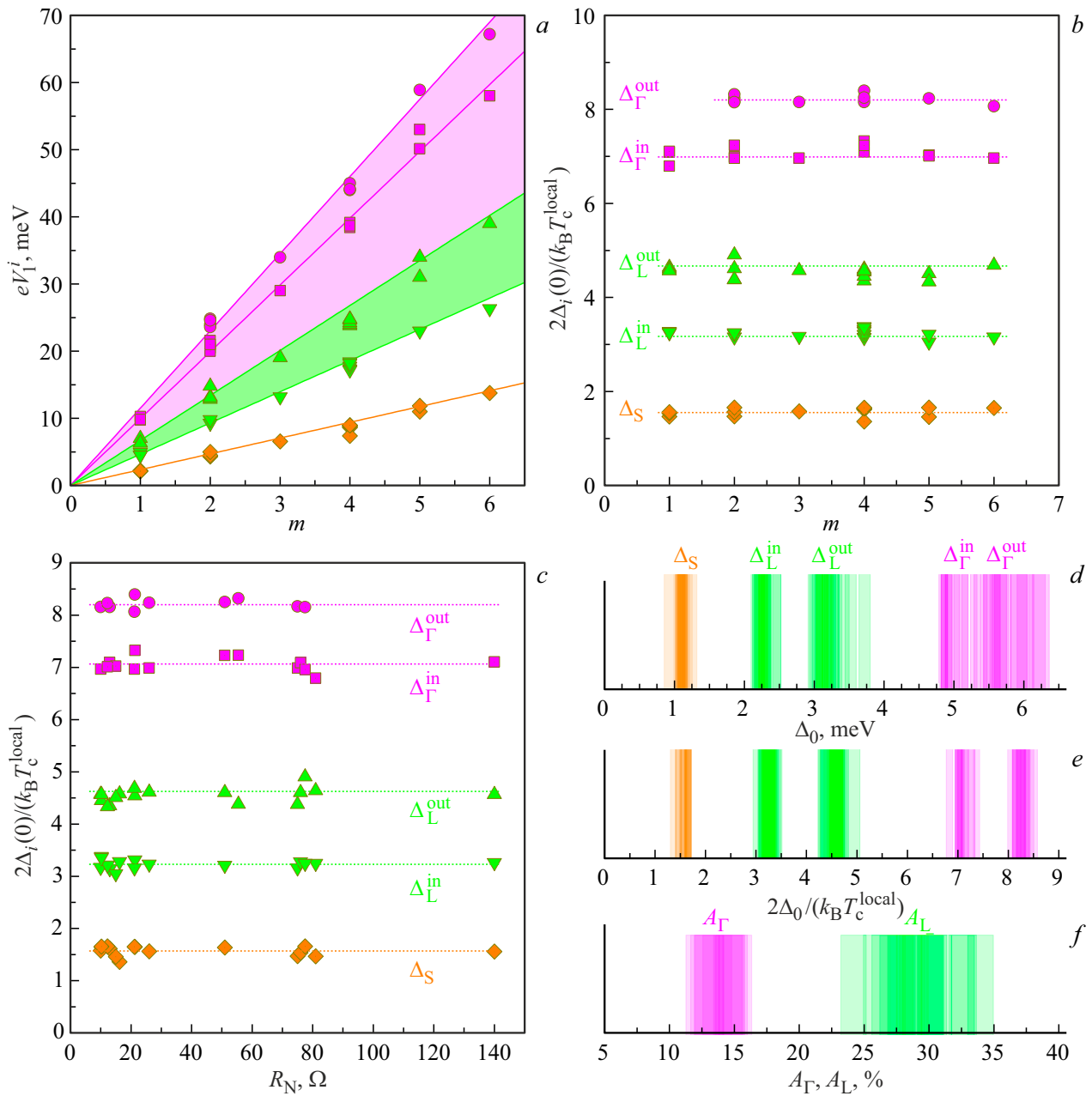


Рис. 2. а) Положение фундаментальной андреевской гармоники eV_1 при $T \ll T_c$ на $dI(V)/dV$ -спектрах стопочных SnS-контактов в монокристаллах LiFeAs в зависимости от числа контактов в стопке m . Соответствующая зависимость характеристических отношений СП-параметров порядка $2\Delta_i(0)/(k_B T_c^{\text{local}})$ от б) m и в) нормального сопротивления SnS-контакта R_N . Цветовые гистограммы д) амплитуд СП-параметров порядка $\Delta_i(0)$, е) характеристических отношений $2\Delta_i(0)/(k_B T_c^{\text{local}})$, ф) степени анизотропии большой и средней СП-щелей A_Γ и A_L . На всех панелях данные, характеризующие $\Delta_\Gamma^{\text{in}}$ и $\Delta_\Gamma^{\text{out}}$, показаны розовым цветом, Δ_L^{in} и Δ_L^{out} — зеленым цветом, Δ_S — оранжевым цветом.

