

КОНФЕРЕНЦИИ И СИМПОЗИУМЫ

**Современные проблемы физических наук**

*Научная сессия Отделения физических наук  
Российской академии наук, 16 ноября 2011 г.*

PACS number: 01.10.Fv

DOI: 10.3367/UFNr.0182.201206e.0649

16 ноября 2011 г. в конференц-зале Физического института им. П.Н. Лебедева Российской академии наук (РАН) состоялась научная сессия Отделения физических наук РАН.

Объявленная на web-сайте ОФН РАН [www.gpad.ac.ru](http://www.gpad.ac.ru) повестка заседания содержала следующие доклады:

1. **Щелев М.Я.** (Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Москва). *Пико-фемто-аттосекундная фотоэлектроника.*

2. **Далькаров О.Д.** (Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва). *Физика антитропонов низких энергий и антивещества.*

3. **Полухина Н.Г.** (Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва). *Достижения в ядерно-физических исследованиях на трековых детекторах и перспективы использования трековой методики в астрофизике, физике элементарных частиц и прикладных работах.*

4. **Веденеев С.И.** (Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва). *Высокотемпературные сверхпроводники в сверхсильных магнитных полях.*

Статьи, написанные на основе докладов 1, 3 и 4, публикуются ниже.

PACS numbers: 06.60.Jn, 07.07.Hj. 85.60.-q  
DOI: 10.3367/UFNr.0182.201206f.0649

**Пико-фемто-аттосекундная  
фотоэлектроника  
(взгляд через полувековую "лупу времени")**

М.Я. Щелев

**1. Введение**

Конец 40-х – начало 50-х годов прошлого столетия ознаменовался становлением нового направления в технической физике — пико-фемтосекундной электронно-оптической хронографии, физические основы которой были заложены именно в нашей стране трудами школы

**М.Я. Щелев.** Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН,  
Москва, РФ  
E-mail: m.schelev@ran.gpi.ru

Е.К. Завойского [1, 2]. Суть этого весьма информативного способа пространственно-временного анализа быстропротекающих процессов (БПП) заключается в применении электронно-оптических преобразователей (ЭОП), позволяющих конвертировать оптические изображения в фотоэлектронные, отличающиеся повышенной частотой информационного тракта, быстродействием внешнего фотоэффекта, безынерционностью управления электромагнитными полями и наличием средств цифровой обработки. На фотокатоде оптические изображения преобразуются в соответствующий фотоэлектронный аналог с последующим фокусированием, усилением и отклонением по выходному экрану ЭОП фотоэлектронных изображений, ограниченных в пространстве точкой или узкой щелью (камеры с точечной и/или щелевой (streak) развёрткой изображений, так называемые стрик-камеры). В 1949 г. Дж. Коуртни-Пратт [3, 4] в своих самых первых опытах по развёртке щелевых фотоэлектронных изображений в быстроменяющемся магнитном поле сумел зарегистрировать со скоростью развёртки  $3 \times 10^7$  см  $s^{-1}$  изображения отдельных фаз взрывающегося вещества с максимальным временным разрешением  $3 \times 10^{-10}$  с. Практически одновременно в Институте атомной энергии им. И.В. Курчатова Е.К. Завойский и С.Д. Фанченко с соавторами, используя отечественные многокамерные ЭОП типа УМИ-95, созданные М.М. Бутловым специально для целей высокоскоростной фотографии [5, 6], построили первую хронографическую камеру. На этой камере при скорости развёртки  $10^9$  см  $s^{-1}$  были зарегистрированы отдельные фазы свечения высокочастотного искрового разряда с максимальным временным разрешением  $10^{-11}$  с, причём за счёт многокаскадного усиления яркости ( $10^5$  –  $10^6$ ) регистрировался каждый отдельный фотоэлектрон, покидавший входной фотокатод. В 1961 г. этими же авторами был создан ЭОП типа УМИ-95В, в котором напряжённость поля у входного фотокатода была увеличена по сравнению с таковой в УМИ-95 на порядок величины (вплоть до  $0,6$  кВ  $mm^{-1}$ ), а скорость развёртки точечных фотоэлектронных изображений доведена до  $2 \times 10^{10}$  см  $s^{-1}$ , что обеспечивало техническое временное разрешение вплоть до  $5 \times 10^{-13}$  с [7]. Результаты этих уникальных экспериментов явились толчком к теоретическому осмыслению основ высокоскоростной электронно-оптической фотографии и установлению предела

её временного разрешения, оцениваемого величиной  $10^{-14}$  с [8–10].

Отечественные достижения в области пико-фемтосекундной электронно-оптической хронографии были по достоинству оценены А.М. Прохоровым [11]. При его всесторонней поддержке и активном участии М.М. Бутсловым и Б.М. Степановым и их сотрудниками во Всероссийском научно-исследовательском институте оптико-физических измерений (ВНИИОФИ) были начаты разработки нового поколения ЭОП с ускоряющей сеткой у фотокатода и сверхвысокочастотной (СВЧ) отклоняющей системой [12, 13]. Всматриваясь через полу万千юю лупу времени в историю развития лазерно-ориентированного электронно-оптического приборостроения в Физическом институте им. П.Н. Лебедева (ФИАН) – Институте общей физики им. А.М. Прохорова (ИОФ РАН), следует отметить, что начиная с 1960-х годов ЭОП верно служили лазерной физике, позволяя исследовать быстропротекающие процессы, изучение которых другими известными методами и средствами было недоступно, в то время как лазеры создавали надёжные ориентиры для развития ЭОП [14–17]. Одновременно с сокращением длительности излучения вновь создаваемых лазеров лейтмотивом этой работы было постоянное стремление улучшать временное разрешение ЭОП: 1968 г. —  $10^{-11}$  с, 1976 г. —  $7 \times 10^{-13}$  с, 2001 г. —  $2 \times 10^{-13}$  с, настоящее время — менее  $10^{-13}$  с. Наиболее заметные успехи в этом направлении были достигнуты при регистрации излучения титан-сапфирового лазера, когда экспериментально было реализовано временное разрешение  $(1,6\text{--}2) \times 10^{-13}$  с в стрик-режиме при скорости развёртки  $5 \times 10^{10}$  см с<sup>-1</sup> [18]. Итак, от момента создания первой стрик-камеры до сегодняшних дней временное разрешение ЭОП было улучшено более чем на три порядка величины. Однако совокупность технических трудностей, с которыми пришлось столкнуться в последние два десятилетия, существенно замедлила эту тенденцию и на практике не позволила приблизиться к предсказанному теоретическому пределу в  $10^{-14}$  с.

Новой вехой в экспериментальной реализации фемтосекундного временного разрешения в фотоэлектроннике стало наше предложение [19] по сжатию фотоэлектронных пучков в нестационарных фокусирующих полях. В эксперименте фотоэлектронный пучок с исходной длительностью  $7 \times 10^{-12}$  с был "сжат" до  $2,8 \times 10^{-13}$  с. Теоретические оценки показывают, что в нестационарных фокусирующих полях в принципе возможно формирование электронных пучков с аттосекундной ( $10^{-18}$  с) длительностью [20]. Такие пучки, помимо прямого использования в экспериментах по электронной дифракции с временным разрешением (Time-Resolved Electron Diffraction, TRED) [21–26], могут с успехом применяться для тестирования систем развёртки фотоэлектронных изображений в ЭОП, в конечном счёте определяющих предельную точность пространственно-временных измерений с фемтосекундным разрешением.

Ниже обсуждаются наиболее заметные результаты нашего продвижения за последнее десятилетие в области достижения временного разрешения в диапазоне  $10^{-12}$ – $10^{-13}$  с. На основе ранее накопленного потенциала [27, 28] делается попытка определить наиболее рациональные пути приложения будущих усилий в этом направлении.

## 2. На пути преодоления 100-фемтосекундного барьера в электронно-оптической стрик-фотографии

Подводя итоги развития электронно-оптической фотографии на пороге нынешнего, третьего, тысячелетия, 23-й Международный конгресс по высокоскоростной фотографии и фотонике, состоявшийся в Москве в ФИАНе в 1998 г., пришёл к выводу о том, что в режиме электронно-оптической хронографии полностью освоен пикосекундный диапазон [29]. Но при этом ещё острее встал вопрос: каково же предельное временное разрешение, которое могут обеспечить стрик-камеры в сегодняшнем реально востребованном физическом эксперименте, в частности, с применением современных лазеров, генерирующих оптические импульсы длительностью всего в несколько фемтосекунд?

Анализ показывает, что взятие этого последнего баррикады в электронно-оптической фотографии, т.е. достижение на практике временного разрешения в диапазоне  $10^{-13}$ – $10^{-14}$  с, требует решения целой совокупности практических задач. Перечислим некоторые из них.

1. Созданиеnanostructured, быстродействующих фотокатодов, чувствительных в спектральном диапазоне от мягкого рентгеновского до ближнего инфракрасного (ИК), с поверхностным сопротивлением несколько Ом на квадрат ( $\Omega/\square$ ).

2. Увеличение напряжённости электрического поля у фотокатода вплоть до  $30$ – $100$  кВ мм<sup>-1</sup>.

3. Уменьшение разброса начальных энергий фотоэлектронов вплоть до значений, составляющих 0,05–0,1 эВ с учётом смещения энергетических уровней в фотокатодных пленках толщиной 100–300 Å в режиме интенсивных ускоряющих полей, прикладываемых к промежутку "фотокатод–сетка" в фемтосекундных ЭОП.

4. Повышение фазовой скорости развёртки фотоэлектронных изображений по выходному приёмнику (люминесцентному экрану или электронно-чувствительной ПЗС-матрице (ПЗС — прибор с зарядовой связью)) до 3–10 скоростей света.

5. Улучшение, по крайней мере на порядок величины, отношения сигнал/шум в развёрнутых на экране ЭОП фотоэлектронных изображениях.

6. Создание безаберрационной оптики для отображения БПП на фотокатод ЭОП (пространственное разрешение не хуже 30–50 пар линий на 1 мм, время установления изображения — несколько фемтосекунд).

7. Минимизация шероховатостей поверхности подложки под фотокатодом вплоть до нанометрового уровня.

8. Реализация блока "фотокатод–сетка", позволяющего прикладывать к этому промежутку 10–50-киловольтные импульсы с субнаносекундной длительностью.

9. Оптимизация фокусирующей линзы с учётом aberrаций высших порядков, в том числе за счёт применения магнитной фокусировки и трансаксиальной оптики.

10. Замена отклоняющей и затворной систем конденсаторного типа СВЧ-системами типа "бегущей волны".

11. Использование наиболее совершенных усилителей яркости изображения, обеспечивающих коэффициент преобразования не менее  $10^4$ – $10^6$  при отношении сигнал/шум  $\geq 10$ –100.

12. Выбор сверхчувствительных и малошумящих систем ПЗС-считывания для цифровой обработки развёрнутых во времени изображений, в том числе за счёт применения электронно-чувствительных ПЗС-матриц,

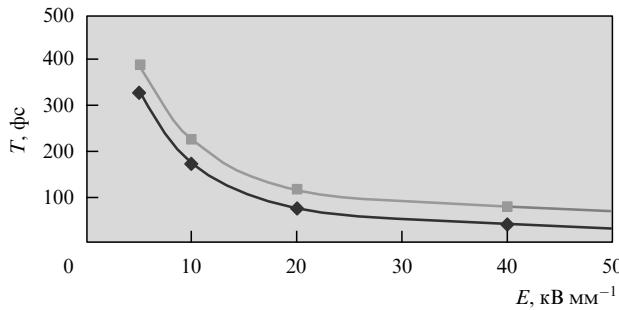


Рис. 1. Расчётоное временнóе разрешение ЭОП с трёхэлектродной фокусирующей линзой в зависимости от напряжённости поля у фотокатода: нижняя кривая — с учётом только хроматических aberrаций первого порядка, верхняя — с учётом aberrаций первого и второго порядков.

сводящих к минимуму потери информации на объективах и волоконно-оптических сочленениях.

Из перечисленного очевидно, что лобовая атака для достижения предельного ( $10^{-14}$  с) временнóе разрешения требует огромных усилий. Например, учёта только хроматических aberrаций первого порядка в фокусирующей линзе ЭОП (т.е. только разброса начальных скоростей фотоэлектронов, что было сделано в пионерских работах Е.К. Завойского), уже недостаточно для корректной [30] оценки временнóе разрешения ЭОП в диапазоне менее 200 фс (рис. 1). Как следует из рисунка, при учёте aberrаций только первого порядка повышение напряжённости поля у фотокатода в пять раз (от 5 до 25 кВ  $\text{мм}^{-1}$ ) должно улучшать временнóе разрешение также в пять раз (от 350 до 70 фс). Однако с учётом aberrаций второго порядка временнóе разрешение улучшается только в 3,5 раза (от 400 до 120 фс). Другими словами, увеличение только напряжённости поля у фотокатода от 25 до 50 кВ  $\text{мм}^{-1}$  практически не приводит к сколько-нибудь заметному улучшению временнóе разрешения. Причина — во влиянии aberrаций высших порядков, для компенсации которых нужно повышать энергию пучка, несущего информацию о входном изображении.

Наши более чем десятилетние усилия по разработке и испытанию фемтосекундных ЭОП нового поколения с импульсным питанием промежутка фотокатод–сетка подтвердили эти умозаключения. В 2001 г. на исследовательско-технологической базе отдела фотоэлектроники ИОФ РАН был разработан, изготовлен и испытан ЭОП типа ПВ-ФС (рис. 2а) [31] с экспериментально измеренным временнóем разрешением, приближавшимся к 160 фс. На рисунке 2в показана хронограмма исходного 120-фемтосекундного импульса от Ti:Sa-лазера (800 нм) при входной интенсивности  $(1-5) \times 10^3$  Вт  $\text{см}^{-2}$ , разёрнутого на экране ЭОП типа ПВ-ФС при фазовой скорости щелевой разёртки  $5 \times 10^{10}$  см  $\text{с}^{-1}$  и напряжённости электрического поля у фотокатода 13 кВ  $\text{мм}^{-1}$ . При этом чувствительность фотокатода на длине волн 800 нм составляла 0,5 мА Вт $^{-1}$ , ширина зазора фотокатод–сетка 0,47 мм, ускоряющее напряжение на промежутке фотокатод–сетка около 6 кВ.

В очередной модификации этого ЭОП была использована изменённая конфигурация блока фотокатод–сетка в виде сосредоточенной ёмкости. В трубке ПВ-ФС-М [32] формировался низкоомный (1–5 Ом/□) серебряно-кислородно-цезиевый фотокатод, чувствительный в спектральном диапазоне 115–1550 нм, и были оптими-

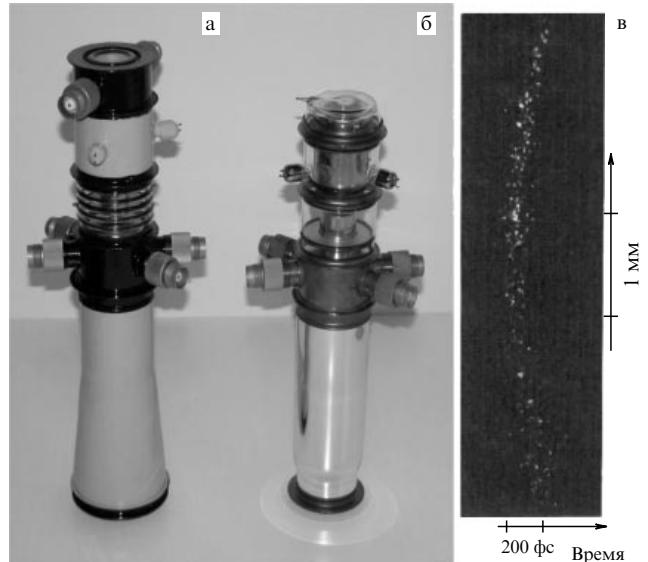


Рис. 2. Фемтосекундные ЭОП: ПВ-ФС с коаксиально-полосковой (а) и ПВ-ФС-М с ёмкостной (б) конфигурациями блока фотокатод–сетка. Хронограмма разёрнутого на экране ПВ-ФС лазерного импульса с исходной длительностью (по автокоррелятору) 120 фс (в).

зированы системы развёртки и затвора фотоэлектронных изображений (рис. 2б). Компьютерные оценки с учётом aberrаций высших порядков для этой конфигурации ЭОП давали максимальное временнóе разрешение 97 фс в центре фотокатода и 320 фс на расстоянии 3 мм от центра при напряжённости поля у фотокатода более 40 кВ  $\text{мм}^{-1}$  (15-киловольтные, 2-наносекундные импульсы должны были прикладываться к 0,35-миллиметровому промежутку фотокатод–сетка). Дальнейшие численные эксперименты с ЭОП ПВ-ФС-М показали, что максимальное временнóе разрешение может быть улучшено ещё в полтора-два раза, но при условии, что к промежутку фотокатод–сетка будет прикладываться весь ускоряющий потенциал величиной не менее 25–30 кВ. Этот результат ещё раз наглядно подтверждает важность учёта временных aberrаций высших порядков.

На трубках ПВ-ФС и ПВ-ФС-М были построены экспериментальные макеты фемтосекундных стриккамер [33]. Они были снабжены специально разработанной проецирующей оптикой с фемтосекундным временным установления изображений БПП в плоскости фотокатода, благодаря учёту дисперсии групповых скоростей в линзах проецирующих объективов. Субнаносекундные импульсные схемы управления, созданные для этих камер, обеспечивали задержку срабатывания 10 нс при нестабильностях  $\pm 5$  пс и максимальную фазовую скорость линейной ( $\pm 5\%$ -ная нелинейность по времени) развёртки щелевых фотоэлектронных изображений, вплоть до  $10^{11}$  см  $\text{с}^{-1}$ .

Динамические испытания экспериментальных макетов камер проводились с помощью 10-, 35- и 120-фемтосекундных Ti:Sa-лазеров при максимальной плотности входной мощности на фотокатоде  $(1-5) \times 10^3$  Вт  $\text{см}^{-2}$  (причём для регистрации изображений входной щели в статическом режиме было достаточно плотности мощности  $\sim 10^{-7}-10^{-8}$  Вт  $\text{см}^{-2}$ ). При размерах входной щели на фотокатоде 30 мкм  $\times$  5 мм и чувствительности фотокатода на длине волн 800 нм около 0,4 мА Вт $^{-1}$  в формировании развёрнутых во

времени изображений участвовало примерно 400–2000 фотоэлектронов. В итоге регистрируемые на экране ЭОП изображения состояли из отдельных светящихся точек, причём при условии, что система последующего отображения проанализированных во времени эзопограмм обеспечивала надёжную фиксацию каждого фотоэлектрона, покинувшего входной фотокатод. Памятуя о том, что именно кулоновское расталкивание накладывает ограничение на количество электронов в пространственно-разрешающем элементе (не более 1–10 электронов для достижения временного разрешения  $10^{-14}$  с), приходится констатировать, что для повышения точности измерений с использованием фемтосекундных стриккамер необходимо проводить наложение (суммирование) хронограмм вдоль направления щели.

### 3. Фотоэлектронные пушки с нестационарными фокусирующими полями — прорыв в фемтосекундной фотоэлектронике

Обращаясь к физическим принципам, лежащим в основе функционирования ЭОП, напомним, что его фотокатод с высокой степенью точности преобразует пространственно-временные оптические изображения БПП в соответствующие фотоэлектронные аналоги. Подтверждением этому является линейность фотоотклика по интенсивности, равная шести порядкам величины, причём считается, что сам акт фотоэмиссии длится не более нескольких фемтосекунд. Более того, плоскости оптического и фотоэлектронного изображений совпадают в пространстве с точностью до нескольких сотен ангстрем (толщина фотокатодной пленки 100–300 Å).

В первом ЭОП, появившемся в начале 1930-х годов в Германии и получившем название "стакан Холста" [34], фотоэлектроны распространялись от фотокатода к экрану в однородном (ускоряющем) электрическом поле. Пространственное разрешение  $\Delta R$  в таком ЭОП (всего несколько пар линий на 1 мм) принципиально ограничивалось аберрациями первого порядка:

$$\Delta R = 2d \sqrt{\frac{\varepsilon_r}{u}},$$

где  $\varepsilon_r$  — радиальная составляющая начальной энергии фотоэлектронов,  $u$  — ускоряющий потенциал,  $d$  — расстояние от фотокатода до сетки. Важным результатом исследований О. Шерцера [35], Л.А. Арцимовича [36] и др. по фокусировке фотоэлектронных изображений в ЭОП стало применение неоднородных статических электромагнитных полей, в которых пространственные аберрации первого порядка могли быть обращены в нуль в плоскости фокусировки (плоскости Гаусса). После этого диаметр кружка рассеяния электронов опреде-

ляется аберрациями высших порядков. Эффект от использования неоднородных фокусирующих полей превзошёл все ожидания. Пространственное разрешение ЭОП было многократно улучшено — до нескольких десятков пар линий на 1 мм.

Возник вопрос: возможно ли по аналогии с пространственной фокусировкой фотоэлектронных изображений в неоднородных электростатических полях осуществить временную фокусировку (т.е. уменьшение длительности) фотоэлектронных пучков в нестационарных электрических полях? В известном смысле аналогами здесь являются некоторые типы СВЧ-приборов, использующих эффект группировки электронов, а также времяпролётные масс-спектрометры. На основе теоретического и компьютерного анализа М.А. Монастырский с соавторами показали [19], что в специальном нестационарном фокусирующем поле (например, в поле гиперболического электронного зеркала) можно полностью устранить временную хроматическую aberrацию первого порядка. Эта aberrация, которая является неустранимой в статических фокусирующих полях, описывается знаменитой формулой Завойского–Фанченко:

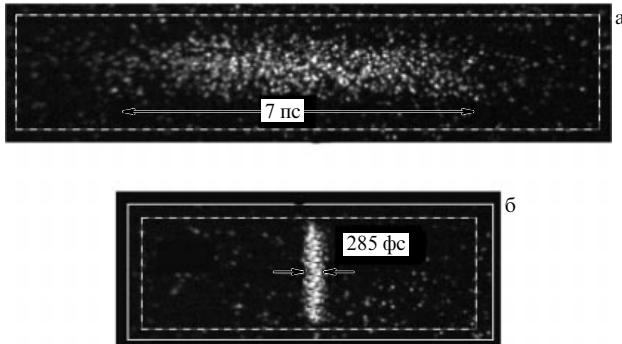
$$\Delta T_{\text{chr}} = \sqrt{\frac{2m}{e}} \frac{\sqrt{\varepsilon}}{E},$$

где  $m$  и  $e$  — масса и заряд электрона,  $E$  — напряжённость электрического поля вблизи поверхности фотокатода,  $\varepsilon$  — полуширина энергетического распределения фотоэлектронов, покидающих фотокатод. Эффект временного сжатия фотоэлектронных пучков обеспечивается тем, что зависящее от времени электрическое поле вносит дополнительный разброс по энергиям в пучок электронов, так что частицы, находящиеся на заднем фронте пучка, начинают двигаться быстрее частиц, находящихся на его переднем фронте. Спустя некоторое время "задние" частицы догоняют "передние", и в этот момент длительность электронного пучка становится минимальной, что и определяет положение временного фокуса. Важное преимущество использования нестационарных фокусирующих полей состоит в том, что эффекты пространственного заряда могут быть существенно (на порядок величины) компенсированы посредством оптимального выбора амплитуды и крутизны нестационарных фокусирующих полей.

В отделе фотоэлектроники ИОФ РАН с применением разработанных сотрудниками отдела пакетов прикладных программ ELIM/DYNAMICS [37, 38] и MASIM 3D [39] был рассчитан, спроектирован и изготовлен экспериментальный образец фемтосекундной фотоэлектронной пушки, показанный на рис. 3а [40]. Уникальность этой



Рис. 3. Фемтосекундная фотоэлектронная пушка (а), многофункциональное устройство ЭОП–фотоэлектронная пушка (б) и его геометрическая конфигурация (в).



