

## ОБЗОРЫ АКТУАЛЬНЫХ ПРОБЛЕМ

Прямые наблюдения космических лучей:  
современное состояние проблемы

А.Д. Панов, Д.М. Подорожный, А.Н. Турундаевский

*Представлен подробный обзор состояния научного направления, связанного с прямым изучением галактических космических лучей с использованием космических аппаратов и высотных аэростатов. Обсуждаются наиболее актуальные фундаментальные задачи астрофизики высоких и сверхвысоких энергий, решаемые прямыми методами наблюдения космических лучей. Обозначены возможные перспективы продолжения исследований в этой области науки в ближайшее десятилетие.*

**Ключевые слова:** космические лучи, прямые наблюдения

PACS number: 96.50.S–

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNr.2023.11.039589>

## Содержание

1. Введение (681).
  2. Современные инструменты для прямых измерений космических лучей (683).
  3. "Универсальное малое колено" космических лучей (687).
  4. Тяжёлые ядра: зависимость спектров от заряда ядра (692).
    - 4.1. Различие наклонов спектров. 4.2. Аномалия в отношениях спектров ядер C, O, Ne, Mg, Si к спектру железа.
  5. Вторичные ядра (694).
  6. Проблема отношения субжелеза к железу и спектры малообильных ядер (696).
  7. Сверхтяжёлые ядра и изотопный состав ядер космических лучей (698).
  8. Электроны, позитроны и антиматерия (701).
    - 8.1. Суммарный спектр электронов и позитронов. 8.2. Антиматерия в космических лучах.
  9. Перспективы и будущие эксперименты (705).
    - 9.1. Эксперимент TIGERISS. 9.2. Эксперимент НУКЛОН-2. 9.3. Эксперимент HERD. 9.4. Эксперимент ОЛВЭ.
  10. Заключение (707).
  11. Приложение (708).
    - А. Сокращения. Б. Расшифровка аббревиатур в названиях экспериментов и проектов.
- Список литературы (708).

А.Д. Панов<sup>(а)</sup>, Д.М. Подорожный<sup>(б)</sup>, А.Н. Турундаевский<sup>(с)</sup>  
 Научно-исследовательский институт ядерной физики  
 им. Д.В. Скобельцына  
 Московского государственного университета  
 им. М.В. Ломоносова,  
 Ленинские горы 1, стр. 2, 119991 Москва,  
 Российская Федерация  
 E-mail: <sup>(а)</sup> panovenator@gmail.com, <sup>(б)</sup> dmpo@bk.ru,  
<sup>(с)</sup> ant@eas.sinp.msu.ru

Статья поступила 24 июля 2023 г.,  
 после доработки 29 октября 2023 г.

## 1. Введение

Под галактическими космическими лучами (ГКЛ) понимаются потоки релятивистских и ультрарелятивистских заряженных частиц, заполняющие межзвёздное пространство. Космические лучи представлены адронной и лептонной компонентами. Адронная (иначе — ядерная) компонента ГКЛ состоит из ядер химических элементов начиная с протонов (ядра водорода) до ядер, значительно более тяжёлых, чем ядро железа. Лептонная компонента состоит из электронов и позитронов. Хотя адронная компонента сильно доминирует, наличие лептонной компоненты также очень важно для понимания природы космических лучей, так как в ней может содержаться важная информация о ближайших источниках космических лучей и о таких экзотических объектах, как тёмная материя или первичные чёрные дыры. В космических лучах присутствует также антиматерия в форме антипротонов и, возможно, более тяжёлых антиядер. Среди релятивистских космических частиц могут существовать также некоторые гипотетические экзотические объекты, такие, как, например, странглеты [1, 2].

Ядерная компонента галактических космических лучей является одной из важнейших компонент межзвёздной среды, так как соответствующая ей пространственная плотность энергии (около  $1,5 \text{ эВ см}^{-3}$  [3]) сопоставима с плотностью энергии межзвёздного электромагнитного поля излучения (от микроволнового фона до ультрафиолетового излучения звёзд — всего порядка  $1 \text{ эВ см}^{-3}$  [4]), с плотностью энергии магнитного поля (полю 6 мкГс в районе Солнца [5] соответствует энергия около  $1 \text{ эВ см}^{-3}$ ) и со средней плотностью кинетической энергии межзвёздного газа ( $\sim 1 \text{ эВ см}^{-3}$  (см. [6, с. 185; 7, с. 208])). В таком смысле космические лучи являются одним из основных компонентов космического пространства, и физика космических лучей требует глубокого изучения для понимания мира, в котором мы живём — нашей Галактики. Этим обуслов-

лен естественный общенаучный интерес к космическим лучам.

Наиболее вероятным источником основной массы космических лучей считаются взрывы сверхновых звёзд нашей Галактики [6]. Астрофизика сверхновых звёзд представляет большой интерес по многим причинам. Сверхновые являются источником тяжёлых химических элементов, из которых состоят планеты земного типа и мы сами. Взрывы сверхновых представляют одну из существеннейших фаз эволюции крупных звёзд, в результате которой могут образоваться релятивистские астрофизические объекты: нейтронные звёзды и чёрные дыры — данные объекты и пути их возникновения сами представляют огромный интерес, так как связаны с проблемами, выходящими к пределам существующих представлений о пространстве, времени и материи. Взрывы близких сверхновых могли в прошлом оказать существенное влияние на ход биологической эволюции на Земле и могут оказать подобное влияние в будущем, что немаловажно. Поэтому с чисто практической точки зрения надо хорошо понимать, какие бывают типы сверхновых звёзд, какие последствия могут быть связаны с их взрывами, и что мы можем ждать от нашего ближайшего звёздного окружения. С такой точки зрения особый интерес представляют близкие источники космических лучей. Поскольку взрывы сверхновых, видимо, являются основным источником галактических космических лучей, то именно космические лучи могут дать и дают большое количество информации о физике сверхновых. В последнее время интерес смещается к изучению тонкой структуры спектров кинетической энергии ядер космических лучей и тонких особенностей химического состава космических лучей. Особенности спектров кодируют тонкие детали физики взрывов сверхновых и процесса ускорения космических лучей, такие как, например, наличие различных типов сверхновых с разной предельной энергией ускорения и различным составом источников. Надо отметить, что предлагаются и обсуждаются также альтернативные источники и механизмы ускорения космических лучей [8–11]. Статья [11] является очень полным современным обзором по источникам и механизмам ускорения КЛ.

Распространение космических лучей в Галактике существенным образом определяется свойствами межзвёздной среды и структурой Галактики, поэтому ряд особенностей спектров космических лучей позволяет получить данные о величине и структуре межзвёздных магнитных полей, плотности межзвёздного вещества, наличии и протяжённости магнитного гало Галактики, потоках вещества и др.

Несмотря на то что лептоны (электроны и позитроны) составляют лишь малую долю в потоке космических лучей (масштаба процента и ниже, в зависимости от энергии), изучение лептонной компоненты представляет особый интерес, который связан с двумя основными обстоятельствами. Во-первых, электроны и позитроны космических лучей могут быть продуктами аннигиляции или распада частиц тёмной материи, что должно давать соответствующую сигнатуру в спектрах позитронов и электронов и может пролить свет на природу тёмной материи. Во-вторых, лептоны из-за своей малой массы и больших потерь энергии на синхротронное излучение и обратное комптоновское рассеяние не могут распространяться на галактические расстояния — в отличие от ядер

космических лучей. Поэтому лептоны космических лучей несут важную информацию о близких источниках электронов и позитронов, таких как остатки взрывов сверхновых или пульсары, что также может приводить к определённой сигнатуре в энергетических спектрах лептонов космических лучей в виде их специфической тонкой структуры [12, 13]. Существенно, что признаки тёмной материи, в принципе, можно отличить от структур, связанных с близкими источниками. В настоящее время некоторые аномалии в поведении спектров электронов и позитронов космических лучей уже известны, но данных для однозначного определения их природы не хватает.

Уже в основополагающей монографии В.Л. Гинзбурга и С.И. Сыроватского [6] была высказана мысль, что энергетический спектр частиц, ускоренных в оболочках сверхновых, может иметь универсальный степенной характер с показателем, близким к  $-2,5$  [6, с. 323–326], что является "фундаментальным свойством динамики турбулентной намагниченной плазмы в космических условиях" [6, с. 321]. Такой вывод был получен на основе простых качественных соображений, основанных на предположении о равномерном распределении энергии между космическими лучами, магнитным полем и турбулентным движением газа в оболочке сверхновой. Позже в статьях Г.Ф. Крымского [14] и А.Р. Белла [15, 16] было прямо показано, что ускорение частиц по механизму Ферми первого рода на фронте ударной волны оболочки сверхновой действительно ведёт к степенному спектру энергий с показателем, близким к универсальному значению  $-(2 + 4/M^2)$ , где  $M \gg 1$  есть число Маха ударной волны (см. также [17–19]). Показатель спектра ускоренных частиц оказывается немного больше двойки (на величину масштаба  $0,1-0,2$ ), а наблюдаемые спектры с показателем, близким к  $-2,7$ , легко получаются в предположении, что длина диффузионной утечки частиц из Галактики является степенной функцией магнитной жёсткости частицы с показателем около  $-0,5$ . Так как практически все экспериментальные данные до 2000 г. очень хорошо укладывались в такую модель, то она практически приобрела статус "стандартной модели" физики космических лучей. Главной особенностью этой модели являются одинаковые степенные спектры магнитной жёсткости для всех ядер в источнике. Подобная система представлений не имеет общепризнанного названия, например, в статье [20] она адресуется как "reference scenario", но она очень часто используется и всегда понятно, о чём идёт речь. Позже модель ускорения на ударной волне получила дальнейшее развитие, в частности, введением механизма нелинейного усиления магнитного поля [21], который позволил объяснить ускорение космических лучей в оболочках сверхновых по крайней мере до области колена космических лучей [22, 23]. Последнее, однако, не поменяло суть стандартной модели.

Уже с 1950-х гг. известно, что одной из основных особенностей энергетического спектра космических лучей (точнее — спектра всех частиц в терминах энергии на частицу) является излом (колени) при энергии между  $10^{15}$  и  $10^{16}$  эВ [24] на фоне в целом приблизительно степенного поведения спектра. Эта особенность спектра известна как колени Куликова–Христиансена. Однако в 2000-х гг. стало ясно, что и при более низких энергиях спектры космических лучей имеют множество особенностей, нарушающих простое универсальное степенное поведение "стандартной модели". Первой такой особенностью

было различие наклонов спектров протонов и гелия при энергиях примерно от 100 ГэВ до 10 ТэВ, впервые подтверждённое с высокой статистической значимостью (около  $10\sigma$ ) в эксперименте ATIC [25]. Позже эффект был подтверждён в эксперименте CREAM [26–28], PAMELA [29], AMS-02 [30, 31] и других. В более поздней статье ATIC [32] путём решения обратной задачи распространения частиц со статистической надёжностью в 3,2 стандартных отклонения было обнаружено систематическое увеличение наклона спектра от гелия к железу в источнике с увеличением заряда ядра для диапазона магнитной жёсткости от 50 до 1350 ГВ, что также нарушает простое универсальное степенное поведение спектров. В статье эксперимента ATIC [33] было впервые отмечено, что спектры протонов и гелия при энергиях от 50 ГэВ до примерно 10 ТэВ имеют форму, существенно отличающуюся от степенной формы выраженным уменьшением крутизны при энергиях между 100 ГэВ и 1 ТэВ. Аналогичный изгиб был обнаружен в эксперименте ATIC и в спектрах более тяжёлых обильных ядер [33, 34]. Позже подобные изгибы были подтверждены результатами CREAM [35], PAMELA [29] и AMS-02 [30, 31]. Таким образом, при энергиях ниже колена Куликова–Христиансена спектры КЛ имеют целый ряд особенностей, нарушающих "стандартную модель" физики КЛ, которые должны быть тщательно исследованы, так как в них закодирована физика источников и распространения КЛ в Галактике.

Эксперименты в области физики космических лучей делятся на прямые эксперименты (стратосферные или космические), когда информация получается в результате прямого контакта измерительной аппаратуры с космической частицей, и наземные эксперименты, в которых высокоэнергетические космические лучи наблюдаются косвенным образом по каскадам вторичных частиц в атмосфере, называемым широкими атмосферными ливнями (ШАЛ). Преимуществом методов ШАЛ перед прямыми методами является то, что методы ШАЛ дают возможность измерять спектры космических лучей вплоть до предельно высоких энергий (масштаба  $10^{21}$  эВ), когда потоки частиц очень малы, поэтому для прямых измерений, с их существенно меньшими геометрическими факторами приборов, не хватает статистики. В области колена Куликова–Христиансена ( $\sim 3$  ПэВ на частицу) данные получаются пока исключительно в экспериментах ШАЛ (см. [36] для обзора последних результатов). Эти данные в настоящее время обеспечивают высокую статистическую значимость и надёжность в измерении спектра энергий всех частиц, однако дают только весьма бедную усреднённую информацию по химическому составу ядер, не давая поэлементного разрешения спектров по заряду. Несмотря на то что в последнее время достигнута очень хорошая сшивка данных прямых измерений и измерений ШАЛ для спектра всех частиц [37], поэлементная структура колена 3 ПэВ остаётся до сих пор неизвестной, что сильно затрудняет интерпретацию указанной важнейшей особенности спектра космических лучей. В отличие от методик ШАЛ, прямые измерения обычно дают поэлементное разрешение спектров по заряду (а иногда даже изотопный состав КЛ (см. раздел 7)). Поэтому информация о многочисленных особенностях спектров КЛ при более низких энергиях (в настоящее время ниже или порядка 100 ТэВ на частицу) оказывается гораздо более детальной, чем информация, которую

могут получить эксперименты ШАЛ в своей области энергий.

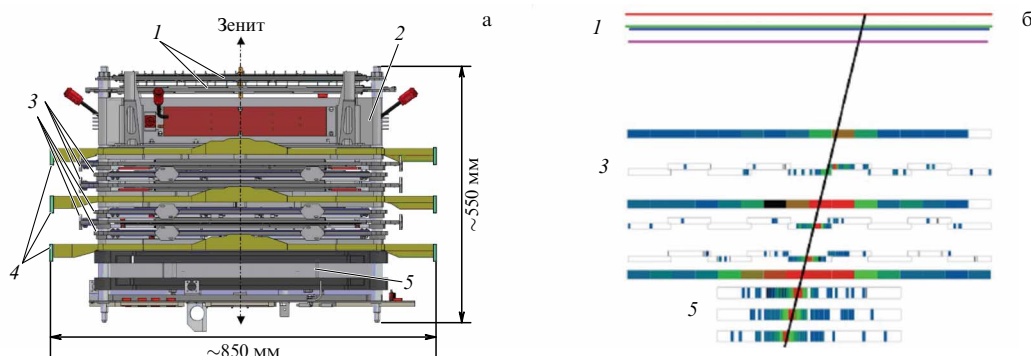
В настоящем обзоре мы представляем современное состояние исследований космических лучей прямыми методами. Основное внимание уделяется не столько компиляции результатов современных прямых экспериментов физики космических лучей, сколько анализу основных нерешённых проблем и горячих точек этой области науки. В отборе основных фактов для такого обзора неизбежно сказывается субъективная точка зрения авторов, поэтому обзор не может претендовать на полноту. Подчеркнём также, что обзор написан с точки зрения экспериментаторов, работающих в данной области, и посвящён именно экспериментальной стороне дела. Имеется колоссальная литература, посвящённая теоретическому анализу обсуждаемых явлений, в особенности в отношении спектров электронов, позитронов и антипротонов. Все указанные работы почти не затрагиваются настоящим обзором, кроме случаев, когда без этого совершенно невозможно обойтись. В обзоре не рассматривается также проблематика гамма-астрономии высоких энергий с использованием инструментов космического базирования, хотя очень часто одни те же космические обсерватории используются одновременно и в физике космических лучей, и в гамма-астрономии (Fermi, CALET, DAMPE, см. раздел 2). Всю подобную информацию включить в один обзор не представляется возможным.

В разделе 2 дан обзор основных современных инструментов прямых наблюдений космических лучей, упоминаемых в последующих частях обзора. В разделе 3 рассмотрен экспериментальный статус недавно обнаруженного "универсального малого колена" космических лучей вблизи магнитной жёсткости 10 ТВ. Раздел 4 посвящён различному поведению спектров ядер космических лучей с разными зарядами в различных аспектах этой проблематики. В разделе 5 обсуждаются ещё не решённые загадки в поведении лёгких вторичных ядер Li, Be, B. Раздел 6 также посвящён поведению спектров ядер, в которых велика доля вторичной компоненты, но здесь речь идёт о более тяжёлых ядрах из группы "субжелеза" с зарядами примерно от 18 до 24. В разделе 7 рассматриваются проблемы в области наблюдения сверхтяжёлых ядер (тяжелее никеля) и проблематика изотопного состава ядер космических лучей, тесно связанная со сверхтяжёлыми ядрами по используемым инструментам. Раздел 8 посвящён проблемам спектров лептонной компоненты космических лучей (электроны и позитроны) и близкой к ней тематикой адронной антиматерии в космических лучах (антипротоны, антигелий).

В основной части обзора перечислено большое количество нерешённых проблем физики космических лучей и упоминаются требования к аппаратуре, необходимые для продвижения в направлении их решения. Поэтому разделы обзора с 3 по 8 могут рассматриваться как расширенная постановка вопроса для последнего раздела 9, в котором представлены некоторые перспективные проекты, нацеленные на решение сформулированных задач.

## 2. Современные инструменты для прямых измерений космических лучей

Под современными инструментами для прямых наблюдений космических лучей мы, главным образом, будем



**Рис. 1.** (а) Упрощённая схема космического спектрометра НУКЛОН. 1 — две пары плоскостей системы измерения заряда; 2 — углеродная мишень; 3 — шесть плоскостей системы измерения энергии, использующие метод KLEM (трекер KLEM); 4 — три двойные плоскости системы выработки триггера; 5 — калориметр. (б) "Портрет" события спектрометра НУКЛОН (точнее говоря, одна из проекций портрета). Падающее ядро вызывает ядерно-электромагнитный каскад. Энерговыведения в различных детекторах спектрометра представлены в условных цветах. Наклонная линия — реконструкция траектории падающего ядра. Цифры 1, 3, 5 соответствуют обозначениям на рис. а.

понимать такие, которые либо функционируют в настоящее время, продолжая сбор данных, либо для которых продолжается обработка данных и публикация новых результатов. К современным инструментам в какой-то степени следует также отнести эксперименты ATIC и CREAM начала 2000-х гг., так как они первыми убедительно продемонстрировали наличие сложной структуры спектров космических лучей при энергиях ниже колена Куликова–Христиансена (см. раздел 1), что положило начало современному этапу в прямых измерениях КЛ. Для некоторых направлений прямых измерений КЛ новые инструменты давно уже не появлялись, и в этом случае мы под современными инструментами будем понимать такие, которые дали последние результаты в своей области. Такая ситуация имеет место в измерениях зарядового и изотопного состава сверхтяжёлых ядер (тяжелее ядра никеля).

В конструкции разных инструментов (спектрометров) для наблюдения космических лучей высоких энергий есть много общего. Такие инструменты, как минимум, должны включать в себя систему для измерения заряда частиц и систему для измерения их энергии или магнитной жёсткости. Кроме того, конструкции приборов предусматривают ряд вспомогательных систем, таких как системы антисовпадений для защиты от фона, разнообразные трековые детекторы и т.д., и в ряде случаев обеспечивают избыточность получаемой информации для перекрёстного контроля данных и для контроля за систематическими ошибками.

Типичным представителем семейства инструментов, предназначенных для прямых наблюдений космических лучей высоких энергий, является космическая обсерватория НУКЛОН [38]. Упрощённая схема инструмента и типичный "портрет" события показаны на рис. 1. Частица попадает в инструмент через верхнюю часть прибора, где взаимодействует с детектором заряда, состоящим из четырёх плоскостей, каждая размером  $50 \times 50 \text{ см}^2$ . Каждая плоскость представляет собой матрицу  $32 \times 32$  кремниевых детектора размером по  $1,5 \times 1,5 \text{ см}^2$  каждый. Высокая сегментация детектора позволяет отличить энерговыведение первичной частицы от сигналов частиц, рассеянных из инструмента в обратном направлении (так называемые обратные токи). Триггер на запись события вырабатывается тремя двойными плоскостями стриповых сцинтилляционных детекторов. Обсервато-

рия НУКЛОН поддерживает два независимых метода определения энергии частицы. Во-первых, это традиционный и давно уже известный метод, основанный на использовании ионизационного калориметра [39, 40]. Калориметр спектрометра НУКЛОН является тонким в том смысле, что в нём выделяется только часть энергии первичной частицы, поэтому для реконструкции энергии частицы требуется специальный пересчёт энерговыведения в первичную энергию, что является нетривиальной задачей. Во-вторых, это новый кинематический метод KLEM (Kinematic Lightweight Energy Meter), основанный на измерении углов разлёта вторичных частиц после первого ядерного взаимодействия [41–45]. Таким образом, спектрометр НУКЛОН обеспечивает избыточность информации по определению энергии частиц, причём новой методике KLEM соответствует геометрический фактор в несколько раз больше, чем калориметрической методике, а традиционная калориметрическая методика позволяет проконтролировать работу новой методике KLEM. Фактически основные результаты спектрометра НУКЛОН получаются по методике KLEM, а калориметр обеспечивает перекрёстный контроль корректности работы аппаратуры. С методикой KLEM связаны шесть плоскостей микростриповых кремниевых детекторов, которые одновременно играют роль трекера и вместе с энерговыведениями калориметра позволяют реконструировать начальную траекторию первичной частицы. Геометрический фактор спектрометра НУКЛОН, соответствующий методике KLEM, составляет примерно  $0,25 \text{ м}^2 \text{ ср}$  (точное значение зависит от типа частиц), геометрический фактор для методике калориметра в 3–5 раз меньше (также зависит от типа частиц).

Стратосферные спектрометры ATIC [46, 47] и CREAM [48, 49], а также космические обсерватории Fermi [50], CALET [51–53] и DAMPE [54–57] имеют схемы, в своих основных чертах напоминающие описанную выше обсерваторию НУКЛОН. Все перечисленные инструменты в своём составе имеют ионизационный калориметр для измерения энергии первичной частицы. Используемые калориметры являются тонкими для адронной компоненты космических лучей, но для лептонной компоненты тонким является только калориметр Fermi, калориметры всех других инструментов поглощают большую часть энергии первичного электрона или позитрона.

В спектрометрах ATIC и CREAM детекторами заряда, как и в спектрометре НУКЛОН, являются кремниевые матрицы. Кроме того, эти спектрометры имеют дополнительные системы для генерации триггера, системы, обеспечивающие избыточность по измерению заряда или энергии и т.д.

Обсерватория Fermi предназначена в основном для гамма-астрономии высоких энергий, но продемонстрировала способность измерять также спектр лептонной компоненты космических лучей. Детектором заряда, играющим также роль трекера, здесь являются плоскости кремниевых микроstriпов. В отличие от других инструментов, обсерватория Fermi состоит из 16 идентичных блоков (башен), каждый из которых имеет свой собственный трекер и калориметр и является, по сути, независимым инструментом. Однако алгоритмы обработки данных позволяют обрабатывать и события, когда траектория частицы проходит более чем через одну башню.