значительное сокращение разброса значений характеристических отношений СП-параметров порядка. Так, для предположительных экстремумов наибольшей СП-щели $\Delta_\Gamma(0)$ характеристические отношения составляют $r_\Gamma^{\text{out}} \approx 8.2 - 0.2$, $r_\Gamma^{\text{in}} \approx 7.1 \pm 0.2$, а степень анизотропии составляет $A_\Gamma \approx 12 - 16\%$ (рис. 2, ф, данные розового цвета). Для средней СП-щели с диапазоном характеристических отношений $r_L^{\text{out}} \approx 4.5 \pm 0.3$, $r_L^{\text{in}} \approx 3.2 \pm 0.2$,

а степень анизотропии составляет $A_L \approx 24 - 34\%$ (см. рис. 2, ф), что соответствует более широкой дублетной особенности на $dI(V)/dV$ -спектрах SnS-контактов по сравнению с Δ_Γ . Для малой СП-щели дублетный характер андреевских особенностей воспроизводимо не наблюдается. Принимая во внимание их значительную амплитуду, достигающую $\sim 0.5G_N$ (см. рис. 1, б), можно косвенно сделать вывод об отсутствии анизотропии

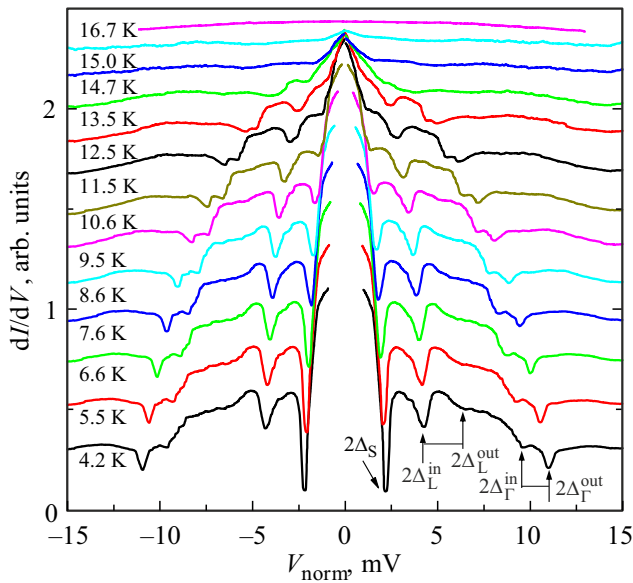


Рис. 3. $dI(V)/dV$ -спектр SnS-андреевского контакта ($m = 4$), созданного в образце LiFeAs, при различных температурах. Спектры вручную сдвинуты по вертикали для удобства рассмотрения, $R_N(T) \approx \text{const}$. Стрелками и штрихами при $T = 4.2$ К отмечено положение $n = 1$ андреевских гармоник от СП-параметров порядка $\Delta_\Gamma^{\text{in}}$, $\Delta_\Gamma^{\text{out}}$, Δ_L^{in} , Δ_L^{out} , Δ_S .

Δ_S в k -пространстве и s -волновой симметрии. Величина характеристического отношения $\Delta_S(0)$ составляет $r_S \approx 1.55 \pm 0.15$ и оказывается ниже БКШ-предела слабой связи 3.53, что характерно для „слабого“ СП-параметра порядка в многощелевом сверхпроводнике.

Температурная эволюция $dI(V)/dV$ -спектра стопочного SnS-контакта (аналогичного приведенному красным цветом на рис. 1, *b*) показана на рис. 3. Для удобства рассмотрения спектры намеренно сдвинуты по вертикали в порядке увеличения температуры, в действительности, для данного контакта $R_N(T) \approx \text{const}$. Для $dI(V)/dV$ -спектра при $T = 4.2$ К (нижняя кривая черного цвета) на рис. 3 отмечены фундаментальные гармоники от СП-параметров порядка. С увеличением температуры уменьшается амплитуда всех андреевских особенностей, а их положение сдвигается в сторону нуля. При $T = 16.7$ К $> T_c$ спектр динамической проводимости становится практически гладким: на нем исчезают все особенности, вызванные ЭНМАО, что означает переход контактной области в нормальное состояние. Локальная критическая температура данной туннельной структуры $T_c^{\text{local}} \approx 15.1$ К была оценена как температура, при которой аппроксимационная БКШ-образная кривая обращается в ноль (аналогично были оценены T_c^{local} других исследованных SnS-контактов).

Температурные зависимости СП-параметров порядка по данным рис. 3 приведены на рис. 4, *a*: $\Delta_\Gamma^{\text{out}}(T)$ и $\Delta_\Gamma^{\text{in}}(T)$ показаны кружками, $\Delta_L^{\text{out}}(T)$ и $\Delta_L^{\text{in}}(T)$ — квадратами, $\Delta_S(T)$ — треугольниками. Видно, что характерные энергии связи куперовских пар $\Delta_i(T)$ во всех зонах

стремятся к нулю при локальной T_c контакта. Температурное поведение $\Delta_\Gamma^{\text{out}}(T)$ и $\Delta_\Gamma^{\text{in}}(T)$ имеет схожий вид: степень предположительной анизотропии $A_\Gamma(T) \approx 13\%$ практически не меняется с ростом температуры (розовые кружки на рис. 4, *b*). Этот факт позволяет отнести СП-параметры порядка $\Delta_\Gamma^{\text{out}}$ и $\Delta_\Gamma^{\text{in}}$ к одному и тому же СП-конденсату со слабой анизотропией свойств в k -пространстве. В этом случае $\Delta_\Gamma^{\text{out}}$ и $\Delta_\Gamma^{\text{in}}$ являются максимальной и минимальной энергиями связи куперовских пар $\Delta_\Gamma(\theta)$ в соответствующих зонах в зависимости от направления импульса. Аналогично, зависимости $\Delta_L^{\text{out}}(T)$ и $\Delta_L^{\text{in}}(T)$ подобны друг другу, их отношение также остается практически постоянным в широком температурном диапазоне с $A_L(T) \approx 31\%$ (квадраты на рис. 3, *b*). Следовательно, $\Delta_L^{\text{out}}(T)$ и $\Delta_L^{\text{in}}(T)$ являются экстремумами углового распределения анизотропной средней СП-щели $\Delta_L(\theta)$.