**Рис. 4.** Хронограмма развёрнутого на экране фотоэлектронной пушки лазерного импульса длительностью 7 пс (а) и хронограмма того же импульса после сжатия его до длительности 285 фс в нестационарных фокусирующих полях (б).

пушки состоит в том, что в ней впервые в истории электронно-оптического приборостроения была реализована возможность осуществлять временну́ю и пространственную фокусировку фотоэлектронных пучков одновременно! Наши многочисленные эксперименты, проведённые с разработанной фотоэлектронной пушкой, подтвердили возможность многократного (в 25–50 раз) сжатия фотоэлектронных пучков. На рисунке 4а в качестве примера приведена хронограмма исходного 7-пикосекундного лазерного импульса, длительность которого была уменьшена до 285 фс (рис. 4б) в фокусирующем поле пушки (амплитуда фокусирующего импульса 960 В при крутизне  $2,4 \times 10^{12}$  В с<sup>-1</sup>, скорость развёртки  $8,4 \times 10^{10}$  см с<sup>-1</sup>).

Следующим шагом в освоении фемтосекундного временну́го диапазона явилось наше предложение по созданию многофункционального фотоэлектронного устройства, совмещающего в себе функции и фемтосекундного ЭОП, и фемтосекундной фотоэлектронной пушки для исследования атомно-молекулярной динамики вещества методами дифракции электронов "на про- свет" (TRED). Такое гибридное устройство было смоделировано, сконструировано, изготовлено и испытано в режиме статического включения. Структура электродов гибридного устройства приведена на рис. 3в, а его общий вид представлен на рис. 3б. В режиме времязаписывающего ЭОП расчётное временное разрешение устройства составляет 110 фс. При подаче на электрод временну́й фокусировки 8-киловольтного импульса, линейно нарастающего в течение 0,5 нс, исходный 110-фемтосекундный пучок электронов "сжимается" до 35-фемтосекундного. Значит, уже сегодня с помощью такого прибора в режиме фотоэлектронной пушки можно сформировать пучок электронов с длительностью в несколько десятков фемтосекунд, а затем развернуть его на экране ЭОП и тем самым ответить на вопрос о предельной точности измерения столь коротких сигналов методами электронно-оптической хронографии.

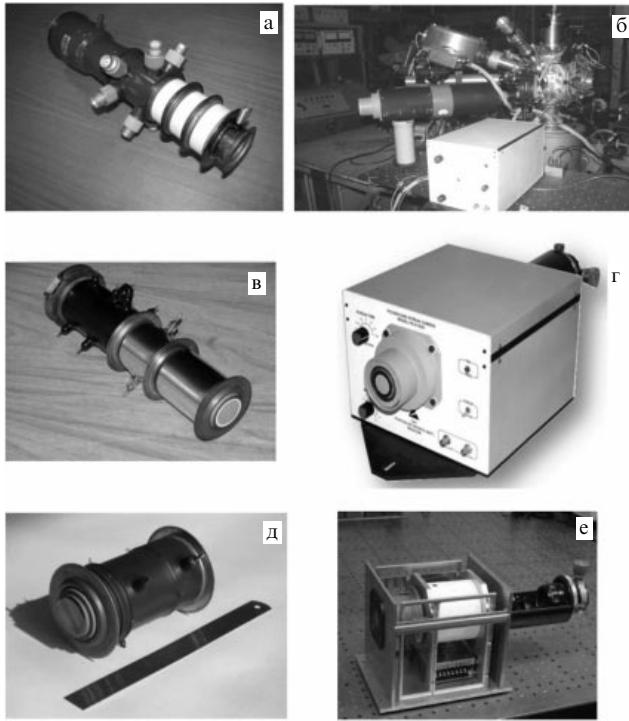
Сказанное выше даёт право утверждать, что Институту общей физики РАН принадлежит приоритет в разработке аберрационной теории пространственно-временну́й фокусировки фотоэлектронных пучков в нестационарных электрических полях. Получено прямое обобщение формулы Завойского–Фанченко для случая нестационарных фокусирующих полей и показано, что применение таких полей позволяет по крайней мере на порядок превзойти (т.е. уменьшить вплоть до нескольких

долей фемтосекунды) теоретический предел временну́го разрешения, обусловленный хроматическими аберрациями ЭОП со статическими фокусирующими полями. Проведённые с помощью изготовленных экспериментальных образцов фемтосекундных фотоэлектронных пушек измерения полностью подтвердили результаты теоретических расчётов. В 2007 г. цикл работ отдела фотоэлектроники по созданию теории и экспериментальной реализации фемтосекундной фотоэлектронной пушки получил наивысшую оценку на конкурсе научных работ, посвящённом 25-летию образования ИОФ РАН.

#### 4. Инновационная пико-фемтосекундная фотоэлектроника

Инновационная деятельность и особенно многолетний опыт международного сотрудничества ИОФ РАН практически со всеми ведущими зарубежными научными центрами и фирмами, специализирующимися в области сверхскоростного электронно-оптического приборостроения [41], позволили сохранить от развода нашу собственную исследовательско-технологическую базу, поддержание которой в современных реалиях уже не обеспечивалось бюджетным финансированием. Выдающаяся роль в завоевании рынка пикосекундной электронно-оптической продукции принадлежала легендарному отечественному ЭОП типа ПВ001 [42]. Этот ЭОП был разработан Г.И. Брюхневичем и В.А. Миллером с соавторами во ВНИИОФИ в середине 1970-х годов, и на него получены авторское свидетельство [43], а также патенты США, Великобритании, Франции, Нидерландов, Японии. ПВ001 впитал в себя всё лучшее, что было реализовано М.М. Бутсловым и его школой в непревзойдённых отечественных приборах серии ПИМ–УМИ, в том числе снабжённых ускоряющей сеткой. На УМИ-93М нами ещё в 1976 г. было реализовано временное разрешение 0,7 пс [44]. ЭОП типа ПВ-001, изготовленные в нескольких тысячах экземпляров, стали основой для мелкосерийных камер ЭОК-2М и ЭОК-3 [45], выпущенных Специальным конструкторским бюро (СКБ) физического приборостроения для Государственного оптического института им. С.И. Вавилова (ГОИ), а также в знаменитых многосерийных камерах ВНИИОФИ типа "Агат" [12, 13]. В результате нашего научно-технического сотрудничества с фирмами Hamamatsu (Япония), Hadland-Photonics, Specialized Imaging (Англия), Cordin (США), Thomson-CSF (Франция), Optronis (Германия), V-Tek (Южная Корея) и др. на основе трубок серии ПВ были разработаны и изготовлены хорошо зарекомендовавшие себя пикосекундные стрик-камеры, например протиражированная в нескольких сотнях экземпляров британская камера "Имакон-500" [46]. В 2008 г. на трубке ПВ-003Р (рис. 5а) с двухкомпонентным фотокатодом, чувствительным как в видимом, так и в мягком рентгеновском диапазонах, в отделе фотоэлектроники по заказу ФИАНы была изготовлена 10-пикосекундная стрик-камера (рис. 5б).

Другим примером нашей инновационной деятельности является ЭОП типа ПИФ-01, разработанный в ИОФ РАН В.П. Дегтярёвой с соавторами в 1984 г. и тиражируемый до сих пор в десятках экземпляров на собственной исследовательско-технологической базе (рис. 5в) [47, 48]. С использованием ПИФ-01 В.И. Лозовым с сотрудниками была построена пикосекундная электронно-оптическая камера модели PS-1/S1 (рис. 5г), выгодно



**Рис. 5.** Инновационные разработки отдела фотоэлектроники ИОФ РАН: (а) ЭОП ПВ-003Р [12, 13] с двухкомпонентным фотокатодом (Au + CsSb), чувствительным в видимом (360–650 нм) и мягким рентгеновском (0,1–1 нм) спектральных диапазонах, (б) построенная на его базе 10-пикосекундная камера, работающая в стрик-режиме и однокадровом режиме (показана встроенной в установке для экспериментов по лазерному управляемому термоядерному синтезу в ФИАНе); (в) ЭОП ПИФ-01 с вводным фотокатодом; (г) пикосекундная электронно-оптическая камера (ЭОК) PS1/S1 на базе ПИФ-01; (д) бессеточный ЭОП ПФ-М с большим полем фотокатода; (е) малогабаритная ЭОК типа "многоканальный осциллограф" на базе ПФ-М.

отличающаяся от зарубежных аналогов высоким временным разрешением в режиме щелевой развёртки ( $1 \pm 0,2$ ) пс при скорости развёртки  $(1-2) \times 10^{10}$  см  $\text{с}^{-1}$  и напряжённости поля у фотокатода  $3-4$  кВ  $\text{мм}^{-1}$ , широким диапазоном спектральной чувствительности (350–1300 нм), малыми временем ( $< 15$  пс) и нестабильностью ( $\pm 10$  пс) срабатывания. Более десяти таких камер ИОФ РАН поставил заказчикам (ФИАН, Институт физики полупроводников СО РАН, Институт прикладной физики РАН, Институт высоких температур РАН, Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН (ИРЭ) и др.). Совместно со специалистами ИРЭ РАН сотрудниками отдела фотоэлектроники ИОФ РАН Н.С. Воробьёвым, П.Б. Горностаевым, А.В. Смирновым, В.И. Пелипенко, Е.В. Шашковым и др. были осуществлены эксперименты по паспортизации технических параметров этой камеры с целью определения её пригодности для прецизионных пикосекундных измерений в области физики полупроводников [49]. Результаты этих испытаний позволили заметно улучшить эксплуатационные параметры последующих камер и подтвердили эффективность отечественных разработок, в том числе с точки зрения их стоимости (в 2–3 раза более низкой, чем стоимость аналогичной иностранной продукции). Кстати, трубка ПИФ-001 была успешно использована в коммерческой стрик-камере модели 173, до сегодняшнего дня производимой американской фирмой "Cordin" [50].

К числу востребованных разработок отдела фотоэлектроники относятся также пикосекундные бессеточные ЭОП с большим рабочим полем фотокатода (диаметр не менее 20–25 мм): ПВ-001-В, ПФ-01, ПФ-М. Например, бессеточный ЭОП типа ПВ-001-В с мультищелочным (200–850 нм) фотокатодом, имеющим диаметр рабочего поля 25 мм, был установлен в многоканальный вариант камеры "Имакон-500", используемый в Ливерморе на установке NIF (National Ignition Facility). ЭОП ПФ-01 был специально разработан нами для использования в стрик-канале многокадровой камеры "Имакон-468" британской фирмы Hadland Photonics. В 1999 г. эта камера была удостоена высшей королевской награды за технологическое совершенство [51]. Подобные камеры, будучи состыкованными со спектральными приборами или с большим числом световолоконных датчиков, требуют протяжённой щели для увеличения количества укладываемой вдоль неё пространственной информации, одновременно анализируемой во времени.

На недавно разработанных бессеточных трубках ПФ-М (рис. 5д), имеющих размер входного поля фотокатода  $4 \times 20$  мм, пространственное разрешение не менее 30 пар линий на 1 мм, а временное — не хуже 50 пс, в отделе фотоэлектроники ИОФ РАН Ю.Н. Сердюченко построил макет универсальной стрик-камеры (рис. 5е), работающей в широком временному диапазоне скоростей развёрток — от 10 пс до 50 мкс на экран. Камера, построенная на трубке ПФ-М и микроканальном усилителе яркости ЭП-10, отличается малыми габаритами ( $20 \times 20 \times 35$  см) и незначительным весом (менее 5 кг). Есть все основания полагать, что подобная инновационная разработка благодаря своей невысокой себестоимости могла бы, наконец, послужить основой для массового тиражирования. При цене, сравнимой с ценой хорошего осциллографа, одна такая камера могла бы заменить несколько сотен осциллографов благодаря возможности одновременного анализа множества каналов, определяемого числом пространственно-разрешаемых элементов, укладывающихся по высоте щели.

## 5. Заключение

На пути дальнейшего продвижения к освоению фемтоаттосекундного временного диапазона в фотоэлектронике хотелось бы расставить следующие приоритеты. Любое фотоэлектронное устройство начинается с фотокатода, поэтому углублённое изучение природы внешнего фотоэффекта, создание быстродействующих и высокочувствительных фотокатодов, работающих в широком спектральном диапазоне в условиях интенсивных ускоряющих полей у их поверхности, — задача первостепенной важности. Считается, что в используемых нами классических Ag–O–Cs (S1)-фотокатодах собственно фотоэффект определяется вероятностью туннелирования неравновесных фотоэлектронов через потенциальный барьер, образованный активирующим слоем [52–55]. При изготовлении такой фотокатод формируется в результате реакции  $\text{Ag}_2\text{O} + 2\text{Cs} \rightarrow 2\text{Ag} + \text{Cs}_2\text{O}$ . В нём наночастицы серебра размером 10–50 нм окружены диполями ионов  $\text{Cs}^+$  и  $\text{Cs}^+ - \text{O}^- - \text{Cs}^+$  (дипольный слой составляет несколько нанометров), которые снижают работу выхода до 0,1–1 эВ при засветке видимым и инфракрасным излучением. Фотоэмиссия обусловлена возбуждением в наночастицах поверхностных плазмонов, а чувствительность в ИК-диапазоне определяется

размерами, формой и распределением наночастиц на поверхности. Транспорт фотоэлектронов из толщи фотокатода к поверхности отсутствует. Время фотоэмиссии — это время прохождения плазменной волны через наночастицу. Если размер наночастиц  $\sim 10$  нм, а скорость плазменной волны  $\sim 2 \times 10^8$  см  $s^{-1}$ , то время фотоэмиссии составляет не более 5 фс. Это означает, что для надёжной регистрации фотоэлектронных пакетов такой длительности требуется дальнейшее совершенствование фокусирующих и отклоняющих систем ЭОП. Такую работу можно осуществить только на основе углублённых теоретических и компьютерных исследований современных времязаписывающих ЭОП с учётом практических возможностей их последующего макетирования и мелкосерийного изготовления на существующей исследовательско-технологической базе ИОФ РАН. Сохранение и развитие уникального теоретического потенциала отдела фотоэлектроники является абсолютно необходимым условием для решения сегодняшних задач фемтосекундной фотоэлектроники.

Наряду с целесообразностью форсирования работ по совершенствованию уже имеющихся фемтосекундных ЭОП серии ПВ-ФС, заслуживает пристального внимания и скорейшего практического внедрения наше недавнее предложение по использованию трансаксиальных линз для фокусировки "щелевых" изображений. Параodoxальность ситуации с момента реализации щелевой развёртки в 1949 г. заключается в том, что практически во всех времязаписывающих ЭОП используются фокусирующие линзы с аксиальной симметрией. И это объясняется тем, что исходные приборы ночного видения, так же как и их последующие аналоги, специально разработанные для целей высокоскоростной фотографии (например, ПИМ-3), предназначались для отображения двумерных изображений, т.е. они могли использоваться и для покадровой съёмки, и для щелевой развёртки.

Справедливости ради надо отметить, что ещё в 1988 г. в рамках совместных исследований с находившимся тогда в ИОФ РАН китайским стажером, а теперь академиком, Х. Ниу, мы разработали конструкцию 50-фемтосекундного ЭОП с плоско-параллельной фокусирующей линзой конденсаторного типа [56, 57]. С использованием этих наработок был изготовлен и испытан ЭОП под названием БЩВ [58]. Такой ЭОП, который работал только с входными изображениями в виде щели, сразу показал обнадёживающие результаты. В частности, на нём было экспериментально реализовано временное разрешение  $5 \times 10^{-13}$  с

при скорости развёртки  $1,7 \times 10^{10}$  см  $s^{-1}$  и напряжённости поля у фотокатода 6 кВ  $mm^{-1}$ .

В отделе фотоэлектроники в 2010 г. Д.Э. Гринфельдом была осуществлена компьютерная проработка новейшей конфигурации фемтосекундного ЭОП, основанного на использовании трансаксиальных фокусирующих линз (рис. 6а, б). Подобный ЭОП позволяет создавать острофокусированные электронные пучки при практически неограниченной протяжённости рабочего поля фотокатода вдоль щели. Так, при напряжённости поля у фотокатода 4 кВ  $mm^{-1}$  расчётное временное разрешение такого ЭОП не хуже 0,45 пс при пространственной фокусировке 1–20 мкм в двух взаимно перпендикулярных направлениях.

Дальнейшей активизации требуют и наши оригинальные исследования по сжатию фотоэлектронных пучков в нестационарных фокусирующих полях, тем более что для достижения теоретического предела здесь остаётся ещё два-три порядка величины, а не один, как в случае электронно-оптической хронографии. Очень перспективным направлением представляется разработка фемтосекундной фотоэлектронной пушки с коррекцией aberrаций второго и высших порядков посредством использования последовательно установленных систем сжатия электронных пучков в быстроменяющихся импульсных электрических полях с дополнительными фокусирующими магнитными линзами (рис. 6в). Наши расчёты [59], проведённые в том числе в рамках проекта РФФИ совместно с немецкими коллегами из Института Макса Планка, подтверждают практическую возможность формирования электронных пучков длительностью в несколько сотен аттосекунд (рис. 6г). Такие пучки в пределе могут быть сфокусированы на мишени в пятно диаметром несколько сотен нанометров.

Что касается инновационной деятельности, то на сегодня, помимо ЭОП (ПВ-001, ПВ-ФС, ПИФ-01, ПФ-01, ПФ-М и др.), полностью готовыми к мелкосерийному выпуску являются: пикосекундная камера PS-1/S1 и малогабаритная камера осциллографического типа на трубке ПФ-М. Последняя разработка, если найдётся достойный спонсор, может, наконец, составить серьёзную конкуренцию самым быстродействующим осциллографам.

Для реализации всех перечисленных планов требуется надёжно и бесперебойно функционирующая исследовательско-технологическая цепочка, созданная в ИОФ РАН по инициативе А.М. Прохорова ещё в 1989 г. и до

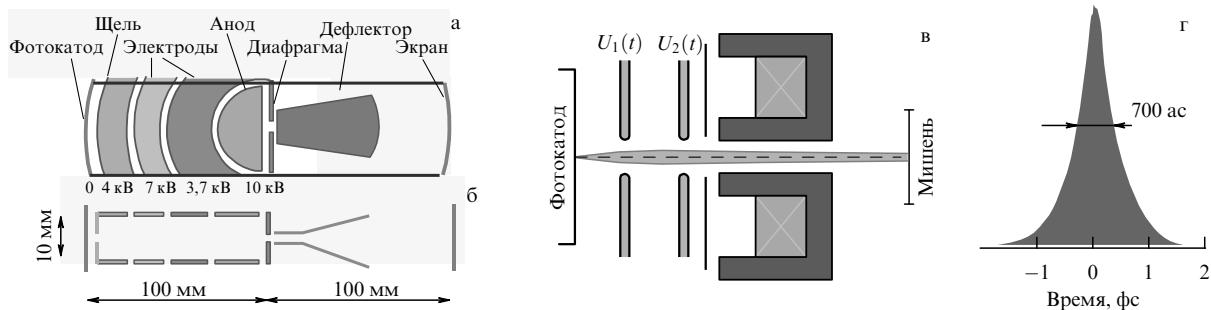


Рис. 6. Конструкция фемтосекундного ЭОП на трансаксиальных линзах: (а) вид сверху вдоль щели, (б) вид сбоку (поперёк щели). (в) Схема фотоэлектронной пушки с коррекцией aberrаций второго порядка;  $U_1$ ,  $U_2$  — быстроменяющиеся импульсные электрические поля. (г) Сжатие 50-фемтосекундного фотоэлектронного пучка до длительности 700 ас (компьютерное моделирование).

сих пор существующая благодаря поддержке дирекции ИОФ РАН во главе с И.А. Щербаковым. В функции этой цепочки входят: разработка и поддержание пико-фемтосекундных лазерных установок, предназначенных для динамической калибровки ЭОП и фотоэлектронных пушек; создание программного обеспечения и компьютерное моделирование электронно-оптических систем фокусировки и отклонения; конструирование, развитие технологии и изготовление экспериментальных образцов ЭОП, а также фотоэлектронных пушек и камер на их основе; проведение статических и динамических испытаний разрабатываемых фотоэлектронных приборов с последующей отработкой методики их применения в физическом эксперименте. Сохранение, поддержание и развитие для будущих поколений существующего в ИОФ РАН исследовательско-технологического потенциала в области сверхскоростной фотоэлектроники — достойнейшая из задач!

В заключение автор сердечно благодарит всех сотрудников отдела фотоэлектроники за их преданность данному научному направлению. Особой благодарности заслуживают С.В. Андреев, Г.И. Брюхневич, Н.С. Воробьев, В.П. Дегтярева, М.А. Монастырский, Е.А. Кузьменко и А.В. Смирнов за помощь в подготовке данной рукописи к печати.

