

88. Vasiliev M A *Phys. Rev. D* **66** 066006 (2002); hep-th/0106149
89. Vasiliev M A, hep-th/0111119
90. Gelfond O A, Vasiliev M A *JHEP* (03) 125 (2009); arXiv:0801.2191
91. Klebanov I R, Polyakov A M *Phys. Lett. B* **550** 213 (2002); hep-th/0210114
92. Sezgin E, Sundell P *Nucl. Phys. B* **644** 303 (2002); "Erratum" *Nucl. Phys. B* **660** 403 (2003); hep-th/0205131
93. Giombi S, Yin X *JHEP* (09) 115 (2010); arXiv:0912.3462
94. Giombi S, Yin X *JHEP* (04) 086 (2011); arXiv:1004.3736
95. Henneaux M, Rey S-J *JHEP* (12) 007 (2010); arXiv:1008.4579
96. Campoleoni A et al. *JHEP* (11) 007 (2010); arXiv:1008.4744
97. Gaberdiel M R, Gopakumar R *Phys. Rev. D* **83** 066007 (2011); arXiv:1011.2986
98. Gaberdiel M R, Hartman T *JHEP* (05) 031 (2011); arXiv:1101.2910
99. de Mello Koch R et al. *Phys. Rev. D* **83** 025006 (2011); arXiv:1008.0633
100. Douglas M R, Mazzucato L, Razamat S S *Phys. Rev. D* **83** 071701 (2011); arXiv:1011.4926
101. Metsaev R R *Phys. Rev. D* **81** 106002 (2010); arXiv:0907.4678
102. Metsaev R R *Phys. Lett. B* **682** 455 (2010); arXiv:0907.2207
103. Boulanger N, Sundell P, arXiv:1102.2219
104. Sezgin E, Sundell P, arXiv:1103.2360
105. Doroud N, Smolin L, arXiv:1102.3297

PACS numbers: 74.25-q, 74.45.+c, 74.70.-b  
DOI: 10.3367/UFNr.0181.201106h.0672

## В.Л. Гинзбург и развитие в ФИАНе экспериментальных работ по высокотемпературной сверхпроводимости: "железные сверхпроводники"

В.М. Пудалов, О.Е. Омеляновский, Е.П. Хлыбов, А.В. Садаков, Ю.Ф. Ельцев, К.В. Мицен, О.М. Иваненко, К.С. Перваков, Д.Р. Гизатулин, А.С. Усольцев, А.С. Дормидонтов, С.Ю. Гаврилкин, А.Ю. Цветков, Я.Г. Пономарев, С.А. Кузьмичёв, М.Г. Михеев, С.Н. Чесноков, Т.Е. Шаныгина, С.М. Казаков

### 1. Введение

В 2006 г. одному из авторов (В.М.П.) настоящей статьи довольно неожиданно позвонил В.Л. Гинзбург и предложил заняться исследованиями высокотемпературной сверхпроводимости (ВТСП) с целью создания сверхпроводников с критической температурой выше комнатной

В.М. Пудалов, Д.Р. Гизатулин, А.С. Усольцев. Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва, РФ,

Московский физико-технический институт, Москва, РФ  
О.Е. Омеляновский, А.В. Садаков, Ю.Ф. Ельцев, К.В. Мицен, О.М. Иваненко, К.С. Перваков, А.С. Дормидонтов, С.Ю. Гаврилкин, А.Ю. Цветков. Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва, РФ

Е.П. Хлыбов. Институт физики высоких давлений РАН, Москва, РФ  
Я.Г. Пономарев, С.А. Кузьмичёв, М.Г. Михеев, С.Н. Чесноков. МГУ им. М.В. Ломоносова, Физический факультет, Москва, РФ  
Т.Е. Шаныгина. Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва, РФ

МГУ им. М.В. Ломоносова, Физический факультет, Москва, РФ  
С.М. Казаков. МГУ им. М.В. Ломоносова, Химический факультет, Москва, РФ

E-mail: pudalov@lebedev.ru

температуры. Он довольно чётко сформулировал мотивацию: науке не известны какие-либо теоретические запреты на существование комнатно-температурной сверхпроводимости (КТСП), поэтому этой проблемой надо заняться ввиду её исключительной практической важности. Но что означает для экспериментатора "сменить тематику"? Во-первых, эта деятельность не камерная, и ею должно заниматься большинство, если не все, из сотрудников лаборатории. Поэтому нужно было дообучить сотрудников, а также запустить процесс подготовки студентов по данной тематике. Во-вторых, надо было найти необходимое финансирование, закупить оборудование и материалы. Наконец, нужно было найти средства для реконструкции здания под развитие этой экспериментальной деятельности, подготовить проект реконструкции здания, в том числе каждого отдельного помещения, для оптимальной работы в нём оборудования. В этих заботах прошли три года [1], затем начались первые эксперименты по синтезу и исследованию высокотемпературных сверхпроводников. В.Л. Гинзбург живо интересовался ходом работ, и ему регулярно рассказывалось об их продвижении [2]. Данный доклад — это очередной расширенный отчёт перед В.Л., но, к сожалению, уже несостоявшийся.