Малая СП-щель (треугольники на рис. 4, *a*) закрывается быстрее по сравнению с $\Delta_\Gamma(T)$ и $\Delta_L(T)$: как видно из рис. 4, *c*, отношение $\Delta_\Gamma^{\text{out}}(T)/\Delta_S(T)$ (пятиугольники) возрастает при изменении температуры $T = 4.2$ – 13.5 К примерно в 1.5 раза, а отношение $\Delta_L^{\text{in}}(T)/\Delta_S(T)$ (звезды) — более чем в 2 раза в том же температурном

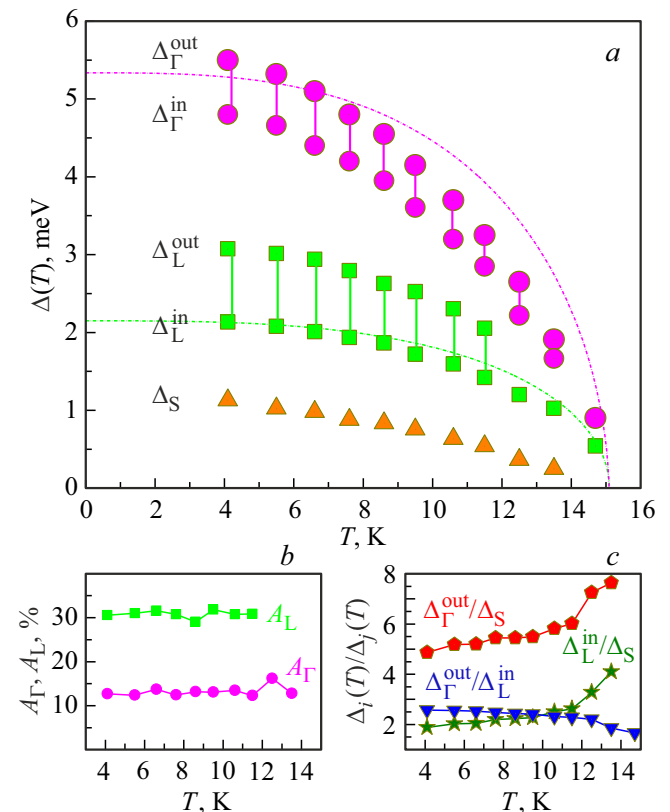


Рис. 4. *a*) Температурные зависимости СП-параметров порядка по данным рис. 3. Однозонные БКШ-образные зависимости (штрих-пунктирные линии) приведены для сравнения. *b*) Температурная зависимость анизотропии A_L (квадраты) и A_Γ (кружки). *c*) Температурные зависимости отношений $\Delta_\Gamma^{\text{out}}/\Delta_S$ (пятиугольники), $\Delta_\Gamma^{\text{in}}/\Delta_S$ (звезды) и $\Delta_\Gamma^{\text{out}}/\Delta_\Gamma^{\text{in}}$ (треугольники вниз) по данным (а).

интервале. Температурная зависимость $\Delta_S(T)$, отличная от $\Delta_{\Gamma}^{\text{out},\text{in}}(T)$ и $\Delta_L^{\text{out},\text{in}}(T)$, указывает на то, что наблюдаемая малая СП-щель является отдельным (предположительно, изотропным) СП-параметром порядка, а соответствующие андреевские особенности на $dI(V)/dV$ -спектрах не могут быть интерпретированы как субгармоники какого-либо порядка от $\Delta_{\Gamma}^{\text{out}}$, $\Delta_{\Gamma}^{\text{in}}$, или Δ_L^{out} , Δ_L^{in} . В целом, зависимости больших и малой СП-щелей в LiFeAs (см. рис. 4, а) характерны для случая умеренного межзонного взаимодействия в k -пространстве между СП-конденсатами [35,36].

Возможны ли какие-либо другие интерпретации наблюдаемых андреевских структур на $dI(V)/dV$ -спектрах SnS-контактов, приводящие к альтернативной структуре СП-параметра порядка в LiFeAs? Предположим, что $\Delta_{\Gamma}^{\text{out}}$ и $\Delta_{\Gamma}^{\text{in}}$ или Δ_L^{out} и Δ_L^{in} являются отдельными, изотропными в k -пространстве СП-параметрами порядка, открывающимися ниже T_c на различных листах поверхности Ферми — т.е. формально, реализацию пятищелевой сверхпроводимости в LiFeAs. С точки зрения классических многозонных моделей [35,36], постоянство отношения $\Delta_1(T)/\Delta_2(T) = \text{const}$ во всем температурном диапазоне $T = 0 - T_c$ возможно в единственном случае нулевого детерминанта матрицы констант связи ($\lambda_{11}\lambda_{22} = \lambda_{12}\lambda_{21}$), т.е. если силы внутризонного и межзонного взаимодействий в первой и второй неких эффективных зонах равны. Заметим, что подобные дублетные андреевские особенности динамической проводимости с фиксированным по T отношением $\Delta^{\text{out}}(T)/\Delta^{\text{in}}(T) \approx \text{const}$ воспроизводимо наблюдаются нами с помощью ЭНМАО-спектроскопии в родственных пниктидах Na(Fe,Co)As семейства 111 [37], пниктидах CaKFe₄As₄ и EuCsFe₄As₄ семейства 1144 [38,39], а также соединениях Ba(Fe,Ni)₂As₂ семейства 122 [34,40]. Хотя реализацию такого уникального случая нельзя исключать в отдельном сверхпроводнике, одновременное выполнение условия $\det[\lambda_{ij}] = 0$ (i, j — также индексы зоны) для представителей каждого из трех семейств железосодержащих сверхпроводников в широком диапазоне электронного и дырочного допирования FeAs-блоков [34,37–40] кажется невероятным.