## Список литературы

1. Завойский Е К, Фанченко С Д *ДАН СССР* **100** 661 (1955)
2. Завойский Е К, Фанченко С Д *ДАН СССР* **108** 218 (1956)
3. Courtney-Pratt J S *Research* **2** 287 (1949)
4. Courtney-Pratt J S *Photogr. J. B* **92** 137 (1952)
5. Бутслов М М *Успехи научной фотографии* (6) 76 (1959)
6. Butslsov M M и др., in *Proc. IV Intern. Congress on High-Speed Photography, Cologne*, 1958, p. 230
7. Фанченко С Д *Приборы и техника эксперимента* (1) 5 (1961)
8. Zavoisky E K, Fanchenko S D *Appl. Opt.* **4** 1155 (1965)
9. Завойский Е К, Фанченко С Д "Высокоскоростная фотография с экспозицией  $10^{-9}$ – $10^{-14}$  сек. на основе применения электронно-оптических преобразователей", Препринт (Москва: ИАЭ им. И. В. Курчатова, 1966)
10. Завойский Е К, Фанченко С Д *ДАН СССР* **226** 1062 (1976) [Zavoiskii E K, Fanchenko S D *Sov. Phys. Dokl.* **21** 107 (1976)]
11. Прохоров А М *Вестник РАН* **73** 483 (2003) [Prokhorov A M *Herald Russ. Acad. Sci.* **73** 249 (2003)]
12. Иванов В С и др., в сб. *Оптико-электронные измерения* (Под ред. В С Иванова) (М.: Университетская книга, 2005) с. 430
13. Брагин Б Н и др., в сб. *Оптико-электронные измерения* (Под ред. В С Иванова) (М.: Университетская книга, 2005) с. 462
14. Щелев М Я *Квантовая электроника* **31** 477 (2001) [Schelev M Ya *Quantum Electron.* **31** 477 (2001)]
15. Щелев М Я *Квантовая электроника* **33** 609 (2003) [Schelev M Ya *Quantum Electron.* **33** 609 (2003)]
16. Щелев М Я *Квантовая электроника* **37** 927 (2007) [Schelev M Ya *Quantum Electron.* **37** 927 (2007)]
17. Щелев М Я *Квантовая электроника* **41** 577 (2011) [Schelev M Ya *Quantum Electron.* **41** 577 (2011)]
18. Прохоров А М и др. *Квантовая электроника* **32** (4) 283 (2002) [Prokhorov A M et al. *Quantum Electron.* **32** 283 (2002)]
19. Monastyrski M A et al. *Proc. SPIE* **4948** 305 (2003)
20. Vartak S D, Lawandy N M *Optics Commun.* **120** 184 (1995)
21. Mourou G, Williamson S *Appl. Phys. Lett.* **41** 44 (1982)
22. Mourou G et al. *Proc. SPIE* **0348** 313 (1982)
23. Zewail A H *Science* **242** 1645 (1988)
24. Zewail A H *Sci. Am.* **263** (12) 76 (1990)
25. Zewail A H *J. Phys. Chem.* **100** 12701 (1996)
26. Williamson J C et al. *Nature* **386** 159 (1997)
27. Щелев М Я *Труды ФИАН* **155** 3 (1985)
28. Щелев М Я *УФН* **170** 1002 (2000) [Schelev M Ya *Phys. Usp.* **43** 931 (2000)]
29. Fanchenko S D *Proc. SPIE* **3516** 15 (1998)
30. Monastyrski M A, Andreev S V, Tarasov V A *Proc. SPIE* **2869** 92 (1996)
31. Degtyareva V P et al. *Proc. SPIE* **4948** 281 (2003)
32. Ageeva N V et al. *Proc. SPIE* **7126** 71261B (2008)
33. Losovoi V et al. *Proc. SPIE* **4948** 297 (2003)
34. Holst G et al. *Physica* **1** 297 (1934)
35. Scherzer O *Z. Phys.* **101** 593 (1936)
36. Арцимович Л А *Изв. АН СССР Сер. физ.* **8** 313 (1944)
37. Monastyrski M A, Andreev S V *Proc. SPIE* **2869** 92 (1996)
38. Andreev S V et al. *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A* **427** (1–2) (1999)
39. Greenfield D E et al., in *Software Demonstrations, Intern. Conf., Cambridge, UK, 2006, Abstract Book*, p. 23
40. Andreev S V et al. *Proc. SPIE* **6279** 62797O (2006)
41. Прохоров А М, Щелев М Я *Труды ФИАН* **155** 233 (1985)
42. Брюхневич Г И и др., в сб. *14-й Международ. конгресс по высокоскоростной фотографии и фотонике, Москва, 19–24 окт. 1980, Тезисы докладов* (М., 1980) с. 170
43. Брюхневич Г И и др., Авт. свид. № 13535 от 14 ноября 1980 г. с приоритетом от 5 апреля 1978 г.
44. Брюхневич Г И др. *Письма в ЖТФ* **2** 1009 (1976) [Bryukhnevich GI et al. *Sov. Tech. Phys. Lett.* **2** 396 (1976)]
45. *Квантовая электроника* **7** 2060 (1980) [Sov. J. Quantum Electron. **10** 1198 (1980)]
46. Vorob'ev N S et al. *Proc. SPIE* **1032** 16 (1988)
47. Degtyareva V P et al. *Proc. SPIE* **491** 239 (1984)
48. Degtyareva V P et al. *Proc. SPIE* **1801** 44 (1992)
49. Агеева Н Н и др. *Приборы и техника эксперимента* (4) 108 (2011) [Ageeva N N et al. *Instrum. Exp. Tech.* **54** 548 (2011)]
50. Nebeker S, Prokhorov A M, Schelev M Ya *Laser Focus World* (12) 125 (1991)
51. "Imacon 468", Technical brochure, Hadland Photonics, UK (1998)
52. Нолле Э Л, Щелев М Я *Письма в ЖТФ* **30** (8) 1 (2004) [Nolle É L, Schelev M Ya *Tech. Phys. Lett.* **30** 304 (2004)]
53. Нолле Э Л, Щелев М Я *ЖТФ* **75** (11) 136 (2005) [Nolle E L, Schelev M Ya *Tech. Phys.* **50** 1528 (2005)]
54. Nolle E L, Khavin Yu B, Schelev M Y Proc. SPIE **5580** 424 (2005)
55. Нолле Э Л и др. *УФН* **177** 1133 (2007) [Nolle É L *Phys. Usp.* **50** 1079 (2007)]
56. Niu H et al. *Proc. SPIE* **1032** 79 (1988)
57. Niu H et al., Авт. свид. № 1626989 от 8 октября 1990 г. с приоритетом от 20 июня 1988 г.
58. Prokhorov A M, Schelev M Ya *SPIE* **1359** 280 (1990)
59. Greenfield D E et al. *Proc. SPIE* **7126** 71260D (2008)

PACS numbers: 14.60.Pq, 29.40.Gx, **29.50.+v**  
DOI: 10.3367/UFNr.0182.201206g.0656

## Достижения в ядерно-физических исследованиях на трековых детекторах и перспективы использования трековой методики в астрофизике, физике элементарных частиц и прикладных работах

Н.Г. Полухина

Представлен краткий обзор результатов ядерно-физических исследований, выполненных с помощью трековых детекторов. О преимуществах и перспективах трековой методики в физике элементарных частиц, нейтринной физике, астрофизике и других областях рассказывается на примере результатов работ на комплексе ПАВИКОМ (Полностью Автоматизированный Измерительный КОМплекс) Физического института им. П.Н. Лебедева РАН (ФИАН). Уникальный комплекс ПАВИКОМ, удовлетворяющий лучшим мировым стандартам для трековых детекторов, успешно работает около десяти лет. Обсуждаются результаты исследований по поиску прямого рождения таинственного нейтрино в пучке мюонных

Н.Г. Полухина. Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва, РФ. E-mail: poluhina@sci.lebedev.ru

нейтринно в рамках крупного международного эксперимента OPERA (*Oscillation Project with Emulsion-tRacking Apparatus*). В ФИАНе на ПАВИКОМ реализована возможность сканирования ядерных эмульсий детектора OPERA, что позволяет российским физикам участвовать в обработке и анализе данных этого эксперимента. Приводятся спектры сверхтяжёлых элементов в галактических космических лучах, полученные при измерениях треков ядер в кристаллах оливинов из метеоритов: зарегистрированы ядра с зарядами в диапазоне  $105 < Z < 130$ . Сообщается о перспективах использования трековой методики, например, для работ по нейтринной физике (поиск двойного бета-распада) и прикладных работ по мюонной радиографии (неразрушающий контроль крупных строительных объектов, поиск полезных ископаемых и др.).

Трековые детекторы широко используются в физике элементарных частиц на протяжении очень многих десятилетий. В трековых детекторах регистрация элементарных частиц сопровождается появлением наблюдаемых следов (треков), повторяющих траекторию движения элементарной частицы. Это пузырьковые и искровые камеры, ядерные эмульсии, кристаллы хлористого серебра и травимые твердотельные трековые детекторы [1–14]. Такая популярность и столь продолжительная жизнь методики трековых детекторов не случайна и обусловлена целым рядом их достоинств: уникально высоким пространственным разрешением, наглядностью восстановления пространственной картины взаимодействия частиц, относительной простотой и дешевизной, способностью накапливать информацию в течение длительного времени и др.

Началом развития методики стали работы А. Беккереля [1–3] 1896 г. Первыми трековыми детекторами были обычные фотографические пластиинки — А. Беккерель открыл естественную радиоактивность, обнаружив полностью засвеченные фотопластиинки, лежавшие в непрозрачном материале вместе с флуоресцирующим уранил-сульфатом калия.

В так называемой камере Вильсона используется конденсация жидкости из пересыщенного пара (при подходящих условиях ионизация, произведённая в веществе заряженной частицей, может вызвать в нём фазовый переход). Прибор был изобретён в 1912 г. Ч. Вильсоном [4], в течение многих лет изучавшим физику образования облаков в атмосфере. Пузырьковая камера была изобретена и усовершенствована в начале 1950-х годов Д. Глазером [6] (используется перегретая жидкость, вскипающая вблизи центров зародышеобразования, которыми служат локальные участки энерговыделения ( $\geq 0,1$  кэВ) на траектории частицы в перегретой жидкости). Камеры Вильсона и пузырьковые камеры тоже позволяют непосредственно наблюдать следы частиц. Это означает, что положение частицы может быть определено с точностью до размера капли или пузырька, т.е. с точностью примерно до 1 мм.

Одной из первых областей применения трековых детекторов было определение зарядового спектра ядерного компонента первичного космического излучения [15, 16]. В исследованиях тяжёлого компонента первичных космических лучей использовались стопки ядерных эмульсий [17]. Преимущества трековых детекторов как интегральных приборов, накапливающих информацию в условиях малых потоков частиц, использовались не

только в аэростатных, но и в спутниковых экспериментах с космическими лучами [18]. Проводилось долговременное облучение на спутнике стопки полимерных трековых детекторов для исследования спектров космических ядер с целью получения информации о процессах нуклеосинтеза и длине свободного пробега космических ядер в межзвёздной среде [19]. В 1970-х годах самыми распространёнными трековыми детекторами являлись пузырьковые и искровые камеры [20]. Например, с их помощью определены многие свойства странных частиц: масса, время жизни, спин, чётность [21]. Большое число экспериментов с камерами было посвящено изучению резонансных состояний частиц и исследованию слабых взаимодействий [22–25]. Благодаря трековым детекторам были открыты ядерные распады и реакции, а также новые частицы (позитрон, мюон, заряженные пионы, странные и очарованные частицы).

Таким образом, трековые детекторы сыграли выдающуюся роль в развитии ядерной физики благодаря наглядности и возможности получения исчерпывающей пространственной картины изучаемых процессов. Это подтверждается целой серией Нобелевских премий:

1903 г. — А. Беккерель;

1927 г. — Ч. Вильсон;

1936 г. — В. Гесс, за открытие космических лучей. В составе его аппаратуры были фотопластиинки и стробоскопы;

1950 г. — С.Ф. Пауэлл, за разработку фотографического метода исследования ядерных процессов и открытие мезонов;

1960 г. — Д. Глазер, за изобретение и усовершенствование пузырьковой камеры;

1962 г. — Л. Альварес, за открытие множества резонансных состояний, ставшее возможным благодаря использованию водородных пузырьковых камер;

1992 г. — Ж. Шарпак, за многопроволочную пропорциональную камеру.

В таблице 1 приведены сравнительные характеристики трековых детекторов. Стоит отметить, что термодинамические детекторы (камера Вильсона и пузырьковая камера) сейчас уже почти не применяются, но зато появляются новые виды трековых детекторов, например полупроводниковые, которые по пространственному разрешению пока уступают только ядерным фотоэмulsionям. Ядерная эмульсия используется в экспериментах по физике частиц на протяжении многих десятилетий. Столь продолжительная жизнь методики, безусловно, связана с упоминавшимся уникально высоким простран-

Таблица 1. Характеристики различных детекторов

Детектор	Пространственное разрешение, мкм	Временное разрешение	Время восстановления
Ядерная фотоэмulsionия	1	—	—
Камера Вильсона	1000	10 мс	10 с
Пузырьковая камера	10–150	10 мкс	50 мс
Искровая камера	100	1 мкс	1 мс
Пропорциональная камера	50–300	2 нс	200 нс
Стримерная камера	300	2 мкс	100 мс
Дрейфовая камера	50–300	2 нс	100 нс
Полупроводниковый детектор	2	10 нс	10 нс

ственным разрешением и возможностью разделения треков частиц. Ни один из известных детекторов элементарных частиц не может обеспечить пространственное разрешение, которое даёт эмульсия: при размере зерна 0,3–1,0 мкм отклонение зёрен от восстановленной траектории движения частицы в среднем не превышает 0,8 мкм и при определённых условиях может составлять 0,2 мкм. Использование двусторонней эмульсии позволяет достигать точности в определении углов лучшей, чем 1 мрад. Кроме того, ядерная фотоэмульсия позволяет определить целый ряд других характеристик частиц: энергию, заряд, массу, импульс, а также даёт возможность проводить экспозиции в отсутствие экспериментатора и изучать реакции со сложными топологиями распадов. Ядерная фотоэмульсия — чрезвычайно "ёмкий" детектор. Наши коллеги из Нагойского университета [26] отметили, что DVD-диск может содержать информацию объёмом до 8,5 Гб, в то время как на двустороннюю пластину ядерной фотоэмульсии можно записать 556 Гб информации (оценивался объём информации на пластине размером 10 см × 12 см: с двух сторон на майларовую основу толщиной 200 мкм наносятся 50-микрометровые слои эмульсии, такие пластины используются в детекторе эксперимента OPERA). К недостаткам ядерной эмульсии следует отнести отсутствие временной привязки — регистрируются все частицы, прошедшие через неё. Это приводит к регистрации значительного числа фоновых частиц и уменьшает время допустимой экспозиции, например, на ускорителе.

Сейчас трудно найти такую область науки и техники, в которой не использовались бы трековые детекторы. Такие детекторы широко применяются в физике высоких энергий, физике космических лучей, реакторной физике, металлургии, геологии, археологии, медицине, биологии, исследованиях метеоритов и образцов лунных пород.

Например, данные об энергетическом спектре нейтронов от реактора получают с помощью нейтронных дозиметров, содержащих делящиеся слои и трековые детекторы [27]. С использованием трековых детекторов получают информацию о распространении важнейших с радиологической точки зрения  $\alpha$ -излучающих природных ядер инертных газов  $^{222}\text{Rn}$  и  $^{230}\text{Rn}$  (соответственно от распадов  $^{238}\text{U}$  и  $^{232}\text{Th}$ ), которые, диффундируя из твёрдого тела (из горных пород или конструкционных материалов), попадают в атмосферу и могут создать опасный уровень радиации [28]. Контроль времени облучения радоном шахтёров на урановых рудниках проводится с использованием полосок нитрата целлюлозы, закрепляемых на шахтёрских шлемах [29]. Метод регистрации  $\alpha$ -частиц от радонового газа использовался для предсказания землетрясений, поскольку, как было замечено, повышение сейсмической опасности в период, предшествующий землетрясениям, часто сопровождается возникновением трещин и напряжений, при этом выделяется большее количество радона от содержащихся в земной коре урана и тория [30]. Трековая методика также применяется при изучении процессов обмена в тропосфере, где в качестве индикатора используется радон [31]. Трековые детекторы используются в пучках отрицательных пионов в радиотерапии для изучения событий с высокими линейными потерями энергии [32, 33].

Простота трековых детекторов — их существенное преимущество. Однако это преимущество можно реализовать только при наличии эффективных средств извле-

чения содержащейся в детекторах информации. Обработка данных трековых детекторов, проводившаяся оператором на оптических микроскопах вручную, требовала огромных затрат труда и времени. Скорость измерений при этом оказывалась невысокой, что определяло низкую статистику обработанных событий. Кроме того, при таких измерениях достаточно велика вероятность появления трудно улавливаемых ошибок, поэтому результаты измерений плохо поддавались проверке на возможные сбои, возникающие при обработке материала (например, потери измерителями следов частиц и другие ошибки). Поэтому одновременно с методикой детектирования развивались также методы автоматизации измерений [34–42].

Полная автоматизация измерений в трековых детекторах стала возможной после появления приборов с зарядовой связью (Charge-Coupled Device, CCD), в которых CCD-камеры используются для регистрации и оцифровки оптических изображений, что привело к созданию микропроцессорно-ориентированных систем для автоматической обработки треков частиц в детекторах. Распознавание треков частиц и восстановление их пространственного положения в этих системах выполняется компьютерами по специально разработанным программам. Всё это позволило провести полную автоматизацию обработки для исключения изнурительного визуального труда микроскопистов. При измерениях в таком автоматическом режиме оцифрованные изображения следов заряженных частиц и ядер в эмульсии, полученные с помощью CCD-камер, вводятся в компьютеры, математическое обеспечение которых позволяет производить поиск, распознавание и изучение треков. Такой автоматизированный метод измерений в трековых детекторах значительно ускоряет процесс обработки данных, позволяя обрабатывать большие массивы экспериментальных данных и существенно увеличивать статистику событий для широкого круга экспериментов, что ранее было практически нереальным.

Совокупность достоинств ядерной фотоэмульсии, главное из которых — уникально высокое пространственное разрешение, и полная автоматизация измерений привели к появлению многих экспериментов, использующих большое количество ядерной фотоэмульсии, например: CHORUS (CERN Hybrid Oscillation Research apparatus) — 770 кг ядерной фотоэмульсии; DONUT (Direct Observation of the NU Tau) — 200 кг; OPERA — 100 т.

Ни одна из производимых промышленностью систем для автоматического анализа изображений не была сконструирована специально для обработки данных, получаемых с помощью детекторов с протравленными треками. Это заставляло исследователей либо создавать собственные системы обработки, либо самостоятельно дорабатывать или приспособливать коммерческие системы для своих целей. При этом необходимо решить две основные задачи: первая — выделение объектов с уровнем потемнения, большим заданного, вторая — распознавание особенностей формы объектов. Заметим, что автоматическое распознавание треков в эмульсии существенно отличается от аналогичной процедуры для других визуальных детекторов: для эмульсий автоматизированное восстановление проникающих треков частиц осуществляется на основе нескольких томографических изображений на разных глубинах [43]. Существуют два разных подхода к автоматизации измерений — европей-

ский и японский. В японской системе многие этапы обработки и распознавания изображений заложены в специальный микрочип, и поэтому можно обрабатывать эмульсии со скоростью до  $75 \text{ см}^2 \text{ ч}^{-1}$  (эмульсии из детектора эксперимента OPERA). Обладая чрезвычайно высоким быстродействием и высокой эффективностью распознавания треков, японская система вместе с тем имеет существенный недостаток: при изменении условий эксперимента и/или характеристик эмульсии требуются дорогостоящая разработка и изготовление нового процессора. В отличие от этого в автоматизированных системах для обработки трековых детекторов, используемых в Европе, основная часть обработки изображения (скорость обработки  $20 \text{ см}^2 \text{ ч}^{-1}$ ) выполняется специальным программным обеспечением, что делает эти системы более гибкими в смысле адаптации к разным условиям задач.

В мире работает более 50 автоматизированных микроскопов для обработки данных от трековых детекторов. Такой автоматизированный комплекс мирового уровня — ПАВИКОМ — существует и в ФИАНе. Комплекс состоит из трёх микроскопов (на рис. 1 представлен один из трёх микроскопов ПАВИКОМ). Эти микроскопы, так же как и микроскопы в европейских системах, сконструированы с ориентацией главным образом на возможности программного обеспечения. Ни один из микроскопов ПАВИКОМ не был полностью произведён промышленностью, многие элементы конструкции были разработаны и сделаны в ФИАНе или собраны из комплектующих разных производителей (высокоточная немецкая механика, швейцарская видеотехника, японская оптика; точность перемещения микроскопного столика 0,5 мкм при диапазоне перемещений до 80 см, скорость обработки — до 500 кадров в 1 с). Для того чтобы оценить столь высокую точность механического перемещения столика, достаточно вспомнить, что толщина человеческого волоса — 50 мкм. Изначально комплекс создавался для обработки материалов эксперимента ФИАН в ЦЕРНе — EMU-15 (EMU — от англ. EMUlsion) [39, 44–49], в котором эмульсионная камера,

включающая в себя свинцовую мишень толщиной 0,4 мм с последующей стопкой из 38 слоёв фотоэмulsionии, облучалась пучком ядер свинца с энергией 158 ГэВ/нуклон. Однако универсальность и потенциально большие аппаратные возможности комплекса ПАВИКОМ, предусмотренные при его создании, позволили использовать его для существенно более широкого круга задач [49]. На ПАВИКОМ обрабатываются практически все известные типы твердотельных трековых детекторов. Это и ядерные эмульсии, и рентгеновские пленки, и полимерные детекторы CR-39 и др. Сотрудники примерно десяти российских и нескольких иностранных институтов совместно с французской группой ПАВИКОМ проводят обработку и анализ экспериментальных данных. Фактически ПАВИКОМ используется в режиме центра коллективного пользования, и в этом смысле он не имеет аналогов в мире. Ниже очень кратко рассказывается о результатах, полученных на ПАВИКОМ, и подробнее — о двух основных направлениях исследований в настоящее время и планах на будущее.

**Эксперимент EMU-15.** В эксперименте ФИАНа EMU-15 в ЦЕРНе, где в качестве детектора использовалась ядерная фотоэмulsionия, основной целью являлся поиск возможных сигналов образования кварк-глюонной плазмы при сверхвысоких температурах и сверхплотных состояниях материи. В EMU-15 использовалось 16 эмульсионных камер в форме цилиндра длиной 260 мм и диаметром 95 мм. Каждая камера содержала тонкую (400 мкм) свинцовую мишень и 38 слоёв ядерной фотоэмulsionии (каждый толщиной 50 мкм), нанесённых на майларовую подложку толщиной 25 мкм. Один слой эмульсии находился непосредственно перед мишенью, остальные размещались за мишенью. Общая толщина каждой камеры составляла всего 0,07 каскадных длин, что крайне важно при регистрации центральных столкновений ядер свинца очень высокой энергии, в которых генерируются несколько тысяч вторичных частиц. Камера помещалась в поперечное магнитное поле напряжённостью 2 Тл таким образом, чтобы плоскости мишени и ядерных фотоэмulsionий были перпендикулярны пучку. Суммарное число ядер Pb при облучении каждой из 16 фотоэмульсионных камер составляло примерно  $10^4$ . В каждой камере было обнаружено около 10 центральных Pb—Pb-взаимодействий с множественностью вторичных частиц более 1000 (критерием отбора таких событий служит большая множественность вторичных заряженных частиц и отсутствие фрагментов с зарядом  $Z \geq 2$ ).

Разработанные для этого эксперимента методы обработки изображений и поиска микротреков позволили впервые в России [50] произвести в автоматизированном режиме поиск треков вторичных заряженных частиц в центральных ядро-ядерных взаимодействиях с множественностью  $> 1500$  в ядерной фотоэмulsionии. Для автоматизированной обработки треков в ядерной эмульсии потребовалось создание программного обеспечения для управления передвижением столика микроскопа, видеосъёмки изображений, их анализа и восстановления геометрической картины разлёта вторичных заряженных частиц. Результат восстановления геометрии разлёта частиц после ядро-ядерного взаимодействия — псевдобыстротное распределение вторичных частиц, которое затем подробно анализировалось с помощью различных математических методов.



**Рис. 1.** Автоматизированный микроскоп ПАВИКОМ-3: оптическая система "Nikon"; прецизионный стол "miCos" (перемещение по осям:  $X = 120 \text{ мм}$ ,  $Y = 120 \text{ мм}$ ,  $Z = 30 \text{ мм}$ ; точность измерения координат 0,5 мкм); CMOS-видеокамера "Mikrotron MC-1310" (глубина цвета до 10 бит; размер изображения  $1280 \times 1024$  пикселей, скорость — до 500 кадров в секунду) (CMOS — от англ. Complementary-symmetry/Metal-Oxide-Semiconductor — комплементарная логика на транзисторах металл–оксид–полупроводник); рабочая станция, плата оцифровки и обработки изображений "Matrox Odyssey XPro".

Анализ распределения вторичных частиц в фазовом пространстве составлял основную задачу исследования, так как позволял сделать заключение о динамике процесса. Сделать это непросто, даже если измеряются только углы вылета частиц (полярный и азимутальный), поскольку число вторичных частиц иногда превышает 1000. Задача сводилась к распознаванию образов, созданных на плоскости мишенной диаграммы таким количеством точек. Вейвлет-анализ позволил решить эту задачу. При обработке данных EMU-15 для двумерного вейвлет-анализа спектров частиц впервые был использован вейвлет Добеши. Результат этого анализа продемонстрирован на примере исследования внутренней структуры разлёта вторичных частиц локально и на разных масштабах. Показано, что на распределении вторичных заряженных частиц по псевдобыстроте коррелированные группы имеют тенденцию располагаться в виде кольца вокруг центра диаграммы. Это соответствует группировкам частиц при постоянном полярном угле, т.е. фиксированной псевдобыстроте. Механизм возникновения этих структур в сильных взаимодействиях может быть объяснён либо аналогом черенковского излучения (глюоны выступают как аналог фотонов), либо возникновением ударных волн Маха [39, 51, 52]. Оба указанных механизма имеют сходную природу — возникновение излучения при движении тела в среде со скоростью, превышающей фазовую скорость распространения возмущения в этой среде.

Наиболее значимым признаком существования кольцевых структур является присутствие двух пиков в псевдобыстротном распределении (рис. 2). При этом на плоскости мишенной диаграммы видны кольцевые структуры [51]. Таким образом, результаты обработки данных EMU-15 подтвердили несимметричный характер распределения по азимутальному углу вторичных заряженных частиц в сочетании с пиками по псевдобыстроте в индивидуальном событии. Это свидетельствует об особенностях разлёта, вызываемых многочастичными корреляциями, появление которых, в частности, ожидалось при сравнительно небольшом числе испущенных черенковских глюонов в каждом кольце. Стоит отметить, что впервые в физике высоких энергий при обработке данных EMU-15 для анализа особенностей распределения вторичных заряженных частиц и их локализации было использовано вейвлет-преобразование [39, 48, 52].