В спектрометре CALET детектор заряда основан на использовании пластиковых стриповых сцинтилляторов. Помимо калориметра и детектора заряда спектрометр предусматривает также сцинтилляционно-вольфрамовый трекер, основанный на использовании сцинтилляционных волокон (оптических волокон), помогающий реконструировать траекторию частицы и служащий также конвертером для рождения электромагнитно-адронного ливня в приборе. Основным назначением спектрометра изначально было измерение спектра электронов и позитронов космических лучей, но он продемонстрировал также способность измерять спектр ядер от протонов до никеля, дав при этом важную информацию (см. ниже). Он оказался также работоспособен и как гамма-обсерватория. Геометрический фактор прибора для регистрации электронов высокой энергии составляет  $0,12 \text{ м}^2 \text{ ср}$ .

Обсерватория DAMPE является системой широкого назначения. Этот инструмент разрабатывался как для изучения адронной и электрон-позитронной компонент космических лучей, так и для гамма-астрономии высоких энергий. Его конструкция в основных своих чертах повторяет CALET с некоторыми отличиями, но обеспечивает геометрический фактор около  $0,3 \text{ м}^2 \text{ ср}$  благодаря большим размерам инструмента. В качестве детектора заряда, как и в спектрометре CALET, используется пластиковый стриповый сцинтилляционный детектор. Ниже расположен кремниво-вольфрамовый конвертер-трекер, основанный на применении кремниевых микроstriпов. BGO-калориметр DAMPE является полностью активным, так как кристаллы BGO совмещают функцию поглотителя и сцинтиллятора (так же был устроен калориметр спектрометра ATIC). В качестве дополнительной системы, по сравнению с CALET, спектрометр DAMPE имеет детектор нейтронов, располагающийся под калориметром, который облегчает разделение каскадов от первичных лептонов и протонов (в последнем случае нейтронов должно быть заметно больше).

В отличие от упомянутых выше инструментов (от ATIC до DAMPE), космические обсерватории PAMELA [58–61] и AMS-02 [62, 63] основным своим элементом имеют магнитный спектрометр для прямого измерения магнитной жёсткости частиц. Структурные схемы PAMELA и AMS-02 очень похожи, приборы отличаются в основном габаритами и, следовательно, геометриче-

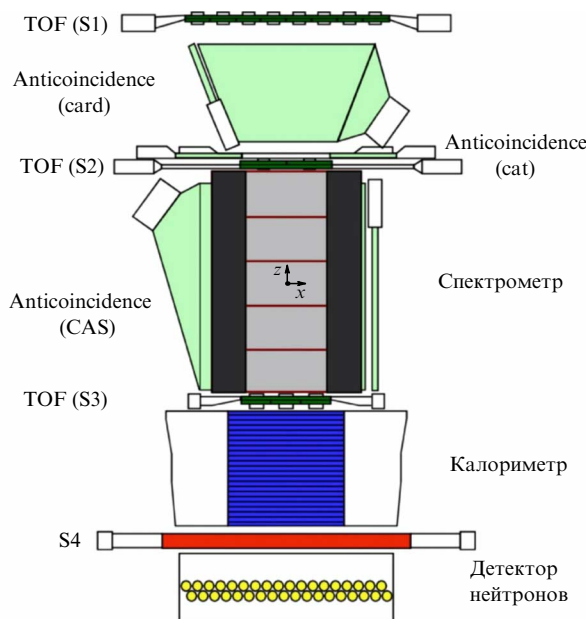


Рис. 2. Схема космического спектрометра PAMELA: TOF(S1, S2, S3) — три плоскости времяпролётного детектора; anticoincidence — системы антисовпадений на основе сцинтилляторов для защиты от частиц, не прошедших апертуру; спектрометр — магнит с системой кремниевых трекеров внутри; S4 — сцинтилляционный "детектор хвоста каскада" (tail catcher). (Воспроизведено по статье [59] с разрешения авторов.)

ским фактором. Схема спектрометра PAMELA показана на рис. 2. В обоих случаях магнитный спектрометр построен на основе постоянных магнитов, создающих приблизительно однородное горизонтальное магнитное поле. В магнитном поле помещаются трекары, в обоих случаях изготовленные на основе кремниевых микроstriповых плоскостей. Трекер измеряет траекторию частицы в магните, по кривизне пути вычисляется магнитная жёсткость частицы. Помимо магнитного спектрометра, обе космические обсерватории имеют в своём составе также и тонкий калориметр, который используется во вспомогательных целях, в частности — для различения ультрарелятивистских электронов и антипротонов, а также позитронов и протонов по форме ливня калориметра. Трекер в обоих спектрометрах является также основной системой определения заряда частицы.

Особый класс инструментов представляют стратосферные и космические эксперименты, предназначенные для изучения тяжёлых и сверхтяжёлых ядер космических лучей. Из тяжёлоядерных экспериментов, продолжающих оказывать существенное влияние на понимание физики космических лучей, следует упомянуть эксперименты HEAO-3-C3 (HNE) [64, 65] и TRACER [66–68]. Эти эксперименты ориентированы на измерение энергетических спектров тяжёлых ядер до возможно более высоких энергий, вплоть до  $10 \text{ ТэВ/нуклон}$ . Схема таких спектрометров существенно отличается от универсальных магнитных и калориметрических спектрометров, рассмотренных выше. В отличие от последних, аппаратура тяжёлоядерных экспериментов ориентирована на то, чтобы ядро пролетело сквозь всю установку без ядерного взаимодействия, т.е. такие спектрометры разрабатываются как очень тонкие для ядерного взаимодействия.

Основной целью эксперимента TRACER было прямое измерение энергетических спектров ядер тяжелее гелия до возможно более высоких энергий — порядка 10 ТэВ на нуклон. Так как TRACER является стратосферным баллонным спектрометром, а для решения поставленной задачи должна быть обеспечена экспозиция как минимум порядка десятка  $\text{м}^2$  ср дней, прибор должен быть очень светосильным. Задача была решена за счёт использования методики измерения энергии частиц, основанной на комбинации черенковских и ионизационных детекторов вместе с детектором переходного излучения. При весе аппарата в 2,7 т его геометрический фактор составил примерно  $5 \text{ м}^2$  ср.

Для измерения зарядов ядер используются две пары детекторов (черенковский счётчик + сцинтилляционный детектор) в верхней и нижней части прибора. Для каждой пары счётчиков каждому ядру соответствует траектория на плоскости (сигнал сцинтиллятора — сигнал черенковского счётчика), по которой и определяется заряд. Заряд определяется отдельно по верхней паре детекторов и по нижней паре детекторов. В случае соответствия сигналов в пределах статистических флуктуаций найденный заряд определяется как среднее. Достигнутое зарядовое разрешение меняется от  $0,25e$  для бора до  $0,5e$  для ядер железа.

Измерение энергии проводится в области энергий, перекрывающей более четырёх порядков величины, и достигается путём комбинирования энергетических откликов нескольких детекторов: черенковского, газовых пропорциональных трубок  $dE/dx$  и детектора переходного излучения (TRD). Пропорциональные счётчики, размещённые внутри массива TRD, дают чистый сигнал  $dE/dx$  для частиц с лоренц-фактором  $\gamma < 400$  и сумму сигнала  $dE/dx$  и TRD для более быстрых частиц. Пропорциональные счётчики, расположенные в верхней части прибора, всегда дают чистый сигнал  $dE/dx$ . При регистрации низкоэнергетических частиц возникает неоднозначность в показании  $dE/dx$  детекторов (очень низкоэнергетические частицы и высокоэнергетические частицы дают одно и то же значение  $dE/dx$ ), которая разрешается с использованием сигнала черенковского детектора. Неоднозначность критерия  $dE/dx$  для определения энергии осталась проблемой, не решённой в эксперименте HEAO-3-C3, что сильно повлияло на интерпретацию результатов этого эксперимента (см. раздел 6). Энергетическое разрешение черенковского детектора (используемого для  $\gamma < 10$ ) и детектора TRD в эксперименте TRACER (для  $\gamma > 400$ ) довольно высокое: 6% и 15% соответственно. В диапазоне скоростей  $10 < \gamma < 400$  для измерения энергии используется релятивистский рост потерь энергии заряженной частицей в газе. Хотя такой рост довольно медленный и статистические флуктуации ионизации сильно ухудшают разрешение, особенно для лёгких элементов, в эксперименте TRACER-LDB2 (второй полёт TRACER) путём оптимизации состава газовой смеси пропорциональных счётчиков удалось добиться разрешения от приблизительно 65% для  $Z = 5$  до 40% для  $Z = 26$ , что позволило включить в измерения все ядра от бора до железа. В эксперименте TRACER-LDB1 (первый полёт) измерения начинались только с ядра кислорода из-за недостаточного энергетического разрешения для более лёгких ядер.

Космический спектрометр HEAO-3-C3 основан на использовании комбинации черенковских счётчиков, газовых пропорциональных детекторов и годоскопов, со-

ставленных из многопроволочных ионизационных камер. Черенковские счётчики использовались для определения заряда, энергия определялась по релятивистскому росту ионизации в пропорциональных камерах, проволочные годоскопы использовались для определения траектории частиц. Спектрометр обладал очень большим геометрическим фактором. Точное значение геометрического фактора зависело от решаемой задачи и используемого триггера, но составляло величину масштаба  $5 \text{ м}^2$  ср. В эксперименте было идентифицировано  $7,7 \times 10^6$  ядер железа с энергией выше порога черенковского счётчика, который составлял 1,5 ГэВ/нуклон. Прибор HEAO-3-C3 использовался для решения в основном двух различных задач. Во-первых, это было детальное измерение отношений спектров ядер  $Z = 18 - 28$  к спектру ядра железа до энергий в несколько сотен ГэВ/нуклон. В спектрометре HEAO-3-C3 с помощью черенковских счётчиков, работающих почти в режиме насыщения по энергии, определяется заряд частицы, а энергия её определяется с помощью пропорциональных счётчиков по явлению релятивистского логарифмического роста ионизационных потерь с ростом энергии частицы. Данная методика определения энергии, хотя и допускает измерение энергии в широком диапазоне (от нескольких ГэВ/нуклон до нескольких сотен ГэВ/нуклон), не имеет независимой калибровки. Метод калибруется по полётным данным путём сравнения получаемого спектра энерговывделений в пропорциональных счётчиках для ядер железа со спектрами железа из более ранних независимых экспериментов. Поэтому измеряемый спектр железа не является независимым, но, как показано в статьях HEAO-3-C3, практически независимыми оказываются измеряемые отношения спектров различных ядер к спектру железа.

Второй задачей HEAO-3-C3 было определение распространённости (зарядового состава) сверхтяжёлых элементов  $Z \geq 30$  в космических лучах с энергиями выше порога установки (0,45 ГэВ/нуклон для пропорциональных счётчиков или 1,5 ГэВ/нуклон для черенковских детекторов) или выше геомагнитного порога (8 ГВ). Определение энергетических спектров ядер здесь не было приоритетной задачей. Статистика, полученная по сверхтяжёлым ядрам в эксперименте HEAO-3-C3, до сих пор остаётся рекордной, хотя эксперимент проводился в 1979–1981 гг.

Из относительно недавних специфически сверхтяжёлоядерных экспериментов упомянем здесь эксперименты SuperTIGER [69–71], LDEF [72] и ACE-CRIS [73, 74].

Баллонный стратосферный эксперимент SuperTIGER нацелен, главным образом, на измерение зарядового состава ядер КЛ в области тяжелее группы железа до  $Z \approx 60$ . Спектры энергий ядер не измеряются, результаты относятся ко всей области энергий выше порога прибора, который составляет величину масштаба 1 ГэВ/нуклон. В спектрометре используются пластиковые сцинтилляторы для измерения заряда, черенковские счётчики для измерения заряда и скорости ядер, сцинтилляционные годоскопы на основе оптических волокон для реконструкции траектории первичного ядра. Эффективный геометрический фактор инструмента составляет  $\sim 4 \text{ м}^2$  ср (зависит от ядра), т.е. несколько меньше, чем в эксперименте HEAO-3-C3.

Эксперимент LDEF основан на применении твердотельных трековых детекторов, использующих в ка-



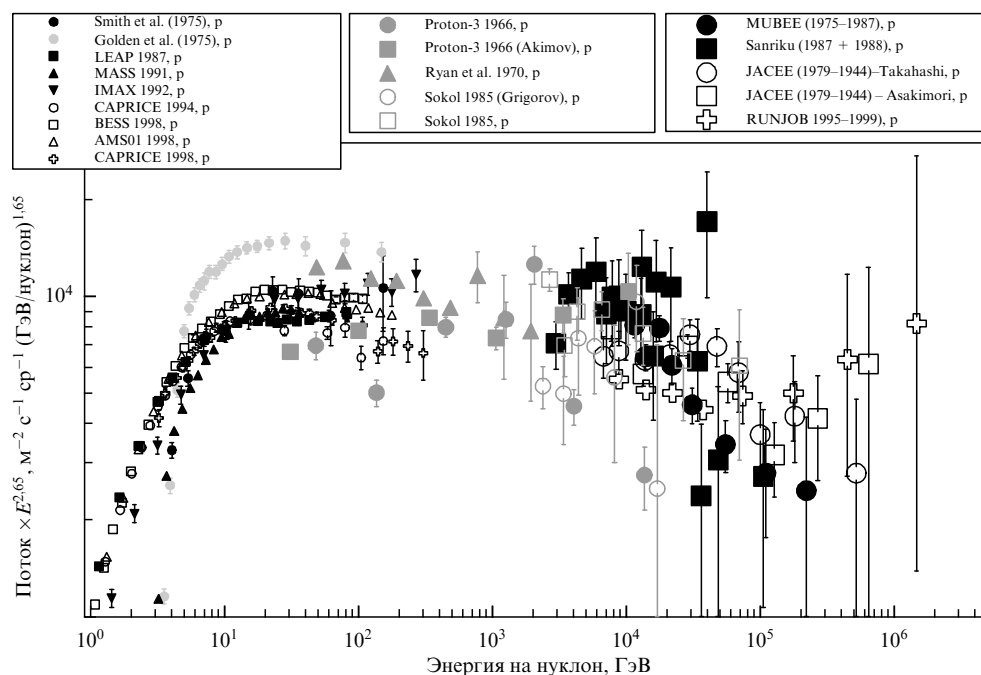
честве главного измерительного элемента пластины из поликарбоната "лексан" (органическое стекло) общей площадью 10,2 м<sup>2</sup>. Детектор был доставлен в космос на корабле Спейс шаттл 7 апреля 1984 г. и провёл на орбите около 6 лет, набрав общую экспозицию около 170 м<sup>2</sup> ср лет. Результаты измерений твердотельных трековых детекторов были обработаны после возвращения инструмента на Землю. В настоящее время эксперимент LDEF обеспечивает самую высокую экспозицию в области зарядов ядер  $Z \geq 70$ .

В 1997 г. начала экспозицию космическая станция ACE, предназначенная для изучения элементного, изотопного и ионного (зарядовое состояние) составов ядер в межпланетном космическом пространстве. Среди шести приборов миссии ACE находился спектрометрический прибор CRIS, предназначенный для измерения зарядового состава ядер в области зарядов от  $Z = 2$  до приблизительно  $Z = 40$  с изотопным разрешением ядер до зарядов около  $Z = 30$  (фактически было достигнуто изотопное разрешение для  $Z = 32$  [75]). В эксперименте CRIS используется методика, основанная на регистрации брэгговского пика полного торможения ядер в стопке тонких кремниевых детекторов вместе со сцинтилляционными трекерами, используемыми для генерации триггера спектрометра и для реконструкции траектории частицы. Используемая методика ограничивает диапазон энергий ядер от приблизительно 50 МэВ/нуклон до 500 МэВ/нуклон (диапазоны различаются для разных ядер). Спектрометр работает до сих пор и имеет время экспозиции уже около 25 лет. Небольшой геометрический фактор прибора (0,025 м<sup>2</sup> ср) отчасти компенсируется длительным временем экспозиции, что позволило с использованием спектрометра CRIS получить зарядовые распределения

ядер до  $Z = 40$ . Зарядовые спектры CRIS имеют низкую статистику в сравнении с результатами эксперимента SuperTIGER и HEAO-3-C3, но данные по изотопному составу пока остаются уникальными.

### 3. "Универсальное малое колено" космических лучей

До 2000-х гг. обычно предполагалось, что при энергиях ниже колена Куликова–Христиансена спектры энергий ядер космических лучей не имеют существенных особенностей, кроме эффектов солнечной модуляции ниже примерно 20 ГэВ/нуклон, но имеют универсальный степенной характер. Действительно, ни один отдельно взятый эксперимент не давал определённых указаний на наличие таких особенностей и не противоречил "стандартной модели КЛ". Однако вся совокупность данных по спектрам КЛ разных экспериментов не могла не вызывать некоторой озабоченности. На рисунке 3 показана компиляция данных всех основных экспериментов по измерению спектра протонов на начало 2000-х годов, до эксперимента ATIC (который первым дал прямое указание на нарушение универсального степенного поведения спектров КЛ ниже колена, см. введение): магнитные спектрометры Smith et al. [76], Goldent et al. [77], LEAP 1987 г. [78], MASS 1991 г. [79], IMAX 1992 г. [80], CAPRICE 1994 г. [81], BESS 1998 г. [82], AMS01 1998 г. [83], CAPRICE 1998 г. [84]; калориметры Proton-3 1966 г. [85], Proton-3 1966 г. (Akimov) [86], Ryan et al. 1970 г. [87], Sokol (1985 г.) Grigorov [88], Sokol 1985 г. [89]; эмульсионные баллонные эксперименты MUBEE (1975–1987 гг.) [90], Sanriku (1987+1988 гг.) [91, 92], JACEE (1979–1994 гг.) Takahashi [93], JACEE (1979–1994 гг.) Asakimori



**Рис. 3.** Спектр протонов (энергия на нуклон) по результатам прямых измерений до эксперимента ATIC (начало 2000-х годов). Магнитные спектрометры (мелкие значки): Smith et al. [76], Goldent et al. [77], LEAP 1987 г. [78], MASS 1991 г. [79], IMAX 1992 г. [80], CAPRICE 1994 г. [81], BESS 1998 г. [82], AMS01 1998 г. [83], CAPRICE 1998 г. [84]. Калориметры (средние светлые значки): Proton-3 1966 г. [85], Proton-3 1966 г. (Akimov) [86], Ryan et al. 1970 г. [87], Sokol (1985 г.) Grigorov [88], Sokol 1985 г. [89]. Эмульсионные баллонные эксперименты (крупные значки): MUBEE (1975–1987 гг.) [90], Sanriku (1987+1988 гг.) [91, 92], JACEE (1979–1994 гг.) Takahashi [93], JACEE (1979–1994 гг.) Asakimori [94], RUNJOB (1995–1999 гг.) [95].

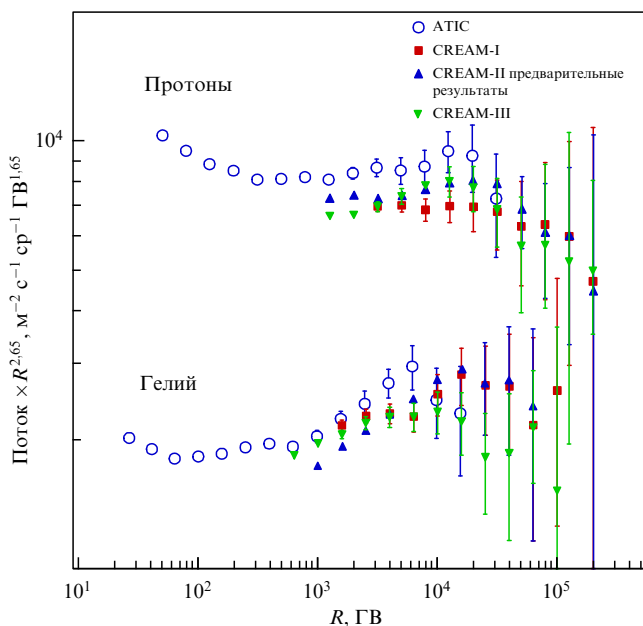


Рис. 4. Спектры магнитной жёсткости протонов и гелия, измеренные в экспериментах ATIC [34], CREAM-I [27], CREAM-III Preliminary [26], CREAM-III [28].

[94], RUNJOB (1995–1999 г.) [95]. Хотя статистические ошибки при энергиях выше 1 ГэВ велики во всех экспериментах, в целом создаётся впечатление, что вся совокупность данных плохо укладывается в один степенной спектр, и спектр при энергиях от примерно 10 ТэВ до 100 ТэВ выглядит более крутым, чем спектр между 20 ГэВ и 10 ТэВ. При этом область от примерно 100 ГэВ до нескольких ТэВ плохо обеспечена данными, так что про поведение спектра протонов в указанном промежутке трудно сказать что-то определённое.

Новым поколением инструментов прямых измерений космических лучей были стратосферные спектрометры ATIC и CREAM. На рисунке 4 показаны спектры магнитной жёсткости, измеренные в экспериментах ATIC [34], CREAM-I [27], CREAM-III [26] (предварительные результаты 2009 г.), CREAM-III [28] (окончательные результаты, 2017 г.). Спектры, измеренные в эксперименте ATIC, полностью перекрыли диапазон магнитной жёсткости примерно от 30 ГВ до 30 ТВ, благодаря чему полностью был заполнен диапазон неопределённости от примерно 100 ГВ до нескольких ТВ, существовавший раньше, и одновременно была открыта особенность спектра протонов и гелия в виде существенного уменьшения крутизны спектров вблизи жёсткости несколько сотен ГВ (см. рис. 4), о которой говорилось в разделе 1. Другой особенностью спектров, проявившейся благодаря результатам ATIC, был резкий излом спектров вблизи жёсткости 10 ТВ, но здесь статистика ATIC была уже мала, и авторы эксперимента отказались от интерпретации таких данных как реального указания на существующий излом. В спектрах протонов и гелия эксперимента CREAM визуально также различается указание на изломы спектров вблизи магнитной жёсткости 10 ТВ. Несмотря на это, в статьях [27] (CREAM-I) и [26] (CREAM-III, предварительные результаты) сообщается, что спектры протонов и гелия согласуются со степенным поведением в пределах ошибок измерения. Однако в статье CREAM-III [28], наконец, было отмечено,

что указания на излом спектров вблизи 10 ТВ имеются, хотя оценок статистической надёжности существования изломов нет, и что данные выше возможного излома плохо статистически обеспечены и требуются дополнительные измерения. Таким образом, эксперименты ATIC и CREAM вместе дали более прямое указание на существование колена вблизи жёсткости 10 ТВ в спектрах протонов и гелия, чем совокупность всех более ранних экспериментов, но неясность по-прежнему сохранялась.