Как раз в 2008 г. были открыты высокотемпературные сверхпроводники нового класса, основанные не на купратах, а на арсенидах и селенидах железа [3–6], поэтому экспериментальную деятельность в области высокотемпературной сверхпроводимости было естественно начать с изучения этих новых интересных и малоизученных материалов. Ввиду того, что исследования предстояло развивать "широким фронтом", причём не имея опыта в материаловедении, аналитических методах диагностики и т.п., было совершенно необходимо установить кооперацию Физического института им. П.Н. Лебедева (ФИАН) РАН с другими научными группами, имеющими соответствующий опыт и технику. Такая научная кооперация была установлена с лабораториями химического и физического факультетов Московского государственного университета им. М.В. Ломоносова, Институтом физики высоких давлений (ИФВД) РАН. В данном докладе резюмируются первые физические результаты исследований "железных" сверхпроводников в отделе высокотемпературной сверхпроводимости ФИАНа, полученные в кооперации с перечисленными научными группами.

### 2. Краткий обзор свойств "железных" сверхпроводников

При сопоставлении свойств купратных оксидов и новых "железных" сверхпроводников выявляются некоторые элементы схожести и довольно много различий [7]. К настоящему времени синтезированы и изучены уже несколько различных типов этих материалов, так называемые 50-градусные класса "1111", 40-градусные "122", 18-градусные "111", 8-градусные "11", 40-градусные "22438". Их типичными представителями являются  $REFeAsO(F)$  (где  $RE = Sm, La, Dy, Eu, Th, Gd$  и т.д.) [8, 9],  $Va(K)Fe_2As_2$  [10–12],  $LiFeAs$  [13, 14],  $FeSe(Te)$  [15] и  $Fe_2As_2Ca_4(Sc,Ti)_3O_8$  [16]. Детальные обзоры современного состояния исследований этих материалов опубликованы в [7, 17–19]. Так же как и купраты, новые соединения являются слоистыми, и в них простран-

ственно разделены слои Fe, в которых происходит конденсация электронов в сверхпроводящие пары, и кислородные слои, поставляющие носители заряда при отклонении состава от стехиометрического.

В стехиометрическом (недопированном) составе FeAs-материалы при температурах выше  $T_c$ , в отличие от купратов, не являются диэлектриками, а обладают проводимостью зонного типа, т.е. являются металлами, хотя и плохими. При понижении температуры (при  $T \approx 150$  К) в них возникает структурный переход из тетрагональной фазы в орторомбическую, а при более низкой температуре ( $\approx 130$  К) — магнитный переход с образованием антиферромагнитного (AF) спинового упорядочения в подрешётке Fe. Аномально сильная магнитоструктурная связь, точнее связь спинового состояния Fe и структуры решётки (смещение атомов As), была обнаружена при сравнении данных по неупругому рассеянию нейтронов [20] в нормальном состоянии с результатами расчётов фононного спектра [21, 22]. Оказалось, что разница между вычисленными энергиями пиков фононного спектра и измеренными [20] довольно велика — вплоть до 14%; согласия результатов расчётов с экспериментальными данными удастся достичь только при учёте магнитного момента Fe. По этой же причине рассчитанное положение атомов As в решётке оказывается сильно зависящим от магнитного момента атомов Fe, а вычисленная постоянная решётки по оси  $c$  является на 10% (!) меньшей, чем измеренная, если при вычислениях не учитывается магнитный момент Fe.

При составе, отличающемся от стехиометрического в результате введения дефицита по кислороду или частичного замещения кислорода фтором, антиферромагнитное упорядочение подрешётки Fe подавляется и возникает сверхпроводящее (SC) состояние [7, 17, 18, 19, 23, 24]. Близость температур магнитных и структурных переходов к критической температуре  $T_c \approx 50$  К, а также наличие аномально сильной магнитоструктурной связи наводят на мысль об определяющей роли фононов, а также, возможно, спиновых флуктуаций в сверхпроводящем спаривании [25–28].

В настоящее время ключевыми вопросами при исследовании этих материалов являются механизмы различных типов допирования, механизм спаривания носителей, симметрия параметра порядка, квазичастичный энергетический спектр, возможное существование псевдощелевого состояния, а также значения сверхпроводящих щелей. Высокий интерес к изучению сверхпроводников этих классов обусловлен следующим набором их крайне интересных свойств: возможная необычная симметрия параметра порядка (дискутируемый в настоящее время вопрос), необычно сильная связь спиновых флуктуаций и фононов, возникновение SC-состояния безотносительно к моттовскому изолятору (в противоположность купратам), конкуренция AF-упорядочения и SC-спаривания, а также существование спинового упорядочения редкоземельных атомов в SC-фазе при температурах ниже  $T_c$  [23].

Изотопический эффект при замещении  $^{16}\text{O}$  изотопом  $^{18}\text{O}$  оказался гораздо меньшим, чем изотопический эффект по железу (замещение  $^{56}\text{Fe}$  изотопом  $^{58}\text{Fe}$ ); это подтверждает то, что спаривание электронов происходит преимущественно в слоях Fe. Показатель степени изотоп-эффекта  $\alpha = 0,4$  близок к значению 0,5 в стандартной теории Бардина–Купера–Шриффера (БКШ). Рас-

чёты зонной структуры показывают, что полная плотность состояний на уровне Ферми формируется главным образом из 3d-атомных состояний Fe [29, 30], а критическая температура коррелирует с плотностью состояний [30]; последнее также свидетельствует в пользу фононного механизма сверхпроводящего спаривания в этих соединениях.