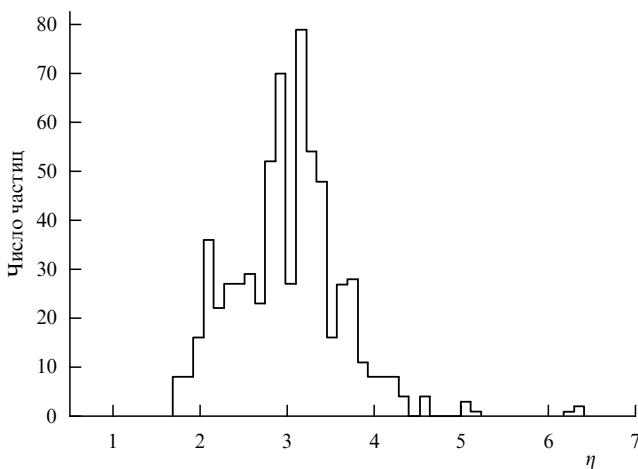


Рис. 2. Распределение псевдобыстро́т вторичных заряженных частиц  $\eta = -\ln(\tan \theta/2)$ , где  $\theta$  — угол между направлением трека и осью события, в одном из событий (условное обозначение события 5c15e) эксперимента EMU-15 после автоматизированной обработки.

**Эксперимент RUNJOB** (RUssia – Nippon JOint Bal-lon). Одним из пользователей комплекса ПАВИКОМ была коллаборация RUNJOB (Научно-исследовательский институт ядерной физики им. Д.В. Скobelцына Московского государственного университета им. М.В. Ломоносова (НИИЯФ МГУ), ФИАН, семь японских университетов). С целью изучения поэлементных энергетических спектров первичного космического излучения в рамках российско-японского эксперимента RUNJOB с 1995 г. по 1999 г. было проведено десять успешных полётов высотных автоматических аэростатов с эмульсионными камерами на борту общей продолжительностью 1440 ч в среднем на высоте 32 км [53–58]. Камеры имели сложную слоистую структуру с несколькими десятками слоёв фоточувствительных детекторов (рентгеновской пленки и ядерной эмульсии), слоями углерода или стали в мишени, а также слоём свинца в тонком калориметре. Обработка фоточувствительных слоёв проводилась четырьмя группами в России и Японии. Использование ПАВИКОМ дало возможность российским физикам на равных с японскими коллегами участвовать в обработке экспериментального материала. Созданное программное обеспечение для автоматического сканирования и анализа микроизображений позволило обрабатывать большие площади ( $0,5 \text{ м}^2$ ) фоточувствительных материалов с высоким пространственным разрешением (более 7 мкм на 1 пиксель) и большой скоростью ( $16 \text{ см}^2 \text{ мин}^{-1}$ ). Коллаборацией RUNJOB были получены результаты по спектрам протонов, ядер гелия, ядер группы CNO, железа по спектру всех частиц, проведено сравнение с данными других экспериментов, в том числе эксперимента ATIC (Advanced Thin Ionization Calorimeter), при этом не было обнаружено заметных разногласий в пересекающейся области энергий. Показано, что спектры протонов и ядер гелия имеют близкие показатели и не проявляют заметного укручения в области энергий до 1 ГэВ на частицу. RUNJOB признан одним из самых успешных аэростатных экспериментов и весьма широко цитируется в мире.

**Проект "Беккерель".** Изучение процессов фрагментации лёгких радиоактивных ядер, а также получение обзорной информации по зарядовым состояниям вторичных частиц при фрагментации промежуточных и тяжёлых ядер являлось целью исследований в рамках эксперимента "Беккерель" (Объединённый институт ядерных исследований (ОИЯИ)). Обработка на ПАВИКОМ ядерных эмульсий, облучённых лёгкими релятивистскими ядрами  $\text{He}^4$ ,  $\text{Li}^6$ ,  $\text{Li}^7$ ,  $\text{Be}^7$ ,  $\text{B}^{10}$ ,  $\text{C}^{12}$ ,  $\text{N}^{14}$ ,  $\text{O}^{16}$ ,  $\text{Ne}^{22}$ ,  $\text{Mg}^{24}$  и  $\text{Si}^{28}$ , полученными на нуклонроне ОИЯИ, с энергией выше 1 ГэВ/нуклон, позволила выявить образовавшиеся в процессе дифракционной диссоциации кластеры вторичных частиц и исследовать характеристики частиц даже внутри узко колимированных кластеров. При этом были определены особенности фрагментации лёгких ядер, измерены отношения и вероятности их распадов по различным каналам [44, 59–65].

**Проект "Энергия плюс трансмутация".** Крупный международный проект "Энергия плюс трансмутация" выполнялся также в ОИЯИ на базе ускорителя "Нуклонрон". Ускорители заряженных частиц с энергиями  $\gtrsim 1 \text{ ГэВ}$ , созданные в своё время для фундаментальных исследований в области ядерной физики, могут использоваться для создания на их базе интенсивных импульсных источников нейтронов и экспериментальных уста-

новок для исследования электроядерного способа производства энергии и изучения трансмутации радиоактивных отходов атомной энергетики. В 1999 г. в ОИЯИ в рамках проекта "Энергия плюс трансмутация" [66, 67] была создана и испытана модель уран-свинцовой сборки на протонном пучке синхрофазотрона. Эксперименты на U/Pb-сборке и её модели проводились с целью прямого измерения мощности энерговыделения как по числу делений урана естественного изотопного состава, так и по количеству тепла, выделяемого в объёме бланкета [67]. Исследование нейтронного спектра в объёме бланкета имело исключительно большое значение. Широкое применение в этом эксперименте для изучения нейтронных спектров твердотельных трековых детекторов (ТТД) на основе лавсана (полиэтилентерефталата) было обусловлено их особенностями: высокой эффективностью регистрации осколков деления, низким собственным фоном и простотой технологии обработки. ТТД использовались в калориметре установки для мониторинга и определения профиля пучка; изучения распределения событий деления в бланкете; исследования деления урана тепловыми, резонансными и быстрыми нейтронами; определения усреднённого сечения деления в бланкете.

Трековые детекторы, изготовленные в виде сплошных полосок с различными радиаторами, в сеансах облучения размещались на линии, перпендикулярной оси симметрии установки, под несколькими углами. На основании результатов подсчёта треков определялись парциальные интегралы деления ядер естественного урана тепловыми, резонансными и быстрыми нейтронами в зависимости от радиуса модели уранового бланкета. Для измерения скоростей пороговых ядерных реакций использовался комплект мишеней из 23 химических элементов, в том числе  $\text{Th}^{232}$ ,  $\text{Au}^{197}$ . Полученные значения скоростей реакций использовались для анализа количества делений в радиаторах с различным порогом деления, находящихся на поверхности установки "Энергия плюс трансмутация" и между секциями сборки. Они позволяли восстановить спектр быстрых нейтронов для модели U/Pb-сборки, а также рассчитать наведённую активность химических элементов, которые могут быть использованы как конструкционные материалы для создания электроядерных и других ядерно-физических установок. Методика определения абсолютного числа событий деления ядер урана с помощью ТТД позволяет проводить измерение распределения количества реакций в зависимости от радиуса и тем самым мощности энерговыделения в бланкете.

Однако визуальный подсчёт треков на большом числе (несколько десятков или сотен) детекторов представляет собой весьма трудоёмкую и длительную процедуру. Для автоматизированной обработки таких плёночных детекторов на ПАВИКОМ было разработано математическое обеспечение [68], которое позволило в полностью автоматизированном режиме оцифровывать оптические изображения следов на плёнках, распознавать следы осколков и подсчитывать их концентрацию. Возможность проводить измерения в ТТД в автоматическом режиме значительно облегчила обработку данных и увеличила как число обрабатываемых детекторов, так и их площадь. В частности, по результатам автоматизированной обработки трековых детекторов, облучённых в новобранском сеансе 1999 г., было определено число де-

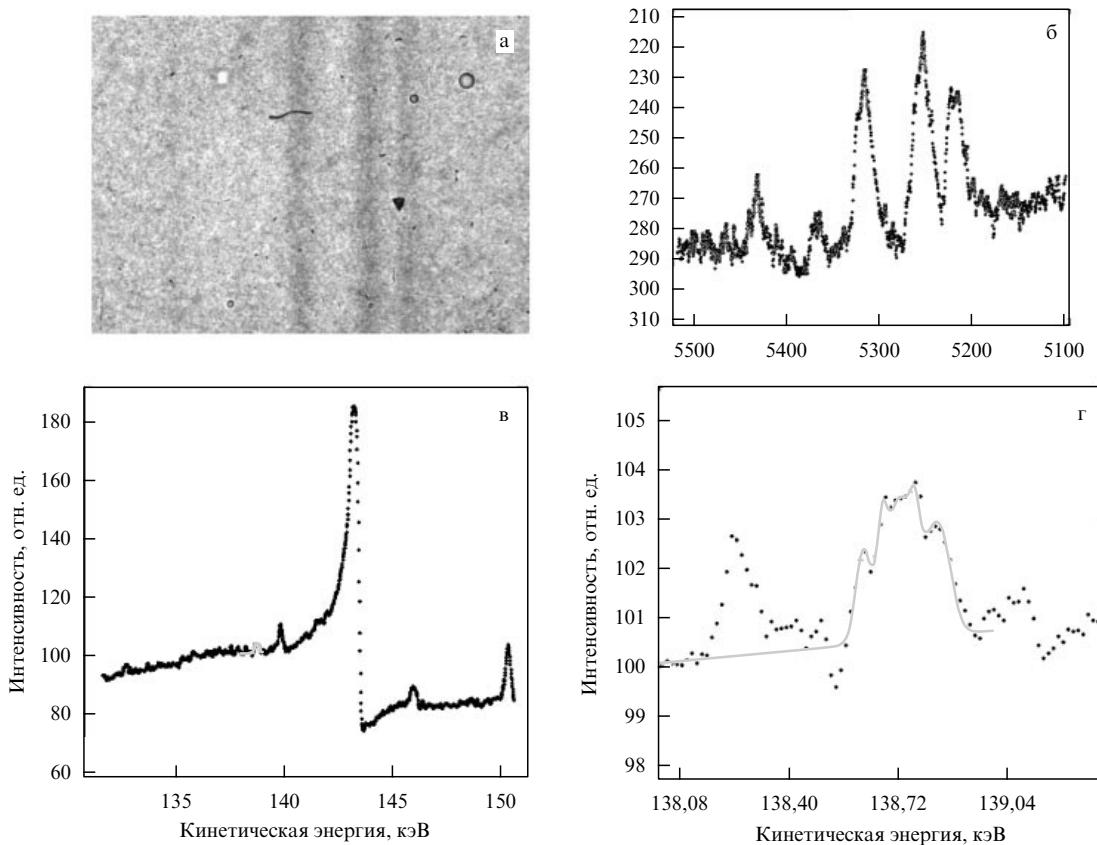
лений нейтронами (отдельно тепловыми, резонансными и быстрыми) в зависимости от расстояния от оси симметрии уран-свинцовой сборки. Наблюдалась тенденция возрастания вклада медленных нейтронов с увеличением радиуса. Основной вклад в процесс деления  $\text{U}^{238}$  внесли быстрые нейтроны [67].

**Спектры электронов внутренней конверсии редкоземельных элементов.** Сотрудниками Института теоретической и экспериментальной физики им. А.И. Алиханова (ИТЭФ) и ОИЯИ выполнялось экспериментальное исследование спектров электронов внутренней конверсии (ЭВК) методом ядерной спектроскопии, который позволяет получать информацию о свойствах ядерных состояний — энергиях, спинах, чётностях, изотопических спинах и других характеристиках. Исследуя спектры ЭВК, можно изучать переходы между ядерными уровнями. Сравнение экспериментальных величин коэффициентов внутренней конверсии или относительных интенсивностей линий конверсионных электронов с их соответствующими теоретическими значениями позволяет определить мультипольность ядерных переходов, а следовательно, получить данные о спине и чётности ядерных состояний. Зная коэффициент внутренней конверсии, в ряде случаев (при смешанной мультипольности гамма-излучения) можно найти соотношения между матричными элементами и сделать выводы о характере возбуждения ядра и ядерных волновых функциях. Изучение конверсии — основной путь исследования 0–0-переходов в ядрах и получения экспериментальных значений ядерных матричных элементов. Прецизионные измерения интенсивности электронов внутренней конверсии, обеспечиваемые современной эмульсионной техникой, дают возможность изучать аномалии в значениях коэффициента внутренней конверсии и другие явления.

Переход от техники микрофотометрии к технике микроскопных эмульсионных измерений при исследовании спектров электронов внутренней конверсии изотопов редкоземельных элементов открывает возможность выявить мультипольность переходов, интенсивности которых на 3–4 порядка меньше интенсивностей известных переходов.

В совместной работе ИТЭФ и ОИЯИ эмульсионные слои размером  $25 \times 450 \text{ mm}^2$  и толщиной 600 мкм облучались на бета-спектрометре ОИЯИ электронами внутренней конверсии, испускаемыми изотопами редкоземельных элементов. Величиной, подлежащей определению на этапе обработки на ПАВИКОМ экспериментального материала фотоэмulsionных линеек со спектрами ЭВК, являлась интенсивность почернения фотослоя, нанесённого на стеклянную подложку, как функция расстояния от источника электронов до точки наблюдения.

Для выделения линий спектра при сканировании эмульсий на ПАВИКОМ было создано оригинальное программное обеспечение, в котором использовалась для оцифрованных изображений идея суммирования степени почернения в заданном направлении для усиления выделяемого эффекта и обнаружения слабых линий на большом фоне. Измерения, выполненные на ПАВИКОМ, позволили определить интенсивности уровней, а также получить интенсивности 0–0-переходов, недоступные в обычной технике гамма-спектроскопии [69, 70]. Результаты, полученные при такой обработке данных, показали, что у некоторых изотопов редкоземельных элементов существует несколько десятков ранее



**Рис. 3.** Результаты обработки спектров электронов внутренней конверсии изотопа Er<sup>68</sup>. (а) Изображение одного поля зрения размером 3 × 4 мм в эмульсии, облучённой электронами внутренней конверсии. (б) То же поле зрения после компьютерной обработки: по оси ординат — суммарная степень почернения (почернение изменяется в пределах от 0 до 255 байт, 0 соответствует чёрному цвету, 255 — белому), по оси абсцисс отложены условные единицы разбиения кадра при суммировании, общая длина кадра 4 мм. (в) Участок спектра в пересчёте на энергии электронов. (г) Увеличенный фрагмент рис. в: видна тонкая структура спектра — линии L<sub>2</sub> и L<sub>3</sub>.

неизвестных ядерных переходов, которые дополнили мировую базу данных по линиям ЭВК.

В частности, при исследовании спектра электронов внутренней конверсии с помощью техники микрофотометрии не удалось измерить интенсивность линий L<sub>2</sub> и L<sub>3</sub> γ-перехода с энергией 148,16 кэВ [71]. Это связано с наличием в этом энергетическом интервале К-линий ЭВК ( $E_e = 139,9$  кэВ) интенсивного γ-перехода с энергией 195,5 кэВ в изотопе <sup>158</sup>Er<sub>68</sub>. Искомые линии L<sub>2</sub> и L<sub>3</sub> <sup>161</sup>Er<sub>68</sub> попадают на правый и левый склоны указанной К-линии <sup>158</sup>Er<sub>68</sub> и "тонут" во флуктуациях фона. Тем не менее, используя корректную аппроксимацию спектральной линии, удалось выделить линии L<sub>2</sub> и L<sub>3</sub> на огромном фоне (эффект/фон  $\sim 1/100$ ) (рис. 3).

**Исследование нейтронно-избыточных ядер.** Эксперимент Института ядерных исследований РАН — исследование структуры лёгких нейтронно-избыточных ядер — имеет целью получить информацию о возможности существования нейтронных кластеров в экзотических ядрах, например в ядре гелия-6. Несколько стопок из 4–6 бесподложечных ядерных фотоэмulsionий с толщиной каждого слоя 400 мкм облучались направленным перпендикулярно к поверхности стопки пучком лёгких ядер <sup>6,8</sup>He, <sup>11</sup>Li и др. с энергиями  $3 < E < 15$  МэВ/нуклон на ускорителе лаборатории ядерных реакций им. Г.Н. Флёрова ОИЯИ. В качестве мишенией служили ядра элементов, входящих в состав эмульсии (<sup>12</sup>C, <sup>14</sup>N, <sup>79,81</sup>Br,

<sup>107,109</sup>Ag). Поскольку энергия продуктов реакции в заданном интервале энергий полностью поглощается в эмульсионной стопке толщиной 1600–2000 мкм, фотоэмulsionия в этом эксперименте регистрирует все частицы в диапазоне углов  $4\pi$ . Это обстоятельство существенно повышает эффективность метода по сравнению с эффективностью метода на основе электронных приборов. Сканирование эмульсий выполнялось на ПАВИКОМ, для чего было изготовлено дополнительное оборудование и разработано специальное программное обеспечение.

На примере 50 восстановленных событий рассеяния ядра <sup>6</sup>He на протоне с образованием ядер Т и D получена информация о двух случаях реакции: с передачей протону двух нейтронов и с передачей одного. С использованием результатов розыгрыша реакций с двухнейтронной и однонейтронной передачей показано, что восстановленные события ложатся на обе кинематические области, подтверждая присутствие в <sup>6</sup>He обеих конфигураций [72, 73].

**Методика автоматизированного определения зарядов ядер.** На ПАВИКОМ была разработана и реализована методика автоматизированного определения зарядов релятивистских ядер в фотоэмulsionии. Для выбора оптимальной процедуры определения заряда были рассмотрены и опробованы все известные методы определения заряда частиц по характеристикам их треков. Так, при

определении зарядов в интервале  $Z = 3 - 7$  используется метод счёта числа разрывов (промежутков) между сгустками проявленных зёрен на треке. Для частиц с зарядами  $Z > 7$ , треки которых практически не имеют разрывов, применяется метод измерения количества и/или длины следов дельта-электронов, образовавшихся в процессе ионизации среды вдоль трека заряженной частицы. Обоснованием метода служит тот факт, что распределение дельта-электронов по энергии и пробегу зависит от заряда  $Z$  ионизирующей частицы [74]:

$$\frac{d^2N}{dTdx} = \frac{1}{2} 4\pi N_A r_e^2 m_e c^2 Z^2 \frac{z}{A} \frac{1}{\beta^2} \frac{F}{T^2},$$

где  $T$  — кинетическая энергия дельта-электронов,  $x$  — количество вещества, пройденного ионизирующей частицей,  $N_A$  — число Авогадро,  $A$  — атомный вес атомов среды,  $z$  — заряд атомов среды,  $\beta = v/c$ ,  $v$  — скорость ионизирующей частицы,  $c$  — скорость света. Параметр  $F$ , зависящий от спина ионизирующей частицы, при релятивистских энергиях считается постоянным,  $m_e$  и  $r_e$  — масса и классический радиус электрона, так что множитель  $4\pi N_A r_e^2 m_e c^2 = 0,3071 \text{ МэВ см}^2 \text{ г}^{-1}$ .

В работе, выполненной на ПАВИКОМ, использован комплексный метод определения заряда ядер, сочетающий в себе достоинства всех известных методик. В результате создан алгоритм, позволивший проводить с достаточной точностью измерение заряда ядер с  $Z > 3$  [75]. При условии сканирования трека ядра длиной 3 мм точность определения его заряда по нашей методике, учитывая несколько параметров, составляет 2 %. Причём бывают случаи, когда вручную заряд определить невозможно, а программа это делает весьма успешно. В таблице 2 приведены результаты тестовых измерений, в которых использовались эмульсии, облучённые и маркированные в ОИЯИ (номер клетки в первой колонке таблицы обозначает область на эмульсионной пластине, в которой находится трек исследуемого ядра).

**Дозиметрия медицинского углеродного пучка.** При настройке медицинского углеродного пучка в ИТЭФ для дозиметрии облучаемого фантома человека использовались полимерные детекторы CR-39. Детекторы такого типа обеспечивают получение данных не только о средних значениях энергии частиц и энерговыделении частиц в объекте, но и о распределении плотности пучка в его сечении, количестве и месте попадания частиц, разбросе энергий частиц. Обработка этих детекторов также

проводилась на ПАВИКОМ. Диаметр поля пучка 45 мм, размер пластин  $2 \times 2 \text{ см}^2$ . Для подсчёта числа частиц, а также измерения размера кластеров производилось сканирование части пластины размером  $5 \times 5 \text{ мм}^2$ . Использовался объектив с увеличением в 100 раз (размер каждого кадра  $420 \times 350 \text{ мкм}^2$ ).

Всё изложенное выше — лишь краткий рассказ о некоторых работах, которые были выполнены на ПАВИКОМ за 10 лет. При этом участие фиановской группы отнюдь не сводилось к простому предоставлению в аренду оборудования. Это всегда была совместная деятельность: вместе с коллегами из других институтов сотрудники ПАВИКОМ занимались сканированием, разрабатывали программное обеспечение, покупали дополнительно необходимое оборудование, проводили физический анализ данных. По результатам этих работ на ПАВИКОМ за 10 лет защищено три кандидатских (две — НИИЯФ МГУ, одна — ФИАН) и две докторских диссертации (обе — ФИАН).

Усилия фиановской группы ПАВИКОМ в настоящее время сконцентрированы в основном на двух проектах: участие в эксперименте OPERA и в проекте ОЛИМПИЯ.

**Эксперимент OPERA** — крупный международный эксперимент, целью которого является поиск осцилляций нейтрино.

Мы живём в практически нейтринной Вселенной — количество нейтрино очень велико, одним из основных их источников является Солнце. Каждую секунду через  $1 \text{ см}^2$  на Земле проходит от 60 до 100 млрд этих частиц; в теле каждого человека примерно один раз в 70 лет происходит взаимодействие нейтрино. Нейтрино очень слабо взаимодействуют, и невыясненных вопросов о природе нейтрино достаточно много. Изучение свойств нейтрино имеет фундаментальное значение для физики элементарных частиц, астрофизики и космологии. В связи с этим хотелось бы напомнить слова, сказанные более 40 лет тому назад М.А. Марковым, который внёс большой вклад в изучение этой "загадочной" частицы: "Современнику трудно гадать, какое истинное место займёт нейтрино в физике будущего. Но свойства этой частицы столь элементарны и своеобразны, что естественно думать, что природа создала нейтрино с какими-то глубокими, пока для нас не всегда ясными целями" [76].

Несмотря на очевидные успехи, трудности экспериментов с нейтрино привели к тому, что сих пор не

Таблица 2.

Номер клетки	Заряд, определённый микроскопистом		Заряд, определённый посредством автоматизированной обработки	
	Первичный	Фрагмент	Первичный	Фрагмент
174-43/153 90-39	12	10	$12,2 \pm 0,4$	$10,2 \pm 0,3$
174-43/174 80-48		5		$4,9 \pm 0,3$
174-43/180 67-52	12		$12,2 \pm 0,4$	$10,2 \pm 0,3$
174-43/88 44-55	12	6	$12,2 \pm 0,4$	$6,6 \pm 0,5$
174-43/169 75-48	10		$9,7 \pm 0,6$	$4,2 \pm 0,9$
174-43/129 48-39	10	6	$9,3 \pm 0,6$	$5,9 \pm 0,4$
174-43/59 08-68	14	13	$14,0 \pm 0,5$	$13,3 \pm 0,5$

определенены многие важнейшие характеристики нейтрино, такие, например, как массы различных сортов (ароматов) нейтрино, углы смешивания, не установлена природа массивных нейтрино и т.п. Нет фундаментальных причин полагать нейтрино безмассовыми, однако долгое время (согласно "научному общественному мнению") считалось, что массы покоя нейтрино равны нулю. С нулевыми значениями нейтринных масс согласовывались результаты многих экспериментов, в которых эти массы определялись исходя из кинематики слабых распадов, вероятности безнейтринного  $2\beta$ -распада, а также из анализа нейтринных сигналов от сверхновой SN-1987A. Также предполагалось, что каждое из лептонных чисел, определяющих тип нейтрино ( $L_e$ ,  $L_\mu$ ,  $L_\tau$ ), сохраняется во всех процессах. Если массы нейтрино отличны от нуля, то собственные состояния нейтрино с данной массой не совпадают с собственными состояниями нейтрино с данным лептонным числом. Поэтому должно существовать смешивание нейтрино, аналогичное смешиванию кварков, описываемому матрицей Кобаяси – Маскавы. Смешивание нейтрино должно приводить к нейтринным осцилляциям. Гипотеза о возможности нейтринных осцилляций была предложена Б.М. Понтекорво в 1957 г. Нейтринные осцилляции представляют собой периодический процесс полного или частичного изменения аромата движущегося в вакууме или веществе нейтринного пучка.