Как видно из рис. 4, спектры протонов и гелия эксперимента ATIC не только имели некоторые признаки излома вблизи магнитной жёсткости 10 ТВ, но и демонстрировали общую сложную структуру, включающую также прогиб спектров вблизи магнитной жёсткости частиц в несколько сотен ГВ. Аналогичный прогиб наблюдался в спектрах ATIC тяжёлых элементов [33, 34]. Это навело соавторов эксперимента ATIC В.И. Зацепина и Н.В. Сокольскую на мысль, что подобные особенности спектров имеют универсальный характер, в том смысле что они связаны с наличием нескольких типов источников, для каждого из которых характерен свой спектральный индекс наклона степенного спектра и свой предел ускорения, выраженный предельной магнитной жёсткостью, одинаковой для всех ядер. В рамках такой гипотезы они смогли подобрать три типа источников и с помощью них аппроксимировали всю имеющуюся на 2006 год совокупность экспериментальных данных [96]. Полученные аппроксимации показаны на рис. 5. Один из источников даёт излом спектра протонов вблизи 10 ТВ и, в силу универсальности обрезания по магнитной жёсткости для всех ядер, аналогичный излом наблюдается в спектрах всех ядерных групп, включая также и тяжёлые ядра. Так как обрезание имеет место для всех ядер при одной и той же магнитной жёсткости, то положение излома спектра, выраженное в терминах энергии на частицу, возрастает с увеличением атомного номера ядра. Здесь важно отметить, что никаких экспериментальных указаний на излом спектров тяжёлых ядер вблизи магнитной жёсткости 10 ТВ на момент публикации статьи [96] в 2006 г. не было (что хорошо видно на правой панели рис. 5), поэтому существование такого "универсального колена" в спектрах всех ядер, включая и тяжёлые, было предсказанием трёхкомпонентной модели Зацепина–Сокольской для проверки в будущих экспериментах.

Первой работой, где прямо сказано об экспериментальном подтверждении существования универсального колена вблизи 1 ТВ, был доклад коллаборации НУКЛОН 2017 г. [97]. В 2018 г. опубликована статья эксперимента НУКЛОН [98], где были получены первые оценки статистической надёжности существования излома вблизи 10 ТВ отдельно в спектрах протонов, гелия, тяжёлых ядер а также в спектре жёсткости всех частиц. На рисунке 6 показаны спектры магнитной жёсткости протонов, ядер гелия, тяжёлых ядер с зарядами  $Z = 6–27$  и спектр жёсткости всех частиц, измеренные калориметрическим методом и методом KLEM в эксперименте НУКЛОН. Метод ионизационного калориметра и метод KLEM представляют два независимых метода определения энергии частиц в эксперименте НУКЛОН, и можно убедиться, что оба метода дают согласованные данные в отношении существования излома во всех приведённых спектрах вблизи магнитной жёсткости 10 ТВ. Статистика метода KLEM существенно выше, чем статистика калориметра, поэтому метод KLEM в эксперименте НУК-



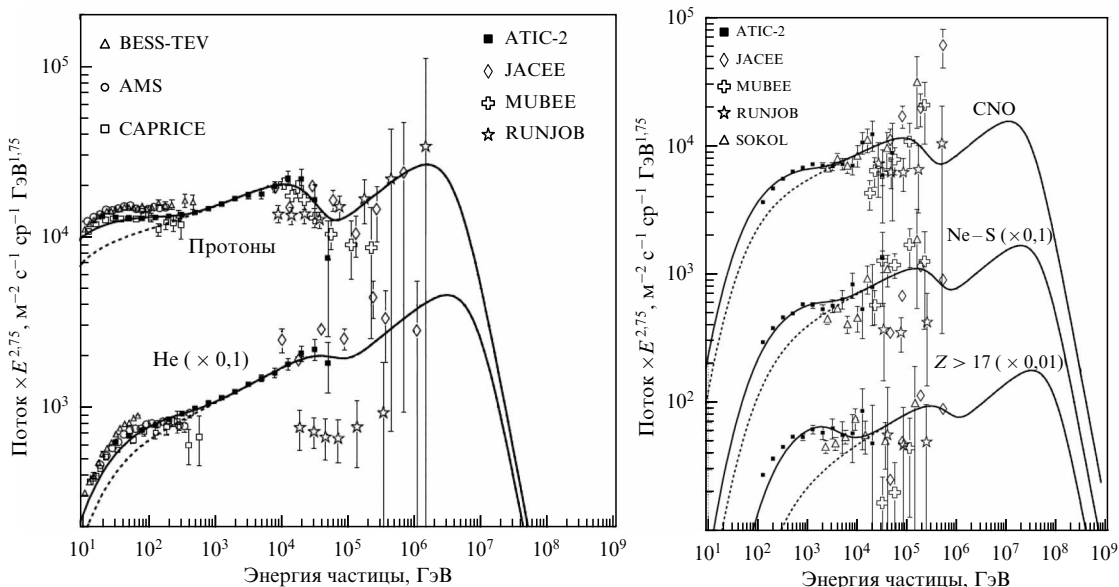


Рис. 5. Описание совокупности экспериментальных данных по спектрам ядер космических лучей на 2006 г. трёхкомпонентной моделью Зацепина – Сокольской [96]. (Воспроизведено по работе [96] с разрешения авторов.) На рисунке приведены данные экспериментов ATIC [145, 208], BESS-TeV [209], AMS [83], CAPRICE [84], MUBEE [90], JACEE [94], RUNJOB [95], SOKOL [175].

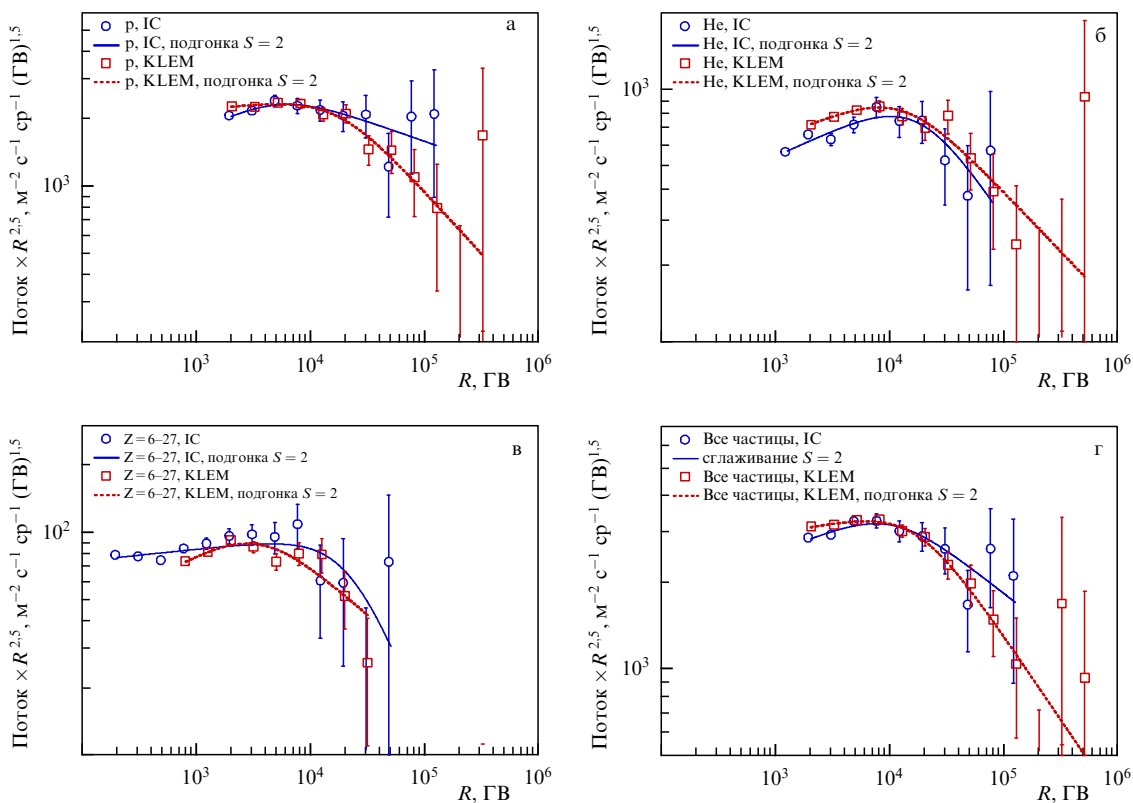


Рис. 6. Спектры магнитной жёсткости протонов (а), ядер гелия (б), тяжёлых ядер с зарядами  $Z = 6 - 27$  (в) и спектр жёсткости всех частиц (г), измеренные калориметрическим методом (IC) и методом KLEM в эксперименте НУКЛОН [98]. Показаны также аппроксимации спектров двойными степенными функциями.

ЛОН считается основным методом, который даёт физические результаты, а калориметр служит для перекрёстного контроля и повышения надёжности данных. Для метода KLEM статистическая значимость существования излома для всех четырёх спектров, показанных на рис. 6, была определена как больше чем 99,99 % (3,9 стандартных отклонения). Фактически статистическая значи-

мость определялась в ходе довольно сложных вычислений методом Монте-Карло, и удалось получить лишь нижние границы на статистические значимости, так как из-за сложности расчётов можно было использовать лишь ограниченное количество испытаний в Монте-Карло моделировании. Таким образом, эксперимент НУКЛОН подтвердил существование универсального колена

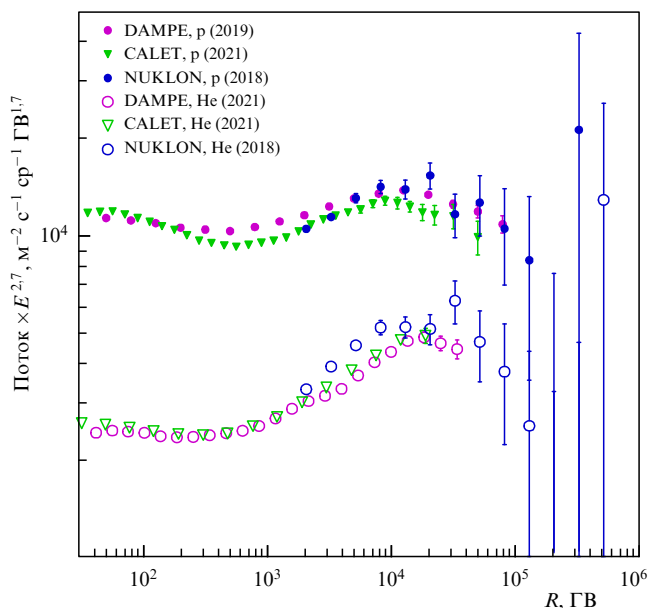
вблизи магнитной жёсткости 10 ТВ во всех группах космических лучей со статистической надёжностью не менее 3,9 стандартных отклонения.

Недостаток статистики эксперимента НУКЛОН позволяет определить положение излома лишь с точностью до приблизительно фактора два. В соответствии с результатами НУКЛОН [98], с учётом как статистических, так и методических неопределённостей в обработке, излом находится между 7 ТВ и 20 ТВ для всех типов ядер. С такой точностью это "малое колено" космических лучей имеет универсальный характер, т.е. для всех ядер излом имеет место при одной и той же магнитной жёсткости, как и предсказывает трёхкомпонентная модель Зацепина – Сокольской.

На момент написания настоящего обзора (зима – весна 2023 г.) *полный* результат эксперимента НУКЛОН в отношении существования универсального колена по магнитной жёсткости вблизи 10 ТВ во всех группах ядер остаётся изолированным, но новые эксперименты дают его частичное подтверждение<sup>1</sup>. Проверка существования колена ожидалась прежде всего от экспериментов DAMPE и CALET.

Коллаборация DAMPE начала публиковать результаты измерений спектров протонов [99] и гелия [100] начиная с 2017 г., но первые предварительные спектры не доходили до жёсткости до 10 ТВ, поэтому ничего не говорили о присутствии излома спектра вблизи указанного значения жёсткости. Последние данные эксперимента DAMPE по спектру протонов опубликованы в статье [101], по спектру ядер гелия — в статье [102]. Спектр протонов был доведён до магнитной жёсткости около 80 ТВ, спектр ядер гелия — до магнитной жёсткости около 30 ТВ, причём оба спектра ясно демонстрируют излом между 10 ТВ и 20 ТВ магнитной жёсткости. Последние результаты DAMPE вместе со спектрами протонов и гелия эксперимента НУКЛОН показаны на рис. 7. Видно, что результаты DAMPE хорошо согласуются с результатами НУКЛОН, при этом спектры DAMPE протонов и гелия чётко указывают на наличие излома спектров между магнитной жёсткостью 10 ТВ и 20 ТВ.

Коллаборация CALET в 2021 г. опубликовала предварительные результаты для спектра протонов в статье [103] и для спектра гелия в статье [104] (см. также обзор [105]). Спектр протонов доведён до магнитной жёсткости 50 ТВ и ясно показывает излом вблизи 10 ТВ, подтверждая результаты эксперимента НУКЛОН. Спектр гелия промерен пока только до 20 ТВ, поэтому пока рано говорить о наличии либо отсутствии ясных признаков излома в области от 10 ТВ до 20 ТВ, но можно отметить хорошее согласие спектра гелия CALET со спектрами DAMPE и НУКЛОН в области пересечения данных. Спектры протонов и гелия CALET вместе со спектрами НУКЛОН и DAMPE также показаны на рис. 7. Таким образом, оба новых эксперимента DAMPE и CALET подтверждают наличие излома в спектрах протонов и гелия вблизи магнитной жёсткости 10 ТВ. Можно также отметить, что оба эксперимента подтверждают также и наличие прогиба спектров протонов и гелия вблизи маг-



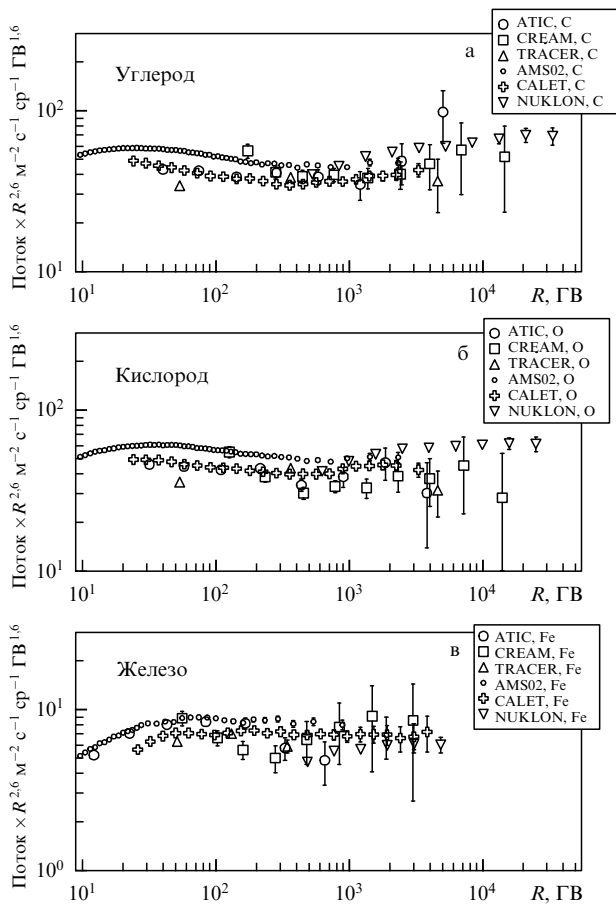
**Рис. 7.** Подтверждение результатов эксперимента НУКЛОН в отношении существования универсального колена в спектрах протонов и гелия экспериментами DAMPE и CALET. Экспериментальные точки на рисунке приведены по работам: NUKLON, p (2018 г.) и NUKLON, He (2018 г.) [98]; DAMPE, p (2019 г.) [101]; CALET, p (2021 г.) [103]; DAMPE, He (2021 г.) [102], CALET, He (2021 г.) [104].

нитной жёсткости несколько сотен ТВ, наблюдаемого и раньше в экспериментах ATIC, PAMELA, AMS-02 (см. введение).

Излом вблизи магнитной жёсткости 10 ТВ в спектрах ядер тяжелее гелия наблюдается пока только в эксперименте НУКЛОН, так как ни один из современных прямых экспериментов, кроме НУКЛОН, не дошёл в измерениях спектров тяжёлых ядер до достаточно высоких энергий. Для увеличения статистики в эксперименте НУКЛОН использовался спектр жёсткости суммы всех тяжёлых ядер, но ни один другой эксперимент не использовал такой подход, поэтому в новых экспериментах в настоящее время доступны только спектры отдельных ядер. На рисунке 8 показаны спектры ядер углерода, кислорода и железа по данным прямых экспериментов ATIC [34], CREAM [26, 35, 106], TRACER [68], AMS02 [107, 108], CALET [109, 110] и НУКЛОН [111]. Для построения спектров рис. 8 оригинальные литературные данные, которые обычно приводятся либо в терминах энергии на частицу, либо в терминах энергии на нуклон, были пересчитаны в спектры магнитной жёсткости. Видно, что ни один эксперимент, кроме НУКЛОН, пока не дал статистически обеспеченных данных для магнитной жёсткости выше 10 ТВ для тяжёлых ядер. Коллаборация DAMPE разрешает зарядовые пики углерода и кислорода в спектре космических лучей, сообщает о том, что измерения самих спектров ведутся [112], но результаты пока не опубликованы. Таким образом, проверка результата НУКЛОН в отношении излома в спектре тяжёлых ядер остаётся делом будущего.

Хотя подтверждения результата эксперимента НУКЛОН в отношении излома в спектре тяжёлых ядер нет, но имеется косвенное подтверждение со стороны спектра всех частиц в терминах энергии на частицу. Уже в статье о трёхкомпонентной модели спектров космических лучей

<sup>1</sup> Добавление, сделанное при правке статьи по замечаниям рецензентов: ситуация не изменилась на октябрь 2023 г., после международной конференции по космическим лучам ICRC2023. Ни один эксперимент не дал результатов для спектров тяжёлых ядер при магнитной жёсткости вблизи 10 ТВ и выше.



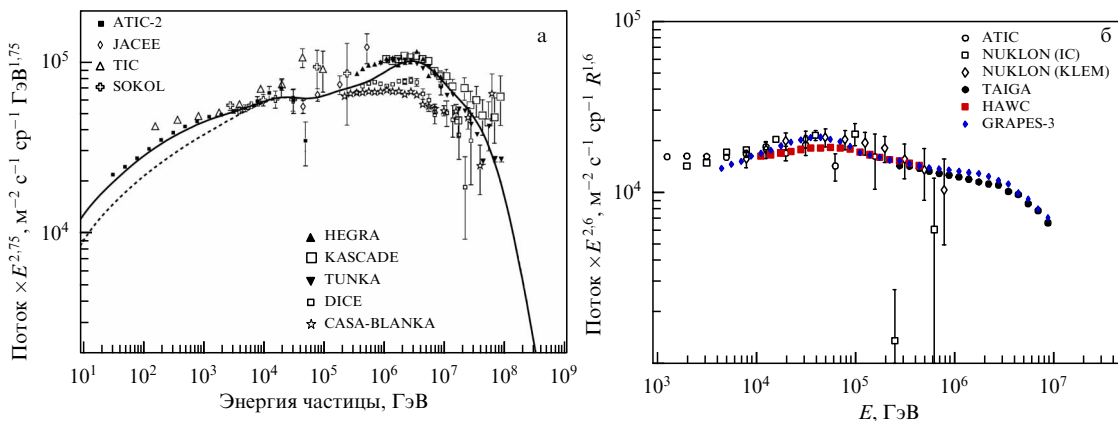
**Рис. 8.** Спектры магнитной жёсткости углерода (а), кислорода (б) и железа (в) по данным современных прямых экспериментов: ATIC, C, O, Fe [34]; CREAM C, O, Fe [26, 35, 106]; TRACER C, O, Fe [68]; AMS02 C, O [107]; AMS-02, Fe [108]; CALET C, O [109]; CALET, Fe [110]; NUKLON C, O, Fe [111].

[96] была предсказана особенность в виде бампа между энергией 10 ТэВ и 100 ТэВ в спектре всех частиц, которая связана с изломами спектров отдельных ядер по жёсткости вблизи 10 ТВ (рис. 9а). Так как одна и та же магнитная жёсткость, в зависимости от заряда ядра, означает разные энергии частиц, то в спектре всех частиц, построен-

ном в терминах энергии на частицу, пики разных ядер оказываются в разных местах, поэтому соответствующий бамп спектра всех частиц оказывается менее выраженным, чем бамп в спектре каждого отдельного ядра или бамп в спектре всех частиц, если этот спектр выражен в терминах магнитной жёсткости, как на рис. 6г. Наличие излома в спектре всех частиц между 10 ТэВ и 100 ТэВ энергии на частицу хорошо видно в данных эксперимента НУКЛОН [113, 114], и оно было подтверждено в независимых наземных экспериментах HAWC [115, 116] и Grapes-3 [117], где спектр всех частиц измерялся методом ШАЛ (рис. 9б).

Несмотря на то что излом вблизи 10 ТВ во всех ядерных компонентах наблюдается пока только в данных эксперимента НУКЛОН, уже появились первые интерпретации такого явления. Надо отметить, что не только излом вблизи жёсткости 10 ТВ наблюдается как универсальная особенность спектров всех ядер по жёсткости, но и прогиб спектров вблизи магнитной жёсткости 0,5 ТВ, поэтому обе эти особенности в статьях интерпретируются вместе как проявление единого "бампа" спектра, который начинается вблизи примерно 0,5 ТВ, вблизи 10 ТВ он достигает вершины, после чего следует резкий спад. Будем говорить об указанной особенности спектров в целом как о 10 ТВ-бампе.

В статьях [118, 119] показано, что такой универсальный бамп может объясняться вкладом в наблюдаемые спектры космических лучей единственного остатка близкой сверхновой. Для этого, в частности, достаточно сверхновой с вполне обычной энергией взрыва порядка  $10^{51}$  эрг на расстоянии 0,16 кпк от Земли, с возрастом 3000 лет, в предположении, что около 10 % энергии взрыва уходит на ускорение космических лучей. Подобрать подходящую предельную энергию ускорения космических лучей в остатке сверхновой, удаётся хорошо аппроксимировать всю имеющуюся совокупность экспериментальных данных по излому спектров вблизи 10 ТВ (см. рис. 3 и 4 из статьи [119]). В препринтах [120, 121] 10 ТВ-бамп также связывается с вкладом одиночного источника в сочетании с разными специальными моделями распространения КЛ, но нигде анализ не доводится до оценки параметров остатка сверхновой, как в работах [118, 119]. В статье [122] бамп связывается с близким источником, но дополнительно предполагается существо-



**Рис. 9.** "Малое колено" между энергией 10 ТэВ и 100 ТэВ в спектре всех частиц. (а) Предсказание малого колена трёхкомпонентной моделью [96] (публикуется с разрешения авторов). Приведены данные экспериментов ATIC-2 [96], JACEE [93], TIC [210], SOKOL [175], HEGRA [211], KASCADE [212], DICE [213], CASA-BLANCA [214]. (б) Подтверждение существования малого колена в современных экспериментах. Приведены данные экспериментов ATIC [34], NUKLON (IC), NUKLON (KLEM) [113, 114], TAIGA [36], HAWC [115, 116], GRAPES-3 [117].

вание зоны очень низкой диффузии в окрестностях Солнца (локальный пузырь).