Измерения сдвига Найта в соединениях типа "122" и "1111" [31–33] однозначно показали, что сверхпроводящее спаривание является синглетным и, следовательно, координатная часть волновой функции конденсата должна быть антисимметрична. Для сверхпроводящей щели остаётся возможность s- и d-типов симметрии. Данные различных экспериментов пока противоречивы: часть из них интерпретируется в пользу многозонной сверхпроводимости с симметрией  $s^{++}$ -типа [34], часть — в пользу симметрии  $s^\pm$  [32, 33, 35], а часть — в пользу симметрии d-типа (подробный обзор экспериментальных данных см. в [7,17]); таким образом, эта проблема остаётся пока экспериментально неразрешённой. Если экспериментально подтвердится теоретически предложенная симметрия  $s^\pm$  [25–28], то это будет означать существование не встречавшегося ранее типа многозонной сверхпроводимости с различным знаком параметра порядка для двух разных конденсатов — в точках  $\Gamma$  и M. Теоретически предсказывалось также, что при таком типе симметрии параметра порядка сверхпроводящий конденсат может сосуществовать с антиферромагнитным упорядочением [36].

Величина и структура сверхпроводящей щели  $\Delta$  тесно связана с механизмом спаривания. Измерения спектров фотоэмиссии электронов с угловым разрешением (Angle Resolved Photoemission Spectroscopy, ARPES), даже проведённые при температуре 0,3 К, пока не обеспечивают достаточно высокого разрешения ( $\approx 0,01$  мэВ), которое требуется для выявления тонкой структуры сверхпроводящей щели. Кроме того, интерпретация спектров ARPES затрудняется тем, что при измерении фотоэмиссии зондируется лишь тонкий приповерхностный слой материала, а сама поверхность претерпевает реконструкцию [37], изменяющую спектр приповерхностного слоя. В результате информация о щели оказывается доступной почти исключительно из микроконтактной спектроскопии в туннельном режиме (T), либо в режиме андреевского отражения (AR). Оказалось, однако, что даже для аналогичных методов измерений и аналогичных исследованных материалов класса "1111" результаты различных экспериментов не согласуются между собой [38–41], даже для наиболее изученного соединения  $\text{SmO}(\text{F})\text{FeAs}$ . Результаты разных экспериментов различаются не только количественно, но и на качественном уровне: в ряде из них сообщалось о d-волновой симметрии, об однозонной сверхпроводимости и, наконец, о двухзонной сверхпроводимости.

Противоречивость экспериментальных данных связана отчасти с трудностью синтеза соединений четверного состава типа "1111", которые пока доступны почти исключительно в поликристаллическом виде и которые, как правило, являются не вполне однородными. Другая причина расхождения экспериментальных данных связана с тем, что в ряде экспериментов изучалась микроконтактная спектроскопия поверхности, не очищенной предварительно или не приготовленной сколом в криогенных условиях и высоком вакууме.

### 3. Синтез и приготовление образцов

В недавних работах, выполненных совместно коллективом сотрудников из ФИАна, ИФВД РАН и МГУ, были синтезированы ВТСП-соединения типа "1111":  $\text{GdFeAsO}(\text{F})$ ,  $\text{DyFeAsO}(\text{F})$ ,  $\text{CeFeAsO}(\text{F})$ ,  $\text{EuFeAsO}(\text{F})$ , впервые проведена их микроконтактная спектроскопия в сверхпроводящем состоянии, выявлено наличие двух энергетических щелей в сверхпроводящем состоянии и определены их значения. Наибольшую критическую температуру  $T_c = 52 - 53$  К имели образцы  $\text{GdFeAsO}_{1-x}\text{F}_x$  с приблизительно оптимальным уровнем допирования  $x = 0,12$  [42].

Поликристаллические образцы  $\text{GdFeAsO}_{1-x}(\text{F}_x)$  были синтезированы методом твердофазного синтеза при высоком давлении [42, 43]. Исходными материалами служили кусочки чистых (99,9 %) Gd и As и порошки  $\text{FeF}_3$ , Fe и  $\text{Fe}_2\text{O}_3$  (99,99 %). Изготовленные на первой стадии прекурсоры GdAs и  $\text{FeF}_3$  смешивались с Fe,  $\text{Fe}_2\text{O}_3$  в номинальном соотношении и прессовались в таблетки диаметром 3 мм и высотой 3 мм. Далее таблетки закладывались в тигли из нитрида бора и проводился синтез при давлении около 50 кбар и при температуре 1350 °С в течение 60 мин.

Результаты количественного рентгеновского анализа данных порошковой дифракции, полученных на дифрактометре "Bruker-D8 Advance" ( $\text{CuK}_{\alpha 1}$ -излучение, геометрия на отражение) методом полнопрофильного уточнения Ритвельда, представлены на рис. 1. Рентгеновские дифрактограммы свидетельствуют о мелкой поликристаллической структуре материалов с доминирующей фазой типа "1111" и примесями побочных фаз, в частности FeAs и  $\text{Gd}_2\text{O}_3$ . Основная фаза  $\text{GdFeAsO}(\text{F})$  имеет пространственную группу симметрии  $P4/nmm$  с параметрами элементарной ячейки  $a = 3,8982(3)$  Å,  $c = 8,4059(9)$  Å. Содержание примесных фаз уменьшается от поверхности в глубь образца, поэтому поверхностный слой шлифовывался. Последующий микроанализ элементного состава поверхности образцов (сканирующий микроскоп JSM-7001FA с приставкой EDX (Energy-Dispersive X-ray)) показал, что области с избыточным содержанием Gd распределены случайно в виде зёрен размером около 1 мкм. Рисунок 2 демонстрирует результат локального анализа элементного состава в одной из областей площадью  $\approx 1$  мкм<sup>2</sup>, обозначенной как "спектр 1". В таблице приведено относительное содержание Gd, Fe и As, измеренное в пяти случайно выбранных областях образца (содержание кислорода не удаётся надёжно установить) и усреднённые значения по площади 0,175 мм<sup>2</sup>.