Вопрос об осцилляциях нейтрино и их массе настолько важен, что в мире проводится очень много самых разных экспериментов с целью выяснения этого вопроса. Успех "осцилляционных" экспериментов в значительной мере обусловлен использованием так называемых дальних нейтрино, т.е. нейтрино, которые проходят от источника до детектора значительное расстояние  $L$ . Дело в том, что чувствительность экспериментов к малой величине разности квадратов масс нейтрино  $\Delta m_{ij}^2 = m_i^2 - m_j^2$  определяется пролётной базой эксперимента  $L$ , т.е. расстоянием между источником нейтрино и детектором. Для наблюдения осцилляций необходимо, чтобы пролётная база была близка к так называемой длине осцилляций  $L = 4\pi E_v / \Delta m_{ij}^2$ , которая при малых значениях  $\Delta m_{ij}^2$  может быть очень велика. Таким образом, теория требует от экспериментов, в которых предполагается прямая регистрация осцилляций, наличия большой пролётной базы, высоких энергии и интенсивности пучка. До сих пор все осцилляционные эксперименты исследовали "выбывание". То есть предполагается, что должно быть зарегистрировано определённое количество нейтрино одного аромата, и если их приходит меньше, то делается заключение, что произошли осцилляции. Первым экспериментом "на появление" стал начавшийся в 2006 г. эксперимент OPERA, в детекторе которого возможна прямая регистрация появления таонного нейтрино в пучке мюонных нейтрино посредством прямой регистрации короткоживущего тау-лептона (время жизни т-лептона  $2,9 \times 10^{-13}$  с).

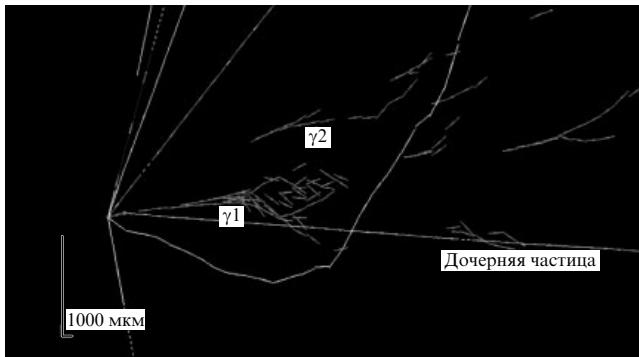
Для того чтобы выполнить этот эксперимент по поиску нейтринных осцилляций, в ЦЕРНе был построен специальный километровый канал для вывода нейтринного пучка в крупнейшую подземную лабораторию Гран Сассо (Италия). Практически чистый пучок мюонных нейтрино (вклад в  $v_\mu$ -пучок нейтрино других типов не превышает следующих значений:  $v_e/v_\mu = 0,8\%$ ,  $\bar{v}_\mu/v_\mu = 2,0$ ,  $\bar{v}_e/v_\mu = 0,05\%$ ) проходит расстояние 732 км, имея

среднюю энергию 17 ГэВ, в результате их осцилляций могут возникнуть таонные нейтрино. Число взаимодействий, произошедших в 1 кт массы детектора на каждый сброшенный на мишень протон, составляет около  $5,44 \times 10^{-17} v_\mu$  по каналу заряженного тока на один протон на 1 кт.

Детектор OPERA массой 1,25 кт состоит из двух независимых супермодулей, включающих в себя блоки мишени и мюонные спектрометры. Основной элемент детектора — эмульсионный "кирпич", состоящий из 56 свинцовых пластин, толщиной 1 мм каждая, и 57 эмульсионных пластин. Площадь "кирпича"  $12,8 \times 10,2 \text{ см}^2$ , толщина 7,9 см (около 10 радиационных единиц). За каждой стенкой из мишенных блоков находятся стриповые электронные детекторы, используемые для получения целеуказания на эмульсионный кирпич, в котором произошло взаимодействие [77]. В эксперименте OPERA рассматривается несколько типов событий, но главной целью является поиск взаимодействия по каналу заряженного тока, когда может родиться тау-лептон. Задача эксперимента — выделить взаимодействия таонных нейтрино на преобладающем фоне взаимодействий нейтрино других ароматов по характерной для такого рода событий топологии. Особенности топологии связаны с распадами короткоживущего таона. Тау-лептон идентифицируется по распаду с образованием одного видимого следа частицы (электрона, мюона или адрона) или трёх видимых частиц. При распаде тау-лептона по одной из указанных схем образуется характерный излом трека, который при исследовании топологии события является основным признаком образования тау-лептона. После получения целеуказания от системы электронных детекторов и подтверждения его по результатам сканирования двух специальных сменных слоёв эмульсионные кирпичи отправляются на обработку в различные лаборатории Италии, Японии, Швейцарии, в России — пока только на ПАВИКОМ.

В 2010 г. коллаборация OPERA сообщила о регистрации первого тау-лептона в детекторе OPERA. Обработка этого события была выполнена дважды, независимо в двух лабораториях было проведено сканирование большой площади ядерной фотоэмulsionи, что позволило полностью реконструировать картину взаимодействия (рис. 4). Найдено одно событие в адронном канале распада тау-лептона. Если рассматривать только канал с рождением адрона ( $\tau^- \rightarrow h^-(n\pi^0)v_\tau$ ), то вероятность наблюдения одного события по отношению к флюктуациям фона составляет 1,8 % при  $2,36\sigma$ . Если включать в рассмотрение все моды распада тау-лептона, то вероятность наблюдения одного события с учётом фона составляет 4,5 %. Это соответствует  $2,01\sigma$  [78]. Таким образом, с вероятностью 98,2 % на уровне достоверности  $2,36\sigma$  детектор коллаборации OPERA зарегистрировал рождение тау-лептона и его последующий распад по адронной моде (см. рис. 4).

Безусловно, факт регистрации первого прямого появления таонного нейтрино в пучке мюонных — событие для мировой физики, что было отмечено в специальном письме директора ЦЕРНа Рольфа Хойера от 31 мая 2010 г. и в целом ряде публикаций научных журналов. Эксперимент продолжается, и прямая регистрация новых случаев осцилляций нейтрино позволит продвинуться дальше в понимании свойств этих необычных частиц, окружающих нас в очень большом количестве. К марта 2012 г. по результатам обработки было выде-

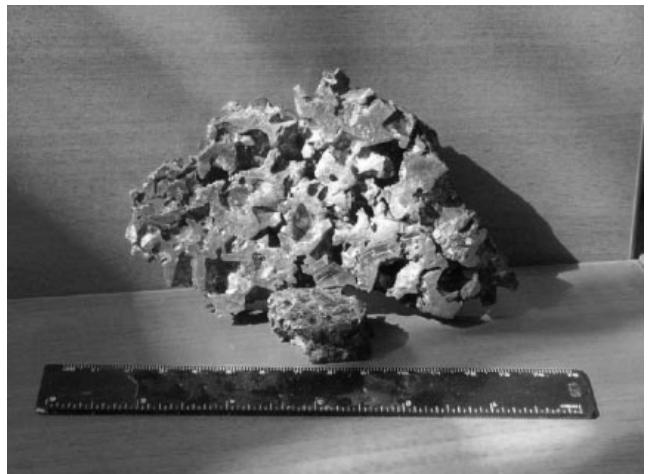


**Рис. 4.** Наблюдение первого кандидата на взаимодействие  $v_\tau$  по каналу заряженного тока в детекторе эксперимента OPERA в подземной лаборатории Гран Сассо Национального института ядерной физики (Италия). Кандидат был идентифицирован в выборке событий, соответствующих  $1,89 \times 10^{19}$  pot (protons on target) в пучке  $v_\mu$  от ускорителя ЦЕРНа в сторону Гран Сассо. Предполагаемый  $\tau$ -лептон распадается на  $h^- (\pi\pi^0)$   $v_\tau$ .

лено и сейчас анализируется 3054 событий взаимодействий нейтрино по каналу заряженного тока, из них 55 событий идентифицировано как события с рождением очарованных частиц, 24 события — с  $v_e$ , одно событие — регистрация тау-лектона; продолжается поиск новых случаев появления тау-лектона, по результатам обработки готовится доклад на международной конференции по нейтринной физике в Японии в июне 2012 г.

**Проект ОЛИМПИЯ.** Весьма важной работой, проводимой на ПАВИКОМ, является проект ОЛИМПИЯ (ОЛИвины из Метеоритов — Поиск тяжёлых И сверхтяжёлых Ядер). Проблема поиска тяжёлых и сверхтяжёлых ядер в природе связана с вопросом о существовании островов стабильности в Периодической системе элементов. В.Л. Гинзбург считал эту проблему одной из самых важных для физики XXI в. и включил её в свой знаменитый список первоочередных задач. По инициативе В.Л. Гинзбурга в ФИАНе начали заниматься поиском следов тяжёлых и сверхтяжёлых ядер в кристаллах оливинов из метеоритов [79] (рис. 5). Работа выполняется вместе с сотрудниками Института геохимии и аналитической химии им. В.И. Вернадского (ГЕОХИ) при поддержке лаборатории ядерных реакций ОИЯИ.

В 1869 г. Д.И. Менделеев сформировал Периодическую систему элементов, внеся в неё 63 известных к тому времени элемента. Периодичность изменения химических свойств отражает периодичность заполнения электронных оболочек атома. Создание таблицы позволило предсказать и открыть галлий (1875 г.), скандий (1879 г.), германий (1886 г.). В 2009 г. официальные границы были расширены до 114-го элемента, сейчас проходит процедура сертификации 114-го и 116-го элементов, а в ускорительных экспериментах уже получены первые ядра элемента 118. Сколько элементов содержится всего в таблице? Где её граница? Чем больше заряд ядра, т.е. чем больше порядковый номер элемента, тем сильнее притягиваются к ядру внутренние электроны. В конечном итоге должен наступить момент, когда они начнут захватываться ядром. Первые расчёты показывали, что элементы с порядковыми номерами более чем 170–180 существовать не могут — поглощение отрицательно заряженного электрона уменьшает заряд ядра. Однако последующее развитие физики показало, что границу



**Рис. 5.** Образцы метеоритов, используемые для исследования в проекте ОЛИМПИЯ: верхний, большего размера, — часть метеорита Марьялахти (Финляндия, 1 июня 1902 г.); размер целого метеорита  $\approx 30$  см, вес  $\approx 45$  кг, возраст 185 млн лет (музей геологической службы Финляндии). Нижний образец, меньшего размера, — часть метеорита Игл Стейшен (США, 1880 г.); размер целого метеорита  $\approx 25$  см, вес  $\approx 38$  кг, возраст 300 млн лет.

таблицы определяет не нестабильность электронной оболочки атома, а нестабильность ядра — источника электрического поля, в котором формируются электронные оболочки. Наиболее стабильны ядра, содержащие так называемое магическое число нейтронов или протонов (2, 8, 20, 50, 82, 126). Как и атомные электроны, нуклоны в ядрах образуют оболочки. По мере увеличения числа частиц в ядре происходит последовательное заполнение оболочек. Подобно тому как в периодической системе наиболее стабильны инертные газы, наиболее стабильны те ядра, у которых целиком заполнены нейтронные и протонные оболочки. Таким замкнутым оболочкам как раз и соответствуют магические числа (кальций, олово, свинец). Вопрос о существовании сверхтяжёлых ядер имеет важнейшее значение для понимания свойств ядерной материи. Прежде всего представляется интерес проверка предсказания [80] значительного увеличения стабильности ядер вблизи магических чисел  $Z = 114$  и  $N = 184$  ( $N$  — число нейтронов), которое могло бы приводить к существованию в этой области "островов стабильности" сверхтяжёлых ядер.

В трансурановых ядрах даже ядерные силы притяжения с трудом сдерживают огромные электростатические силы отталкивания между протонами. Поэтому чем больше порядковый номер ядра, тем меньше его время жизни. Плутоний-244 живёт 100 млн лет, калифорний-250 — около 10 лет, фермий-252 — 20 ч. Виноваты альфа-распад и спонтанное деление. Чем тяжелее ядро, тем большая роль деления. Ядро урана ( $Z = 92$ ) — самое тяжёлое из найденных на Земле. Следующие ядра были синтезированы искусственно.

Теория предсказывает, что элемент с зарядом 110 и атомной массой 294 должен жить сто миллионов (а может и миллиард) лет. Но если изменить число нейтронов или протонов на 2–3 единицы, т.е. всего на 1 %, то время жизни должно уменьшиться в 10 млн раз. Такой эффект наблюдается, например, у дважды магического ядра свинца: 82 протона и 126 нейтронов. Этот свинец-208 настолько стабилен, что никто ещё не наблюдал его

распада. Но свинец со 127 нейтронами распадается за 3,3 ч.

Вполне понятен научный интерес к определению границы Периодической системы, но зачем нужны искусственные сверхтяжёлые элементы?

Самым "работящим" из всех синтезированных элементов оказался плутоний-239. В ядерных реакторах сжигают уран-235, которого содержится всего 0,7 % в природном уране, а основную массу составляет уран-238, который не является ядерным горючим. В реакторах на быстрых нейтронах после сгорания 1 кг урана-238 получается 1,6 кг плутония-239, который является ядерным горючим лучшего качества, чем уран-235. В настоящее время применение синтетических элементов огромно — это и космос, и медицина и др. Их производство возросло от нескольких миллиардных долей грамма до многих килограммов и даже тонн.

Предсказания теории говорят о том, что за ураном должны существовать острова стабильности сверхтяжёлых элементов. Именно поэтому работы по искусственноному синтезу сверхтяжёлых элементов продолжались всегда.

Первые искусственные элементы были синтезированы так называемым реакторным способом — прямым присоединением нейтронов к ядру. Однако возможности такого синтеза на Земле были достаточно быстро исчерпаны. Последний элемент, полученный таким прямым нейтронным синтезом, — это 100-й элемент, фермий, который был найден в грунте после ядерного взрыва. Для такого синтеза требуются слишком большие плотности потоков нейтронов и большие энергии. Сейчас таким образом элементы могут синтезироваться только в астрофизических процессах, а в земных условиях на ускорителях сверхтяжёлые ядра синтезируются в столкновениях двух различных ядер.

Согласно существующим представлениям, элементы, от углерода и до более тяжёлых, образуются в недрах звёзд и при взрывах сверхновых [81]. Тяжёлые и сверхтяжёлые элементы, находящиеся в таблице Менделеева за висмутом, образуются в результате г-процессов (быстрых процессов захвата нейтронов), которые происходят при высокой концентрации нейтронов и могут приводить к образованию сверхтяжёлых ядер с числом нейтронов вплоть до  $N = 184$ . Кроме этих традиционных механизмов, обсуждается возможность образования очень тяжёлых ядер (с массовым числом до 500) при большой плотности нейтронов (порядка  $10^{30} \text{ см}^{-3}$ ) и умеренной температуре  $T < 10^8 \text{ К}$  [82]. Такая ситуация может реализоваться в неравновесных оболочках нейтронных звёзд, выбросы из которых приведут к появлению сверхтяжёлых элементов в межзвёздной среде, звёздах и планетах [83, 84].

Одним из мировых лидеров по синтезу новых элементов в земных условиях является лаборатория ядерных реакций ОИЯИ. Сотрудникам лаборатории удалось синтезировать 12 из 18 трансфермевых элементов (102, 103, 104, 105 (дубний), 106 — под руководством Г.Н. Флёрова; 112, 113, 114, 115, 116, 117, 118 — под руководством Ю.Ц. Оганесяна).

Экспериментальные данные по сверхтяжёлым ядрам в природе чрезвычайно бедны, таких ядер очень мало — всего лишь 1–2 ядра на  $1 \text{ m}^2$  в год, для трансфермевых ядер достаточно надёжные данные вообще отсутствуют. Отсутствуют также какие-либо данные и о возможном

существовании экзотических сверхтяжёлых ядер. Поэтому для поиска их в природе требуются детекторы с очень большими площадями и длительные экспозиции.

Измерение потоков и спектров тяжёлых и сверхтяжёлых ядер в космических лучах является эффективным способом изучения состава источников космических лучей, процессов, происходящих как в самих источниках, так и в межзвёздной среде, в которой распространяются космические лучи, и моделей удержания космических лучей в галактике. Согласно оценке Г.Н. Флёрова, предложившего рассматривать метеорит как естественный детектор космических лучей, при возрасте метеорита несколько сотен миллионов лет исследование его вещества объёмом  $1 \text{ см}^3$  эквивалентно проведению эксперимента с 1 т фотоэмulsionи в космосе в течение года. Использование фактора длительной экспозиции метеоритов в космосе обеспечивает огромное преимущество метода поиска сверхтяжёлых элементов в кристаллах оливинов из метеоритов над методами, основанными на использовании различных спутниковых и аэростатных детекторов. При поиске реликтовых треков, оставленных частицами космических лучей в минералах, входящих в состав некоторых метеоритов, используется способность силикатных кристаллов, содержащихся в метеоритах (оливинов, пироксенов), регистрировать и сохранять в течение длительного времени ( $> 10^8$  лет) треки ядер с  $Z > 20$ . Типичный возраст метеоритов и, следовательно, время их экспозиции в потоке космических лучей оценивается как  $10^7$ – $10^9$  лет. Поэтому они могут содержать большое число треков космических ядер. Как показывают оценки, в  $1 \text{ см}^3$  таких кристаллов, расположенных на глубине  $< 5 \text{ см}$  от доатмосферной поверхности метеорита, за  $10^8$  лет может образоваться  $10^2$ – $10^3$  треков ядер с  $Z > 90$ , а в кристаллах из поверхностных участков метеорита (глубина  $< 1 \text{ см}$ ) — до  $10^4$  треков. Измеряя параметры треков, можно не только идентифицировать частицы, но и определить их энергетические спектры. Метеориты типа палласитов состоят из железо-никелевой "матрицы", в объёме которой имеются включения кристаллов оливина — полупрозрачного минерала жёлтого цвета — размером до 1–2 см. Как и предыдущие эксперименты с оливинами, эксперимент ОЛИМПИЯ основан на использовании метода твердотельных трековых детекторов, в котором частицы регистрируются по производимым ими радиационным повреждениям в материале детектора.

Исследуются образцы двух метеоритов: Марьялахти (185 млн лет) и Игл стейшен (300 млн лет). Оба этих метеорита — палласиты.

Разработанная в проекте ОЛИМПИЯ методика впервые позволяет просматривать весь объём кристалла и тем самым существенно увеличивать статистику обработанных треков. Созданное на ПАВИКОМ программное обеспечение позволяет выделять области кристаллов, находить и измерять геометрические параметры треков ядер, а также осуществлять пространственное сшивание следов. Основная задача проекта ОЛИМПИЯ заключается в определении зарядового состава космических лучей в области тяжёлых и сверхтяжёлых ядер. Величина заряда связана с характеристиками протравленного трека. Основной из них является травимая длина  $L_{\text{etch}}$ , однако для очень тяжёлых ядер  $L_{\text{etch}}$  превышает размеры образцов оливина. Для выхода из создавшегося

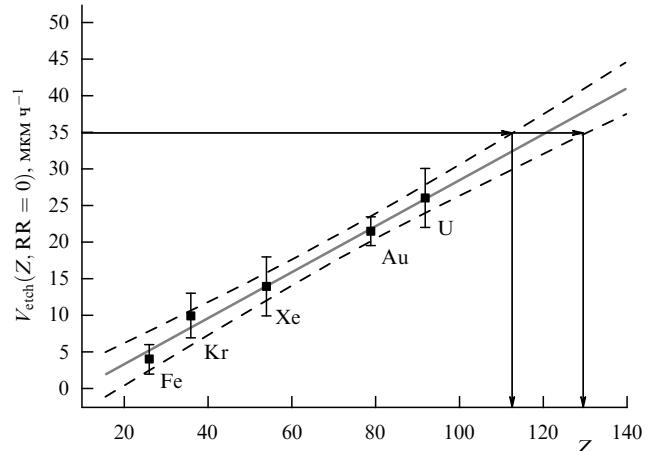
положения было предложено использовать дополнительную величину — скорость травления. Последняя изменяется во время травления, возрастая по мере приближения к точке остановки частицы [85, 86].

Обработано примерно 170 кристаллов с размерами не более 2 мм. Уже получено зарядовое распределение около 6000 ядер галактических космических лучей с зарядом более чем 55. Отношение распространённости ядер с  $Z \geq 88$  к распространённости ядер с  $74 \leq Z \leq 87$  равно  $0,045 \pm 0,015$  (Марьялахти) и  $0,025 \pm 0,020$  (Игл Стейши). Эти величины несколько больше, чем в эксперименте UHCRE (Ultra Heavy Cosmic Ray Experiment) ( $0,0147 \pm 0,0032$ ) [87], но хорошо согласуются с данными экспериментов TREK (Time Reversal Experiment with Kaons), HEAO (High Energy Astrophysics Observatory) и "Ariel" [88–90]. Но в зарядовом распределении, полученном в проекте ОЛИМПИЯ при обработке детекторов со временем наблюдения 185–300 млн лет, присутствуют намного более тяжёлые ядра [91].

В начале 2010 г. в ходе выполнения проекта ОЛИМПИЯ обнаружены три сверхдлинных ( $L_{\text{etch}} > 700$  мкм) трека, скорость травления которых  $V_{\text{etch}} > 35$  мкм  $\text{ч}^{-1}$ . Если учесть, что экспериментально измеренная максимальная величина скорости травления треков в оливине для ядер урана перед их остановкой  $V_{\text{etch},U} = (26 \pm 1)$  мкм  $\text{ч}^{-1}$ , то становится ясно, что заряды этих ядер существенно превышают  $Z = 92$ . Так как в этой области зарядов функция  $Z(\text{RR}, V_{\text{etch}})$  неизвестна (RR — остаточная длина пробега), для оценки заряда трансурановых ядер в первом приближении произведена экстраполяция функции  $Z(\text{RR}, V_{\text{etch}})$  по ядрам, для которых имеются экспериментальные данные калибровочных измерений. Была получена в первом приближении оценка границ заряда трёх ультратяжёлых ядер галактических космических лучей в интервале  $105 < Z < 130$ . Этот результат был представлен на 32-й Международной конференции по космическим лучам в августе 2011 г. [92]. Проведённый регрессионный анализ позволил уточнить оценку заряда одного из трёх ядер — он равен  $119^{+10}_{-6}$  с вероятностью 95 % (рис. 6). Именно такие ядра должны образовывать острова стабильности, их обнаружение в природе подтверждает справедливость теоретических предсказаний и оправдывает усилия по их синтезу в земных условиях.

Таким образом, трековая методика даёт возможность получать приоритетные результаты, чрезвычайно важные для понимания физической картины мира.