Совершенно другая идея предлагается в работах [123, 124]. Здесь отмечается, что объяснение всего 10 ТВ-бампа, включая универсальный прогиб спектров обильных ядер вблизи 0,5 ТВ, с которого начинается этот бамп, одиночным близким источником, противоречит наличию подобного прогиба около 0,5 ТВ также в спектрах ядер-осколков, имеющих вторичное происхождение (см. раздел 5). Спектры вторичных ядер определяются в значительной степени усреднённым по всей Галактике взаимодействием первичных ядер с межзвёздным газом и характером вытекания первичных ядер в межгалактическую среду из Галактики, поэтому спектры вторичных ядер не должны содержать следы присутствия близкого локального источника. Следовательно, прогиб 0,5 ТВ в спектрах вторичных ядер определяется не локальным источником, поэтому 0,5 ТВ-прогиб и в спектрах обильных первичных ядер тоже не связан с локальным источником, откуда следует, что и весь 10 ТВ-бамп не связан с локальным источником. Вместо одиночного источника в статьях [123, 124] рассматривается гипотеза, что 10 ТВ-бамп является следствием доускорения космических лучей на ударной волне интенсивного звёздного ветра очень близкой быстро летящей звезды, кроме того, предполагается механизм каналирования космических лучей от звезды к Земле вдоль силовой линии межзвёздного магнитного поля. Предложен подходящий кандидат такого ускорителя: звезда Эпсилон Эридана на расстоянии 3,2 пк от Солнца. Процесс доускорения одинаково действует на обильные первичные ядра и на вторичные ядра, поэтому прогиб вблизи 0,5 ТВ будет наблюдаться в спектрах всех без исключения ядер. В то же время доускорение на ударной волне близкой звезды в модели [123, 124] может объяснить и весь 10 ТВ-бамп целиком.

#### 4. Тяжёлые ядра: зависимость спектров от заряда ядра

##### 4.1. Различие наклонов спектров

Со спектрами обильных тяжёлых ядер (углерод–группа железа) космических лучей связан ряд специфических вопросов, на которые пока нет однозначных ответов. Один из них уже обсуждался выше в разделе 3: присутствует ли в спектрах тяжёлых ядер универсальное колено по магнитной жёсткости вблизи 10 ТВ? Другой вопрос состоит в том, имеют ли спектры тяжёлых ядер универсальный вид в терминах магнитной жёсткости, как должно было бы следовать из "стандартной модели" физики космических лучей. Одна из частных постановок вопроса такова: существует ли зависимость крутизны спектров от заряда ядра? То, что такая зависимость в принципе может ожидаться, следует из результатов АТИС [25] и последующих экспериментов о различной крутизне спектров протонов и гелия (см. раздел 1). Зависимость крутизны спектра от заряда ядра для тяжёлых ядер является тогда обобщением результата для протонов и гелия на более тяжёлые ядра.

Как уже отмечалось в разделе 1, первым ответ на этот вопрос попытался дать эксперимент АТИС в статье [32]. Здесь изучались не просто спектры тяжёлых ядер, но путём решения обратной задачи распространения частиц

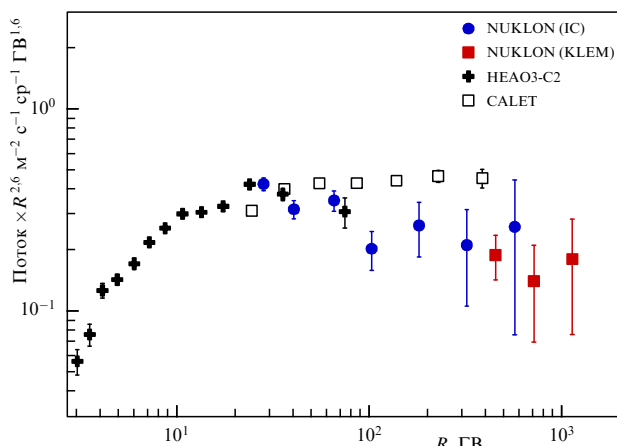


Рис. 10. Спектр магнитной жёсткости никеля по данным разных экспериментов: NUKLON (IC) и NUKLON (KLEM) — точки методики ионизационного калориметра и метода KLEM эксперимента НУКЛОН [113, 128]; HEAO-3-C2 [133]; CALET [134].

по экспериментальным спектрам вычислялись спектры ядер в источнике и сравнивались наклоны таких спектров. Для решения обратной задачи использовалась простейшая модель распространения космических лучей leaky-box [125–127] (иначе известная как однородная модель). Модель распространения имеет некоторые неопределённости, но в статье [32] было показано, что, с учётом всех неопределённостей, начиная с ядра гелия и до ядра железа с надёжностью не хуже 3,2 стандартных отклонения имеет место рост крутизны спектров. От гелия до железа эффективный спектральный индекс при аппроксимации спектров степенными функциями для диапазона жёсткости от 50 ГВ до 1350 ГВ возрастает примерно на 0,25. Достигнутая статистическая значимость эффекта не слишком велика, поэтому возникает задача проверки результатов АТИС [32] в новых экспериментах.

Первым таким значимым результатом было измерение спектра ядра никеля ( $Z = 28$ ) в эксперименте НУКЛОН [113, 128] (рис. 10). Ядро никеля является следующим за железом чётным ядром. Как уже упоминалось выше (раздел 2), в эксперименте НУКЛОН реализованы две независимые методики измерения энергии частиц — калориметрическая методика (IC на рис. 10) и кинематическая методика KLEM. Методика IC имеет более низкий порог, но и более низкий геометрический фактор, методика KLEM имеет более высокий порог, но из-за более высокого геометрического фактора позволяет измерить интенсивность потока частиц до более высоких энергий, поэтому весь спектр никеля, измеренный в эксперименте НУКЛОН, представлен точками двух типов — IC и KLEM. В общей для обеих методик области энергий (или магнитной жёсткости) результаты методик совпадают в пределах статистических ошибок. Для изученных диапазонов магнитной жёсткости железа (40–5000 ГВ) и никеля (30–1130 ГВ) оказалось, что спектральный индекс никеля на  $0,19 \pm 0,09$  больше спектрального индекса железа [113, 128]. Хотя статистическая значимость различия спектральных индексов лишь немного больше двух стандартных отклонений, тем не менее получено указание, что тенденция к увеличению крутизны спектров с ростом заряда ядра, обнаруженная в эксперименте АТИС [32], продолжается в сторону ядер тяжелее железа до ядра никеля. В работах [113, 128] пе-

решёт измеренных спектров к спектру источника путём решения обратной задачи распространения не проводился, но известно, что пересчёт к источнику может только увеличить разницу спектральных индексов [32].

В статье [129] коллаборации НУКЛОН результат АТИС [32] был усилен за счёт совместной обработки данных экспериментов АТИС и НУКЛОН, к тому же в обработку был включён спектр никеля, измеренный в эксперименте НУКЛОН [113, 128]. В статье [129] задача обратного распространения ядер для поиска спектров в источнике решалась с использованием системы GALPROP<sup>2</sup> [130, 131], основанной на решении уравнений диффузии в Галактике, в отличие от упрощённого подхода leaky-box в статье [32]. Увеличение статистики, расширение энергетического диапазона и включение в анализ ядра никеля позволило увеличить статистическую значимость роста крутизны спектров ядер с увеличением заряда до 9 стандартных отклонений для диапазона магнитной жёсткости от 25 ГВ до 1500 ГВ.

Хотя спектры в источниках для ядер с разными зарядами, кроме работ АТИС [32] и НУКЛОН [129], нигде больше не определялись, вывод о росте крутизны спектров с увеличением заряда ядра в наблюдаемых спектрах согласуется с результатами эксперимента AMS-02. В статье AMS-02 [132] все ядра с зарядами от 2 до 14 были разделены на четыре группы: наиболее обильные первичные ядра (He, C, O), более тяжёлые обильные ядра (Ne, Mg, Si), ядра с высокой долей вторичной компоненты (N, Na, Al) и практически чисто вторичные ядра (Li, Be, B). В соответствии с результатами AMS-02 [132], крутизна спектров в этих группах растёт от первой к последней группе для диапазона магнитной жёсткости от 30 ГВ до 3 ТВ. В том числе спектры ядер группы (Ne, Mg, Si) круче спектров группы (He, C, O), что соответствует тенденции, обнаруженной в работах [32, 129]. Подчеркнём, что пересчёт спектров ядер к спектрам в источнике только увеличил бы разницу наклонов групп ядер статьи AMS-02 [132].

В течение четырёх лет после первой публикации результатов НУКЛОН по никелю в 2018 г. [128] эти данные представляли единственное измерение спектра никеля до магнитной жёсткости существенно выше 75 ГВ, которая была достигнута для никеля в эксперименте HEAO-3-C2 ещё в 1990 г. [133]. Новое измерение спектра никеля, в диапазоне магнитной жёсткости приблизительно от 30 ГВ до 600 ГВ, было выполнено экспериментом CALET и опубликовано в 2022 г. [134] (см. рис. 10). CALET не обнаружил значимой разницы между наклонами спектров железа и никеля, тем самым не подтвердил результат НУКЛОН. Таким образом, ситуация в отношении различия крутизны спектров железа и никеля в настоящее время остаётся неясной, что вносит некоторую новую неопределённость и в результат статьи [129] в отношении общего роста крутизны спектров ядер с увеличением заряда. Имеет смысл, однако, отметить, что данные CALET плохо соответствуют данным и HEAO-3-C2, и НУКЛОН, при том что HEAO-3-C2 и НУКЛОН практически совпадают в общей для них области магнитной жёсткости (см. рис. 10). Отметим также, что, хотя спектр никеля никогда до эксперимента НУКЛОН не измерялся в области высоких энергий, отношение потоков Ni/Fe измерялось в эксперименте HEAO-3-C3 [135, 136] в диа-

пазоне энергий от 10 ГэВ/нуклон до 500 ГэВ/нуклон, что по магнитной жёсткости примерно соответствует значениям, достигнутым в эксперименте НУКЛОН. Отношение Ni/Fe оказалось падающим во всём диапазоне энергий, и по графикам в статьях [136] можно оценить, что такое падение отвечает разнице в спектральных индексах примерно 0,05 (спектр никеля круче). Качественно это соответствует результату НУКЛОН, хотя разница наклонов меньше (не следует забывать о больших статистических ошибках в обоих экспериментах, в частности, в эксперименте НУКЛОН различие спектральных индексов железа и никеля лишь немного превышает два стандартных отклонения). В столь противоречивой ситуации нужны новые эксперименты с более высокой методической и статистической надёжностью: необходимо одновременно хорошее зарядовое разрешение в группе железа и высокая экспозиция.

#### 4.2. Аномалия в отношениях спектров ядер C, O, Ne, Mg, Si к спектру железа

Ещё один интересный вопрос, касающийся спектров разных тяжёлых ядер, состоит в том, насколько спектры разных ядер похожи друг на друга по форме, независимо от общей крутизны спектров. В статье АТИС [137] впервые было отмечено, что спектры обильных тяжёлых ядер C, O, Ne, Mg, Si существенно отличаются по форме от спектра ядра железа, в то время как спектры самих C, O, Ne, Mg, Si похожи друг на друга. В [137] приведены отношения спектров C/Fe, O/Fe, (C + N + O + Ne + Mg + Si)/Fe в терминах энергии на нуклон и показано, что все указанные отношения существенно отличаются от горизонтальной прямой, имея вид кривой с выраженным минимумом вблизи энергии 30 ГэВ/нуклон. Иными словами, спектр железа имеет форму, существенно отличную от спектров других тяжёлых обильных ядер. В той же статье АТИС [137] прогиб отношений потоков обильных ядер к ядру железа связывался с предположением, что все основные источники космических лучей в Галактике локализованы внутри отдельных так называемых локальных пузырей, оставшихся на месте молодых звёздных скоплений, где когда-то шёл интенсивный процесс звездообразования и массовым образом взрывались сверхновые звёзды, при этом Солнце в настоящее время находится внутри одного из таких пузырей. Модель предсказывает прогибы в отношениях спектров тяжёлых ядер к железу, но несколько меньшие, чем были получены экспериментально в статье [137].

Вопрос об отличии спектров тяжёлых ядер от спектра железа специально с тех пор не изучался, но отношения C/Fe и O/Fe для нескольких экспериментов могут быть получены по исходным данным этих экспериментов для абсолютных спектров. Такая процедура была выполнена уже в статье АТИС [137] для данных эксперимента TRACER [68], и данные TRACER очень хорошо подтвердили результаты АТИС. На рисунке 11 показаны отношения C/Fe, O/Fe и C/O в терминах магнитной жёсткости, рассчитанные по данным для абсолютных спектров, приведённым на рис. 8 (эксперименты АТИС [34]; TRACER C, O, Fe [68]; AMS-02 C, O [107], AMS-02, Fe [108]; CALET C, O [109]; CALET, Fe [110]; NUKLON C, O, Fe [111]). На рисунке 11 не показаны данные для эксперимента CREAM, так как последний имеет очень большие статистические ошибки для спектров тяжёлых ядер, и вычисление отношений, ещё увеличивая ошибки,

<sup>2</sup> Адрес веб-сайта проекта GALPROP: <https://galprop.stanford.edu>.



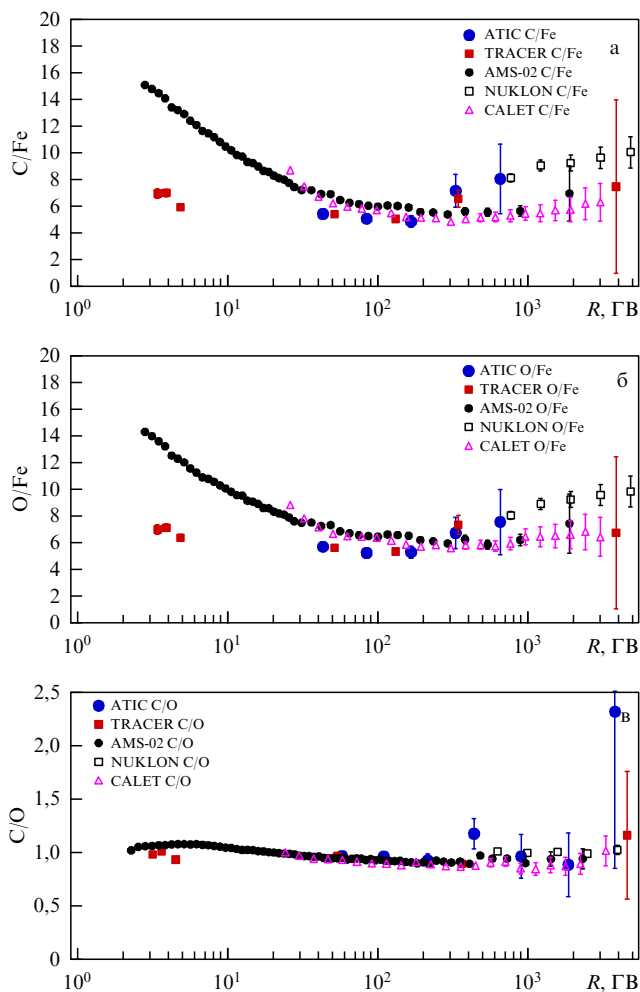


Рис. 11. Отношения потоков ядер C/Fe (а), O/Fe (б), C/O (в) по данным экспериментов ATIC [34]; TRACER C, O, Fe [68]; AMS-02 C, O [107], AMS-02, Fe [108]; CALET C, O [109]; CALET, Fe [110]; NUKLON C, O, Fe [111].

приводит к статистически не значимому результату. На рисунке 11 видно, что все эксперименты согласованно, но с разной степенью статистической надёжности указывают на прогиб в отношениях C/Fe и O/Fe, который имеет место в области примерно от нескольких десятков ГВ до 1 ТВ (точнее сказать пока трудно), качественно согласуясь с результатом ATIC [137]. При этом отношение C/O, показанное на том же рис. 11, для всех экспериментов слабо отличается от единицы, следовательно, формы спектров углерода и кислорода почти одинаковы. Качественно причина прогиба в отношениях спектров тяжёлых обильных ядер к спектру железа состоит в том, что прогиб (уплощение) в абсолютном спектре вблизи нескольких сотен ГВ в спектре железа выражен много слабее, чем в спектрах других обильных ядер, если он в железе вообще имеет место. Впрочем, количественное согласие в характере прогиба отношений C/Fe и O/Fe между разными экспериментами не слишком хорошее, что свидетельствует о необходимости новых экспериментов с высокой методической и статистической надёжностью данных. Насколько нам известно, причина прогиба отношений C/Fe и O/Fe нигде, кроме исходной статьи ATIC [137], не обсуждалась.

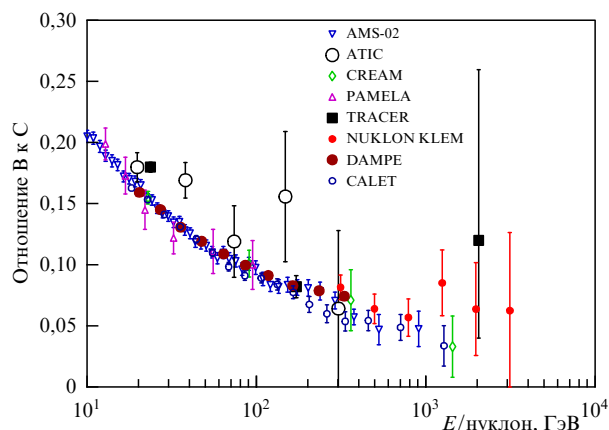


Рис. 12. Отношение потоков В/С в терминах энергии на нуклон. Показаны данные экспериментов AMS-02 [144], ATIC [145], CREAM [146], PAMELA [147], TRACER [148], NUKLON KLEM [97], DAMPE [149], CALET [150].

## 5. Вторичные ядра

Как известно, потоки вторичных ядер являются основой для определения параметров моделей распространения космических лучей [126, с. 599], [7, с. 219], [138, с. 56–63]. Обычно предполагается, что ядра лития, бериллия и бора являются чисто вторичными [139–142], т.е. являются продуктами расщепления первичных ядер, ускоренных в источниках космических лучей, при взаимодействии с межзвёздным газом (преимущественно водород и гелий) на пути через Галактику. Из вторичных ядер наиболее широко используется для измерений ядро бора, так как спектры лития и бериллия измерять существенно сложнее. Существует вероятность того, что, хотя эти ядра и являются вторичными, определённое количество таких ядер-осколков возникает уже в процессе ускорения космических лучей в остатках сверхновых, поэтому такие вторичные ядра сами участвуют в процессе ускорения [143]. Если вторичные ядра возникают только на пути первичных ядер через Галактику, то следует ожидать, что отношение потоков вторичного ядра к первичному ядру, осколком которого оно является (например, В/С), будет кривой, падающей с ростом энергии ядер (или магнитной жёсткости), но если вторичные ядра в заметных количествах возникают уже в остатках сверхновых и сами могут участвовать в ускорении, то модели [143] предсказывают, что при энергиях выше 1000 ГэВ/нуклон (магнитная жёсткость 2000 ГВ) отношение снова может пойти вверх.

На рисунке 12 показаны отношения В/С в терминах энергии на нуклон, измеренные в экспериментах AMS-02 [144], ATIC [145], CREAM [146], PAMELA [147], TRACER [148], НУКЛОН (методика KLEM) [97], DAMPE [149], CALET [150]. При энергиях существенно выше 1000 ГэВ/нуклон данные имеют только эксперименты НУКЛОН и TRACER. Оба этих эксперимента дают указание на уплощение отношения при энергиях выше 1000 ГэВ/нуклон или даже на смену уменьшения на рост отношения с энергией, но статистические ошибки обоих экспериментов в указанной области велики, поэтому уверенных выводов о характере отношения при больших энергиях сделать пока нельзя. Таким образом, модель с доускорением вторичных ядер в остатках сверхновых



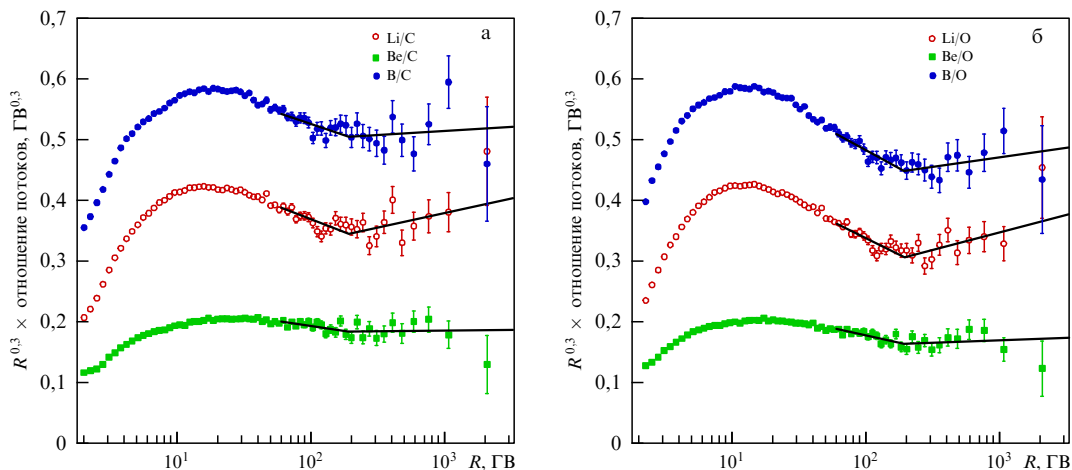


Рис. 13. (а) Отношение потоков Li, Be, B к потоку углерода (а) и к потоку кислорода (б) по данным эксперимента AMS-02 [107, 132]. На рисунке показана также кусочно-экспоненциальная аппроксимация отношений по данным тех же статей [107, 132].

[143] не противоречит эксперименту, но и не имеет пока ясного подтверждения. Нужны новые данные для более высоких энергий с более высокой статистической обеспеченностью.

Эксперимент AMS-02 имеет в настоящее время более свежие данные по отношению В/С, чем в упомянутой выше статье [144]. Эти результаты приведены в обзоре 2021 г. [107] (рис. 13а), но здесь отношение В/С приведено в терминах магнитной жёсткости, делая их несопоставимыми напрямую с данными предыдущих экспериментов, которые приведены на рис. 12. Однако и последние результаты AMS-02, отличаясь от предыдущих результатов в деталях, доходят по магнитной жёсткости до 2 ТВ, что соответствует примерно энергии 1 ГэВ/нуклон, т.е. не дают информации о поведении отношения в области существенно более высоких энергий, где ожидаются признаки доускорения вторичных ядер в остатках сверхновых в отношениях вторичных ядер к первичным.

Для не слишком высоких энергий ядер (меньше 1 ТэВ/нуклон, или магнитной жёсткости меньше 3 ТВ) эксперимент AMS-02 даёт в настоящее время наиболее прецизионные данные по отношениям потоков вторичных ядер к первичным. Высокая статистическая надёжность результатов позволила обнаружить новое явление: данные AMS-02 дают определённое указание на наличие прогибов спектров вблизи магнитной жёсткости  $\rho_{br} = 200$  ГВ не только в спектрах обильных первичных ядер (см. раздел 1), но и в спектрах вторичных ядер Li, Be, B [107, 132]. Более того, прогиб в спектрах вторичных ядер оказался сильнее, чем в спектрах первичных ядер. Это лучше всего видно в отношениях Li/C, Be/C, B/C, Li/O, Be/O, B/O (см. рис. 13). Как видно из рис. 13, сами отношения демонстрируют прогиб, свидетельствующий о том, что прогиб в спектрах вторичных ядер сильнее, чем прогиб в спектрах углерода и кислорода. Значимость обнаруженного эффекта превышает  $5\sigma$ .