Синтезированные образцы имели объёмную сверхпроводящую фазу, что подтверждалось результатами магнитных измерений [42]. На рисунке 3а показана температурная зависимость сопротивления  $R(T)$  для приблизительно оптимального состава  $x = 0,12$  при нескольких значениях магнитного поля; резкий пик производной  $dR/dT$  (рис. 3б) демонстрирует малую ширину сверхпроводящего перехода. Значение критической температуры сверхпроводящего перехода в нулевом поле  $T_c \approx 52,5$  К, определённой по максимуму производной  $dR(T)/dT$ , немного меньше максимально достигнутого в этом классе соединений значения  $T_c = 55,4$  К [8] для  $\text{SmFeAsO}(\text{F})$ . В магнитном поле сверхпроводящий переход уширяется, а температура  $T_c$  монотонно уменьшается (рис. 3а); такое поведение типично для FeAs-сверхпро-

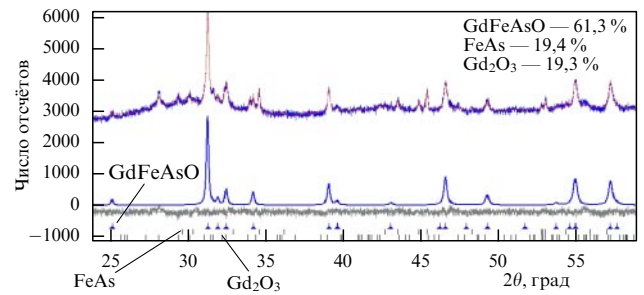


Рис. 1. Измеренный профиль (верхняя кривая), результаты уточнения и позиции пиков фазы Gd-1111 (средняя кривая), а также разность между измеренным и подогнанным спектром (нижняя кривая).

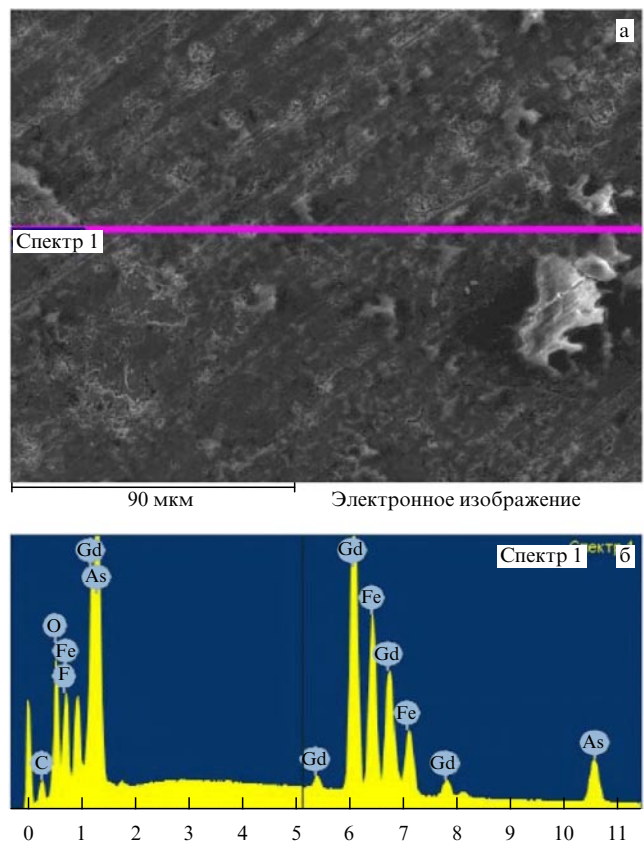


Рис. 2. Изображение поверхности образца в растровом электронном микроскопе (а) и локальный спектр характеристических линий элементов (б), соответствующий участку поверхности обозначенному как "Спектр 1". По горизонтальной оси — энергия (кэВ).

Таблица. Относительное содержание Fe, As и Gd на разных участках поверхности образца (в атомных процентах)

Участки образца	Fe	As	Gd
2	11,74	11,36	20,55
4	14,64	15,43	19,16
5	16,11	15,29	17,19
6	16,17	13,57	18,70
7	14,44	15,30	18,12
Среднее содержание по площадке 350 × 500 мкм <sup>2</sup>	14,1±2,2	15,5±1,9	18±11