Кроме того, как говорилось выше, эта методика успешно применяется во многих прикладных работах. Прежде всего — это работы по мюонной радиографии. Нобелевский лауреат Луис Альварес ещё в прошлом веке предложил использовать для "просвечивания" египетских пирамид потоки мюонов — частиц с массой, в 200 раз большей массы электрона, обладающих высокой энергией и проникающей способностью и составляющими около 70 % частиц вторичного космического излучения, достигающего Земли. Плотность потока мюонов зависит от количества вещества на его пути, и если на пути есть пустоты, как в пирамидах, то из этого направления частиц придёт больше. Л. Альварес, используя пузырьковую камеру, с помощью метода мюонной радиографии "просветил" примерно 10 % объёма двух египетских пирамид. Ограниченностю просмотренного им объёма была связана со сложностью обработки данных пузырьковой камеры. Современная автоматизация



**Рис. 6.** Результат оценки заряда одного из трёх ультратяжёлых ядер на основе регрессионного анализа: на уровне достоверности 95 % заряд ядра, оставившего трек, имеющий скорость травления вблизи точки остановки  $35 \text{ мкм } \text{ч}^{-1}$ , равен  $Z = 119(+10, -6)$ . Сплошная линия — описание экспериментальных точек прямой, штриховыми линиями показан коридор ошибок на уровне достоверности 95 %. Вертикальные линии выделяют возможный интервал заряда на уровне достоверности 95 % при скорости травления вблизи точки остановки.

ции измерений в ядерной эмульсии и её исключительно высокое пространственное разрешение обусловили резкое увеличение объёма работ в мире по мюонной радиографии с использованием эмульсионной методики. В настоящее время мюонная радиография активно используется в Японии и Италии для неразрушающего контроля промышленных объектов (например, ядерных реакторов, доменных печей сталелитейных комбинатов и опор мостовых конструкций) и изучения внутренней структуры вулканов. Исследуется структура вулканов Асама и Унзен в Японии, Стромболи и Везувия в Италии. По-видимому, единственно приемлемым является предложение японских физиков использовать эмульсионные стопки и мюонную радиографию для просвечивания полуразрушенного реактора Фукусимы. Действительно, в условиях повышенного радиационного фона, невозможности обеспечить энергоснабжение, ограниченности пространства лучшим способом восстановления внутренней структуры с наиболее высокой пространственной точностью является именно использование эмульсионных стопок.

Бёрнский университет проводит исследование месторождения полезных ископаемых в Канаде с помощью метода мюонной радиографии и трековой методики. При соотношении плотностей 1 к 3 показана эффективность использования именно этой методики.

В настоящее время разрабатываются перспективы использования ПАВИКОМ и накопленного опыта автоматизированного распознавания изображений для изучения безнейтринного двойного бета-распада [93], исследования внутренней структуры промышленных объектов методами мюонной радиографии, расширения возможностей ПАВИКОМ для распознавания объектов на изображениях в различных инновационных работах, например в автоматизации медицинских измерений параметров крови.

Таким образом, очевидно, что ядерно-физическая трековая методика открывает возможность получать

ответы на многие актуальные вопросы современной физики, а также извлекать реальную практическую пользу благодаря модернизации подходов к решению широкого круга важных прикладных задач.

## Список литературы

1. Becquerel H *C.R. Acad. Sci.* **122** 420 (1896)
2. Becquerel H *C.R. Acad. Sci.* **122** 501 (1896)
3. Becquerel H *C.R. Acad. Sci.* **122** 1086 (1896)
4. Wilson C T R *Phil. Trans.* **189** 265 (1897)
5. Hess V *Phys. Z.* **14** 610 (1913)
6. Glaser D A *Phys. Rev.* **87** 665 (1952)
7. *Photographie Corpusculaire, Strasbourg 1–6 Juillet 1957* (Paris: Centre National de la Recherche Scientifique, 1958)
8. Csikai J, Szalay A *ЖЭТФ* **35** 1074 (1958) [*Sov. Phys. JETP* **8** 749 (1959)]
9. Childs C B, Slifkin L M *Rev. Sci. Instrum.* **34** 101 (1963)
10. England J B A *Techniques in Nuclear Structure Physics Pt. 1* (New York: Wiley, 1974)
11. Fleischer R L, Price P B, Walker R M *Nuclear Tracks in Solids: Principles and Applications* (Berkeley: Univ. of California Press, 1975)
12. Haase G, Schopper E, Granzer F, in *Solid State Nuclear Track Detectors: Proc. of the 9th Intern. Conf., Munich, Suppl. I, Nucl. Tracks* (Eds F Granzer, H Paretzke, E Schopper) (Oxford: Pergamon, 1978) p. 199
13. Durrani S A, Bull R K *Solid State Nuclear Track Detection: Principles, Methods, and Applications* (Oxford: Pergamon Press, 1987) [Дюррани С, Балл Р *Твердотельные ядерные детекторы* (М.: Энергоатомиздат, 1990)]
14. Charpak G *Rev. Mod. Phys.* **65** 591 (1993); in *Nobel Lectures, Physics, 1991–1995* (Singapore: World Scientific, 1997); [http://nobelpriize.org/nobel\\_prizes/physics/laureates/1992/charpak-lecture.html](http://nobelpriize.org/nobel_prizes/physics/laureates/1992/charpak-lecture.html); Шарпак Ж *УФН* **163** (10) 57 (1993)
15. Price P B et al. *Phys. Rev.* **164** 1618 (1967)
16. Price P B et al. *Phys. Rev. Lett.* **21** 630 (1968)
17. Fowler P H et al. *Proc. R. Soc. Lond. A* **318** 1 (1970)
18. Chan J H, Price P B *Phys. Rev. Lett.* **35** 539 (1975)
19. O'Sullivan D et al., in *Solid State Nuclear Track Detectors: Proc. 10th Intern. Conf. Solid State Nucl. Track Detectors, Lyon, Suppl. 2, Nuclear Tracks* (Oxford: Pergamon Press, 1980) p. 1011
20. Shutt R P (Ed.) *Bubble and Spark Chambers Vol. 2* (New York: Academic Press, 1967)
21. Adair R K, Fowler E C *Strange Particles* (New York: Wiley Intersci., 1963)
22. Dalitz R H *Annu. Rev. Nucl. Part. Sci.* **13** 339 (1963)
23. Byers N, Fenster S *Phys. Rev. Lett.* **11** 52 (1963)
24. *Intern. Conf. on Fundamental Aspects of Weak Interactions, Brookhaven Natl. Lab., Upton, Long. Island, 1963* (Rep. BNL 837(C-39)) (Upton: BNL, 1964)
25. Feinberg G, Lederman L M *Annu. Rev. Nucl. Part. Sci.* **13** 431 (1963)
26. Yoshida J, OPERA Meeting, Nagoya, Japan, March 2010, poster
27. Burger G, Frunauer F, Paretzke H, in *Proc. Symp. Adv. Rad. Detectors* (Vienna: Intern. Atomic Energy Agency, 1970) paper Sm-143.17
28. Fremlin J H, Abu-Jarad F *Nucl. Instrum. Meth.* **173** 197 (1980)
29. Frank A L, Benton E V “Active and passive radon-daughter osimeters using track-etch detectors”, Tech. Report 39 (San Francisco: Dept. of Physics, Univ. of San Francisco, 1975)
30. Savvides E et al. *Int. J. Appl. Radiat. Isotop.* **36** 79 (1985)
31. Biroit A, Adroguer B, Fontan J J *Geophys. Res.* **75** 2373 (1970)
32. Fowler F H, Perkins D H *Nature* **189** 524 (1961)
33. Benton E V et al., in *Proc. 7th Intern. Colloq. Corpuscular Photography and Visual Solid Detectors, Barcelona, 1970*, p. 423
34. Cross W G, Tommasino L *Health Phys.* **15** 196 (1968)
35. Tommasino L, Klein N, Solomon P *Nucl. Track Detection* **1** 63 (1977)
36. Harvey J R, Weeks A R *Nucl. Tracks Radiat. Meas.* **6** 201 (1982)
37. Tommasino L “Electrochemical etching of damaged track detectors by H.V. pulse and sinusoidal waveform”, International Rept. Lab. Dosimetria e Standardizzazione (Rome: CNEN Casaccia, 1970)
38. Wang H, in *12th Intern. Conf. on Ultra-Relativistic Nucleus-Nucleus Collisions, Heidelberg, May 1996*
39. Astafyeva N M et al., in *6th Conf. on the Intersections of Particle and Nuclear Physics*, 1997, p. 269
40. Di Liberto S, Ginobbi P *Nucl. Instrum. Meth.* **147** 75 (1977)
41. Abmayr W et al. *Nucl. Instrum. Meth.* **147** 79 (1977)
42. Schott J U, Schopper E, Staudte R *Nucl. Instrum. Meth.* **147** 63 (1977)
43. Niwa K, Hoshino K, Niu K, in *Proc. of the Intern. Cosmic Ray Symp. on High Energy Phenomena* (Tokyo: Cosmic Ray Lab., Univ. 1974) p. 149
44. Фейнберг Е Л, Котельников К А, Полухина Н Г *ЭЧАЯ* **35** 763 (2004) [Feinberg E L, Kotelnikov K A, Polukhina N G *Phys. Part. Nucl.* **35** 409 (2004)]
45. Boos E G et al., in *Experiments at CERN in 1996* (Geneva, 1996) p. 122
46. Chernavskaya O D et al., in *28th Intern. Conf. on High Energy Physics, Proc., Warsaw, 1996*, Vol. 1, p. 941
47. Добротин Н А и др. *Изв. РАН, сер. физ.* **63** 485 (1999)
48. Dremin I M et al. *Phys. Lett. B* **499** 97 (2001); hep-ph/0007060
49. Полухина Н Г, Дисс. ... докт. физ.-мат. наук (М.: ФИАН, 2006)
50. Александров А Б, Дисс. ... канд. физ.-мат. наук (М.: ФИАН, 2009)
51. Dremin I M et al., in *Proc. of the 4th Rencontres du Vietnam*, 2000, p. 531
52. Dremin I M *Nucl. Phys. A* **767** 233 (2006); hep-ph/0507167
53. Апанасенко А В et al. (RUNJOB Collab.) *Astropart. Phys.* **16** 13 (2001)
54. Апанасенко А В и др. (Сотруд. RUNJOB) *Изв. РАН, сер. физ.* **65** (3) 433 (2001)
55. Kamioka E et al. (RUNJOB Collab.) *Adv. Space Res.* **26** 1839 (2001)
56. Публиченко П А et al. (RUNJOB Collab.), in *Proc. of 27th Intern. Cosmic Ray Conf. August 2001 Germany, Hamburg 2001* Vol. 6, p. 2131
57. Hareyama M et al. (RUNJOB Collab.) *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A* **512** 553 (2003)
58. Furukawa M et al. (RUNJOB Collab.) *Proc. 28th ICRC* **4** 1885 (2003)
59. Kovalenko A D et al. *Few-Body Syst. Suppl.* **14** 241 (2003)
60. Adamovich M I et al. *Письма в ЭЧАЯ* (2) 29 (2003)
61. Адамович М И и др. *ЯФ* **67** 533 (2004) [Adamovich M I et al. *Phys. Atom. Nucl.* **67** 514 (2004)]
62. Adamovich M I et al., nucl-ex/0301003
63. Bradnova V et al. *Acta Phys. Slovaca* **54** (4) 351 (2004)
64. Андреева Н П и др., Препринт № Р1-2004-91 (Дубна: ОИЯИ, 2004)
65. Андреева Н П и др. *ЯФ* **68** 484 (2005) [Andreeva N P et al. *Phys. Atom. Nucl.* **68** 455 (2005)]
66. Тумендэлгэр Ц и др., Препринт № Р1-99-247 (Дубна: ОИЯИ, 1999)
67. Кривопустов М И и др., Препринт № Р1-2000-168 (Дубна: ОИЯИ, 2000)
68. Котельников К А и др., Препринт № 25 (М.: ФИАН, 2001)
69. Азаренкова И Ю и др. *ПТЭ* (1) 66 (2004) [Azarenkova I Yu et al. *Instrum. Exp. Tech.* **47** 58 (2004)]
70. Апачева Ю Ю и др., в сб. *Труды 54-го Международ. совещания по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра* (Белгород, 2004) с. 276
71. Абдуразаков А А и др. *Атлас спектров электронов внутренней конверсии нейтронодефицитных радиоактивных нуклидов в области A=131–172* (Ташкент: Узбекистон, 1991)
72. Старков Н И, Дисс. ... докт. физ.-мат. наук (М.: ФИАН, 2010)
73. Беловицкий Г Е и др. *Изв. РАН, сер. физ.* **70** 650 (2006)
74. Powell C F, Fowler P H, Perkins D H *The Study of Elementary Particles by the Photographic Method* (London: Pergamon Press, 1959) [Пауэлл С, Фаулер П, Перкинс Д *Исследование элементарных частиц фотографическим методом* (М.: ИЛ, 1962)]
75. Александров А Б и др., Препринт № 29 (М.: ФИАН, 2005)
76. Марков М А *Нейтринно* (М.: Наука, 1964)
77. Acquafredda R et al. *JINST* **4** P04018 (2009)
78. Agafonova N et al. (OPERA Collab.) *Phys. Lett. B* **691** 138 (2010)
79. Гинзбург В Л и др. *Докл. РАН* **402** 472 (2005) [Ginzburg V L et al. *Dokl. Phys.* **50** 283 (2005)]
80. Strutinsky V M *Nucl. Phys. A* **95** 420 (1967)
81. Гинзбург В Л *УФН* **169** 419 (1999) [Ginzburg V L *Phys. Usp.* **42** 353 (1999)]
82. Зельдович Я Б *ЖЭТФ* **38** 1123 (1960) [Zel'dovich Ya B *Sov. Phys. JETP* **11** 812 (1960)]
83. Бисноватый-Коган Г С, Чечеткин В М *УФН* **127** 263 (1979) [Bisnovaty-Kogan G S, Chechetkin V M *Sov. Phys. Usp.* **22** 89 (1979)]
84. Крамаровский Я М, Чечев В П *Синтез элементов во Вселенной* (М.: Наука, 1987)
85. Perron C, Maury M *Int. J. Radiat. Appl. Instrum. D* **11** (1/2) 73 (1986)

86. Perron C, Bourot-Denise M *Int. J. Radiat. Appl. Instrum. D* **12** 29 (1986)
87. Donnelly J et al., in *Proc. of the 26th Intern. Cosmic Ray Conf.*, 1999, OG1.1.30
88. Westphal A J et al. *Nature* **396** 50 (1998)
89. Binns E V et al. *Astrophys. J.* **346** 997 (1989)
90. Fowler P H et al. *Astrophys. J.* **314** 739 (1987)
91. Александров А Б и др. УФН **180** 839 (2010) [Aleksandrov A B et al. *Phys. Usp.* **53** 805 (2010)]
92. Aleksandrov A B et al., in *32nd Intern. Cosmic Ray Conf., Beijing, August 2011*
93. Ашиктов В Д и др. Краткие сообщения по физике ФИАН (10) 22 (2011) [Ashitkov V D et al. *Bull. Lebedev Phys. Inst.* **38** (10) 297 (2011)]

PACS numbers: 74.25.Ha, 74.25.Op, **74.50.+r, 74.72.-h**, 74.72.Hs  
DOI: 10.3367/UFNr.0182.201206h.0669

## Высокотемпературные сверхпроводники в сильных и сверхсильных магнитных полях

С.И. Веденеев

### 1. Введение

Высокотемпературные сверхпроводники (высокие температуры сверхпроводящего перехода,  $T_c$ ) — семейство материалов с общей структурной особенностью — относительно хорошо разделёнными медно-кислородными плоскостями. Их также называют купратами. Величина  $T_c$ , которая может быть достигнута в некоторых составах в этом семействе, является самой высокой среди температур сверхпроводящего перехода всех известных сверхпроводников. В настоящее время получено рекордно высокое значение  $T_c = 135$  К (под давлением  $T_c = 165$  К). Высокотемпературная сверхпроводимость появляется при легировании изолятора Мотта носителями заряда и существует в узком интервале концентраций носителей. На рисунке 1 приведена типичная фазовая диаграмма купратов. Дальний антиферромагнитный порядок (при  $T = 0$ ) исчезает при концентрации дырок на атом меди  $p \approx 0,03$ , и сверхпроводимость в недолегированных образцах возникает при  $p \approx 0,05$ . Уровень оптимального легирования соответствует максимальной величине  $T_c$ .

Купраты с различными составами в нормальном и сверхпроводящем состояниях показывают целый ряд общих особенностей, многие из которых не могут быть объяснены в рамках теории Бардина — Купера — Шриффера (БКШ). Последовательной теории сверхпроводимости в купратах в настоящее время не существует. Так, с открытием высокотемпературной сверхпроводимости возникли три следующих крайне важных и фундаментальных вопроса.

— Образуют ли носители заряда в нормальном состоянии ферми-жидкость?

— Какова связь высоких  $T_c$  с псевдощелью — корреляциями нормального состояния, которые появляются при  $T^* > T_c$  или ниже  $T_c$ , но выше верхнего критического поля  $H_{c2}$ ?

**С.И. Веденеев.** Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва, РФ  
E-mail: vedeneev@sci.lebedev.ru

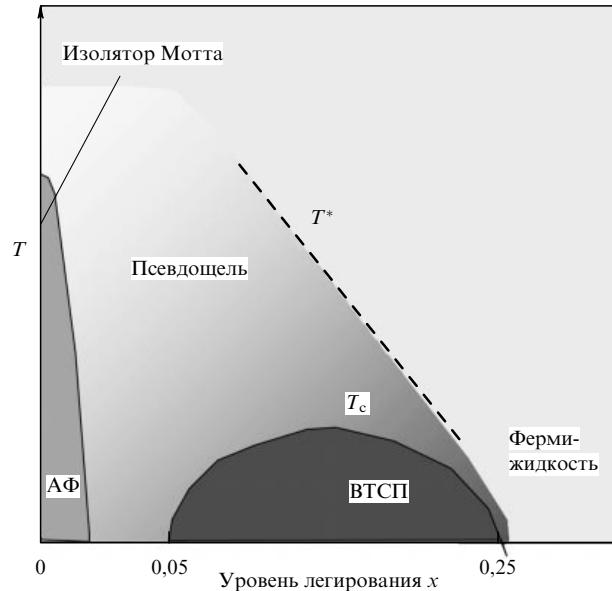


Рис. 1. Фазовая диаграмма купратов (АФ — антиферромагнетик).

— Какова природа сверхпроводящего перехода при  $T_c$ ?

Однозначный ответ получен пока лишь на первый вопрос. Для объяснения двух других вопросов было предложено несколько моделей. Наиболее обсуждаемыми являются две из них. Первая предполагает, что появление псевдощели при температурах выше  $T_c$  обусловлено неким влиянием антиферромагнитного упорядочения в высокотемпературном сверхпроводнике (ВТСП), которое возникает, когда он не легирован или слабо легирован носителями зарядов. В этом случае сверхпроводящий переход происходит по обычному БКШ-сценарию с "закрытием" сверхпроводящей щели и исчезновением макроскопической волновой функции. Это должно означать, что состояние с псевдощелью по своей сути несовместимо с d-волновой сверхпроводимостью, которая имеет место в ВТСП, и поэтому конкурирует с ней. Вторая теория утверждает, что сверхпроводящий переход происходит по сценарию с фазовым разупорядочением, когда термически рожденные вихри нарушают фазовую когерентность дальнего действия, конденсат пар теряет фазовую жесткость, но сохраняется при температурах, значительно превышающих  $T_c$ , в состоянии с псевдощелью. Эти два состояния должны очень мало различаться, но их различие является фундаментальным в механизме образования сверхпроводящих пар.

По мере изучения ВТСП стало ясно, что их сверхпроводящие свойства в значительной степени должны определяться их свойствами в нормальном состоянии, которые, как и первые, в большинстве своём являются аномальными и сильно изменяются с изменением концентрации носителей. Поэтому изучение проводимости монокристаллов ВТСП в нормальном состоянии, и особенно межслоевой проводимости, даёт информацию о свойствах квазичастиц, что весьма важно для понимания механизма высокотемпературной сверхпроводимости.

Одной из необычных особенностей свойств ВТСП в нормальном состоянии является сосуществование "металлической" температурной зависимости удельного сопротивления вдоль слоёв  $\text{CuO}_2$  (*ab*-плоскости)

$\rho_{ab}$  и "полупроводникового" поведения сопротивления в направлении, перпендикулярном слоям  $\text{CuO}_2$  (вдоль оси  $c$ )  $\rho_c$  (см., например, [1–3]). Причём при подавлении сверхпроводимости магнитным полем зависимость  $\rho_c$  от температуры при низких температурах показывала  $\log(1/T)$ -расходимость [4]. Такое очень разное поведение  $\rho_{ab}$  и  $\rho_c$  должно означать двумерную локализацию и несовместимость с ферми-жидкостным поведением [5]. Одновременно с этим в области температур, где зависимость  $\rho_c(T)$  имела полупроводниковый характер, в ВТСП во многих экспериментах вдоль оси  $c$  наблюдалось отрицательное магнетосопротивление, которое иногда связывалось с закрытием псевдощели. Наблюдаемые полупроводниковое поведение  $\rho_c(T)$  и отрицательное магнетосопротивление неоднократно обсуждались на языке различных моделей, таких как туннелирование вдоль оси  $c$  с сильным затуханием, прыжковая проводимость с межслоевым рассеянием, уменьшение плотности состояний квазичастиц из-за сверхпроводящих флуктуаций и др.

Особый интерес в физике носителей в сильнокоррелированных и разупорядоченных системах, к которым относятся ВТСП, представляет сосуществование сверхпроводимости и локализации. Последняя в металлической системе может привести к переходу металл–диэлектрик ( $M-I$ ) [6]. Переход  $M-I$  наблюдался в некоторых недолегированных системах ВТСП и характеризовался переходом к диэлектрическому поведению сопротивления  $\rho_{ab}(T)$ , которое увеличивалось как  $\log(1/T)$  без насыщения (см., например, [4] и приведённые там ссылки).

Что касается псевдощели, которая наблюдалась в различных экспериментах (ядерный магнитный резонанс, фотоэмиссия, туннелирование и др.) с недолегированными ВТСП в нормальном состоянии, то одна группа авторов [7–9] считает, что псевдощель является предвестником появления сверхпроводимости и в этом состоянии нарушена сверхпроводящая фазовая когерентность тепловыми или квантовыми флуктуациями. Другая — полагает, что псевдощель имеет несверхпроводящую природу и может существовать в спиновой части спектра возбуждений при их разделении на спиновую и зарядовую части. Однако результаты измерения зависимости спиновой щели в экспериментах по измерению спиновой решёточной релаксации оказались сильно противоречивыми. Разные авторы, изучая различные системы ВТСП, нашли, что начало полупроводникового поведения  $\rho_c(T)$  может как совпадать, так и не совпадать с открытием спиновой щели. В настоящее время отсутствует консенсус относительно природы псевдощели и её связи со сверхпроводимостью.

Наиболее воспроизводимые результаты в различных лабораториях мира получены при исследовании слоистых ВТСП на основе  $\text{Bi}$ . Температура сверхпроводящего перехода в  $\text{Bi}$ -купратах определяется числом (1, 2 или 3) двумерных плоскостей  $\text{CuO}_2$  в элементарной ячейке. Это соединения  $\text{Bi}_{2+x}\text{Sr}_{2-x}\text{CuO}_6$  ( $\text{Bi}2201$ ) с  $T_c=0-13$  К,  $\text{Bi}_{2-y}\text{La}_y\text{Sr}_2\text{CuO}_6$  ( $\text{Bi}(\text{La})2201$ ) с  $T_c=0-35$  К,  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$  ( $\text{Bi}2212$ ) с  $T_c=92$  К и  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{10}$  ( $\text{Bi}2223$ ) с  $T_c=115$  К. Кристаллическая структура слоистых ВТСП на основе  $\text{Bi}$  вдоль оси  $c$  представляет собой систему одинаковых внутренних контактов (переходов) Джозефсона, где один, два или три соседних слоя  $\text{CuO}_2$  разделены слоями  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{O}_4$ , которые действуют как диэлектрический туннельный барьер. Такая слоистая

структура и является причиной очень большой анизотропии транспортных и магнитотранспортных свойств Bi-ВТСП.