Возможно ли наблюдение подобного расщепления андреевских особенностей в дублеты интерпретировать случаем создания туннельной структуры, состоящей из двух стопок почти одинаковой площади, но с различным числом SnS-контактов m_1 и m_2 в параллель? Тогда их нормальные сопротивления будут отличаться как m_1/m_2 , что при подключении к источнику постоянного тока приведет к достижению одного и того же характерного смещения (допустим, $eV^* = 2\Delta_L$) для каждого из двух стопочных контактов на своем определенном токе, очевидно, отличающемся в m_1/m_2 раз, а на ВАХ возникнут две похожие особенности. Гипотетически такое возможно получить с помощью техники создания контакта на микротрещине, но тогда (i) для каждой особенности (от Δ_L и Δ_{Γ}) наблюдаемые отношения $\Delta^{\text{out}}(T)/\Delta^{\text{in}}(T)$ должны совпадать, чего не имеет места (см. рис. 4, б);

(ii) особенность от малой щели Δ_S также должна быть расщеплена, а этого не наблюдается (см. оранжевые символы на рис. 4, а и рис. 2); (iii) получить воспроизводимость величины подобного случайного расщепления в m_1/m_2 раз было бы невозможно.

Заметим также, что узкий дублет от $\Delta_{\Gamma}^{\text{out},\text{in}}$, наблюдаемый на $dI(V)/dV$ -спектрах при максимальных смещениях, не может быть интерпретирован как тонкая структура, вызванная резонансным взаимодействием андреевских носителей (из зон со щелью Δ_L) со спиновым экситоном — бозонной модой, существующей в железосодержащих сверхпроводниках ниже T_c , энергия которой $\varepsilon_0 \leq \Delta_i(0) + \Delta_j(0)$ при $T \ll T_c$ не превышает амплитуду непрямоугольной СП-щели между зонами, соединенными вектором нестинга [41]. В этом случае положение резонансной особенности $eV^{\text{res}} = 2\Delta_L + \varepsilon_0$ было бы сдвинуто относительно фундаментальной гармоники от $2\Delta_L$ на величину энергии бозона $\varepsilon_0(T)$. Однако такая интерпретация не выдерживает критики. Во-первых, как было показано нами ранее [42], в этом случае для особенностей, отмеченных нами как $\Delta_{\Gamma}^{\text{out},\text{in}}(T)$ и обсуждаемых здесь, наблюдалась бы более слабая температурная зависимость по сравнению с $\Delta_L^{\text{out},\text{in}}(T)$ и рост отношения $\Delta_{\Gamma}(T)/\Delta_L(T)$, т.е. $eV^{\text{res}}(T)/\Delta_L(T)$, с температурой; напротив, это отношение, согласно рис. 4, с, слабо убывает. Во-вторых, из-за отсутствия нестинга в LiFeAs [5] появление особенностей $dI(V)/dV$ -спектров, вызванных взаимодействием со спиновым экситоном, не ожидается.

Можно ли трактовать обе наблюдаемые энергетические величины $\Delta_{\Gamma}^{\text{out}}$ и Δ_L^{out} как тонкую структуру, вызванную излучением спинового экситона для носителей заряда, определяемых СП-параметрами порядка $\Delta_{\Gamma}^{\text{in}}$ и Δ_L^{in} соответственно? Если $eV_i^{\text{res}} = 2\Delta_i^{\text{in}} + \varepsilon_0$, а ε_0 слабо зависит от температуры [42], то, аналогично сказанному выше, нужно ожидать заметного роста отношения $eV_i^{\text{res}}(T)/\Delta_i^{\text{in}}(T)$ при $T > T_c$. Тем не менее, как уже говорилось, отношения $\Delta_i^{\text{out}}(T)/\Delta_i^{\text{in}}(T) \approx \text{const}$ с хорошей точностью (см. рис. 4, б), что не оставляет возможности трактовки через резонансное излучение спинового экситона.

Итак, приведенное выше обсуждение позволяет сделать заключение о реализации трехщелевой сверхпроводимости в LiFeAs. Наибольшая СП-щель Δ_{Γ} , предположительно, имеет расширенный s -волновой тип симметрии и слабую анизотропию в импульсном пространстве $A_{\Gamma} = 14 \pm 2\%$. Средняя СП-щель Δ_L имеет аналогичный тип симметрии без точек нулей, однако более сильную анизотропию $A_L = 29 \pm 5\%$. Признаков зависимости амплитуды малой СП-щели Δ_S от направления импульса воспроизводимо не наблюдается.

Зависимость характеристических отношений СП-параметров порядка в LiFeAs $r_i \equiv 2|\Delta_i(0)|/(k_B T_c)$ от критической температуры T_c приведена на рис. 5, а. Данные ЭНМАО-спектроскопии (в качестве критической температуры для каждого SnS-контакта взята T_c^{local}) приведены звездами (вертикальные линии соответствуют диапазонам анизотропии Δ_i). Данные из литературы