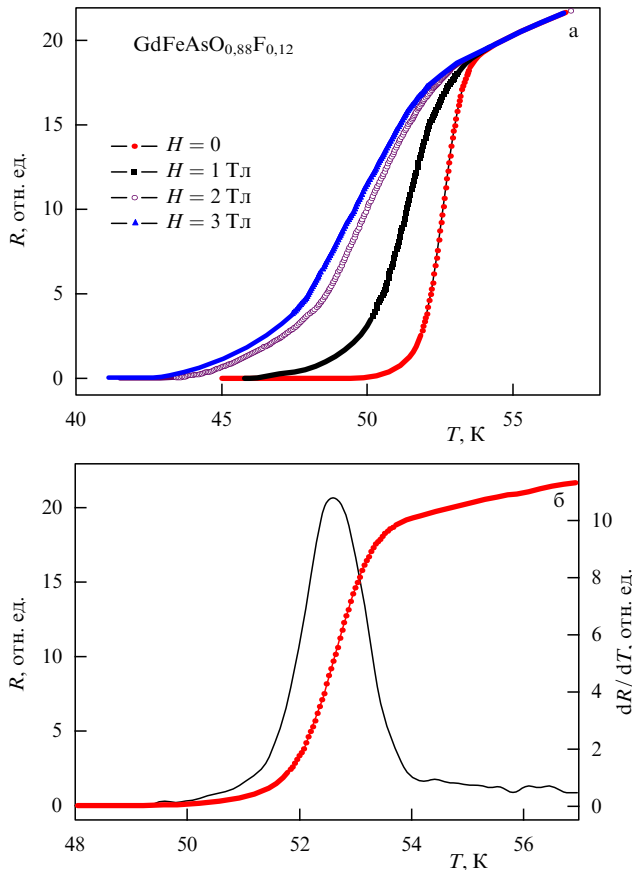


Рис. 3. (а) Температурная зависимость сопротивления при трёх значениях магнитного поля для образца  $\text{GdFeAsO}(\text{F})$  приблизительно оптимального состава [37]. (б) Производная  $dR(T)/dT$  для  $H = 0$ .

водников [7, 17, 43]. Из измеренной зависимости  $T_c(H)$  в работе [42] была сделана оценка  $|dH_{c2}/dT| \approx 3$  Тл  $\text{K}^{-1}$ , что сравнимо с результатами для оптимально допированного сверхпроводника  $\text{SmFeAsO}(\text{F})$  [43] с близкими значениями  $T_c$ . Из приведённого значения производной следует оценка критического поля  $H_{c2} \sim 130$  Тл, которая указывает на перспективность практических применений  $\text{FeAs}$ -сверхпроводников в сильных магнитных полях.

Помимо изучения поликристаллических образцов системы "1111", нами проводились также исследования на монокристаллах системы "122" с различным типом допирования; в них критическая температура при оптимальном допировании достигала  $T_c \approx 34$  К.

#### 4. Измерения скачка теплоёмкости при сверхпроводящем переходе

Измерение скачка теплоёмкости при сверхпроводящем переходе проводилось на монокристаллах системы "122"  $\text{Ba}_{1-x}\text{K}_x\text{Fe}_2\text{As}_2$ ,  $\text{Ba}(\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x)_2\text{As}_2$  и  $\text{Ba}(\text{Fe}_{1-x}\text{Ni}_x)_2\text{As}_2$  с различными типами и уровнями допирования. В обычных сверхпроводниках измерение скачка электронной теплоёмкости в точке фазового перехода позволяет получить информацию о величине плотности электронных состояний на поверхности Ферми, о константе межэлектронного взаимодействия и об объёме сверхпроводящей фазы. В модели БКШ скачок электронной теплоёмкости  $\Delta C = 1,43\gamma T_c$ , где  $\gamma$  — коэффициент электронной теплоёмкости. В низкотемпературных

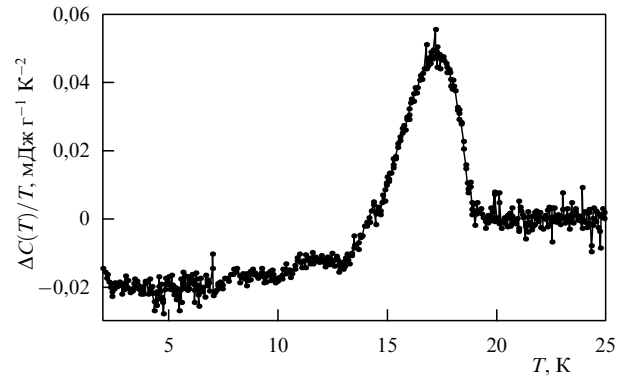


Рис. 4. Зависимость  $\Delta C(T)/T = C(T, H = 0)/T - C(T, H = 9 \text{ Тл})/T$  для электронно-допированного образца  $\text{Ba}(\text{Fe}_{1-x}\text{Ni}_x)\text{As}_2$  [44].

сверхпроводниках это соотношение хорошо выполняется.

Для высокотемпературных сверхпроводников ситуация выглядит намного сложнее. В частности, в недопированной фазе ВТСП-купратов скачок теплоёмкости в точке сверхпроводящего перехода вообще не наблюдается [44]. Тем не менее  $T_c$  в таких образцах может превышать 60 К. Причём такие образцы обладают совершенной структурой, поэтому говорить об их кристаллической неоднородности, которая могла бы приводить к температурному размытию перехода, нет никаких оснований.

В работе [44] для определения величины скачка  $\Delta C/T_c$  при  $T = T_c$  измерения теплоёмкости проводились в магнитных полях величиной от 0 до 9 Тл. Поле  $H = 9$  Тл смещало переход в область низких температур, и величина скачка оценивалась по разностной кривой  $\Delta C(T)/T = C(T, H = 0)/T - C(T, H = 9 \text{ Тл})/T$  (рис. 4).

Важным результатом этих исследований явилось установление эмпирической связи между температурой перехода  $T_c$  и величиной скачка теплоёмкости пниктидов железа системы "122". Было найдено, что скачок теплоёмкости  $\Delta C/T_c \propto T_c^2$ , т.е. этот скачок определяется лишь температурой перехода  $T_c$  и не зависит ни от типа допирования (дырочный или электронный), ни от концентрации допанта (рис. 5). Эти результаты хорошо согласуются с результатами работы [45]. Полученные данные косвенно подтверждают предположение о том, что, как и в купратах, в пниктидах железа системы "122" обе величины (и скачок теплоёмкости, и  $T_c$ ) определяются одним и тем же параметром. Причина такой необычной зависимости  $\Delta C$  от  $T_c$  пока не ясна. Можно лишь надеяться, что будущие исследования позволят раскрыть физический механизм этой связи.