Прогиб в спектрах ядер космических лучей вблизи  $\rho_{br}$  обсуждается во многих работах, в том числе в статьях [20, 151]. В статье [151] можно найти ещё несколько ссылок по данной проблеме. В статье [20] на основе численного моделирования в системе GALPROP рассмотрено десять моделей распространения и происхождения

космических лучей (разные режимы распространения, разные типы спектров источников, локальные и распределённые источники). Данные такого моделирования позволяют выдвинуть предварительные гипотезы для объяснения обсуждаемого эффекта. Более сильный прогиб спектра вторичных ядер вблизи  $\rho_{br}$ , чем в спектрах первичных ядер, может означать изменение хода коэффициента диффузии вблизи указанной точки (уменьшение спектрального индекса степенной зависимости коэффициента диффузии от магнитной жёсткости ядер). В то же время если  $\rho_{br}$ -прогиб в спектрах первичных ядер объясняется соответствующим прогибом в первичном спектре распределённых источников, то прогиб в спектре первичных и вторичных ядер будет точно одинаковым (форма вторичных спектров отличается от формы первичных спектров только гладким степенным множителем магнитной жёсткости [151]), следовательно, в отношении типа В/С никакого прогиба не будет. Если же прогиб в первичных ядрах объясняется только вкладом локального источника, а в спектре распределённого источника прогиба нет, то в спектре вторичных ядер вообще не будет никакого прогиба [123, 124]. В последнем случае в отношениях вторичных ядер к первичным можно ожидать не прогиба вблизи  $\rho_{br}$ , а, наоборот, излома, что явно не наблюдается. Более того, так как ближний источник поставяет углерод при высоких энергиях, но не вторичные ядра бора, то при больших энергиях (выше  $\rho_{br}$ ) можно ожидать дополнительного загиба отношения В/С вниз [151], что противоречит наблюдениям. Этот вывод должен быть справедлив не только для В/С, но и для любых отношений вторичных ядер к первичным. Таким образом, прогиб в отношениях вторичных ядер к первичным, обнаруженный AMS-02 [107, 132], скорее, указывает на прогиб в зависимости коэффициента диффузии от магнитной жёсткости вблизи  $\rho_{br}$ , но данный вопрос ещё очень далёк от ясности. Возможно, в частности, действие комбинации нескольких разных причин, включая и эффекты, связанные с коэффициентом диффузии, и эффекты доускорения ударной волной близкой звезды [123, 124], и, возможно, что-то ещё. Для дальнейшего продвижения требуется, как минимум, подтверждение результатов AMS-02 в независимых экспериментах.

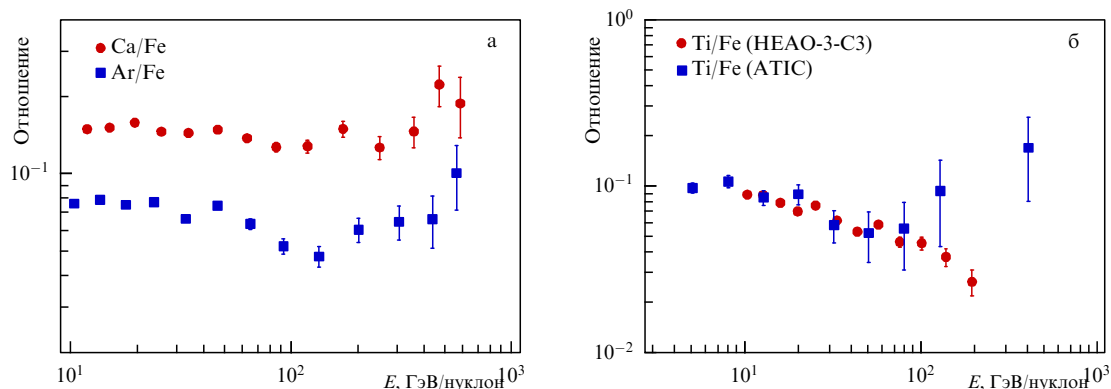


Рис. 14. (а) Отношения интенсивностей спектров Ar/Fe, Ca/Fe по данным эксперимента HEAO-3-C3 [152, 153]. (б) Отношения Ti/Fe, измеренные в экспериментах HEAO-3-C3 [152, 153] и ATIC [154].

## 6. Проблема отношения субжелеза к железу и спектры малообильных ядер

Как уже отмечалось в разделе 2, одной из задач эксперимента HEAO-3-C3 (HNE), который проводил измерения ещё в 1979–1981 гг., было детальное измерение относительных спектров ядер  $Z = 18–28$  к спектру ядра железа. Полученные данные представлены в статьях [135, 136, 152, 153]. Здесь приводятся спектры по отношению к железу для ядер Ar, K, Ca, Sc, Ti, V, Cr. Ожидается, что ядра K, Sc, Ti, V, Cr являются практически чисто вторичными, следовательно, для них можно ожидать падающих отношений спектров к спектру железа. Спектры перечисленных ядер были измерены в эксперименте HEAO-3-C3 в диапазоне энергий от приблизительно 10 ГэВ/нуклон до 100–180 ГэВ/нуклон (верхняя граница зависит от ядра), и они дали ожидаемое падение интенсивностей. Для ядер Ar и Ca ожидается, что они являются частично первичными, частично вторичными, и для них следовало бы ожидать падающего отношения спектра к спектру железа с постепенным выходом на плато. Однако результаты HEAO-3-C3 оказались совсем не такими. Вместо ожидаемого выхода на плато, выше энергий 200 ГэВ/нуклон наблюдается резкий рост отношений Ar/Fe и Ca/Fe, измеренных до энергий приблизительно 600 ГэВ/нуклон. Такой результат приведён в хронологически первых трёх статьях [135, 136, 152] на данную тему. В последней статье [153] результаты предыдущих трёх работ были уточнены с использованием более современных сечений фрагментации ядер. Отмечено, что результаты почти не изменились, но в последней статье спектры Ar и Ca приводятся только до энергий 119 и 112 ГэВ/нуклон соответственно, поэтому поведения отношений после 200 ГэВ/нуклон не видно. В статье [152] обсуждается этот странный эффект, но авторы не смогли с уверенностью сказать, является ли он методическим или реальным. Проблема состояла в том, что использованная методика определения энергии частиц, основанная на измерении плотности ионизационных потерь, сама по себе не позволяет отличить ядра с очень низкой и очень высокой энергией, поэтому высокоэнергетическая часть отношений потоков аргона и кальция к железу могла быть искажена неверно интерпретированными событиями низкоэнергетических ядер. Независимого метода селекции низкоэнергетических ядер методика эксперимента HEAO-3-C3 не имела. Отношения интенсивностей спектров Ar/Fe, Ca/Fe и Ti/Fe,

измеренные в эксперименте HEAO-3-C3 (HNE) по данным работ 1988 г. [152] и 1989 г. [153] (данные последних двух статей идентичны) приведены на рис. 14а.

В эксперименте ATIC была поставлена задача проверки результатов эксперимента HEAO-3-C3. Зарядовое разрешение эксперимента ATIC в области S–Cr ( $Z = 16–24$ ) не слишком хорошее, поэтому первым объектом исследования стало отношение титана к железу, так как зарядовая линия титана лучше выделяется по сравнению с другими ядрами из этой группы. На рисунке 14б показаны отношения Ti/Fe, измеренные в экспериментах HEAO-3-C3 [152, 153] и ATIC [154]. Результаты HEAO-3-C3 и ATIC находятся в очень хорошем соответствии до энергии 100 ГэВ/нуклон, но две точки HEAO-3-C3 в области 100–200 ГэВ/нуклон продолжают падающую кривую, а две точки ATIC, вплоть до энергии 400 ГэВ/нуклон, резко уходят вверх, подобно отношениям Ca/Fe и Ar/Fe в эксперименте HEAO-3-C3. Из-за ограниченной статистики данных эксперимента ATIC при энергиях выше 100 ГэВ/нуклон авторы [154] не смогли сделать определённого вывода о реальности наблюдаемого эффекта. Возникла острая нужда в улучшении статистики для определения отношений ядер субжелеза ( $Z = 16–24$ ) к железу для энергий выше 100 ГэВ/нуклон.

Для увеличения статистической значимости результата в статье коллаборации ATIC [137] определялось отношение потоков не отдельных ядер к ядру железа, а всего суммарного спектра для ядер от  $Z = 16$  до  $Z = 24$  в терминах энергии на нуклон. Полученное отношение снова демонстрирует рост при высоких энергиях, начинающийся примерно с энергии 50 ГэВ/нуклон (рис. 15а). Статистическая значимость существования излома отношения была определена как 0,997 (около  $3\sigma$ ). Здесь же было показано, что излом в отношениях потоков ядер субжелеза к железу существует отдельно для группы зарядов от 16 до 20 и от 21 до 24 (см. рис. 4 в [137]). То есть имеется указание, что этот излом универсален для всех, по крайней мере чётных, ядер группы субжелеза ( $Z = 16–24$ ).

Ни в одном эксперименте, кроме ATIC, отношения потоков групп ядер субжелеза к железу не сравнивались, поэтому результаты ATIC [137], строго говоря, сравнивать было не с чем. Но по данным эксперимента TRACER [67] можно сосчитать отношение  $(S + Ar + Ca)/Fe$ , которое должно отличаться от отношения  $(15,5 < Z < 20,5)/Fe$  только вкладом нечётных ядер, а

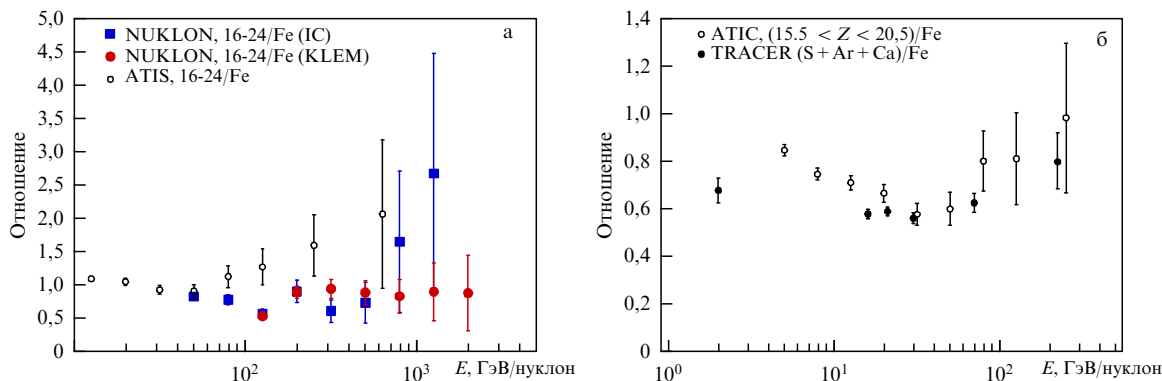


Рис. 15. (а) Отношение суммарного потока ядер от  $Z = 16$  до  $Z = 24$  к потоку железа [137] в терминах энергии на нуклон и аналогичные данные эксперимента НУКЛОН [98] для двух методик определения энергии — калориметрической и KLEM. (б) Отношение  $(S + Ar + Ca)/Fe$  по данным эксперимента TRACER [67] и отношение  $(15,5 < Z < 20,5)/Fe$  по данным эксперимента ATIC [137].

последний невелик. Поэтому два этих отношения можно сравнить, что и было сделано в статье [137] (рис. 15б). Видно, что данные ATIC и TRACER хорошо соответствуют друг другу в области энергий от 30 до 300 ГэВ/нуклон (точки TRACER немного ниже, как и ожидается), демонстрируя прогиб вблизи 40–50 ГэВ/нуклон, хотя статистическая обеспеченность данных обоих экспериментов невысока.

Отношение суммарного потока ядер от  $Z = 16$  до  $Z = 24$  к ядру железа было измерено в эксперименте НУКЛОН [98] (рис. 15а); результаты можно сравнить с результатом ATIC напрямую. Данные НУКЛОН, полученные посредством двух различных методик определения энергии, реализованных в этом эксперименте, согласованно указывают на наличие прогиба вблизи 130 ГэВ/нуклон, что больше похоже на положение прогиба в данных HEAO-3-C3, чем ATIC (около 50 ГэВ/нуклон). После прогиба данные разных методик НУКЛОН различаются, хотя и в пределах статистических ошибок. Данные калориметра показывают стремительный рост отношения (но статистические ошибки очень велики), данные методики KLEM лучше статистически обеспечены, но крутого роста не показывают, хотя и не проявляют тенденции к падению отношения. Скорее, после небольшого роста наблюдается выход на плато.

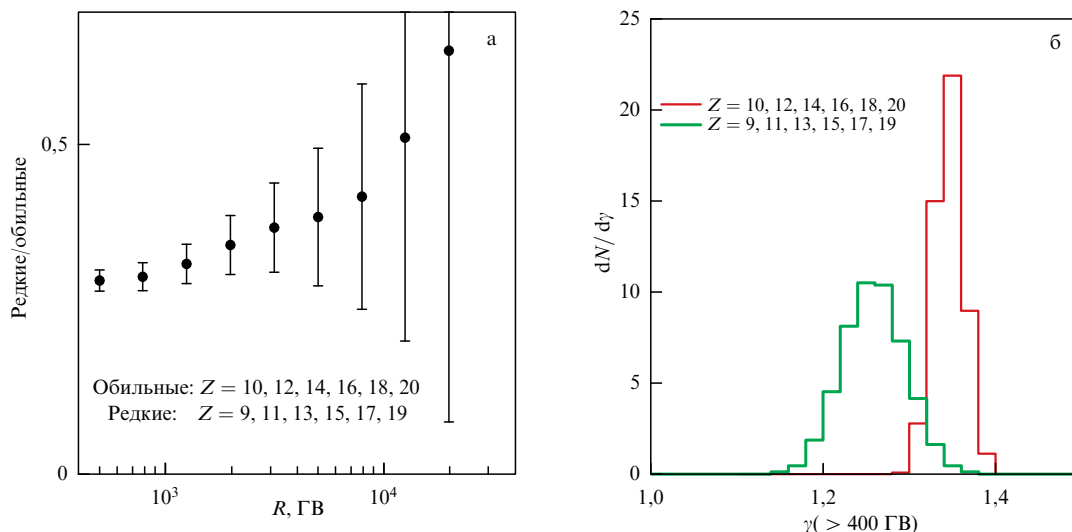
В статье [137] было предложено объяснение прогиба в отношениях ядер группы субжелеза к железу в рамках той же модели локальных пузырей, в рамках которой объяснялись и прогибы отношений обильных чётных ядер к ядру железа (см. раздел 4.2). Модель локальных пузырей, в принципе, предсказывает оба этих явления. Однако модель несколько недооценивала степень прогиба отношений субжелеза к железу относительно данных ATIC [137], хотя в данных НУКЛОН [98] прогиб слабее и лучше соответствует модели. Таким образом, степень соответствия модели локальных пузырей экспериментальным данным в настоящее время остаётся под вопросом в силу неопределённости самих экспериментальных данных.

Данные всех рассмотренных экспериментов: HEAO-3-C3, ATIC, TRACER, НУКЛОН согласованно говорят о том, что в отношениях потоков ядер субжелеза к железу нет ожидаемого падения отношения с ростом энергии, скорее, имеется указание на рост этого отношения. Количественного согласия в данных разных экспериментов нет, но качественное согласие в характере поведения от-

ношения при высоких энергиях имеется. Очевидно, требуется продолжение экспериментального исследования такого явления в более методически надёжных и статистически обеспеченных экспериментах.

Ожидается, что все ядра области субжелеза содержат значительную примесь вторичных ядер (а некоторые являются преимущественно вторичными). Другой способ получить группу ядер, в которых может быть значительная доля вторичных, — целенаправленно рассмотреть малообильные нечётные ядра. В статье [129] по данным эксперимента НУКЛОН было определено отношение суммарного потока нечётных ядер 9, 11, 13, 15, 17, 19 к суммарному потоку чётных ядер 10, 12, 14, 16, 18, 20. Все ядра берутся из одного и того же диапазона зарядов  $Z = 9 - 20$ . Ожидаемое поведение отношения нечётных ядер к обильным чётным того же диапазона зарядов — падение отношения с ростом энергии благодаря значительной доле вторичной компоненты в малообильных нечётных ядрах. Данные НУКЛОН демонстрируют противоположную тенденцию (рис. 16а). Спектры ядер получались в результате процедуры деконволюции, из-за чего соседние точки в спектрах скоррелированы, поэтому ошибки отражают не статистически независимые ошибки каждой точки кривой в отдельности, но, в значительной степени, неопределённости в поведении кривой в целом. В такой ситуации статистическая значимость наличия роста отношения может быть определена только полным Монте-Карло моделированием всего процесса обработки данных. Этим способом в работе [129] определялись неопределённости в среднем интегральном спектральном индексе нечётных и чётных ядер для различных порогов магнитной жёсткости. На рисунке 16б показаны полученные методом Монте-Карло статистические распределения на определяемые значения упомянутых спектральных индексов нечётных и чётных ядер для порога 400 ГВ. Кривым на рис. 16 соответствует различие в спектральных индексах на 3,4 стандартных отклонения, т.е. получено сильное указание на то, что спектры нечётных ядер более пологие, чем спектры чётных ядер, для магнитной жёсткости тех и других выше 400 ГВ. Очевидно, эффект требует дальнейшего изучения для получения более высокой статистической значимости результата.

Подводя итоги, можно сказать, что рост отношения потоков ядер субжелеза к железу при высоких энергиях и рост отношения малообильных нечётных ядер к обильным чётным ядрам при магнитной жёсткости выше 400 ГВ



**Рис. 16.** (а) Отношение суммарного потока нечётных ядер 9, 11, 13, 15, 17, 19 к суммарному потоку чётных ядер 10, 12, 14, 16, 18, 20 по данным эксперимента НУКЛОН [129]. (б) Распределение спектральных индексов интегральных спектров нечётных и чётных ядер выше порога магнитной жёсткости 400 ГВ, полученное методом Монте-Карло для определения ошибок спектральных индексов и статистической надёжности вывода, что спектры нечётных ядер более пологие, чем спектры чётных ядер.

противоречат наивным ожиданиям, основанным на простых классических моделях распространения космических лучей. Они внешне выглядят родственными явлениями и вполне могут оказаться таковыми. Однако природа этих явлений остаётся загадочной, а экспериментальные результаты требуют проверки и повышения надёжности.

## 7. Сверхтяжёлые ядра и изотопный состав ядер космических лучей

Под сверхтяжёлыми ядрами в космических лучах понимают ядра тяжелее железа, обычно начиная с цинка ( $Z = 30$ ) [155]. Потоки таких ядер очень малы по сравнению с потоками ядер от протонов до железа, поэтому, как правило, в эксперименте для них из-за нехватки статистики не измеряются спектры энергий, но определяются только потоки выше определённого порога регистрации (впрочем, имеются исключения из этого правила, например [156, 157]). Элементы между железом и цинком занимают в какой-то степени промежуточное положение между тяжёлыми и сверхтяжёлыми ядрами, имея сравнительно высокие интенсивности потоков. В частности, для ядра никеля, как уже упоминалось в разделе 4.1, в экспериментах HEAO-3-C3, НУКЛОН и CALET удалось измерить спектр до энергий выше нескольких сотен ГэВ на нуклон.

На рисунке 17 показаны основные данные по элементному составу сверхтяжёлых ядер космических лучей с нормировкой на поток ядер железа (поток железа принят за единицу) по результатам экспериментов HEAO-3-C3 [155], SuperTIGER [158], ACE-CRIS [159], LDEF [72]. Для сравнения с экспериментальными данными на графиках показан элементный состав Солнечной системы [160].

На рисунке 17а синими кружками представлены результаты эксперимента HEAO-3-C3 по измерению зарядового состава сверхтяжёлых ядер. Хотя эксперимент HEAO-3-C3 проводился с 1979 по 1981 гг. (всего 454 дня набора статистики, экспозиция  $6 \text{ м}^2 \text{ ср лет}$ ), его результаты важны до сих пор, так как и по сей день указанный эксперимент имеет рекордную статистику для ядер в диапа-

зоне от  $Z = 33$  до  $Z = 69$ . Результаты статьи HEAO-3-C3 [155] основаны на методике, реализующей некоторый компромисс между качеством зарядового разрешения и объёмом статистики. Приводятся результаты для зарядов от 33 до 82, причём в основной группе данных для зарядов от 33 до 60 заряды разрешаются по парам двух соседних ядер, одно из которых является нечётным, а другое — чётным:  $33 + 34$ ,  $35 + 36$  и т.д. Для зарядов выше 60 эксперимент HEAO-3-C3 не даёт разрешения на соседние пары зарядов, и результаты в статье [155] приводятся только для нескольких широких зарядовых групп. На рисунке 17 такие данные не показаны. В статье [155] имеется несколько ссылок на предыдущие работы коллаборации HEAO-3-C3, где в обработке приоритет отдавался высокому зарядовому разрешению в ущерб статистике. Вместе с данными HEAO-3-C3 на рис. 17 приведены данные экспериментов SuperTIGER [158] и ACE-CRIS [159]. Эти два эксперимента приводят данные с поэлементным разрешением, поэтому для сравнения с результатами HEAO-3-C3 результаты были просуммированы по парам нечётных и чётных ядер  $33 + 34$ ,  $35 + 36$ ,  $37 + 38$ ,  $39 + 40$ . Хорошо видно, что статистическая обеспеченность данных у эксперимента HEAO-3-C3 лучше, чем у обоих более современных экспериментов SuperTIGER и ACE-CRIS. Действительно, из современных экспериментов в области зарядов ядер до 60 наибольшую статистику обеспечивает эксперимент SuperTIGER с экспозицией  $0,6 \text{ м}^2 \text{ ср лет}$ , т.е. примерно на порядок меньше, чем у HEAO-3-C3, при меньшем диапазоне измеряемых зарядов для сверхтяжёлых ядер (весь зарядовый диапазон SuperTIGER составлял  $14 \leq Z \leq 40$ ). Таким образом, за прошедшие десятилетия с полёта HEAO-3-C3 методика в области прямых наблюдений сверхтяжёлых ядер продвинулась только в направлении улучшения зарядового разрешения (зарядовое разрешение SuperTIGER, определённое по пику железа, составило  $0,18$  зарядовых единиц), но никак не в направлении увеличения статистики.