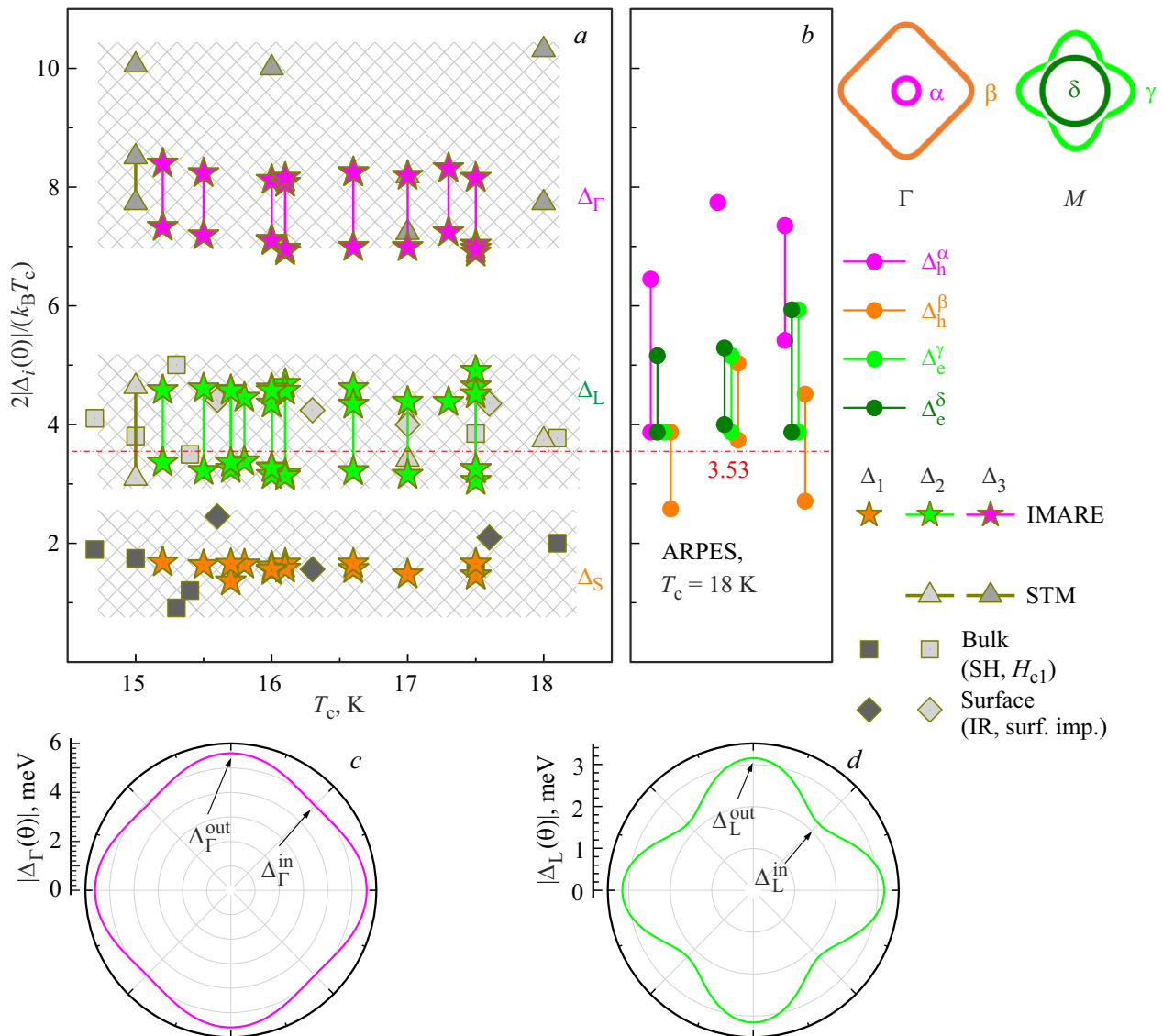


Рис. 5. а) Зависимость характеристических отношений $2|\Delta_i(0)|/(k_B T_c)$ от критической температуры T_c по данным ЭНМАО-спектроскопии (звезды). Для сравнения приведены данные литературы, полученные с помощью объемных методов (измерения теплоемкости и первого критического поля [10–14], квадраты) поверхностных методов (ИК-спектроскопия [16], измерения поверхностного импеданса [15], ромбы), а также СТС [9,17–20] (треугольники); диапазоны значений показаны штриховками. б) $2|\Delta_i(0)|/(k_B T_c)$ СП-щелей в LiFeAs с $T_c \approx 18$ К, полученные с помощью ФЭСУР [5–7]. Цвета символов соответствуют схеме поверхности Ферми: розовым и оранжевым цветом показаны данные для СП-щелей, открывающейся на внутреннем (α) и внешнем (β) дырочном цилиндре; темно-зеленым и светло-зеленым — на внутреннем (δ) и внешнем (γ) электронных цилиндрах. Соединенными символами на (а) и (б) обозначена анизотропия СП-щели в k -пространстве. с и d) Схема углового распределения $|\Delta_\Gamma(\theta)|$ (с) и $|\Delta_L(\theta)|$ (d) в k -пространстве по данным ЭНМАО-спектроскопии при $T \ll T_c$ (см. рис. 2, d и f); выбор $\theta = 0$ и взаимная ориентация $\Delta(\theta)$ на (с) и (d) условны.

показаны символами оттенков серого цвета: сканирующей туннельной спектроскопии (СТС) [9,17–19] — треугольниками, объемных методов исследования (измерения электронной теплоемкости и первого критического поля) [10–14] — квадратами, поверхностных методов (измерения поверхностного импеданса, инфракрасная спектроскопия отражения) [15,16] — ромбами. Наблюдаемое авторами указанных работ понижение T_c относительно ее максимального значения $T_c \approx 18$ К

может быть следствием деградации образца LiFeAs в процессе эксперимента; в этом случае вариацию критической температуры $T_c = 15$ –18 К на рис. 5, а можно ассоциировать с локальным дефицитом лития, т.е. $\text{Li}_{1-\delta}\text{FeAs}$. Имеющиеся данные ФЭСУР [5–7] соответствуют максимальной $T_c \approx 18$ К и приведены отдельно на рис. 5, б. На схеме топологии поверхности Ферми на рис. 5, б розовым и оранжевым цветом обозначены два дырочных цилиндра в Γ -точке (α, β), а зеленым и

темно-зеленым — два электронных цилиндра в М-точке (γ, δ); характеристические отношения СП-щелей, открывающихся ниже T_c на соответствующих цилиндрах по данным ФЭСУР [5–7], показаны на рис. 5, *b* аналогичными цветами. Соединенными символами на рис. 5, *a* и *b* обозначены диапазоны анизотропии СП-щелей в k -пространстве.