#### 5. Измерения характеристик микроконтактов "сверхпроводник – нормальный металл – сверхпроводник" (SNS)

Микроконтактная спектроскопия на образцах Gd-1111 проводилась двумя методами: 1) с помощью спектроскопии многократного андреевского отражения [46] одиночных микроконтактов "сверхпроводник – сужение – сверхпроводник" [47] (в которых сужение играло роль нормального металла) и 2) с помощью спектроскопии внутреннего многократного андреевского отра-

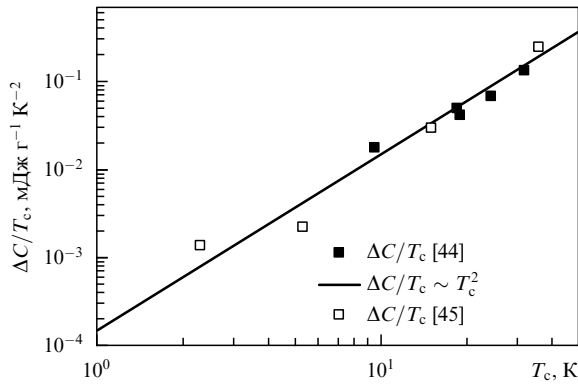


Рис. 5. Величина скачка теплоемкости  $\Delta C/T_c$  в зависимости от  $T_c$  для пниктидов железа типа "122". Тёмные квадраты — результаты работы [44], светлые квадраты — данные работы [45].

жения в стопочных контактах, нередко возникающих вследствие наличия ступеней и террас на чистых криогенных сколах слоистых кристаллов. Из синтезированных образцов, имеющих форму таблеток, вырезались тонкие прямоугольные пластинки ( $2 \times 1 \times 0,1$  мм<sup>3</sup>), которые помещались на измерительный столик микроконтактного спектрометра. Прецизионно контролируемым изгибом держателя при температуре 4,2 К в образце создавалась микротрещина. Детали техники измерений "контакт на микротрещине" (break-junction, BJ) подробно описаны в [48, 49].

На рисунке 6 приведены вольт-амперные характеристики  $I(V)$  и их производные  $dI(V)/dV$  и  $d^2I(V)/dV^2$ , измеренные для одиночного SNS-микроконтакта на поликристаллическом образце  $\text{GdO}_{0,88}\text{F}_{0,12}\text{FeAs}$  [50]. Приведённые симметричные  $I(V)$ -характеристики типич-

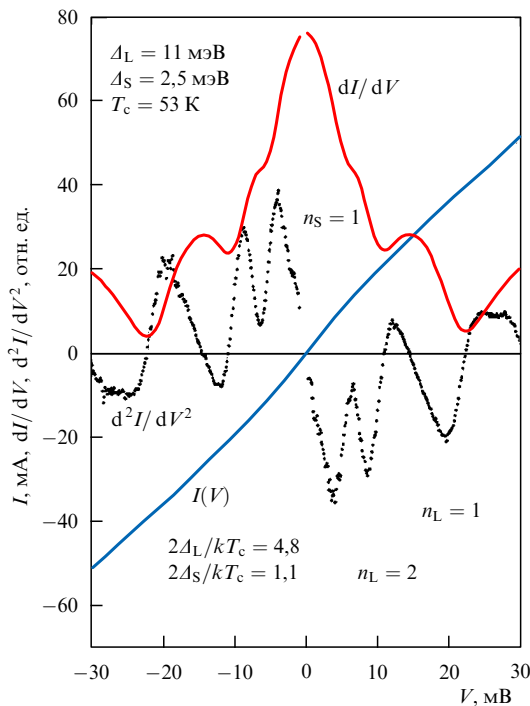


Рис. 6. Вольт-амперная характеристика  $I(V)$  и её производные  $dI(V)/dV$  и  $d^2I(V)/dV^2$  для одиночного SNS-контакта при  $T = 4,2$  К для образца  $\text{GdO}_{0,88}\text{F}_{0,12}\text{FeAs}$  [50].

ны для "чистых" SNS-микроконтактов с небольшим избыточным током [47, 51]. На рисунке 6 в дифференциальной проводимости  $dI(V)/dV$  видна серия провалов при напряжениях  $V = 22, 11$  и  $5$  мВ. В случае многократного андреевского отражения провалы должны возникать при значениях напряжений на SNS-контакте  $V_n = 2\Delta/en$  с целочисленными  $n = 1, 2, \dots$ . Таким образом, первые две особенности можно связать с  $n = 1, 2$  и оценить локальное значение сверхпроводящей щели  $2\Delta = 22$  мэВ. Для двухщелевого сверхпроводника можно ожидать две независимые субгармонические последовательности, отвечающие большой ( $\Delta_L$ ) и малой ( $\Delta_S$ ) щелям в спектре. Действительно, особенность при  $V \approx 5$  мВ на рис. 6 не соответствует ожидаемому напряжению 7,3 мВ для 3-й гармоники от большой щели и, следовательно, свидетельствует о наличии меньшей щели с энергией  $\approx 2,5$  мэВ.