На рисунке 17б показаны результаты спектрометров SuperTIGER и ACE-CRIS с поэлементным зарядовым разрешением, естественным для этих экспериментов, для



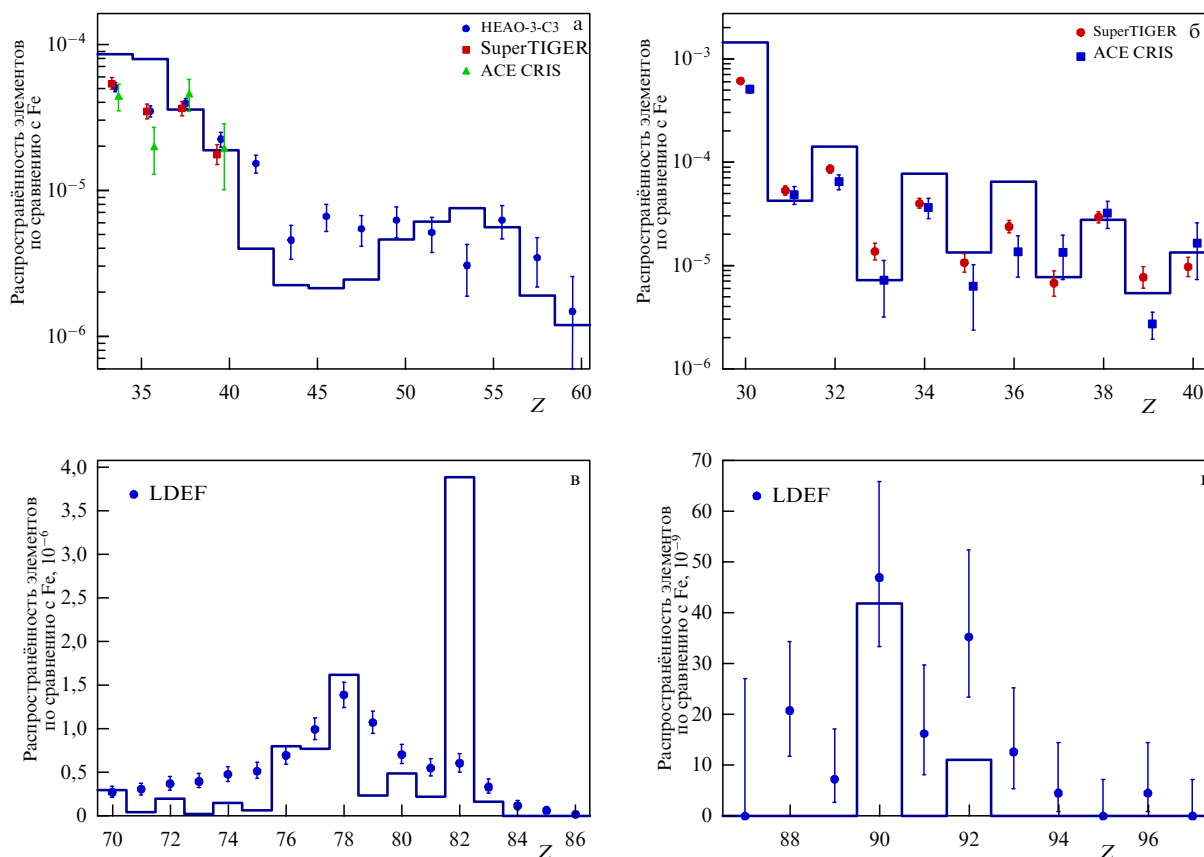


Рис. 17. Элементный состав сверхтяжёлых ядер космических лучей с нормировкой на поток ядер железа по данным экспериментов HEAO-3-C3 [155], SuperTIGER [158], ACE-CRIS [159], LDEF [72]. Гистограммами показан элементный состав Солнечной системы [160].

диапазона зарядов ядер  $30 \leq Z \leq 40$ . Данные обоих экспериментов находятся в соответствии друг с другом в пределах статистических ошибок, за исключением содержания ядер иттрия ( $Z = 39$ ).

Основной объём данных по химическому составу космических лучей для зарядов  $Z \geq 70$  в настоящее время даёт космический эксперимент LDEF, основанный на использовании твердотельных трековых детекторов (см. детали в разделе 2). Огромная экспозиция этого инструмента ( $170 \text{ м}^2 \text{ ср лет}$ , см. раздел 2) позволила получить статистику вплоть до трансуранов. Результаты эксперимента представлены на рис. 17в, г. В отличие от оригинальной статьи LDEF [72], где все данные, включая химический состав Солнечной системы, приведены как отношения содержания определённого ядра к полному интегралу по всей области зарядов  $Z \geq 70$ , при построении рис. 17 для удобства восприятия и сравнения состав был пересчитан в нормировку на содержание железа, как и на рис. 17а, б.

Физика, изучаемая в экспериментах по химическому составу сверхтяжёлых ядер космических лучей, связана с изучением доли s- и r-процессов в синтезе сверхтяжёлых ядер; с сигнатурами ускорения ядер в стандартной межзвёздной среде (ISM) либо в материале звёздного ветра тяжёлых звёзд Вольфа – Райе в ОБ-ассоциациях (Massive Star Material, MSM); с различием эффективности и механизмов ускорения тугоплавких (refractory) и летучих (volatile) элементов [161]. Отмечается, что сверхтяжёлые ядра являются чувствительным индикатором механизмов распространения космических лучей, так как велико их сечение неупругого рассеяния на атомах межзвёздного

газа, и что потоки сверхтяжёлых ядер, благодаря их коротким пробегам до ядерного взаимодействия, чувствительны к ближайшему солнечному окружению в галактике, в отличие от более лёгких ядер космических лучей. Все эти проблемы интенсивно обсуждаются в упомянутых статьях экспериментов по сверхтяжёлым ядрам [72, 155, 158, 159].

На основе сопоставления наблюдаемой в космических лучах распространённости сверхтяжёлых элементов с таковой, предсказываемой для химического состава звёздного ветра тяжёлых звёзд [162] и характерной для химического состава обычной межзвёздной среды, в качестве которого используется химический состав Солнечной системы [160], в эксперименте SuperTIGER делается вывод, что состав КЛ соответствует  $19_{-6}^{+11} \%$  MSM и  $\sim 81 \%$  ISM [158], в эксперименте ACE-CRIS сообщаются цифры приблизительно 20 % MSM и 80 % ISM (ошибки не приводятся). То есть между экспериментами имеется разумное согласие. Эти величины означают, что взрывы сверхновых, приводящие к ускорению космических лучей, происходят преимущественно внутри ОБ-ассоциаций, содержащих много молодых сверхмассивных звёзд. Эксперименты SuperTIGER и ACE-CRIS сходятся также в оценке, согласно которой тугоплавкие элементы ускоряются в 4–4,5 раза лучше летучих, в то же время содержание и тех и других по сравнению с концентрациями элементов в Солнечной системе линейно растёт по одному и тому же закону с увеличением массы ядра.

В анализе данных эксперимента LDEF [72] особое внимание уделено сигнатурам r- и s-процессов в синтезе сверхтяжёлых элементов. Обычно считается, что за синтез эле-

ментов группы платины ( $74 \leq Z \leq 80$ ) отвечают преимущественно  $g$ -процессы, а за группу свинца ( $71 \leq Z \leq 73$ ) —  $s$ -процессы (вместе они составляют так называемый двойной  $g$ – $s$  пик в распространённости элементов). Согласно результатам LDEF [72], отношение Pb/Pt в космических лучах существенно меньше, чем в Солнечной системе. Это представляет собой определённую загадку, так как для двух других двойных  $g$ – $s$  пиков, при меньших зарядах, ничего подобного не наблюдается.

Обратим внимание, что состав ядер космических лучей для зарядов от  $Z = 41$  до  $Z = 69$  последний раз исследовался в эксперименте HEAO-3-C3, который работал с 1979 по 1981 гг., причём изучался он с низким зарядовым разрешением. Для этого диапазона зарядов ощущается существенный недостаток экспериментальных данных.

Среди всех экспериментов особую роль играет миссия ACE-CRIS, работающая до сих пор, так как все упомянутые выше космические и стратосферные эксперименты HEAO-3-C3, SuperTIGER, LDEF проводились внутри магнитосферы Земли, существенно модифицирующей потоки ядер с магнитной жёсткостью меньше нескольких ГВ, которые в основном и регистрировались в этих экспериментах, но ACE-CRIS работает в солнечно-земной точке Лагранжа L1, за пределами магнитосферы Земли, где на потоки ядер влияет только Солнечная модуляция. Поэтому, несмотря на относительно невысокую статистику эксперимента ACE-CRIS, его данные важны для физики сверхтяжёлых ядер КЛ. Можно отметить, что между результатами разных современных тяжёлоядерных экспериментов не наблюдается особых противоречий, за исключением отмеченного выше случая ядра иттрия в экспериментах ACE-CRIS и SuperTIGER.

Эксперимент ACE-CRIS интересен ещё и тем, что способен измерять не только зарядовый состав космических лучей, но также изотопный состав отдельных элементов. В этом эксперименте был промерен изотопный состав ядер от Li до Ge [75, 159, 163–167]. Такие измерения позволили получить несколько примечательных результатов.

ACE-CRIS с хорошей точностью смог измерить отношение изотопов  $^{22}\text{Ne}/^{20}\text{Ne}$  ( $0,387 \pm 0,007(\text{стат.}) \pm \pm 0,022(\text{сист.})$ ) [164]. Такая величина означает превышение отношения  $^{22}\text{Ne}/^{20}\text{Ne}$  в солнечном ветре в  $5,3 \pm \pm 0,3$  раз, свидетельствующее о том, что примерно в 20 % случаев взрывы сверхновых происходят в среду, обогащённую звёздным ветром звёзд Вольфа–Райе, а последнее означает, в свою очередь, что местом взрыва сверхновых в очень значительном числе случаев являются молодые ОВ-ассоциации. Результаты [164] уточнили и подтвердили предыдущие эксперименты, в которых был обнаружен избыток  $^{22}\text{Ne}$ . Результаты ACE-CRIS в отношении доли взрывов сверхновых звёзд в звёздный ветер звёзд Вольфа–Райе согласуются с результатами, полученными на основе анализа зарядового состава сверхтяжёлых ядер космических лучей (см. выше). Эти результаты послужили основой дальнейшего обсуждения и построения теоретических моделей эволюции звёздных скоплений [168].

В данных ACE-CRIS на фоне  $3,55 \times 10^5$  ядер железа-56 было детектировано 15 ядер изотопа  $^{60}\text{Fe}$  [167] (см. также первое сообщение [166]). Соотношение  $^{60}\text{Fe}/^{56}\text{Fe}$  в источнике было определено как  $(7,5 \pm 2,9) \times 10^{-5}$ . Обнаружение в космических лучах  $^{60}\text{Fe}$ , произведённого сверхновой, означает, что время, необходимое для ускорения и

переноса ядер на Землю, не намного превышает период полураспада  $^{60}\text{Fe}$ , составляющий 2,6 млн лет, и что расстояние от источника  $^{60}\text{Fe}$  до Солнца не может сильно превышать 1 кпк. Это исследование даёт очень удачный пример использования радиоизотопных часов в физике космических лучей.

Самым тяжёлым ядром, для которого в эксперименте ACE-CRIS удалось измерить изотопный состав, является ядро Ge ( $Z = 32$ ) [75] (не обнаружено значимых отличий от состава Солнечной системы)<sup>3</sup>. Ни один эксперимент пока не дал изотопного состава для любых более тяжёлых ядер, и эта область данных остаётся полностью terra incognita. Надо отметить, что задача определения изотопного состава сверхтяжёлых ядер тяжелее германия является весьма актуальной, так как уже для пары зарядов 34 и 38 (Se и Sr) имеет место двойной  $g$ – $s$ -пик в распространённости элементов, изучение которого дало бы важный вклад в изучение механизма синтеза сверхтяжёлых элементов; в области сверхтяжёлых ядер имеются удобные радиоизотопные часы:  $^{93}\text{Zr}$  ( $T_{1/2} = 1,52 \times 10^6$  лет),  $^{92}\text{Mo}$  ( $T_{1/2} = 0,06 \times 10^6$  лет) и другие [169], которые могли бы дать важную информацию об источниках и распространении космических лучей.

Некоторые из современных прямых экспериментов, ориентированных преимущественно на измерение спектров космических лучей при высоких и сверхвысоких энергиях, также дают некоторую информацию об изотопном составе ядер космических лучей. С использованием времяпролётной системы, ионизационных потерь и неуниверсальности траектории ядер в магнитном поле при не слишком высоких магнитных жёсткостях в эксперименте PAMELA измерялся изотопный состав ядер от протонов до углерода [170–173]. Особенностью этого анализа является то, что абсолютные потоки изотопов или отношения потоков различных изотопов всегда даются как зависимости от энергии частиц или от магнитной жёсткости в пределах от сотен МВ до 5–6 ГВ. Более редкие изотопы могут иметь либо вторичное происхождение, либо могут играть роль радиоизотопных часов (как, например,  $^{10}\text{Be}$ ,  $^{14}\text{C}$ ), поэтому такие данные дают обильный материал для сопоставления с моделями происхождения и распространения космических лучей (см. цитированные работы).

В работе коллаборации AMS-02 [107, 174] удалось промерить отношение потоков  $^3\text{He}/^4\text{He}$  в диапазоне магнитной жёсткости 2–21 ГВ. Изотоп  $^3\text{He}$  имеет по преимуществу вторичное происхождение, поэтому информация, даваемая отношением  $^3\text{He}/^4\text{He}$ , аналогична информации отношения В/С с той разницей, что длина пробега ядер гелия существенно выше, чем для ядер углерода, поэтому отношение для изотопов гелия даст информацию о длине утечки ядер из Галактики в зависимости от магнитной жёсткости, более усреднённую по всему объёму Галактики, чем для ядер углерода. Для показателя  $\Delta$  в зависимости для длины утечки от жёсткости  $C(R/4\text{ГВ})^A$  в [174] по отношению изотопов гелия получено значение  $\Delta = -0,294 \pm 0,004$ , что в пределах двух стандартных отклонений совпадает со значением  $\Delta = -0,333 \pm 0,014(\text{стат.}) \pm 0,005(\text{сист.})$ , полученным по отношению В/С в том же эксперименте AMS-02 [144].

<sup>3</sup> Добавление при корректуре: В статье коллаборации CRIS Binns W R et al. *Astrophys. J.* **936** 13 (2022) разделение изотопов было доведено до  $Z = 38$ .



Уникальный результат был недавно получен при новой обработке данных эксперимента СОКОЛ-2. Космический спектрометр СОКОЛ-2 работал на борту советского спутника Космос-1713 в 1985–1986 гг. Основные данные спектрометра давно уже были обработаны и результаты опубликованы [175]. Однако развитие техники Монте-Карло симуляции взаимодействия заряженных частиц с веществом и появление новых моделей взаимодействия позволило вернуться к обработке данных эксперимента и получить новые результаты для отношения потоков дейтерия и протонов [176]. Ранее максимальная энергия, для которой было получено это отношение, составляла не более 20 ГэВ/нуклон (см. ссылки в статье [176]), но в новой обработке данных СОКОЛ-2 указанное отношение было получено для диапазона энергий 0,5–2 ТэВ/нуклон. Решающими для получения такого результата стали два обстоятельства. Во-первых, спектрометр СОКОЛ-2 основан на использовании ионизационного калориметра для измерения частиц глубиной 5,5 неупругих длин пробега протона, т.е. калориметр является толстым для ядерного взаимодействия, в отличие от всех калориметров современных экспериментов PAMELA, AMS-02, FERMI, НУКЛОН, CALET и DAMPE, упоминавшихся в настоящем обзоре. Большая толщина калориметра СОКОЛ-2 позволяет, в принципе, различить продольную форму развития каскада дейтронов и протонов при одной и той же энергии на частицу, непосредственно измеряемой калориметром. Однако для различения протонов и дейтронов по форме каскада требуется надёжная симуляция каскадных кривых Монте-Карло кодами, т.е. результаты являются модельно-зависимыми. Вторым обстоятельством, позволившим выполнить эту работу, было появление большого количества надёжно испытанных Монте-Карло-программ с различными генераторами взаимодействий протон–ядро и ядро–ядро, так что можно оценить систематические ошибки, используя различные коды и генераторы. В статье [176] путём сравнения трёх различных методик было показано, что систематические ошибки, связанные с модельной зависимостью, относительно невелики. Результат работы оказался весьма неожиданным. Доля дейтерия в общем потоке дейтерия и протонов составляет около 10%, что существенно больше, чем было измерено при любых энергиях меньше 20 ГэВ/нуклон (не более 0,03 [176]). Фактически имеет место ситуация, напоминающая резкий излом в отношении субжелеза к железу (см. рис. 15): сначала идёт ожидаемое падение отношения D/H с ростом энергии, но полученная в [176] точка, соответствующая диапазону 0,5–2 ТэВ/нуклон, говорит о том, что в указанном отношении где-то между 20 ГэВ/нуклон и 500 ГэВ/нуклон должен быть резкий излом кривой вверх. Поскольку дейтерий космических лучей является преимущественно вторичным, возникает вопрос, нет ли общего механизма, приводящего к резкому выполаживанию отношения вторичных ядер к первичным при энергиях от сотни до нескольких сотен ГэВ/нуклон.

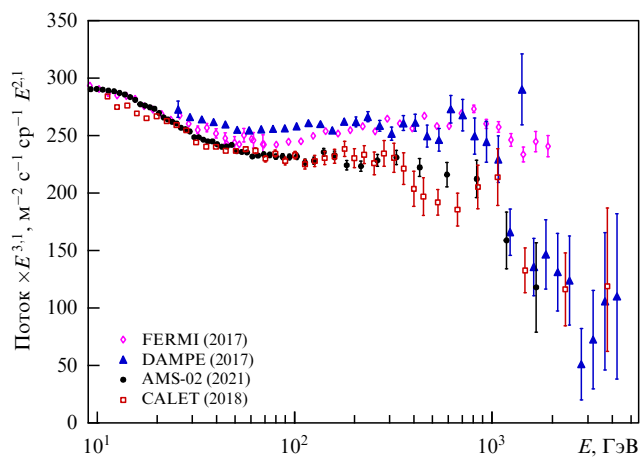
## 8. Электроны, позитроны и антиматерия

### 8.1. Суммарный спектр электронов и позитронов

Лептонная компонента космических лучей представлена смесью электронов и позитронов, и наиболее простой

задачей является измерение их суммарного потока, так как в таком случае не требуется разделение частиц по заряду. Для этой задачи адекватным инструментом является ионизационный калориметр, хотя, конечно, суммарный спектр может измеряться и магнитными спектрометрами, если отказаться от учёта знака электрического заряда. В настоящем разделе под спектром энергий электронов будем понимать суммарный спектр электронов и позитронов. Так как, в отличие от тяжёлых ядер, лёгкие электроны интенсивно теряют энергию на синхротронное излучение в межзвёздных магнитных полях и на обратное комптоновское рассеяние на микроволновом фоне и квантах оптического и ультрафиолетового излучения, ясно, что спектр энергий электронов должен быть круче спектра протонов при одном и том же спектре в источнике. Разница в спектральных индексах будет составлять величину масштаба одной второй, причём точное значение зависит от деталей моделей распространения [13, 177]. В целом также уже давно понятно, что, поскольку электроны быстро теряют энергию, спектр электронов несёт информацию об окружении Солнца масштаба одного килопарсека, поэтому можно ожидать наличия в спектре каких-то особенностей, связанных с близкими источниками: усреднения спектра электронов по Галактике не происходит, в отличие от спектра протонов и не слишком тяжёлых ядер. Данный вопрос в практическом ключе уже давно обсуждается в связи с результатами баллонного эксперимента Нишимуры и др. [178]. По указанной причине главными вопросами, которые представляют интерес в измерениях спектра энергий электронов космических лучей, являются следующие два: насколько реально крут спектр электронов и какие в спектре обнаруживаются дополнительные структуры кроме простого степенного поведения. Оба вопроса в настоящее время выглядят довольно запутанными.

На рисунке 18 показаны результаты недавних (опубликованы не раньше 2017 г.) измерений спектра энергий электронов в экспериментах Fermi [179], DAMPE [180], AMS-02 [107], CALET [181]. Эксперимент AMS-02 впервые опубликовал спектр электронов в статье [182], но для обзора [107] спектр был переобработан (значения интенсивностей немного изменились), и были добавлены две новые энергетические точки, так что предельная энергия увеличилась с 837 ГэВ до 1665 ГэВ. Следует прежде всего отметить, что спектры энергий электронов, полученные в прямых измерениях, по своей природе сильно отличаются от спектров ядер в тех же экспериментах. Все ионизационные калориметры современных прямых экспериментов являются тонкими для ядерного взаимодействия, из-за чего энергетическое разрешение спектров ядер является очень плохим и спектры требуют решения обратной задачи (деконволюции) для восстановления их исходного вида. Однако те же калориметры являются глубокими для электромагнитного взаимодействия, поэтому энергетическое разрешение в спектрах электронов гораздо лучше, и они хорошо подходят для выявления в них тонких структур на масштабах в десятках процентов по энергии и даже меньше. Разрешение по энергии в экспериментах на рис. 18 меняется от 20–30% при энергиях масштаба 1 ТэВ в экспериментах Fermi и AMS-02 до 2–3% в экспериментах CALET и DAMPE. Измерения спектра электронов в экспериментах Fermi, AMS-02, CALET и DAMPE (рис. 18) отличаются от аналогичных



**Рис. 18.** Спектр электронов плюс позитронов по данным прямых космических экспериментов Fermi [179], DAMPE [180], AMS-02 [107], CALET [181].

измерений экспериментов предыдущего поколения ATIC [13, 183, 184] и PAMELA [185] существенно более высокой статистической обеспеченностью, хотя и эти более старые эксперименты не утратили своего значения: они подтверждают общий характер спектров электронов, а эксперимент ATIC оставил после себя загадку, которая до сих пор не решена (см. ниже).

Главной особенностью всех спектров, представленных на рис. 18, является их существенно нестепенной характер. Все эксперименты согласованно указывают на прогиб спектра в области от нескольких десятков до примерно сотни ГэВ с последующим резким спадом (изломом) вблизи 1 ТэВ (этот спад в данных Fermi несколько менее выражен, чем в других экспериментах, но тоже присутствует). Можно сказать, что участок спектра между 100 ГэВ и 1 ТэВ имеет вид широкого бампа на фоне степенного спектра со спектральным индексом, несколько большим трёх. О существовании такого бампа впервые сообщалось ещё в эксперименте ATIC [183], хотя в эксперименте ATIC он имел ещё более выраженный вид, чем на кривых рис. 18. Существование излома вблизи 1 ТэВ было подтверждено наземными черенковскими телескопами H.E.S.S. [186], MAGIC [187] и VERITAS [188].

Точная причина появления глобальной особенности спектра электронов в виде бампа 100–1000 ГэВ в настоящее время не ясна. Обычно он связывается с одним или несколькими близкими дискретными источниками (часто в теоретических статьях речь идёт только об изломе вблизи 1000 ГэВ). В настоящее время опубликовано несколько сотен статей, рассматривающих этот круг вопросов, но анализ подобных работ выходит за рамки настоящего обзора. Несколько различных гипотез такого типа вместе со ссылками на некоторые предшествующие работы можно найти в недавней статье [189].