Видно, что характеристические отношения r_i по данным литературы образуют три диапазона: в работах, проведенных объемными [10–14] и поверхностными методами [15,16], наблюдается малая СП-щель с $r_1 = 0.9–2.4 < 3.53$ и средняя СП-щель с $r_2 = 3.5–5.0$. Напротив, в СТС-экспериментах [9,17–19] наблюдается средняя СП-щель с характеристическим отношением, близким к r_2 , а также большая СП-щель с довольно высоким $r_3 = 7.2–10.3 \gg 3.53$. СП-щель максимальной амплитуды Δ^a и средняя СП-щель $\Delta^{\gamma, \delta}$, обнаруженные с помощью ФЭСУР (см. рис. 5, *b*), имеют характеристические отношения, близкие к диапазонам r_3 и r_2 , соответственно, по данным рис. 5, *a*; характеристическое отношение малой СП-щели Δ^b , оцененное в ФЭСУР-экспериментах [5–7], оказалось немного выше диапазона r_1 на рис. 5, *a*.

Характеристические отношения трех СП-параметров порядка $r_T = 6.9–8.4$, $r_L = 3.1–4.9$ (диапазоны значений соответствуют степени анизотропии в k -пространстве), $r_S = 1.3–1.7$, определенные напрямую с помощью ЭНМАО-спектроскопии (звезды на рис. 5, *a*) практически не зависят от локальной критической температуры SnS-контакта в диапазоне $T_c^{\text{local}} = 15.2–17.5$ К, т.е. амплитуды $\Delta_i(0)$ прямо пропорциональны T_c^{local} .

Пример возможного углового распределения типа $\cos(4\theta)$ для энергии связи куперовских пар $\Delta_T(\theta)$ и $\Delta_L(\theta)$ по данным этой работы приведены на рис. 5, *c* и *d* соответственно. Подчеркнем, что наш метод не позволяет узнать знак параметра порядка или его принадлежность к определенной зоне проводимости, а также определить направление максимума или минимума в распределении $\Delta(\theta)$, так что выбор $\theta = 0$ на рис. 5, *c* и *d* условен. Схожесть внешнего вида угловых зависимостей на рис. 5, *c* и *d* и двумерного представления поверхностей Ферми (верхний правый угол легенды рис. 5) любопытна, но случайна: известно, что распределение поверхностей Ферми и их вид не влияет на $\Delta(\theta)$.

Характеристическое отношение r_T , соответствующее слабой анизотропии СП-щели $\Delta_T(\theta)$, находится на нижней границе диапазона значений r_3 , оцененных с помощью СТС [9,17–19], а средняя степень анизотропии $A_T \approx 13\%$ отлично согласуется с данными квазичастичной интерференции [9] (соединенные треугольники на рис. 5, *a*). Величины r_L , соответствующие анизотропии средней СП-щели $\Delta_L(\theta)$ и показанные зеленым цветом, покрывают практически весь диапазон значений r_2 по данным литературы [9–19], при этом степень анизотропии $A_L \approx 29\%$ близка к определенной методами квазичастичной интерференции [9] (см. светло-серые треугольники на рис. 5, *a*) и ФЭСУР [5–7] для электронных СП-

щелей Δ^b и Δ^{γ} (см. рис. 5, *b*). Такое соответствие наших данных с результатами ФЭСУР позволило нам „привязать“ СП-параметры порядка Δ_T и Δ_L к определенным зонам, изобразив звезды соответствующими цветами. Можно предположить, что именно значительная анизотропия средней СП-щели является причиной разброса ее значений, полученных в литературе с помощью СТС, объемных и поверхностных методов (см. рис. 5, *a*). Наконец, характеристическое отношение малой СП-щели r_S (оранжевый цвет) находится в середине диапазона величин r_1 на рис. 5, *a*, но не соответствует таковому из данных ФЭСУР.

Самосогласованный расчет влияния СП-параметров порядка $\Delta_T(\theta, \omega, T)$, $\Delta_L(\theta, \omega, T)$ и $\Delta_S(\theta, \omega, T)$ друг на друга как минимум в трех эффективных зонах в зависимости от угла θ в $k_x k_y$ -плоскости, частоты ω и температуры в рамках расширенной теории Элиашберга является достаточно сложной задачей как физически, так и математически, но именно он может пролить свет на взаимную ориентацию максимумов и минимумов распределений $\Delta_T(\theta)$ и $\Delta_L(\theta)$, а также указать причины, способствующие взаимному усилению или ослаблению силы спаривания в определенных направлениях пространства импульсов. Это является отдельной задачей, которую стоило бы попытаться аккуратно решить для таких необычных многощелевых сверхпроводников, как $\text{Li}_{1-\delta}\text{FeAs}$.