Как известно, при изучении электронных характеристик металлов наибольший интерес представляют их свойства, измеренные при низких и сверхнизких температурах. В случае простых (БКШ) сверхпроводников такие исследования проводились в магнитном поле, которое переводило образцы в нормальное состояние. Поскольку критические магнитные поля  $H_{c2}$  в ВТСП очень велики, для изучения их низкотемпературных свойств в нормальном состоянии потребовались сильные (до 30 Тл) и сверхсильные (выше 30 Тл) магнитные поля. Однако уже первые исследования показали, что основные свойства у всех трёх систем,  $\text{Bi}2201$ ,  $\text{Bi}2212$  и  $\text{Bi}2223$ , весьма схожи. Так как величины  $H_{c2}$  в сверхпроводниках пропорциональны  $T_c$ , для изучения транспорта и магнитотранспорта естественно было использовать образцы однослойного соединения  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CuO}_6$  — низкотемпературной фазы Bi-ВТСП. К сожалению, однослойное соединение  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CuO}_6$  при стехиометрическом составе является диэлектриком. Обойти эту трудность удалось в монокристаллах  $\text{Bi}(\text{La})2201$  частичной заменой стронция лантаном или в монокристаллах  $\text{Bi}_{2+x}\text{Sr}_{2-x}\text{CuO}_{6+\delta}$  с избытком висмута. Основные результаты нами были получены на монокристаллах  $\text{Bi}2201$  с избытком  $\text{Bi}$  без легирования  $\text{La}$ , поскольку монокристаллы  $\text{Bi}2201$  благодаря отсутствию примеси постороннего металла ( $\text{La}$ ) имели более совершенную структуру. Кроме того, нормальное состояние в этих монокристаллах при оптимальном легировании было достижимо в постоянном магните! Таким образом, исследуя  $\text{Bi}2201$ , можно было получить информацию и о свойствах высокотемпературных фаз ВТСП.

Выращивание монокристаллов  $\text{Bi}_{2+x}\text{Sr}_{2-x}\text{CuO}_6$  и  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$  и их полная характеристизация производились в Физическом институте им. П.Н. Лебедева РАН (Москва). Магнитные измерения были выполнены во Франции в Лаборатории высоких магнитных полей (Grenoble High Magnetic Field Laboratory) в Гренобле и Национальной лаборатории импульсных магнитных полей (National Pulsed Magnetic Field Laboratory) в Тулузе.

## 2. Анизотропия сопротивления высокотемпературных сверхпроводников в нормальном состоянии

С помощью разработанного нами метода свободного роста кристаллов внутри газовых полостей в растворе–расплаве  $\text{KCl}$  [10, 11] были выращены высококачественные монокристаллы  $\text{Bi}_{2+x}\text{Sr}_{2-x}\text{CuO}_{6+\delta}$  с различным уровнем легирования при  $0,09 < x < 0,7$  и разными  $T_c$ , от 0 до 13 К. Размеры кристаллов составляли  $(0,5-1,0) \text{ мм} \times (0,5-1,0) \text{ мм} \times (1-10) \text{ мкм}$ . Качество кристаллов проверялось измерением DC-сопротивления (DC — Direct Current) и AC-восприимчивости (AC — Alternating Current) с помощью рентгеновской дифракции и электронной микроскопии. Полуширина кривых качания в рентгеновских исследованиях не превышала  $0,1^\circ - 0,3^\circ$  (в зависимости от размеров кристалла). Микроанализ состава образцов производился с помощью электронного микроскопа "Philips CM-30" с рентгеновским спектрометром. Катионный состав измерялся в различных областях кристалла (в 10–40 точках), и разброс данных не превышал 2 %. Мы измерили коэффициент Холла в

нескольких кристаллах и нашли почти линейное соотношение между избытком Ви и концентрацией носителей, которое использовалось в дальнейшем. Было обнаружено, что оптимальное легирование в системе Bi2201 происходит при концентрации носителей на атом меди  $p = 0,17$ . Мы построили  $p - T_c$ -фазовую диаграмму для чистого (без легирования La) Bi2201 с уровнем легирования от  $p = 0,09$  до  $0,20$ .

В широкой области температур, вплоть до температуры  $20 \text{ мК}$ , мы впервые измерили температурные зависимости сопротивлений  $\rho_{ab}(T)$  и  $\rho_c(T)$  и магнетосопротивлений  $\rho_{ab}(H)$  и  $\rho_c(H)$  в монокристаллах купрата Bi2201 с разным уровнем легирования ( $T_c = 2,0 - 10,5 \text{ К}$ ). Рисунок 2а–г показывает зависимости  $\rho_{ab}(T)$  в полулогарифмическом масштабе (чтобы показать поведение  $\rho_{ab}$  в области низких температур) при различных фиксированных магнитных полях для нескольких образцов со значениями  $p$  между  $0,12$  и  $2,0$ . Поскольку данные при величинах магнитного поля  $H = 20,0$  и  $H = 27,5 \text{ Тл}$  почти идентичны, можно полагать, что они действительно относятся к нормальному состоянию. Проводимость  $\rho_{ab}$  для двух недолегированных образцов с концентрацией носителей  $p = 0,12$  (рис. 2а) и  $0,13$  (рис. 2б) при уменьшении температуры сначала проходит через минимум, а затем при  $T \approx 30 \text{ К}$  (рис. 2а) и  $T \approx 10 \text{ К}$  (рис. 2б) увеличивается как  $\log(1/T)$  в соответствии с началом локализации [4, 13]. Как отмечалось выше, Опо и др. [4] в недолегированных образцах Bi(La)2201 и  $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$  (LSCO) обнаружили  $\log(1/T)$ -зависимость для  $\rho_{ab}$  при температурах от  $30$  до  $0,3 \text{ К}$  без насыщения при низких температурах. Однако, как можно видеть из рис. 2а, б,  $\rho_{ab}$  в Bi2201 при сверхнизких температурах,  $T = 0,04 - 0,2 \text{ К}$ , в очень высоких полях показывает отклонение от  $\log(1/T)$ -зависимости. Это отклонение не связано с близостью сверхпроводящего перехода, так как поведение  $\rho_{ab}(T)$  в магнитных полях величиной  $20$  и  $27,5 \text{ Тл}$  идентично. Более того, данные при  $H = 27,5 \text{ Тл}$  на рис. 2б лежат ниже данных при  $H = 20 \text{ Тл}$ . Мы интерпретируем

начало насыщения  $\rho_{ab}$  как подавление локализации магнитным полем.

Наоборот,  $\rho_{ab}(T)$  для слегка недолегированного и перелегированного образцов с  $p = 0,16$  (рис. 2в) и  $0,2$  (рис. 2г) оказывается постоянной при температурах ниже  $5 \text{ К}$  и ясно показывает металлическое поведение в нормальном состоянии. По всей вероятности, переход металл – диэлектрик в Bi2201 лежит в недолегированной области ( $p < 0,16$ ), как и для Bi(La)2201 [4]. С увеличением концентрации носителей диэлектрическое поведение  $\rho_{ab}(T)$  постепенно сменяется металлическим.

Рисунок 2д–з показывает зависимости  $\rho_c(T)$  в полулогарифмическом масштабе при различных фиксированных значениях магнитного поля для тех же самых образцов, что и на рис. 2а–г с  $p$  между  $0,12$  и  $2,0$ . Сильное магнитное поле подавляет возрастание сопротивления с уменьшением температуры и в случае слегка недолегированного или перелегированного монокристаллов  $\rho_c(T)$  проявляет тенденцию к насыщению. Видно, что с увеличением концентрации носителей  $\log(1/T)$ -поведение  $\rho_c(T)$  в нормальном состоянии, как и  $\rho_{ab}(T)$ , постепенно сменяется металлическим и начало проявления такого поведения смещается к более высоким температурам при увеличении  $p$ . Наши данные для  $\rho_c(T)$  сильно противоречат полученным на монокристаллах LSCO и Bi(La)2201 результатам [5, 14], которые показывают  $\log(1/T)$ -расходимость в нормальном состоянии при  $T \ll T_c$  (до  $0,66 \text{ К}$ ). По мнению авторов этих работ, одновременные металлическое поведение  $\rho_{ab}$  и полупроводниковое поведение  $\rho_c$  однозначно доказывали неферми-жидкостную природу Bi(La)2201. Однако, как видно из рис. 2д–з, мы не имеем никаких доказательств  $\log(1/T)$ -расходимости при низких температурах в недолегированных монокристаллах Bi2201, и  $\rho_c$  в слегка недолегированном и перелегированном образцах Bi2201 при  $T < T_c$  в самых высоких из использованных нами в эксперименте полях почти не зависит от температуры. Это означает, что механизм переноса зарядов в низкотемпературном пределе,  $T/T_c \rightarrow 0$ , одинаков для  $ab$ - и  $c$ -направлений.

Для характеристики межслоевой связи в ВТСП часто используется параметр анизотропии удельного сопротивления  $\rho_c/\rho_{ab}$ . (Этот параметр в наших экспериментах достигал величины  $2,2 \times 10^4$  вблизи  $T_c$ .) Как и в предыдущих работах, отношение  $\rho_c/\rho_{ab}$  в нулевом поле сильно зависело от температуры, что позволило авторам этих работ предположить различный механизм переноса зарядов вдоль и поперёк слоёв CuO<sub>2</sub>. По нашим измерениям, отношение  $\rho_c/\rho_{ab}$  в нормальном состоянии при низких температурах в очень сильных магнитных полях практически не зависело от температуры при всех уровнях легирования образцов. Насыщение  $\rho_c/\rho_{ab}$  лишь раз свидетельствует об одинаковом и трёхмерном характере транспорта в монокристаллах Bi2201 в сильных магнитных полях.

### 3. Теплопроводность монокристаллов Bi2201

Как отмечалось в разделе 2, одним из центральных вопросов физики ВТСП является степень справедливости теории ферми-жидкости Ландау при описании элементарных возбуждений их основного состояния. ВТСП относятся к легированным моттовским диэлектрикам с сильным кулоновским отталкиванием (не учтываемым в ферми-жидкостном подходе), и недавно появив-

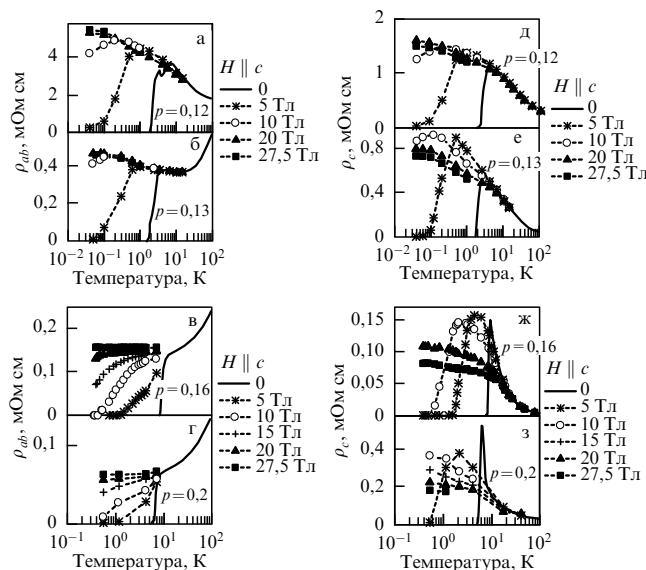


Рис. 2. Зависимости  $\rho_{ab}$  (а–г) и  $\rho_c$  (д–з) от температуры в полулогарифмическом масштабе при различных фиксированных магнитных полях для нескольких, но одинаковых образцов с концентрацией носителей на атом меди  $p$  между  $0,12$  и  $2,0$  [12].

лись работы о нарушении теории ферми-жидкости в ВТСП-купратах [15]. Установить, до какой степени это становится препятствием для образования квазичастиц в пределе нулевой температуры, можно, измеряя теплопроводность в нормальном состоянии при сверхнизких температурах. Это даёт возможность проверить справедливость универсального для ферми-жидкости закона Видемана–Франца (ВФ), из которого следует, что электропроводимость  $\sigma$  и теплопроводность  $k$  к квазичастицам связаны универсальной постоянной  $\kappa/\sigma T = L_0 = 2,44 \times 10^{-8}$  Вт Ом К<sup>-2</sup>. Поскольку свойства ВТСП сильно зависят от уровня легирования, особенно важно было изучить, насколько сильно нарушается закон ВФ при изменении уровня легирования в купратах. Для таких измерений мы выбрали монокристаллы Bi2201, так как доступных магнитных полей величиной до 28 Тл было достаточно, чтобы перевести образцы в нормальное состояние при температурах вплоть до 90 мК. Такие измерения были выполнены впервые. Поскольку теплопроводность при сверхнизких температурах в таких высоких полях ( $> 15$  Тл) до сих пор никем не измерялась, нами было разработано и изготовлено специальное оборудование. В этих же экспериментах измерялась температурная зависимость сопротивления образцов, что было необходимо для согласования данных по электро- и теплопроводности. Измерение сверхнизких температур в сильных полях в вакууме является непростой задачей, и мы применяли термометры на основе кулоновской блокады — решётки одноэлектронных туннельных переходов фирмы "Nanoway" (Финляндия).

Было найдено, что вблизи уровня оптимального легирования, при  $p = 0,17$ , в монокристаллах Bi2201 линейный член в температурной зависимости теплопроводности, который соответствует электронной теплопроводности, очень близок к величине, определяемой законом ВФ, и, следовательно, элементарные возбуждения, которые переносят заряд и тепло в оптимально легированных купратах, — фермионы. С уменьшением легирования в образцах закон ВФ нарушается. Степень отклонения увеличивалась с уменьшением уровня легирования. Линейный член в температурной зависимости теплопроводности возрастал и при  $p = 0,12 - 0,13$  в несколько раз превышал величину, которая следует из закона ВФ. На рисунке 3 показаны экспериментальные значения числа Лоренца  $L = \kappa/\sigma T$ , нормированные на  $L_0$ , для четырёх монокристаллов Bi2201 с разным уровнем легирования (тёмные квадраты). Затемнённая область соответствует диэлектрику. На вставке приведены наши результаты вместе с аналогичными данными, полученными другими авторами на образцах купратах Pr<sub>2-x</sub>Ce<sub>x</sub>CuO<sub>4</sub> (PCCO), Tl<sub>2</sub>Ba<sub>2</sub>CuO<sub>6</sub> (Tl2201) и La<sub>2-x</sub>Sr<sub>x</sub>CuO<sub>4</sub>. Горизонтальной линией показана величина  $L/L_0$ , ожидаемая из закона ВФ [16, 17].

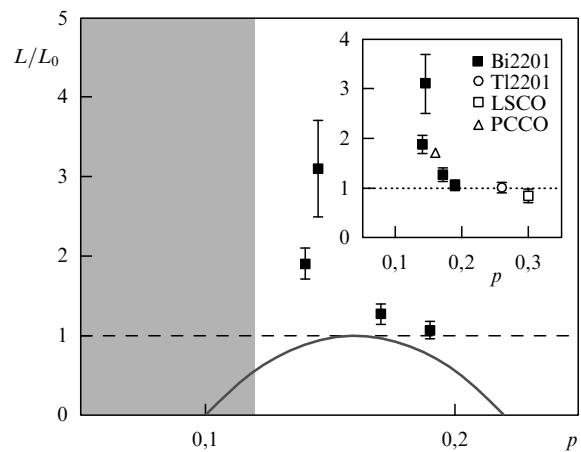


Рис. 3. Экспериментальные значения числа Лоренца  $L = \kappa/\sigma T$ , нормированные на  $L_0$ , для четырёх монокристаллов Bi2201 с разным уровнем легирования (тёмные квадраты). Затемнённая область соответствует диэлектрику. На вставке приведены наши результаты вместе с аналогичными данными, полученными другими авторами на образцах купратах Pr<sub>2-x</sub>Ce<sub>x</sub>CuO<sub>4</sub>, Tl<sub>2</sub>Ba<sub>2</sub>CuO<sub>6</sub> и La<sub>2-x</sub>Sr<sub>x</sub>CuO<sub>4</sub>. Горизонтальной линией показана величина  $L/L_0$ , ожидаемая из закона ВФ [16, 17].

чины и температурной зависимости  $H_{c2}(T)$ . Ввиду больших величин критических магнитных полей в ВТСП измерения проводились при температурах, близких к  $T_c$ , и значения  $H_{c2}(0)$  определялись экстраполяцией данных к нулевой температуре. Благодаря структурной простоте и низким величинам  $T_c$  низкотемпературные фазы ВТСП являются идеальным выбором для этих исследований. Первые эксперименты с монокристаллами Tl2201 ( $T_c$  около 20 К) [18] и плёнками Bi2201 ( $T_c$  около 15 К) [19] в сильных магнитных полях показали аномальную температурную зависимость  $H_{c2}(T)$ . С уменьшением температуры кривые магнетосопротивления смещались в область высоких полей, но насыщения  $H_{c2}$  не наблюдалось. Величины  $H_{c2}(0)$  значительно превосходили ожидаемые из наклона  $dH_{c2}/dT$  вблизи  $T_c$ . Такое экзотическое поведение  $H_{c2}(T)$  не могло быть объяснено никакими общепринятыми моделями.

Мы выполнили тщательные исследования  $H-T$ -фазовой диаграммы для магнитных полей, приложенных параллельно и перпендикулярно проводящим плоскостям в монокристаллах Bi2201. Измерения проводились на слегка недолегированных образцах с концентрацией носителей на атом меди  $p = 0,15 - 0,16$  и  $T_c = 7 - 9$  К. Было измерено магнетосопротивление образцов в постоянных (до 28 Тл) и импульсных (до 55 Тл) магнитных полях в широкой области температур, вплоть до 40 мК и 0,4 К соответственно. Вследствие низкой величины  $T_c$  значение поля 52 Тл оказалось достаточным для подавления сверхпроводимости при  $T/T_c = 0,04$  в параллельной конфигурации. В импульсных полях одинаковые результаты были получены как при возрастании поля (в течение 26 мс), так и при его уменьшении (в течение 110 мс), что исключало возможный нагрев образца вихревыми токами. Резистивное верхнее критическое магнитное поле  $H_{c2}^*$  соответствовало значению поля, при котором сопротивление вдоль оси  $c$  или  $ab$ -плоскости достигало величины для нормального состояния при данной температуре. На рисунке 4а и б показаны кривые перехода в нормальное состояние одного из монокрис-

#### 4. Верхнее критическое магнитное поле и его анизотропия в монокристаллах Bi2201

Несмотря на то что верхнее критическое магнитное поле  $H_{c2}(0)$  является одним из основных параметров в проблеме высокотемпературной сверхпроводимости, до сих пор существует некоторая неоднозначность его вели-

таллов Bi2201 в магнитном поле, направленном вдоль оси  $c$  и  $ab$ -плоскости соответственно, при разных температурах. Как видно из рис. 4в, экспериментальные данные для  $H_{c2\perp ab}^*$  в полях, перпендикулярных  $ab$ -плоскости (точки в нижней части рисунка), в области температур  $T/T_c = 0,04 - 1,00$  хорошо описывались теорией Верхамера – Гельфанд – Хоэнберга (Werthamer, Helfand и Hohenberg, WHH), основанной на орбитальном механизме подавления сверхпроводимости в простых сверхпроводниках. В случае магнитных полей, параллельных  $ab$ -плоскости, данные для  $H_{c2\parallel ab}^*(T)$  при  $T/T_c < 0,8$  сильно отклонялись от WHH-кривой и показывали насыщение при  $H = 52$  Тл, а не при 92 Тл — величине, следующей из данных вблизи  $T_c$  согласно WHH-теории. При  $T = 0,38$  К анизотропия  $H_{c2\parallel ab}^*/H_{c2\perp ab}^*$  равнялась 1,9.

Другим свидетельством недостаточности орбитального механизма для описания поведения  $H_{c2}^*$  слоистого купрата в параллельном магнитном поле может служить переход от описания через  $H_{c2}^*$  к описанию на языке длины когерентности  $\xi$  в анизотропной теории Гинзбурга – Ландау (ГЛ) в предположении, что выражения, связывающие  $H_{c2}^*$  и  $\xi$ , справедливы в широкой области температур. Используя экспериментальные данные для  $H_{c2}^*$ , мы нашли, что температурная зависимость длины когерентности в  $ab$ -плоскости,  $\xi_{ab}(T)$ , хорошо описывалась теорией ГЛ, тогда как длина когерентности в поперечном направлении,  $\xi_c$ , полученная из данных  $H_{c2\parallel ab}^*(T)$ , не зависела от температуры и была очень близка к величине расстояния между  $ab$ -плоскостями в Bi2201. Полученные результаты в параллельном магнитном поле не согласуются и с теориями, предполагающими 3D–2D-кроссовер при низких температурах при исчезновении связи между слоями. В наших экспериментах такой кроссовер не наблюдался. Мы показали, что сверхпроводимость в слоистых монокристаллах в параллельном поле ограничивается парамагнитным эффектом, и в приближении теории ГЛ получили выражение для парамагнитного ограничивающего поля, что дало величину  $H_{c2\parallel ab}^*(0)$ , близкую к экспериментальной.

Как отмечалось выше, к необычным особенностям свойств ВТСП в нормальном состоянии следует отнести тот факт, что в области температур, где зависимость  $\rho_c(T)$  имеет полупроводниковый характер, вдоль оси  $c$  наблюдается отрицательное магнетосопротивление,  $\rho_c(H)$ , которое иногда связывается с псевдощелью. На рисунке 5а показана такая зависимость  $\rho_c(H)$  при температурах 4,2–0,4 К в импульсных магнитных полях до 55 Тл и на вставке приведена зависимость  $\rho_c(H)$  при температурах 0,9–0,04 К в постоянных полях до 27 Тл для монокристалла Bi2201. При подавлении сверхпроводимости магнитным полем сопротивление образца возрастает, достигает максимума при некоторой величине поля  $H_p^c$  и затем уменьшается. Авторы многих работ полагали, что в поле  $H_p^c$  образец переходит в нормальное состояние, и отождествляли  $H_p^c$  с верхним критическим магнитным полем  $H_{c2}$ . Причём отрицательное магнетосопротивление  $\rho_c(H)$  в нормальном состоянии связывалось с постепенным "закрытием" псевдощели [23].