Хотя эксперименты, данные которых приведены на рис. 18, качественно приводят к похожей картине, различие в деталях поведения велико и выходит за рамки статистических и ожидаемых систематических ошибок. Эксперименты делятся на две группы, к одной из них принадлежат Fermi и DAMPE, к другой — AMS-02 и CALET. Каждая из групп даёт внутри себя близкое поведение спектров в диапазоне энергий 100–1000 ГэВ, но

эти две группы существенно различаются между собой. Причины такого различия пока непонятны. Возможно существование неучтённых систематических ошибок, но не исключены внешние физические причины. В частности, можно отметить, что эксперименты проводятся на разных высотах. Инструменты AMS-02 и CALET установлены на Международной космической станции, и они проводят измерения в идентичных условиях при средней высоте орбиты около 420 км, а высота орбит обсерваторий Fermi и DAMPE составляет около 530 и 500 км соответственно.

Помимо общего характера поведения спектра электронов, как уже отмечалось, представляет интерес наличие мелких особенностей в виде узких пиков, бампов, или провалов, которые могли бы быть связаны с локальными источниками. В промежутке от 100 до 1000 ГэВ спектры рис. 18 не демонстрируют статистически значимой структуры и не видно корреляции в мелкомасштабном поведении этих спектров (на шкале  $\Delta E \sim 100$  эВ). В данных CALET можно заметить депрессию в области от примерно 400 до 700 ГэВ, но она не является статистически значимой. В области энергий выше 1000 ГэВ в точке спектра с энергией 1411,4 ГэВ имеется резкий выброс в данных DAMPE, не подтверждающийся ни одним другим экспериментом. В оригинальной статье DAMPE [180] указанный выброс никак специально не обсуждается, и, видимо, он может быть понят как статистическая флуктуация.

Эксперименты Fermi, DAMPE, AMS-02 и CALET не смогли разгадать загадку, которую оставил после себя эксперимент ATIC. В стратосферном эксперименте ATIC спектрометр, имеющий конструкцию, очень похожую на конструкцию калориметрических спектрометров DAMPE и CALET, совершил три полёта вокруг Южного полюса, из них два полёта, ATIC-2 (29.12.2002 г. – 18.01.2003 г.) и ATIC-4 (26.12.2007 г. – 15.01.2008 г.), были успешными и дали множество новых научных результатов. Среди прочего в каждом из этих полётов измерялся спектр электронов. В статье [184, 190] были опубликованы спектры электронов, измеренные в обоих полётах ATIC-2 и ATIC-4, причём в приведённых спектрах использовался довольно тонкий энергетический биннинг с эквидистантным шагом 0,035 по логарифму энергии ( $\Delta E/E = 8,4\%$ ). В диапазоне между 200 и 700 ГэВ в измеренных спектрах была выявлена тонкая структура спектра весьма большой амплитуды, представленная пиками вблизи 250, 350 и 500 ГэВ, причём такая структура была хорошо воспроизведена в обоих полётах спектрометра ATIC-2 и ATIC-4 (рис. 19). Надо отметить, что спектрометры ATIC-2 и ATIC-4 не были идентичными инструментами. Они, в частности, имели калориметры разной глубины (18 и 22 каскадных единиц соответственно [184, 190]). То есть выявленная тонкая структура не может быть следствием конструктивных особенностей спектрометра, поскольку спектрометры были разные.

Для определения статистической значимости тонкой структуры были использованы два разных метода. Во-первых, была определена статистическая значимость корреляции (сходства) структуры спектров, измеренных отдельно в полётах ATIC-2 и ATIC-4; во-вторых, была определена статистическая значимость наличия неслучайной структуры по обычному критерию  $\chi^2$  для суммарного спектра ATIC-2 + ATIC-4. В обоих случаях ста-

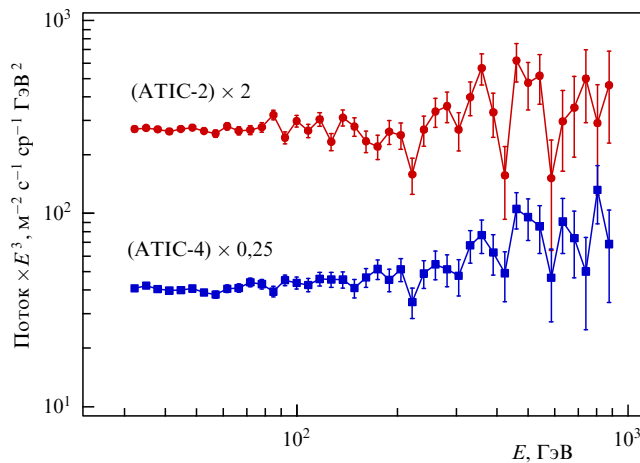


Рис. 19. Тонкая структура спектров электронов по данным эксперимента АТИС (полёты спектрометра АТИС-2 и АТИС-4 отдельно) [184, 190].

статистическая значимость оказалась близкой к трём стандартным отклонениям [184, 190]. То есть об открытии говорить не приходится, но имеется сильное указание на существование эффекта.

С целью исключения методических причин возникновения обнаруженной структуры был проведён ряд тестов [184, 190]. Изучались различные способы фильтрации событий электронов из протонного фона; исследовались спектры электронов для разных телесных углов и разных периодов времени эксперимента и др. Тонкая структура воспроизводится во всех случаях. Исследовался различный энергетический биннинг спектров. Показано, что тонкая структура не является артефактом биннинга, но хорошо проявляется при любом биннинге начиная с 0,035 по логарифму энергии и тоньше. Таким образом, признаков того, что обнаруженная тонкая структура может быть результатом методических эффектов, не найдено. При энергетическом биннинге грубее 8,4 % (0,035 по логарифму) тонкая структура быстро "тонет" в слишком широких энергетических бинах (как, например, в первой публикации спектра электронов АТИС-1 [183]), поэтому не следует ожидать, что тонкая структура, подобная выявленной в экспериментах АТИС-2 и АТИС-4 [184, 190], будет видна в современных экспериментах, данные которых приведены на рис. 18, поскольку ни в одном из этих экспериментов не использовался биннинг тоньше 15 % (0,06 по логарифму).

Для проверки результата АТИС нужно не только использовать адекватный, достаточно тонкий энергетический биннинг, но и, строго говоря, нужно ещё провести измерения спектра электронов в южной околполярной области Земли, где работал эксперимент АТИС, так как в настоящее время невозможно исключить анизотропию электронного спектра: электронный спектр, измеренный для разных направлений пришедших электронов с энергиями в сотни ГэВ, в принципе, может оказаться разным. Ни одно из означенных требований до сих пор не выполнено, поэтому загадка тонкой структуры спектра электронов эксперимента АТИС остаётся. Надо отметить, что задача проверки полученных результатов ещё и весьма актуальна, так как тонкая структура, подобная обнаруженной в эксперименте АТИС, может быть сигнатурой вклада пульсаров, но не тёмной материи в такие

особенности спектров электронов и позитронов, как, например, эксцесс в потоке позитронов, обнаруженный в эксперименте PAMELA [12]. В теоретической статье [12] было показано, что тонкая структура спектра электронов, очень похожая на ту, что обнаружил эксперимент АТИС, может быть вызвана вкладами нескольких ближайших пульсаров (статья [12] была опубликована ещё до обнаружения тонкой структуры, т.е. это можно рассматривать как её предсказание), а в статье [13] было показано, что с разумными предположениями о начальной энергетике и спектрах электронов и позитронов, ускоряемых в пульсарных туманностях, несколько ближайших пульсаров могли бы обеспечить конкретно обнаруженную тонкую структуру спектра электронов.

## 8.2. Антиматерия в космических лучах

До 2009 года обычно считалось, что античастицы в космических лучах имеют преимущественно вторичное происхождение, являясь результатом взаимодействия первичных космических лучей, состоящих из обычной материи, с межзвёздным газом [177]. Ситуация резко изменилась после публикации результата эксперимента PAMELA [191], показавшего, что при энергии выше примерно 5 ГэВ вместо ожидаемого падения доли позитронов в полном потоке позитронов и электронов с ростом энергии, если бы позитроны имели вторичное происхождение, имеется резкий рост отношения вплоть до энергий масштаба 100 ГэВ, выше которых эксперимент PAMELA продвинуться не мог в силу недостатка статистики. Стало понятно, что нужно искать источники позитронов помимо взаимодействия первичных космических лучей с межзвёздной средой, и немедленно были опубликованы десятки теоретических статей, обсуждающих первичные источники антиматерии в космических лучах, такие как аннигиляция или распад тёмной материи, пульсары и др., хотя попытки согласовать полученный результат с чисто вторичным происхождением античастиц в космических лучах какое-то время продолжались. Анализ некоторых ранних работ с обсуждением позитронной аномалии и связанных с ней вопросов можно найти в обзоре [13].

Уже в первой статье PAMELA [191] в качестве основной возможности объяснения позитронной аномалии обсуждалась аннигиляция или распад частиц тёмной материи, но также упоминались рождение и ускорение позитронов в таких близлежащих источниках, как магнитосферы пульсаров и микроквазары. В любом из механизмов должен иметься некоторый предел энергии позитронов, характерный для подобных источников, поэтому для установления природы явления нужно было прежде всего увидеть такой предел в экспериментальных данных. Кроме того, требовалось подтверждение явления в независимых экспериментах. Первое подтверждение позитронной аномалии удалось получить космической обсерватории Fermi [192] (2011 г.), при этом по энергии удалось продвинуться до 200 ГэВ. Признаков окончания роста отношения  $e^+/(e^+ + e^-)$  с увеличением энергии обнаружено не было. Начиная с 2013 г. результаты стала выдавать коллаборация AMS-02, которая, по мере накопления статистики, трижды публиковала отношение  $e^+/(e^+ + e^-)$  с постепенно увеличивающимся верхним пределом измеренной энергии [107, 182, 193, 194]. В статье [194] энергия была доведена до 420 ГэВ и уже отмечено, что при энергиях выше 200 ГэВ роста от-

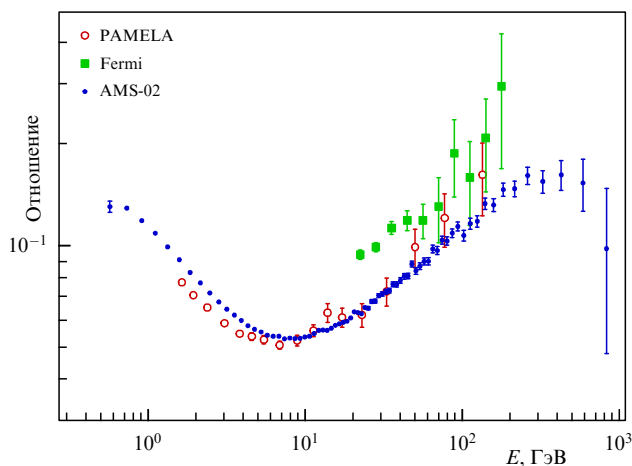


Рис. 20. Отношение  $e^+/(e^+ + e^-)$  по данным экспериментов PAMELA [195], Fermi [192] и AMS-02 [107, 182].

ношения не наблюдается, а в публикациях [107, 182] предельная энергия составила уже 830 ГэВ и наблюдается достаточно выраженное падение отношения. На рисунке 20 показаны последние результаты для позитрон-электронного отношения экспериментов PAMELA [195], Fermi [192] и AMS-02 [107, 182]. Заметим, что результаты PAMELA [195] были обновлены по сравнению с первой публикацией [191] (в частности, предельная энергия доведена до 135 ГэВ). Для лучшего понимания данных рис. 20 следует отметить, что магнитные спектрометры PAMELA и AMS-02 способны отличать позитроны от электронов по знаку кривизны траектории в магнитном поле, но обсерватория Fermi, основанная на ионизационном калориметре, сама по себе электроны от позитронов не отличает. Для разделения потока электронов и позитронов в статье [192] была использована анизотропия потока заряженных частиц в магнитном поле Земли. Эта методика имеет гораздо более сильные систематические неопределённости по сравнению с прямой методикой экспериментов PAMELA и AMS-02, поэтому нет ничего удивительного в том, что данные Fermi отличаются от данных PAMELA и AMS-02 за пределами статистических ошибок. Результаты PAMELA и AMS-02 совпадают в пределах статистики для энергий выше 10 ГэВ, а небольшие различия при энергиях ниже 10 ГэВ могут быть связаны с различием солнечной модуляции.

Согласно [107, 182], избыток позитронов может быть описан дополнительным источником, имеющим распределение с максимумом  $284_{-91}^{+64}$  ГэВ для спектра источника, умноженного на  $E^3$ . Это многое говорит об источнике позитронов, но всё ещё недостаточно для того, чтобы различить между аннигиляцией тёмной материи и пульсарами. Критической сигнатурой для того, чтобы провести такое различие, может быть обнаружение дополнительной тонкой структуры, которая может быть найдена и в спектрах электронов, и в спектрах позитронов, и в отношении  $e^+/(e^+ + e^-)$  [12, 13]. Масштаб энергии, на которой ожидается такая тонкая структура, не может быть меньше 100 ГэВ, она ожидается при энергиях выше 200 ГэВ, амплитуда модуляции в отношении  $e^+/(e^+ + e^-)$  для соответствия тонкой структуре, обнаруженной в эксперименте ATIC ([184, 190], см. выше), должна была бы составлять величину масштаба 30% [13]. Наличие такой тонкой структуры говорит в пользу

того, что источником позитронной аномалии являются несколько ближайших пульсарных туманностей, и исключает распад или аннигиляцию тёмной материи. Обнаружение такой тонкой структуры в отношении  $e^+/(e^+ + e^-)$  находится за пределами возможностей эксперимента AMS-02 одновременно в силу недостаточного энергетического разрешения и в силу недостатка статистики. Для выявления искомой тонкой структуры необходимы эксперименты нового поколения, которые могли бы одновременно обеспечить разрешение по энергии в спектре электронов и позитронов не хуже 5% (что легко достигается с достаточно толстыми ионизационными калориметрами) и статистику, многократно превосходящую статистику эксперимента AMS-02.

Некоторый свет на природу позитронной аномалии могли бы пролить данные о потоке антипротонов в космических лучах, так как те позитроны и антипротоны космических лучей, которые имеют не чисто вторичное происхождение, могут иметь общие источники. Спектр антипротонов измерялся в экспериментах BESS-TeV [196], BESS-Polar [197], PAMELA [198], AMS-02 [107, 199] и во многих более ранних экспериментах. На рисунке 21а показаны результаты экспериментов BESS-Polar [197], PAMELA [198] и AMS-02 [107] для отношения потока антипротонов к протонам. Примечательной особенностью отношения  $\bar{p}/p$  является очень медленный спад кривой при энергиях выше 20 ГэВ. Если бы антипротоны имели вторичное происхождение, преимущественно как продукты рассеяния протонов космических лучей на межзвёздном газе, то отношение  $\bar{p}/p$  должно было бы падать с энергией подобно отношению  $B/C$  (см. рис. 12). Однако этого не происходит, следовательно, имеется некоторый дополнительный источник антипротонов. В таком аспекте ситуация с антипротонами вполне аналогична позитронной аномалии PAMELA. На рисунке 21б показано отношение спектра позитронов к антипротонам по последним данным AMS-02 [107]. Отношение для энергий выше 60 ГэВ оказывается близким к константе, которая была определена в [107] как  $2,00 \pm 0,03$  (стат.)  $\pm 0,06$  (сист.). Если бы антипротоны и позитроны имели один и тот же источник и в этом источнике имели бы одинаковые начальные спектры по магнитной жёсткости, как при ускорении на ударной волне остатка сверхновой или ударной волне другого происхождения, то измеряемый спектр позитронов должен был бы оказаться круче, чем измеряемый спектр антипротонов, так как позитроны с ростом энергии, в отличие от антипротонов, начинают быстро терять энергию на обратное комптоновское рассеяние и синхротронное излучение. Поэтому измеренное постоянное отношение скорее указывает на то, что исходные спектры антипротонов и позитронов различаются (спектр позитронов должен быть более жёстким). Для лучшего понимания надо увидеть в экспериментальных данных предел ускорения антипротонов, что лучше позволило бы понять природу источника, однако для этого пока ни у одного эксперимента не хватает статистики. Таким образом, хотя вопросы о происхождении избытка позитронов и избытка антипротонов оказываются связаны, оба они пока не имеют ответа.

Ищут в космических лучах и более тяжёлые антиядра. В статье коллаборации PAMELA [200] установлен верхний предел на отношение потоков  $\text{He}/\text{He}$ : для магнитной жёсткости ядер выше 14 ГВ  $\text{He}/\text{He} < 4,7 \times 10^{-7}$ . В ли-



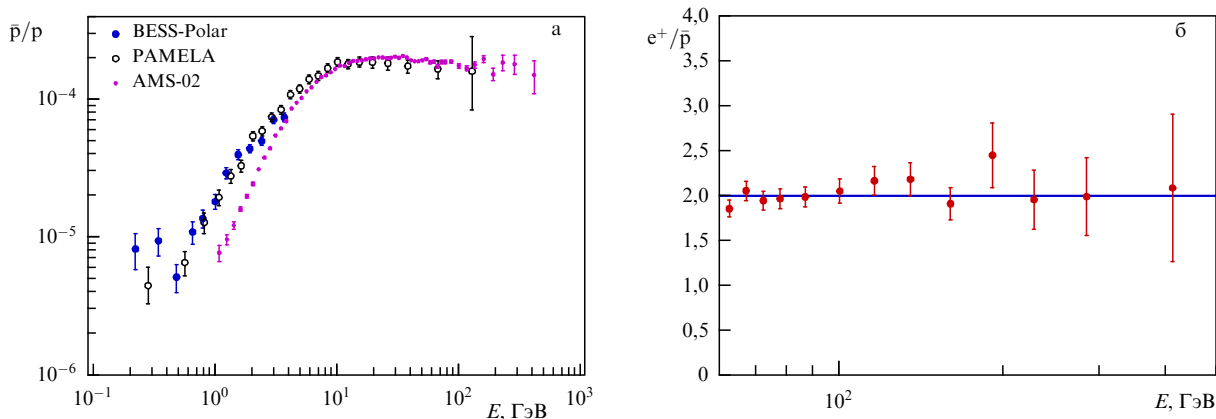


Рис. 21. (а) Отношение  $\bar{p}/p$  по данным экспериментов BESS-Polar [197], PAMELA [198] и AMS-02 [107]. (б) Отношение  $e^+/\bar{p}$  по данным AMS-02 [107].

температуре со ссылками на устные источники (выступления на конференциях) имеются упоминания, что в эксперименте AMS-02 детектировано восемь кандидатов в ядра антигелия [201, 202], однако статей от имени коллаборации AMS-02 об этом нет, поэтому методические детали в отношении упомянутого сообщения пока недоступны. В любом случае очевидно, что поток ядер антигелия (и, конечно, более тяжёлых антиядер) очень низок, поэтому для дальнейшего продвижения в данной области нужны инструменты одновременно с очень большим геометрическим фактором и способностью различать знак зарядов частиц.

## 9. Перспективы и будущие эксперименты

Наиболее актуальными задачами физики космических лучей в настоящее время являются определение химического состава обильных КЛ с максимально возможным продвижением вверх по энергетической шкале и регистрация зарядового (изотопного) состава сверхтяжёлых ядер КЛ за пиком железа. Обе эти компоненты КЛ рождены в наиболее катастрофических процессах Галактики и именно по ним строятся современные модели. КЛ также дают возможность целенаправленного поиска экзотических явлений, которые могут дать экспериментальные доказательства существования частиц тёмной материи или обнаружить частицы странной материи.

По-прежнему центральной задачей в таких исследованиях остаётся задача астрофизической интерпретации феномена "колена" Христиансена – Куликова в области энергий  $\sim 3 \times 10^{15}$  эВ. Ключом к решению этой проблемы может послужить статистически обеспеченное определение химического состава КЛ в данной области.

Как показано выше, в последние годы исследование КЛ в энергетической области десятков и сотен ТэВ выявили ряд особенностей в химическом составе и энергетических спектрах, имеющих глубокий астрофизический смысл. При увеличении статистического объёма и точности в энергетических измерениях можно прогнозировать как новые открытия, так и подтверждение уже полученных указаний.

Знания о Галактике будут неполными без изучения второй важнейшей компоненты КЛ — зарядового (изотопного) состава сверхтяжёлых ядер КЛ за пиком железа. Эти данные несут в себе знания о галактическом нук-

леосинтезе в современную космологическую эпоху и определяют параметры космического пространства в ближней области Галактики.

Большой интерес представляет также поиск антивещества. В настоящее время изучен только спектр антипротонов.

Изучение спектров электронов и позитронов крайне важно с точки зрения исследования близких источников и поиска тёмной материи.

Решение перечисленных задач имеет значение как само по себе, так и для создания новых астрофизических моделей в комплексе с данными астрономических наблюдений в различных диапазонах. Сопоставление данных, полученных для разных компонент КЛ (адроны, электроны, позитроны, гамма-излучение) в различных диапазонах энергий представляет собой достаточно новый подход — multi-messenger astronomy. Сейчас нужен поиск новых сигнатур для тёмной материи с учётом ограничений на свойства слабо взаимодействующих массивных частиц, установленных по результатам экспериментов на ЛHC. Рассматриваются различные гипотезы о природе тёмной материи, большинство из которых выходит за рамки Стандартной модели.

Широта исследуемых фундаментальных проблем определяет изучение КЛ как одну из приоритетных задач по исследованию физики космоса. Несмотря на чрезвычайно высокую стоимость таких работ, вызванную достаточно небольшим набором технологий исследования, а также требованием выноса за пределы атмосферы массивной аппаратуры, на ближайшее будущее запланировано несколько значимых экспериментов.

### 9.1. Эксперимент TIGERISS

В эксперименте TIGERISS (Trans-Iron Galactic Element Recorder for the ISS) [203, 204] планируется измерить потоки ядер от бора до свинца при энергиях выше 350 МэВ/нуклон. Это дальнейшее развитие баллонных экспериментов TIGER и SuperTIGER с улучшенным зарядовым разрешением и расширением динамического диапазона по энергии от 350 МэВ/нуклон до 10 ГэВ/нуклон. Предполагается длительная экспозиция при размещении научной аппаратуры на Международной космической станции.

В составе аппаратуры два скрещенных слоя кремниевых детекторов в верхней и нижней части прибора, ко-

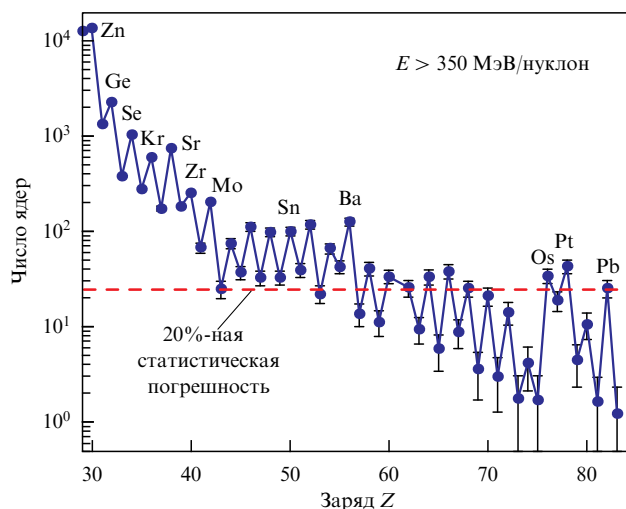


Рис. 22. Ожидаемая статистика за 5 лет экспозиции TIGERISS.