4. Заключение

Методами ЭНМАО-спектроскопии планарных контактов на микротрещине определена СП-щелевая структура ферропниктида LiFeAs . Ниже T_c установлено сосуществование трех СП-параметров порядка: наибольшей СП-щели со слабой анизотропией $A_T \approx 13\%$ в k -пространстве (расширенный s -волновой тип симметрии, подразумевающий отсутствие точек нулей в зависимости от направления импульса) с характеристическим отношением $2|\Delta_T(0)|/(k_B T_c) = 7.1–8.2$ (диапазон значений соответствует степени анизотропии), средней СП-щели с $2|\Delta_L(0)|/(k_B T_c) = 3.2–4.5$ и умеренной анизотропией $A_L \approx 29\%$, а также предположительно изотропной малой СП-щели с $2|\Delta_S(0)|/(k_B T_c) \approx 1.55$. Показана объемная природа наблюдаемых СП-параметров порядка. Полученные характеристические отношения практически не меняются при вариации $T_c = 15.2–17.5$ К, вызванной локальным дефицитом лития из-за кратковременного экспонирования образца на воздухе. Измеренные напрямую температурные зависимости $\Delta_i(T)$ указывают на умеренное межзонное взаимодействие.

Финансирование работы

Работа выполнена в рамках проекта Российского научного фонда № 22-72-10082-П. Измерения частично проведены с использованием оборудования Цен-

тра коллективного пользования Физического института им. П.Н. Лебедева РАН.