С другой стороны, в работах [2, 24, 25] в попытке объяснить отрицательное магнетосопротивление  $\rho_c(H)$  было предположено, что межслоевая проводимость в Bi2212 определяется суммой двух параллельных процессов: джозефсоновского и квазичастичного туннелирования. Объединяя результаты наших измерений магнетосопро-

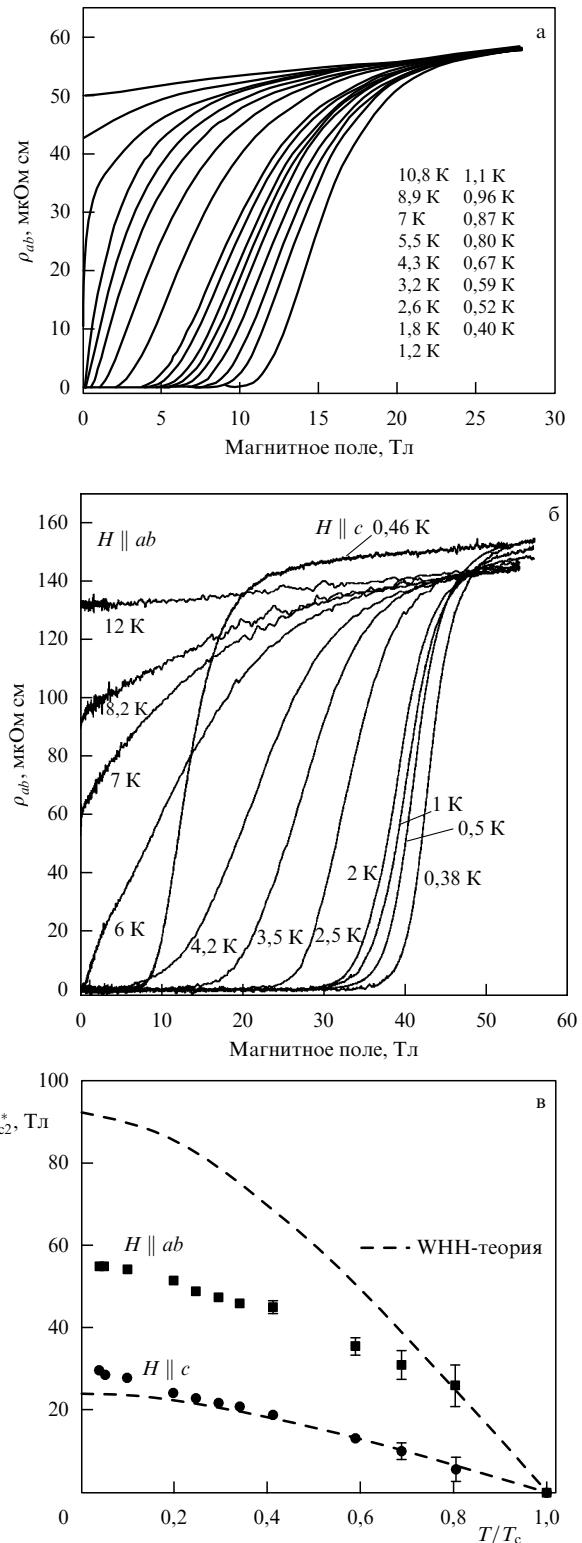
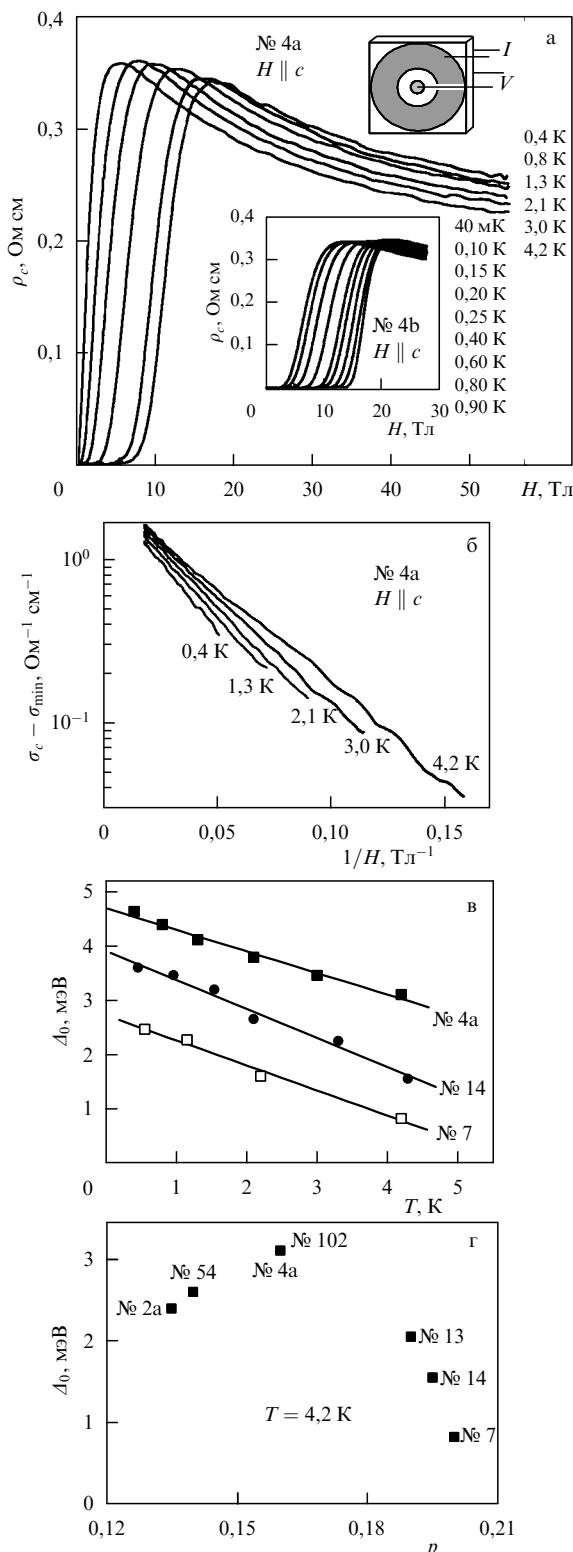


Рис. 4. Кривые перехода в нормальное состояние одного из монокристаллов Bi2201 в магнитном поле, направленном вдоль оси  $c$  (а) и  $ab$ -плоскости (б) при разных температурах. (в) Резистивное верхнее критическое магнитное поле  $H_{c2}^*$ , определенное по 100 % сопротивлений в нормальном состоянии, показанных на рис. а и б, как функция приведённой температуры  $T/T_c$  для двух ориентаций  $H_{c2\perp ab}^*$  (кружки) и  $H_{c2\parallel ab}^*$  (квадраты). Штриховыми линиями показаны теоретические WHH-кривые [20, 21].

противлений  $\rho_{ab}(H, T)$ ,  $\rho_c(H, T)$  и межслоевого магнитотуннелирования в монокристаллах Bi2201, мы показали, что при максимуме  $\rho_c(H)$  исчезает джозефсоновская



**Рис. 5.** (а) Зависимость  $\rho_c(H)$  при температурах 4,2–0,4 К в импульсных магнитных полях до 55 Тл (образец 4а) для монокристалла Bi2201 при ориентации  $H_{c2,ab}^*$ . На вставке в средней части рисунка приведена та же зависимость при температурах 0,9–0,04 К в постоянных полях до 27 Тл (образец 4б). На вставке в правом верхнем углу рисунка показано расположение токовых и потенциальных контактов. (б) Межслоевая проводимость, полученная из данных, приведенных на рис. а, в полулогарифмическом масштабе как функция обратного магнитного поля при различных температурах. (в) Температурная зависимость энергетической щели  $\Delta_0$  для трёх монокристаллов Bi2201 с различным уровнем легирования (0,16; 0,19 и 0,2). (г) Зависимость  $\Delta_0$  от уровня легирования для различных образцов Bi2201 (номера которых указаны на рисунке) [22].

компоненты межслоевого тока и остаётся лишь квазичастичное туннелирование, причём  $H_p^c \ll H_{c2}^*$ . Мы получили первое доказательство того, что в ВТСП-купратах в псевдощелевом состоянии сохраняются неоднородно распределённые спиновые корреляции даже после подавления сверхпроводимости и локальных сверхпроводящих корреляций. Имеется четыре характерных величины магнитного поля  $H_p^c < H_{c2}^* < H^{\text{onset}} < H^*$ , где:

1)  $H_p^c$  — поле, при котором подавляется фазовая когерентность вдоль оси  $c$  между сверхпроводящими слоями  $\text{CuO}_2$  ( $ab$ -плоскостями);

2)  $H_{c2}^*$  — поле, при котором устанавливается нормальное сопротивление в  $ab$ -плоскостях, т.е. подавляется фазовая когерентность в слоях  $\text{CuO}_2$ ;

3)  $H^{\text{onset}}$  — поле, при котором подавляются локальные сверхпроводящие корреляции в несвязанных областях  $ab$ -плоскостей;

4)  $H^*$  — поле, при превышении которого разрушаются все спиновые (spin-singlet) корреляции.

Наконец, мы показали, что отрицательное магнетостопротивление  $\rho_c(H)$  образцов Bi2201 в полях, превышающих  $H_p^c$ , экспоненциально насыщается с возрастанием магнитного поля и межслоевая проводимость монокристаллов может быть описана функционалом вида  $\sigma_c = \sigma_0 \exp(-\Delta_0/g\mu_B H)$ , где  $\Delta_0$  — независящая от магнитного поля энергетическая щель, которую мы определили как псевдощель, или спиновую щель,  $\mu_B$  — магнетон Бора. Тогда из наклона линейной зависимости  $\ln \sigma_c$  от  $1/H$  (рис. 5б) можно найти  $\Delta_0$ , а из изменения этого наклона с изменением температуры можно получить зависимость  $\Delta_0$  от температуры. Как видно из рис. 5в, на котором приведены данные для трёх монокристаллов Bi2201, эта зависимость является линейной, причём  $\Delta_0$  уменьшается с возрастанием температуры. Кроме того, величина  $\Delta_0$  оказалась близкой к величине сверхпроводящей щели и её зависимость от уровня легирования имела максимум при той же величине  $p$ , что и  $T_c$  (рис. 5г). В несверхпроводящих образцах  $H_p^c = 0$  и  $H_{c2}^* = 0$ .

### 5. Зависимость сверхпроводящей щели и псевдощели монокристаллов $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ (Bi2212) от магнитного поля

Хорошо известно, что в простых сверхпроводниках достаточно сильное магнитное поле индуцирует их переход в нормальное состояние. Магнитное поле подавляет сверхпроводимость в результате орбитального эффекта, который разрушает куперовские пары, или через парамагнетизм Паули спинов электронов. Эти эффекты хорошо изучены в БКШ-сверхпроводниках. Так, в массивных образцах доминирует орбитальный эффект, тогда как в тонких плёнках сверхпроводимость разрушается вследствие эффекта Паули. Теория ГЛ и БКШ-теория предсказывают, что в магнитном поле сверхпроводящая энергетическая щель  $2\Delta$  должна уменьшаться с увеличением поля и становиться равной нулю при достижении полем величины  $H_{c2}$ . Это предсказание было подтверждено, в частности, с помощью туннельной спектроскопии — наиболее информативного метода исследования сверхпроводников, поскольку проводимость туннельного перехода прямо пропорциональна плотности состояний квазичастиц.

Было получено много доказательств, что магнитные свойства ВТСП существенно отличаются от свойств БКШ-сверхпроводников. Естественно, ожидалось и различное

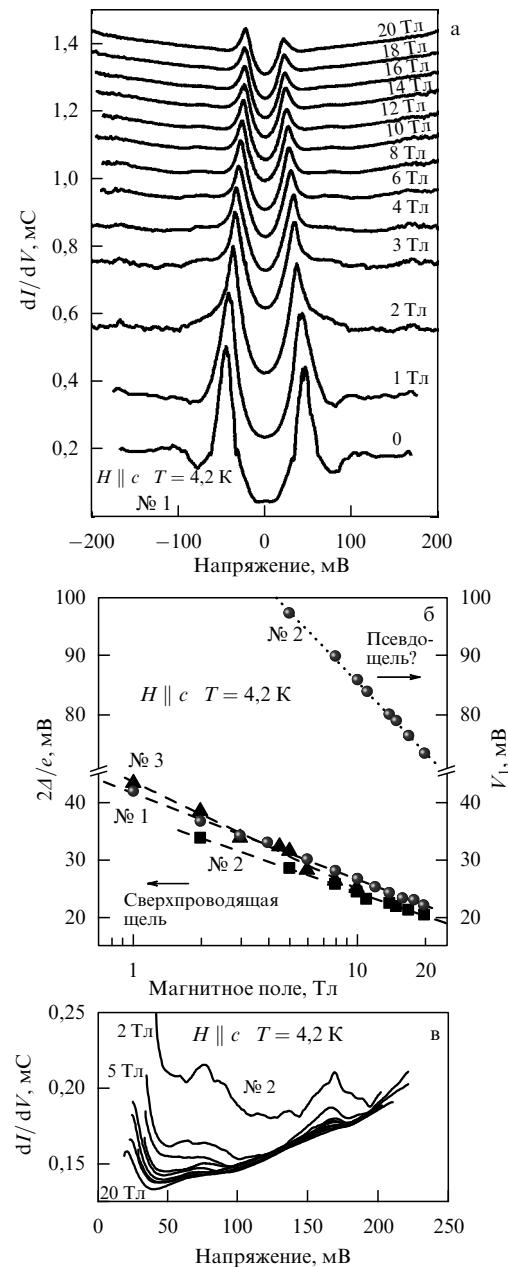
поведение сверхпроводящей щели в магнитном поле. Например, общепринятым считается, что в отличие от БКШ-сверхпроводников, обладающих  $s$ -симметрией, ВТСП имеют  $d_{x^2-y^2}$ -симметрию параметра порядка и потому сверхпроводящая щель может быть различной в разных направлениях (см., например, [26]). Однако, несмотря на многократное наблюдение энергетической щели в широко исследуемых туннельным методом образцах Bi2212, изменения щели в магнитном поле обнаружено не было.

Предварительно мы подробно исследовали плотность состояний квазичастиц, используя высококачественные туннельные переходы на микротрещине (типа разломных контактов (break-junctions)) монокристаллов Bi2212 при сверхнизких температурах (30–50 мК) в магнитных полях вплоть до величины 26 Тл [27]. В этих экспериментах мы также не наблюдали больших изменений щели. Кроме того, мы не смогли объяснить наши результаты ни чистым  $s$ -спариванием, ни чистым  $d_{x^2-y^2}$ -спариванием.

В недавних исследованиях монокристаллов Bi2212 с помощью фотоэмиссии с высоким угловым разрешением (Angle-Resolved Photoemission Spectroscopy, ARPES) была найдена спектральная щель вблизи нодальной области импульсного пространства, которая открывалась при  $T_c$  и имела температурную зависимость, близкую к таковой в теории БКШ [28, 29], тогда как в других направлениях щель была менее чувствительна к  $T_c$  и изменялась в соответствии с  $T^*$ . Наблюдаемое большое изменение температурной зависимости спектральной щели при движении вдоль поверхности Ферми в ARPES-экспериментах позволяло надеяться, что и зависимость энергетической щели от магнитного поля будет различной в разных точках ферми-поверхности. Учитывая тот факт, что перестройка наших туннельных переходов на микротрещине в жидком гелии позволяла получать большое число туннельных контактов в различных местах микротрещины в монокристалле, мы попытались найти эту щель и изучить её зависимость от магнитного поля.

На рисунке 6а приведены дифференциальные проводимости туннельного перехода  $dI/dV$  как функции напряжения смещения  $V$  (для наглядности все кривые сдвинуты вверх относительно нижней кривой). Они являются типичными для туннельных переходов сверхпроводник–диэлектрик–сверхпроводник и характеризуются резкими максимумами при напряжении  $\pm V = 2\Delta/e$ . Сверхпроводящая щель, определённая как половина расстояния между основными максимумами, равна 45 мэВ при  $T = 4,2$  К. Соответственно, приведённое значение щели  $2\Delta/k_B T_c \approx 6,2$ . Видно, что с возрастанием магнитного поля основные щелевые максимумы на рис. 6а уменьшаются по амплитуде и смещаются в область меньших напряжений. Единственным объяснением такого поведения туннельных спектров может быть подавление сверхпроводящей щели магнитным полем. В противоположность результатам предыдущих исследований, в которых магнитное поле практически не действовало на наблюдавшую энергиетическую щель, мы впервые обнаружили сверхпроводящую щель, которая значительно подавлялась магнитным полем (до 50 % при  $H = 20$  Тл). Это является прямым подтверждением связи обнаруженной щели со сверхпроводимостью.

На рисунке 6б мы показываем зависимость энергетической щели  $2\Delta$  от магнитного поля в полулогарифмическом масштабе, для образца 1, найденную из рис. 6а. Приведены также данные для туннельных переходов для



**Рис. 6.** (а) Дифференциальная проводимость  $dI/dV$  как функция напряжения смещения  $V$  для туннельного перехода на микротрещине монокристалла Bi2212 при  $T = 4,2$  К для различных магнитных полей, параллельных оси  $c$  (для ясности все кривые смещены вверх относительно нижней кривой). (б) Зависимость сверхпроводящей щели  $2\Delta$  от магнитного поля в полулогарифмическом масштабе, найденная по данным, приведённым на рис. а. Приведены также данные для других туннельных переходов, полученные на других монокристаллах Bi2212, чтобы показать воспроизводимость полевой зависимости  $2\Delta$ . (в) Части зависимости  $dI/dV(V)$  при положительном напряжении смещения выше щелевого максимума для туннельного перехода, изготовленного на образце 2, при  $T = 4,2$  К в различных магнитных полях, перпендикулярных  $ab$ -плоскости [30].

образцов 2 и 3 монокристаллов Bi2212, чтобы показать воспроизводимость полевой зависимости  $2\Delta$ . Видно, что  $2\Delta$  уменьшается логарифмически с увеличением магнитного поля (штриховые линии), хотя мы не можем исключить экспоненциальной зависимости, которая также разумно согласуется с экспериментальными данными. Более важно, что наблюденная зависимость  $2\Delta$  от магнитного поля не соответствует теории ГЛ, которая пред-

сказывает  $\Delta(H) = \Delta(0)[1 - (H/H_{c2})^2]^{1/2}$ , так что сверхпроводящая щель должна быть почти независимой от магнитного поля при  $H \ll H_{c2}$ , а у нас она уменьшается вдвое.

Поскольку оценки верхнего критического поля  $H_{c2}$  для Bi2212 дают значение около 90 Тл [23], величина магнитного поля в данных экспериментах оказывается недостаточной для того, чтобы подавить сверхпроводимость при  $T = 4,2$  К. Этим объясняется, почему мы наблюдали лишь уменьшение сверхпроводящей щели вдвое. Для того чтобы подтвердить сохранение логарифмического поведения  $2\Delta$  при магнитных полях вплоть до  $H_{c2}$ , требуются измерения в более сильных полях, тем более что линейная экстраполяция данных на рис. 6б даёт неразумно большую величину  $H_{c2}$  (несколько сотен тесла).

Как видно из рис. 6а, в туннельных спектрах имеется заметная дополнительная структура при напряжениях выше основных щелевых максимумов. Эта структура провал–горб (dip-and-hump) является предметом длительных дискуссий, и до сих пор не ясно, связана ли она с псевдощелью или отражает эффекты сильной связи, как и в простых сверхпроводниках. Из рисунка 6а также видно, что провал и горб коррелируют друг с другом: с увеличением магнитного поля оба размыкаются с быстрым уменьшением амплитуды и смещаются одновременно в сторону меньших напряжений вслед за щелевым максимумом. Поведение этой структуры более ясно видно из рис. 6в, на котором мы приводим части зависимостей  $dI/dV(V)$  при положительном напряжении смещения выше щелевого максимума для туннельного перехода, изготовленного на образце 2, при  $T = 4,2$  К и различных магнитных полях, перпендикулярных  $ab$ -плоскости. Обращает на себя внимание тот факт, что провал–горб–структура с увеличением магнитного поля смещается в сторону меньших напряжений значительно быстрее, чем основной максимум, связанный со сверхпроводящей щелью. На рисунке 6б приведена зависимость положения этой структуры на оси напряжений,  $V_1$ , от магнитного поля, которая определялась измерением второй производной  $d^2I/dV^2(V)$ . По этой причине нельзя связать провал–горб–структуру с эффектами сильной связи, поскольку при её смещении в магнитном поле одновременно с основным "щелевым" максимумом разность между положением максимума и положением структуры на оси напряжений должна оставаться постоянной. Однако из рис. 6б видно, что это не так. Кажется более разумным предположить, что провал–горб–структура связана с псевдощелью, которая существует в широкой области импульсного пространства. Разный наклон зависимостей щели и провал–горб–структуры на рис. 6б указывает на различное действие магнитного поля на сверхпроводящую щель и псевдощель и предполагает отсутствие корреляции между ними в Bi2212.

На рисунке 6а, в виден ещё один максимум при более высоком напряжении смещения, который также размыкается и уменьшается с возрастанием поля, однако, поскольку его положение на оси напряжений в поле не изменяется, по-видимому, он связан с неупругим процессом в туннельном барьере.

## 6. Заключение

В статье кратко приведены результаты магнитотранспортных и магнитотуннельных исследований монокристаллов высокотемпературных сверхпроводников  $\text{Bi}_{2+x}\text{Sr}_{2-x}\text{CuO}_6$  (Bi2201) и  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$  (Bi2212) в сильных и сверхсильных магнитных полях в широкой области температур, вплоть до 20 мК. В монокристаллах Bi2201 при  $T \approx T_c$  анизотропия сопротивления  $\rho_c/\rho_{ab} \approx 10^4$ . При низких температурах в Bi2201 в нормальном состоянии с уменьшением концентрации носителей наблюдается переход металл–диэлектрик. В пределе  $T \rightarrow 0$  механизм переноса заряда в  $ab$ -плоскости и вдоль оси  $c$  одинаков (анизотропное трёхмерное поведение). Закон Видемана–Франца справедлив в чистых оптимально легированных монокристаллах Bi2201. Отклонение появляется с уменьшением уровня легирования в окрестности перехода металл–диэлектрик. Элементарные возбуждения, которые переносят заряд и тепло в купратах, — фермионы. Исходя из анизотропии сопротивления в Bi2201 анизотропия верхнего критического магнитного поля, согласно анизотропному ГЛ-соотношению, должна быть около 100, тогда как при  $T = 0,38$  К анизотропия  $H_{c2\parallel ab}^*/H_{c2\perp ab}^*$  оказалась равной 1,9. При низких температурах сверхпроводимость начинает нарушаться в полях, больших 30 Тл, из-за парамагнетизма Паули. В ВТСП-купратах имеются четыре характерные величины магнитного поля:  $H_p^c < H_{c2}^* < H^{\text{onset}} < H^*$ . Сверхпроводящая щель и псевдощель в ВТСП существенно зависят от магнитного поля, но его воздействие на эти щели различно.

## Список литературы

- Martin S et al. *Phys. Rev. B* **41** 846 (1990)
- Briceno G, Crommie M F, Zettl A *Phys. Rev. Lett.* **66** 2164 (1991)
- Forro L *Phys. Lett. A* **179** 140 (1993)
- Ono S et al. *Phys. Rev. Lett.* **85** 638 (2000)
- Ando Y et al. *Phys. Rev. Lett.* **77** 2065 (1996); *Phys. Rev. Lett.* **79** 2595 (1997), Erratum
- Anderson P W *Phys. Rev.* **109** 1492 (1958)
- Emery V J, Kivelson S A *Nature* **374** 434 (1995)
- Hotta T, Mayr M, Dagotto E *Phys. Rev. B* **60** 13085 (1999)
- Maly J, Jankó B, Levin K *Phys. Rev. B* **59** 1354 (1999)
- Gorina J et al. *Solid State Commun.* **91** 615 (1994)
- Martovitsky V P, Gorina J I, Kaljushnaia G A *Solid State Commun.* **96** 893 (1995)
- Vedeneev S I, Maude D K *Phys. Rev. B* **70** 184524 (2004)
- Jing T W et al. *Phys. Rev. Lett.* **67** 761 (1991)
- Ando Y et al. *Phys. Rev. Lett.* **75** 4662 (1995)
- Hill R W et al. *Nature* **414** 711 (2001)
- Bel R et al. *Phys. Rev. Lett.* **92** 177003 (2004)
- Proust C et al. *Phys. Rev. B* **72** 214511 (2005)
- Mackenzie A P et al. *Phys. Rev. Lett.* **71** 1238 (1993)
- Osofsky M S et al. *Phys. Rev. Lett.* **71** 2315 (1993)
- Vedeneev S I et al. *Phys. Rev. B* **60** 12467 (1999)
- Vedeneev S I et al. *Phys. Rev. B* **73** 014528 (2006)
- Vedeneev S I et al. *Phys. Rev. B* **75** 064512 (2007)
- Shibauchi T et al. *Phys. Rev. Lett.* **86** 5763 (2001)
- Gray K E, Kim D H *Phys. Rev. Lett.* **70** 1693 (1993)
- Morozov N et al. *Phys. Rev. Lett.* **84** 1784 (2000)
- Won H, Maki K *Phys. Rev. B* **49** 1397 (1994)
- Vedeneev S I, Maude D K *Phys. Rev. B* **72** 144519 (2005)
- Lee W S et al. *Nature* **450** 81 (2007)
- Chien C-C et al. *Phys. Rev. B* **79** 214527 (2009)
- Vedeneev S I, Piot B A, Maude D K *Phys. Rev. B* **81** 054501 (2010)