Перенастраивая контакт на одном и том же образце в течение одного и того же низкотемпературного эксперимента, удавалось наблюдать различные  $I(V)$ -характеристики с серией особенностей, отвечающих большой щели, малой щели или даже обоим щелям. Ввиду мелкокристаллической структуры образца различные реализации микроконтактов давали некоррелированные значения щели и характеризовали локальные свойства сверхпроводящей фазы в различных точках. На рисунке 7 приведена сводка результатов измерений на большом числе микроконтактов. Как видно, измеренные значения напряжений  $V_n$  неплохо укладываются на две линейные зависимости от  $1/n_{L,S}$ . Таким образом, из полученных данных следует, что в сверхпроводящем  $\text{GdFeAsO}_{0,88}\text{(F}_{0,12})$  имеются две щели с энергиями  $\Delta_L = (10,5 \pm 2)$  мэВ и  $\Delta_S = (2,3 \pm 0,4)$  мэВ при  $T = 4,2$  К.

Используя измеренные значения щелей и  $T_c = (52,5 \pm 1)$  К, можно оценить отношение  $2\Delta/k_B T_c$ . Для большой щели из наших данных следует  $2\Delta_L/k_B T_c =$

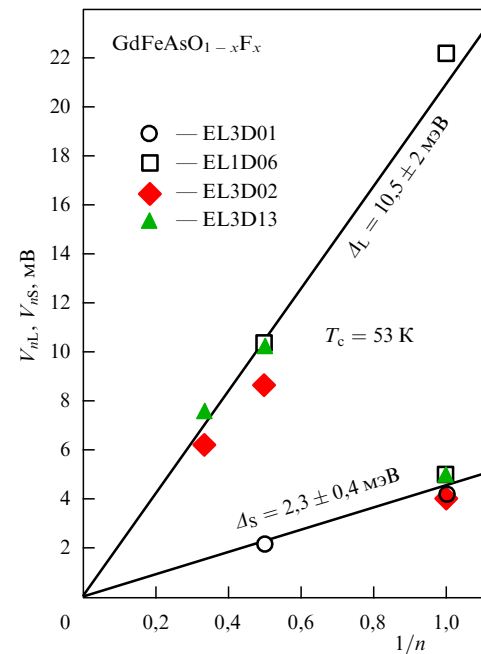


Рис. 7. Измеренные значения характеристических напряжений  $V_n = 2\Delta_{L,S}/en$  в зависимости от  $1/n_{L,S}$  для четырёх SNS-контактов, приготовленных методом "break-junction" при гелиевой температуре [50].



$= (4,8 \pm 1,0)$ , что превышает стандартное значение 3,52 в приближении слабой связи в теории БКШ для однозонного сверхпроводника; однако этот результат не противоречит режиму сильной связи модели БКШ. Что касается малой щели, то измеренное нами отношение  $2\Delta_S/k_B T_c$  составляет  $\approx 1$ , что намного меньше стандартного значения 3,52. Эта малость измеренной величины указывает на то, что более "слабая" сверхпроводимость при  $T > T_c^*$  (т.е. "собственной" критической температуры более слабого конденсата при отсутствии межзонного взаимодействия) может быть индуцирована внутренним эффектом близости в  $k$ -пространстве между двумя конденсатами в двух областях зоны Бриллюэна, при этом конденсат с большей щелью играет роль "ведущего". Подобная ситуация, как принято считать, реализуется, в частности, в  $MgB_2$  [48, 49] и  $LaO_{0,9}F_{0,1}FeAs$  [52].

Само существование большой сверхпроводящей щели с масштабом  $2\Delta_L/k_B T_c > 3,52$  в соединениях класса "1111"  $REOFeAs$  ( $RE = La, Sm, Nd$ ) подтверждается результатами туннельной спектроскопии с использованием техники "break-junction" [53, 54], S–N-микронтактной спектроскопии андреевского отражения (Point Contact Andreev Reflection, PCAR) [38, 40, 55–60], сканирующей туннельной спектроскопии (Scanning Tunneling Spectroscopy, STS) [39, 51] и фотоэлектронной спектроскопии с угловым разрешением [61]. До настоящего времени измерения щели в Gd-1111 проводились только в работе [50]. При сравнении результатов измерений щели в Gd-1111 и других сверхпроводниках этого класса, Sm-1111, Nd-1111 и Tb-1111, которые имеют близкие значения  $T_c$ , обнаруживается неплохое согласие значений  $2\Delta_L/k_B T_c$ , измеренных в [50], с данными STS [39], данными спектроскопии с помощью техники ВД [51] и с большинством PCAR-измерений [40, 58–60]. Однако в некоторых работах сообщалось о почти вдвое больших значениях щели [55, 56]. Что касается малой щели, то опубликованные экспериментальные значения отличаются друг от друга ещё больше, почти в три раза, как следует из сравнения, проведённого в работе [50]. Кроме того, в ряде работ малая щель вообще не наблюдалась, а в [50] сообщалось о возможности существования третьей щели с ещё меньшим значением,  $\approx 1$  мэВ. Таким образом, сегодня как симметрия параметра порядка, так и значения сверхпроводящих щелей в сверхпроводниках класса  $RE$ -1111 остаются вопросами, требующими дополнительной экспериментальной проверки.

Работа поддержана грантами РФФИ, РАН, Министерства образования и науки РФ.