Конфликт интересов

Авторы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

Список литературы

- [1] J.H. Tapp, Z. Tang, B. Lv, K. Sasmal, B. Lorenz, P.C.W. Chu, A.M. Guloy. *Phys. Rev. B* **78**, 6, 060505(R) (2008).
- [2] Т.Е. Кузьмичева, С.А. Кузьмичев. *Письма в ЖЭТФ* **114**, 10, 685 (2021). [T.E. Kuzmicheva, S.A. Kuzmichev. *JETP Lett.* **114**, 10, 630 (2021).]
- [3] I.I. Mazin, D.J. Singh, M.D. Johannes, M.H. Du. *Phys. Rev. Lett.* **101**, 5, 057003 (2008).
- [4] H. Kontani, S. Onari. *Phys. Rev. Lett.* **104**, 15, 157001 (2010).
- [5] S.V. Borisenko, V.B. Zabolotnyy, D.V. Evtushinsky, T.K. Kim, I.V. Morozov, A.N. Yaresko, A.A. Kordyuk, G. Behr, A. Vasiliev, R. Follath, B. Büchner. *Phys. Rev. Lett.* **105**, 6, 067002 (2010).
- [6] K. Umezawa, Y. Li, H. Miao, K. Nakayama, Z.-H. Liu, P. Richard, T. Sato, J.B. He, D.-M. Wang, G.F. Chen, H. Ding, T. Takahashi, S.-C. Wang. *Phys. Rev. Lett.* **108**, 3, 037002 (2012).
- [7] Y.S. Kushnirenko, D.V. Evtushinsky, T.K. Kim, I. Morozov, L. Harnagea, S. Wurmehl, S. Aswartham, B. Büchner, A.V. Chubukov, S.V. Borisenko. *Phys. Rev. B* **102**, 18, 184502 (2020).
- [8] I. Morozov, A. Boltalin, O. Volkova, A. Vasiliev, O. Kataeva, U. Stockert, M. Abdel-Hafiez, D. Bombor, A. Bachmann, L. Harnagea, M. Fuchs, H.-J. Grafe, G. Behr, R. Klingeler, S. Borisenko, C. Hess, S. Wurmehl, B. Büchner. *Cryst. Growth & Design* **10**, 10, 4428 (2010).
- [9] M.P. Allan, A.W. Rost, A.P. Mackenzie, Y. Xie, J.C. Davis, K. Kihou, C.H. Lee, A. Iyo, H. Eisaki, T.-M. Chuang. *Sci.* **336**, 6081, 563 (2012).
- [10] D.-J. Jang, J.B. Hong, Y.S. Kwon, T. Park, K. Gofryk, F. Ronning, J.D. Thompson, Y. Bang. *Phys. Rev. B* **85**, 18, 180505(R) (2012).
- [11] H. Kim, M.A. Tanatar, Y.J. Song, Y.S. Kwon, R. Prozorov. *Phys. Rev. B* **83**, 10, 100502(R) (2011).
- [12] K. Sasmal, B. Lv, Z. Tang, F.Y. Wei, Y.Y. Xue, A.M. Guloy, C.W. Chu. *Phys. Rev. B* **81**, 14, 144512 (2010).
- [13] Y.J. Song, J.S. Ghim, J.H. Yoon, K.J. Lee, M.H. Jung, H.-S. Ji, J.H. Shim, Y. Bang, Y.S. Kwon. *Europhys. Lett.* **94**, 5, 57008 (2011).
- [14] U. Stockert, M. Abdel-Hafiez, D.V. Evtushinsky, V.B. Zabolotnyy, A.U.B. Wolter, S. Wurmehl, I. Morozov, R. Klingeler, S.V. Borisenko, B. Büchner. *Phys. Rev. B* **83**, 22, 224512 (2011).
- [15] Y. Imai, H. Takahashi, K. Kitagawa, K. Matsubayashi, N. Nakai, Y. Nagai, Y. Uwatoko, M. Machida, A. Maeda. *J. Phys. Soc. Jpn.* **80**, 1, 013704 (2011).
- [16] B.H. Min, J.B. Hong, J.H. Yun, T. Iizuka, S.-i. Kimura, Y. Bang, Y.S. Kwon. *New J. Phys.* **15**, 7, 073029 (2013).
- [17] P.K. Nag, R. Schlegel, D. Baumann, H.-J. Grafe, R. Beck, S. Wurmehl, B. Büchner, C. Hess. *Sci. Rep.* **6**, 27926 (2016).
- [18] Z. Sun, P. Kumar Nag, S. Sykora, J.M. Guevara, S. Hoffmann, C. Salazar, T. Hänke, R. Kappenberger, S. Wurmehl, B. Büchner, C. Hess. *Phys. Rev. B* **100**, 2, 024506 (2019).
- [19] S. Chi, R. Aluru, S. Grothe, A. Kreisel, U.R. Singh, B.M. Andersen, W.N. Hardy, R. Liang, D.A. Bonn, S.A. Burke, P. Wahl. *Nature Commun.* **8**, 1, 15996 (2017).
- [20] T. Hanaguri, K. Kitagawa, K. Matsubayashi, Y. Mazaki, Y. Uwatoko, H. Takagi. *Phys. Rev. B* **85**, 21, 214505 (2012).
- [21] T. Saito, S. Onari, Y. Yamakawa, H. Kontani, S.V. Borisenko, V.B. Zabolotnyy. *Phys. Rev. B* **90**, 3, 035104 (2014).
- [22] T. Saito, Y. Yamakawa, S. Onari, H. Kontani. *Phys. Rev. B* **92**, 13, 134522 (2015).
- [23] A. Kreisel, B.M. Andersen, P.O. Sprau, A. Kostin, J.C.S. Davis, P.J. Hirschfeld. *Phys. Rev. B* **95**, 17, 174504 (2017).
- [24] Y. Wang, A. Kreisel, V.B. Zabolotnyy, S.V. Borisenko, B. Büchner, T.A. Maier, P.J. Hirschfeld, D.J. Scalapino. *Phys. Rev. B* **88**, 17, 174516 (2013).
- [25] I. Askerzade, R.T. Tagiyeva (Askerbeyli). *Supercond. Sci. Technol.* **25**, 9, 095007 (2012).
- [26] M. Wissmann, F. Caglieris, X. Hong, S. Aswartham, A. Vorobyova, I. Morozov, B. Büchner, C. Hess. *Phys. Rev. B* **106**, 5, 054508 (2022).
- [27] Т.Е. Кузьмичева, С.А. Кузьмичев, И.В. Морозов, С. Вурмель, Б. Бюхнер. *Письма в ЖЭТФ* **111**, 5–6, 388 (2020). [T.E. Kuzmicheva, S.A. Kuzmichev, I.V. Morozov, S. Wurmehl, B. Büchner. *JETP Lett.* **111**, 6, 350 (2020).]
- [28] С.А. Кузьмичев, Т.Е. Кузьмичева. *ФНТ* **42**, 11, 1284 (2016). [S.A. Kuzmichev, T.E. Kuzmicheva. *Low Temp. Phys.* **42**, 11, 1008 (2016).]
- [29] J. Moreland, J.W. Ekin. *J. Appl. Phys.* **58**, 10, 3888 (1985).
- [30] M. Octavio, M. Tinkham, G.E. Blonder, T.M. Klapwijk. *Phys. Rev. B* **27**, 11, 6739 (1983).
- [31] R. Kümmel, U. Günsenheimer, R. Nicolisky. *Phys. Rev. B* **42**, 7, 3992 (1990).
- [32] U. Günsenheimer, A.D. Zaikin. *Europhys. Lett.* **41**, 195 (1998).
- [33] T.P. Devereaux, P. Fulde. *Phys. Rev. B* **47**, 21, 14638(R) (1993).
- [34] Т.Е. Кузьмичева, С.А. Кузьмичев, К.С. Перваков, В.А. Власенко. *Phys. Rev. B* **104**, 17, 174512 (2021).
- [35] В.А. Москаленко. *ФММ* **8**, 4, 503 (1959). [V.A. Moskalenko. *Phys. Met. Metallogr.* **8**, 4, 25 (1959).]
- [36] H. Suhl, B.T. Matthias, L.R. Walker. *Phys. Rev. Lett.* **3**, 12, 552 (1959).
- [37] С.А. Кузьмичев, И.В. Морозов, А.И. Шилов, Е.О. Рахманов, Т.Е. Кузьмичева. *Письма в ЖЭТФ* **120**, 2, 130 (2024). [S.A. Kuzmichev, I.V. Morozov, A.I. Shilov, Y.O. Rakhmanov, T.E. Kuzmicheva. *JETP Lett.* **120**, 2, 125 (2024).]
- [38] Т.Е. Кузьмичева, С.А. Кузьмичев, А.С. Медведев. *Письма в ЖЭТФ* **119**, 10, 757 (2024). [T.E. Kuzmicheva, S.A. Kuzmichev, A.S. Medvedev. *JETP Lett.* **119**, 10, 780 (2024).]
- [39] T. Kuzmicheva, K. Pervakov, V. Vlasenko, A. Degtyarenko, S. Kuzmichev. *J. Supercond. Novel Magn.* **37**, 2, 379 (2024).
- [40] Т.Е. Кузьмичева, С.А. Кузьмичев, К.С. Перваков, В.А. Власенко. *Письма в ЖЭТФ* **118**, 7, 526 (2023). [T.E. Kuzmicheva, S.A. Kuzmichev, K.S. Pervakov, V.A. Vlasenko. *JETP Lett.* **118**, 7, 514 (2023).]
- [41] M.M. Korshunov, V.A. Shestakov, Yu.N. Togushova. *Phys. Rev. B* **94**, 9, 094517 (2016).
- [42] M.M. Korshunov, S.A. Kuzmichev, T.E. Kuzmicheva. *Mater.* **15**, 17, 6120 (2022).

Редактор Е.В. Толстякова