## Список литературы

1. Пудалов В М *История науки и техники* (4) 81 (2009)
2. Пудалов В М, в сб. *Воспоминания о В.Л. Гинзбурге* (М.: Изд-во физико-математической литературы, 2011)
3. Kamihara Y et al. *J. Am. Chem. Soc.* **128** 10012 (2006)
4. Kamihara Y et al. *J. Am. Chem. Soc.* **130** 3296 (2008)
5. Takahashi H et al. *Nature* **453** 376 (2008)
6. Ren Z-A et al. *Europhys. Lett.* **82** 57002 (2008)
7. Садовский М В *УФН* **178** 1243 (2008) [Sadovskii M V *Phys. Usp.* **51** 1201 (2008)]
8. Ren Z A et al. *Chinese Phys. Lett.* **25** 2215 (2008)
9. Ren Z A et al. *Europhys. Lett.* **82** 57002 (2008)
10. Liu R H et al. *Nature* **459** 64 (2009); arXiv:0810.2694
11. Fischer T et al. *Phys. Rev. B* **82** 224507 (2010)
12. Rotter M, Tegel M, Johrendt D, arXiv: 0805.4630
13. Zhang J L et al., arXiv: 1101.3159
14. Borisenko S V et al. *Phys. Rev. Lett.* **105** 067002 (2010)
15. Khasanov R et al. *Phys. Rev. Lett.* **104** 087004 (2010)
16. Ogino H et al. *Appl. Phys. Express* **3** 063103 (2010); arXiv:1006.2367
17. Johnston D C *Adv. Phys.* **59** 803 (2010)
18. Ивановский А Л *УФН* **178** 1273 (2008) [Ivanovskii A L *Phys. Usp.* **51** 1229 (2008)]
19. Изюмов Ю А, Курмаев Э З *УФН* **178** 1307 (2008) [Izyumov Yu A, Kupmaev E Z *Phys. Usp.* **51** 1261 (2008)]
20. Zbiri M et al. *Phys. Rev. B* **79** 064511 (2009)
21. Yildirim T *Phys. Rev. Lett.* **101** 057010 (2008)
22. Yildirim T *Physica C* **469** 425 (2009)
23. Chen G F et al. *Phys. Rev. Lett.* **100** 247002 (2008)
24. Xiao Y et al. *Phys. Rev. B* **80** 174424 (2009)
25. Mazin I I et al. *Phys. Rev. Lett.* **101** 057003 (2008)
26. Kuroki K et al. *Phys. Rev. Lett.* **101** 087004 (2008)
27. Chubukov A V et al. *Phys. Rev. B* **78** 134512 (2008)
28. Mazin I I, Schmalian J *Physica C* **469** 614 (2009)
29. Eschrig H, Koepernik K, arXiv:0905.4844, v1
30. Kuchinskii E Z, Nekrasov I A, Sadovskii M V *Письма в ЖЭТФ* **91** 567 (2010) [*JETP Lett.* **91** 518 (2010)]
31. Ning F L et al. *Phys. Rev. Lett.* **104** 037001 (2010)
32. Michioka C et al., arXiv:0911.3729
33. Li Z et al. *J. Phys. Soc. Jpn.* **79** 083702 (2010); arXiv:1004.1688
34. Zhou Y-R et al., arXiv:0812.3295
35. Chen C-T et al. *Nature Phys.* **6** 260 (2010)
36. Fernandes R M et al. *Phys. Rev. B* **81** 140501(R) (2010)
37. van Heumen E et al. *Phys. Rev. Lett.* **106** 027002 (2011)
38. Chen T Y et al. *Nature* **453** 1224 (2008)
39. Millo O et al. *Phys. Rev. B* **78** 092505 (2008)
40. Wang Y-L et al. *Supercond. Sci. Technol.* **22** 015018 (2009); arXiv:0806.1986
41. Pan M H et al., arXiv:0808.0895
42. Khlybov E P et al. *Письма в ЖЭТФ* **90** 429 (2009) [*JETP Lett.* **90** 387 (2009)]
43. Karpinski J et al. *Physica C* **469** 370 (2009)
44. Гаврилкин С Ю и др. *ЖЭТФ* **137** 895 (2010) [Gavrilkin S Yu et al. *JETP* **110** 783 (2010)]
45. Bud'ko S L, Ni N, Canfield P C *Phys. Rev. B* **79** 220516(R) (2009)
46. Андреев А Ф *ЖЭТФ* **46** 1823 (1964) [Andreev A F *Sov. Phys. JETP* **19** 1225 (1964)]
47. Kümmel R, Günsenheimer U, Nicolisky R *Phys. Rev. B* **42** 3992 (1990)
48. Ponomarev Ya G *Solid. State Commun.* **129** 85 (2004)
49. Ponomarev Ya G et al. *Письма в ЖЭТФ* **79** 597 (2004) [*JETP Lett.* **79** 484 (2004)]
50. Shanygina T E et al. *Письма в ЖЭТФ* **93** 95 (2011) [*JETP Lett.* **93** 94 (2011)]
51. Aminov B A, Golubov A A, Kupriyanov M Yu *Phys. Rev. B* **53** 365 (1996)
52. Ponomarev Ya G et al. *Phys. Rev. B* **79** 224517 (2009)
53. Ekino T et al. *Physica C* **470** S358 (2010)
54. Sugimoto A et al. *Physica C* **470** 1070 (2010)
55. Daghero D et al. *Phys. Rev. B* **80** 060502(R) (2009)
56. Gonnelli R S et al. *Physica C* **469** 512 (2009)
57. Miyakawa N et al. *J. Supercond. Novel Magn.* **23** 575 (2010)
58. Tanaka M, Shimada D *J. Supercond. Novel Magn.* doi:10.1007/s10948-010-0869-7 (2010)
59. Yates K A et al. *New J. Phys.* **11** 025015 (2009)
60. Samuely P et al. *Supercond. Sci. Technol.* **22** 014003 (2009)
61. Kondo T et al. *Phys. Rev. Lett.* **101** 147003 (2008)