торые определяют траектории частиц и величину ионизации ( $dE/dx$ ). Заряд ядра  $Z$  и энергию  $E$  измеряют два черенковских детектора: с акриловым излучателем (оптический показатель преломления  $n = 1,49$ ) и с излучателем из кварцевого аэрогеля ( $n = 1,04$ ). Максимально возможный геометрический фактор аппарата оценён в  $1,66 \text{ м}^2 \text{ ср}$  [204], на рис. 22 приведена ожидаемая статистика за 5 лет экспозиции при среднем значении солнечной модуляции.

### 9.2. Эксперимент НУКЛОН-2

Космический эксперимент "НУКЛОН-2" [169] предназначен для исследования зарядового и изотопного состава сверхтяжёлых ядер космических лучей в диапазоне зарядов  $Z = 6-92$  при энергиях выше 100 МэВ. Регистрирующая аппаратура НУКЛОН-2 состоит из набора идентичных многослойных (40 слоёв) ионизационных калориметров из кремниевых детекторов (рис. 23а). Параметры налетающего ядра КЛ определяются по известной методике определения произведения  $MZ^2$  ( $Z$  — заряд,  $M$  — массовое число). Метод базируется на одновременном измерении полной энергии ядра  $E$ , выделившейся в толще спектрометра, и потерь энергии  $dE/dx$  при прохождении тонкого детектора толщиной  $dx$ . Произведение  $E \times (dE/dx) \propto MZ^2 [\ln E + \text{const}]$ , что определяет  $Z$  и  $M$ . Предлагаемая методика вполне успешно была применена, в том числе в ряде космических экспериментов, при определении изотопного состава КЛ до  $Z \sim 30$  (см., в частности, [75]). При переходе к более тяжёлым ядрам эта методика работает плохо, так как полезный сигнал, по которому выделяются изотопы, становится сравним с уровнем физических флуктуаций. Для эксперимента НУКЛОН-2 методика была оптимизирована с применением многопараметрического анализа для многослойного ионизационного калориметра, что позволило расширить возможность разделения изотопов для элементов с зарядами вплоть до  $Z \sim 60$ .

Конструктивно научная аппаратура представляет собой рамную конструкцию (рис. 23б). На рисунке показан пример сборки 48 модулей, масса аппаратуры в этом случае менее 400 кг, геометрический фактор  $\sim 1,7 \text{ м}^2 \text{ ср}$ . Модульный состав позволяет увеличивать или уменьшать количество спектрометров в соответствии с габари-

Таблица 1. Ожидаемая статистика эксперимента НУКЛОН-2 за 5 лет экспозиции

Ядро, $Z$	$N$	Ядро, $Z$	$N$
Fe 26	$3 \times 10^7$	Zr 40	500
Co 27	$1,4 \times 10^5$	Nb 41	150
Ni 28	$1,1 \times 10^6$	Mo 42	230
Cu 29	$1,6 \times 10^4$	Ru 44	100
Zn 30	$1,6 \times 10^4$	Ag 47	140
Ga 31	2000	Cd 48	120
Ge 32	2300	Sn 50	120
As 33	350	Te 52	140
Se 34	1400	Xe 54	80
Br 35	200	Ba 56	180
Kr 36	830	Ce 58	50
Rb 37	250	Nd 60	40
Sr 38	1000	Dy 66	180
Y 39	250		

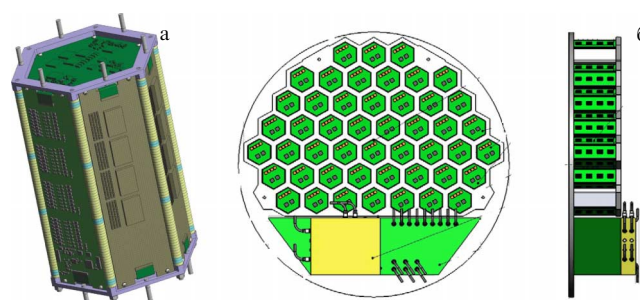


Рис. 23. Научная аппаратура НУКЛОН-2: (а) проектный облик модуля; (б) пример сборки из 48 шт. идентичных модулей.

ритными и массовыми ограничениями космической платформы.

НУКЛОН-2 является наиболее значимым современным проектом в данной области исследования, где информация достаточно ограничена. Так, выше области  $Z = 32$  информация об изотопном составе космических лучей является "белым пятном". НУКЛОН-2 превысит фактор экспозиции эксперимента ACE CRIS в 20 раз и продлит исследования изотопного состава до  $Z \sim 60$ . НУКЛОН-2 повысит имеющуюся статистику эксперимента SuperTIGER приблизительно на порядок. В таблице 1 приведена ожидаемая статистика по изотопному составу эксперимента НУКЛОН-2 за 5 лет экспозиции.

### 9.3. Эксперимент HERD

На 2027 г. намечен запуск аппаратуры HERD (High Energy cosmic-Radiation Detection facility) [205] на китайскую орбитальную станцию. Это широкомасштабный многоцелевой астрофизический эксперимент высоких энергий. Планируется измерить потоки электронов и гамма-квантов от 100 МэВ до десятков ТэВ и ядер КЛ  $Z = 1-26$  в области энергий от 30 ГэВ до нескольких ПэВ. В эксперименте планируется достаточно высокое энергетическое разрешение: для лептонной компоненты единицы процентов, для ядерной компоненты на уровне 20 %.

В состав аппаратуры HERD входит мелкосекционный 3D калориметр (7500 кубиков сцинтиллятора LYSO, длина ребра 3 см), вокруг калориметра размещены сцинтилляционный трекер, пластиковый сцинтилляционный детектор и кремниевая матрица детектора заряда.



Оценка геометрического фактора прибора составляет  $\sim 2 \text{ м}^2 \text{ ср}$  для протонов и  $\sim 3 \text{ м}^2 \text{ ср}$  для электронов. Планируется за пять лет измерить суммарный спектр электронов и позитронов вплоть до десятков ТэВ и проверить гипотезу о наличии изгиба, связанного со свойствами тёмной материи. Спектр протонов планируется измерить до нескольких ПэВ, спектры отдельных ядер — до нескольких сотен ТэВ/нуклон и таким образом получить детальную информацию о свойствах космических лучей в области "колена". Планируется также измерить потоки гамма-квантов вплоть до 100 ТэВ в очень широкой апертуре, включая поиск сопровождения гравитационных волн и нейтринных событий. Также планируется искать пики в гамма-спектре, связанные с возможной аннигиляцией частиц тёмной материи.

#### 9.4. Эксперимент ОЛВЭ

Основной идеей эксперимента ОЛВЭ (обсерватория лучей высокой энергии) [206, 207] является обеспечение, наряду с прецизионными измерениями параметров спектров КЛ, максимально возможного фактора экспозиции с целью продвижения вверх по энергетической шкале спектра космических лучей. Среди задач эксперимента измерение потоков ядер КЛ во всём зарядовом диапазоне  $Z = 1 - 92$  с поэлементным разрешением в диапазоне энергий от  $10^{12}$  до  $10^{16}$  эВ/частицу, потоки электронов и гамма-квантов от 300 ГэВ до десятков ТэВ. Большой фактор экспозиции достигается значительными габаритами и массой научной аппаратуры: минимально допустимая масса ОЛВЭ — 16 тонн. При указанной массе аппаратуры эффективный геометрический фактор: для протонов  $\sim 12 \text{ м}^2 \text{ ср}$ , для ядер  $\sim 16 \text{ м}^2 \text{ ср}$ , для электронов и гамма-квантов  $\sim 20 \text{ м}^2 \text{ ср}$ . Точность измерений энергии: для протонов в области от  $10^{15}$  до  $10^{16}$  эВ — 30%, для протонов ниже  $10^{15}$  эВ и ядер 10–20% (зависит от типа ядра и энергии). Точность измерений энергии для электронов и гамма-квантов  $\sim 1\%$ . Все используемые технологии для построения ОЛВЭ были успешно отработаны в космическом эксперименте НУКЛОН (см. раздел 2). Одним из основных требований астрофизического эксперимента ОЛВЭ является использование ракеты-носителя тяжёлого или сверхтяжёлого класса.

Орбитальная обсерватория ОЛВЭ состоит из двух основных регистрирующих систем: ионизационного калориметра и системы измерения (или фиксации отсутствия) заряда налетающей частицы. ИК содержит 62 шестиугольных детектора, каждый из которых состоит из вольфрамового листа  $\sim 2 \text{ мм}$  и трёх слоёв сцинтилляционных стрипов высотой 8 мм каждый. Светосбор осуществляется по оптоволокну, проложенным в пазах стрипов, сами стрипы размещены в трёх направлениях при углах  $0^\circ$ ,  $60^\circ$ ,  $120^\circ$  (рис. 24а). Вокруг калориметра размещена система измерения заряда (рис. 24б). Система измерения заряда представляет собой четырёхслойную кремниевую падовую матрицу, размер пада  $1 \text{ см}^2$ . Мелко гранулированная структура матрицы делает методику измерения заряда устойчивой к воздействию обратного тока и даёт разрешение не хуже 0,2 зарядовых единиц в области пиков CNO. Конструктивно аппаратура ОЛВЭ размещена в гермоконтейнере (рис. 24в), закреплённом на платформе базового КА с максимально возможным обеспечением обзора.

Основные цели эксперимента ОЛВЭ: определение химического состава КЛ с поэлементным разрешением за-

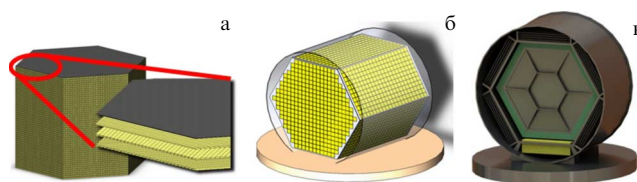


Рис. 24. Проектный облик аппаратуры ОЛВЭ: (а) проектный облик ионизационного калориметра, (б) проектный облик системы измерения энергии, (в) общий вид ОЛВЭ в сборе.

ряда в области "колена" Христиансена – Куликова (энергия  $\sim 3 \times 10^{15}$  эВ); исследование обильных КЛ в области за "коленом", вплоть до  $10^{16}$  эВ; прецизионное определение состава КЛ в диапазоне энергий  $10^{12} - 10^{15}$  эВ (высокая статистика и разрешение энергии), в том числе для редких вторичных ядер; изучение анизотропии КЛ с превышением статистики над имеющимися экспериментами более чем на два порядка; исследование электронного спектра в диапазоне энергий до десятков ТэВ; изучение ядер за пиком железа, включая сверхтяжёлые экзотические ядра; измерение диффузного спектра гамма-излучения в широком диапазоне энергий с высоким разрешением энергии; поиск продуктов взаимодействия тёмной материи, поиск сильно взаимодействующей "странной" материи либо поиск верхнего порога её изобилия в Галактике.

По своим характеристикам ОЛВЭ — "прорывной" эксперимент, который на ближайшие десятилетия определит направления исследований в астрофизике частиц высоких энергий. Ожидается набор статистики на уровне от 5 млрд событий с индивидуальным разрешением по заряду частицы при нижнем пороге регистрации около 1 ТэВ на частицу. Указанный объём данных более чем на два порядка превысит общемировой банк данных, собранный за почти 60 лет исследований в этой области естествознания, с качественно улучшенными характеристиками.

Проект ОЛВЭ прошёл все стадии НИР и включён в Федеральную космическую программу России. Реализация эксперимента запланирована на период 2026–2035 гг. Проект развивается с учётом ввода в строй новых отечественных ракетносителей тяжёлого (РН "Союз 5"<sup>4</sup>) и сверхтяжёлого (РН "Ангара 5В"<sup>5</sup>) классов. При запуске этих РН в серию, при высоком уровне технологической подготовленности и относительно невысокой стоимости научной аппаратуры реализация космического эксперимента вполне осуществима.

В таблице 2 приведены сравнительные характеристики наиболее успешных реализованных и значимых запланированных экспериментов.

## 10. Заключение

Можно констатировать, что за последние примерно 15–20 лет облик физики КЛ качественно изменился. От очень упрощённых моделей типа универсального степенного поведения спектров, благодаря развитию техники прямых наблюдений КЛ, она пришла к изучению тонких особенностей поведения энергетических спектров, кото-

<sup>4</sup> <https://www.roscosmos.ru/28990/>

<sup>5</sup> <https://www.roscosmos.ru/36320/>

**Таблица 2.** Сравнительные характеристики наиболее успешных реализованных и некоторых запланированных экспериментов

Название	Годы	Геометрический фактор, м <sup>2</sup> ср год	Диапазон энергий, эВ/нуклон(частицу)	Исследуемые компоненты
CRIS	С 1997	0,38	$10^7 - 10^8$	Ядра
PAMELA	С 2006	0,02	$< 2 \times 10^{11}$	Ядра Электроны
AMS02	С 2011	5	$< 2 \times 10^{12}$	Ядра Протоны
CREAM	До 2012	0,5	$10^{11} - 10^{14}$	Ядра Электроны
Fermi	С 2008	10	$2 \times 10^7 - 3 \times 10^{12}$	Гамма-кванты Электроны
CALET	С 2015	0,5	$10^9 - 2 \times 10^{13}$	Ядра Электроны Гамма-кванты
НУКЛОН	2015	2,4	$10^{11} - 5 \times 10^{14}$	Ядра
DAMPE	С 2015	1	$10^{11} - 10^{15}$	Ядра Электроны Гамма-кванты
ISS-CREAM	С 2017	~ 5	$10^{12} - 10^{15}$	Ядра Электроны
TIGERISS	?	~ 1,6	$3 \times 10^8 - 10^{10}$	Ядра
HERD	С 2027	10	$10^{11} - 10^{15}$	Ядра Электроны Гамма-кванты
ОЛВЭ	После 2030	> 140	$10^{11} - 5 \times 10^{16}$	Ядра Электроны Гамма-кванты

рые рассматриваются как сигнатуры сложных и разнообразных явлений в космосе. Загадки всё ещё остаются, особенно следует вспомнить почти полное отсутствие информации о химическом составе КЛ в области колена Куликова – Христиансена и связанную с этим невозможность окончательно понять природу колена. Следует также упомянуть полное отсутствие информации об изотопном составе КЛ в области сверхтяжёлых ядер. Однако уже следующее поколение инструментов для прямого наблюдения КЛ в открытом космосе даёт надежду, что указанные проблемы будут решены.

## 11. Приложение

### А. Сокращения

КЛ — космические лучи  
 ГКЛ — галактические космические лучи  
 ИК — ионизационный калориметр  
 ШАЛ — широкий атмосферный ливень  
 BGO — оксид германата висмута  $\text{Bi}_4\text{Ge}_3\text{O}_{12}$   
 IC — Ionization Calorimeter  
 KLEM — Kinematic Lightweight Energy Meter  
 ISM — InterStellar Medium  
 MSM — Massive Star Material  
 TRD — Transition Radiation Detector

### Б. Расшифровка аббревиатур

#### в названиях экспериментов и проектов

ОЛВЭ — Обсерватория Лучей Высокой Энергии  
 ACE — Advanced Composition Explorer  
 AMS — Alpha Magnetic Spectrometer  
 ATIC — Advanced Thin Ionization Calorimeter

CALET — CALorimetric Electron Telescope  
 CREAM — Cosmic-Ray Energetics And Mass  
 CRIS — Cosmic-Ray Isotope Spectrometer  
 DAMPE — DArk Matter Particle Experiment  
 GRAPES — Gamma Ray Astronomy PeV Energies  
 HEAO — High Energy Astronomy Observatory  
 HERD — High Energy cosmic-Radiation Detection facility  
 H.E.S.S. — High Energy Stereoscopic System  
 HNE — Heavy Nuclei Experiment  
 ISS — International Space Station  
 LDEF — Long Duration Exposure Facility  
 MAGIC — Major Atmospheric Gamma Imaging Cherenkov  
 PAMELA — Payload for Antimatter Matter Exploration and Light-nuclei Astrophysics  
 TIGER — Trans-Iron Galactic Element Recorder  
 TRACER — Transition Radiation Array for Cosmic Energetic Radiation  
 VERITAS — Very Energetic Radiation Imaging Telescope Array System

### Список литературы

1. Witten E *Phys. Rev. D* **30** 272 (1984)
2. Шаулов С Б и др. *Письма в ЖЭТФ* **116** 3 (2022); Shaulov S B et al. *JETP Lett* **116** 1 (2022)
3. Птускин В С *УФН* **180** 1000 (2010); Ptuskin V S *Phys. Usp.* **53** 958 (2010)
4. Porter T A, Strong A W, astro-ph/0507119
5. Beck R *Proc. Int. Astron. Union* **4** (S259) 3 (2008) <https://doi.org/10.1017/S1743921309030014>; arXiv:0812.4925
6. Гинзбург В Л, Сыроватский С И *Происхождение космических лучей* (М.: Изд-во АН СССР, 1963); Пер. на англ. яз.: Ginzburg V L, Syrovatskii S I *The Origin of Cosmic Rays* (Oxford: Pergamon Press, 1964)

7. Мурзин В С *Введение в физику космических лучей* (М.: Атомиздат, 1979)
8. Бережко Е Г *Письма в ЖЭТФ* **33** 416 (1981); Berezhko E G *JETP Lett.* **33** 399 (1981)
9. Zirakashvili V N, Ptuskin V S, Rogovaya S I *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **519** L5 (2023)
10. Стожков Ю И *Изв. РАН. Сер. физ.* **75** 352 (2011); Stozhkov Yu I *Bull. Russ. Acad. Sci. Phys.* **75** 323 (2011)
11. Панасюк М И, Мирошниченко Л И *УФН* **192** 413 (2022); Panasyuk M I, Miroshnichenko L I *Phys. Usp.* **65** 379 (2022)
12. Malyshev D, Cholis I, Gelfand J *Phys. Rev. D* **80** 063005 (2009)
13. Panov A D *J. Phys. Conf. Ser.* **409** 012004 (2013)
14. Крымский Г Ф *ДАН СССР* **234** 1306 (1977); Krymskii G F *Sov. Phys. Dokl.* **22** 327 (1977)
15. Bell A R *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **182** 147 (1978)
16. Bell A R *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **182** 443 (1978)
17. Axford W I, in *Intern. Cosmic Ray Conf., 17th, Paris, France, July 13–25, 1981, Conf. Papers* (Essonne, France: Gif-sur-Yvette, 1982) p. 155
18. Axford W I, in *Origin of Cosmic Rays. Proc. of the Symp., Bologna, Italy, June 11–14, 1980* (Dordrecht: D. Reidel Publ. Co., 1981) p. 339
19. Jones F C *Astrophys. J. Suppl.* **90** 561 (1994)
20. Vladimirov A E et al. *Astrophys. J.* **752** 68 (2012); arXiv:1108.1023
21. Bell A R, Lucek S G *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **321** 433 (2001)
22. Ptuskin V S, Zirakashvili V N *Astron. Astrophys.* **429** 755 (2005)
23. Berezhko E G *Adv. Space Res.* **41** 429 (2008)
24. Hristiansen G B, Kulikov G V *Nuovo Cimento* **8** 742 (1958)
25. Зацепин В И и др. *Изв. РАН. Сер. физ.* **68** 1593 (2004); Zatspin V I et al. *Bull. Russ. Acad. Sci. Phys.* **68** 1780 (2004)
26. Yoon Y S et al., in *Proc. of the 31st Intern. Cosmic Ray Conf., ICRC 2009, Lodz, Poland, 7–15 July 2009* Vol. 2 (Red Hook, NY: Curran Associates, Inc., 2009) p. 1448
27. Yoon Y S et al. *Astrophys. J.* **728** 122 (2011)
28. Yoon Y S et al. *Astrophys. J.* **839** 5 (2017)
29. Adriani O et al. *Science* **332** 69 (2011)
30. Aguilar M et al. (AMS Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **114** 171103 (2015)
31. Aguilar M et al. (AMS Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **115** 211101 (2015)
32. Panov A D, Sokolskaya N V, Zatsepin V I *Astrophys. J.* **837** 77 (2017)
33. Панов А Д и др. *Изв. РАН. Сер. физ.* **71** 512 (2007); Panov A D et al. *Bull. Russ. Acad. Sci. Phys.* **71** 494 (2007); astro-ph/0612377
34. Панов А Д и др. *Изв. РАН. Сер. физ.* **73** 602 (2009); Panov A D et al. *Bull. Russ. Acad. Sci. Phys.* **73** 564 (2009); arXiv:1101.3246
35. Ahn H S et al. *Astrophys. J. Lett.* **714** L89 (2010); arXiv:1004.1123
36. Просин В В и др. *Изв. РАН. Сер. физ.* **83** 1117 (2019); Prosin V V et al. *Bull. Russ. Acad. Sci. Phys.* **83** 1016 (2019)
37. Турундаевский А Н и др. *Изв. РАН. Сер. физ.* **85** 478 (2021); Turundaevskiy A N et al. *Bull. Russ. Acad. Sci. Phys.* **85** 353 (2021)
38. Atkin E et al. *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A* **770** 189 (2015)
39. Григоров Н Л, Мурзин В С, Рапопорт И Д *ЖЭТФ* **34** 506 (1958); Grigorov N L, Murzin V S, Rapoport I D *Sov. Phys. JETP* **7** 348 (1958)
40. Fabjan C W, Ludlam T *Annu. Rev. Nucl. Part. Sci.* **32** 335 (1982)
41. Adams J et al. *AIP Conf. Proc.* **504** 175 (2000)
42. Adams J et al. *Adv. Space Res.* **27** 829 (2001)
43. Короткова Н А и др. *Ядерная физика* **65** 884 (2002); Korotkova N A et al. *Phys. Atom. Nucl.* **65** 852 (2002)
44. Башиндзагян Г Л и др. *Приборы и техника эксперимента* (1) 46 (2005); Bashindzhagyan G L et al. *Instrum. Expr. Tech.* **48** 32 (2005)
45. Подорожный Д М и др. *Ядерная физика* **68** 51 (2005); Podorozhnyi D M et al. *Phys. Atom. Nucl.* **68** 50 (2005)
46. Guzik T G et al. *Adv. Space Res.* **33** 1763 (2004)
47. Панов А Д и др. *Приборы и техника эксперимента* (5) 33 (2008); Panov A D et al. *Instrum. Expr. Tech.* **51** 665 (2008)
48. Ahn H S et al. *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A* **579** 1034 (2007)
49. Ahn H S et al. *Nucl. Phys. B Proc. Suppl.* **175** 155 (2008)
50. Atwood W B et al. *Astrophys. J.* **697** 1071 (2009); arXiv:0902.1089
51. Torii S, in *33rd Intern. Cosmic Ray Conf., 2–9 July 2013, Rio de Janeiro, Brazil* (Ed. A Saa) (2013) p. 631
52. Yoshitaka U et al., in *33rd Intern. Cosmic Ray Conf., 2–9 July 2013, Rio de Janeiro, Brazil* (Ed. A Saa) (2013) p. 2197
53. Totii S *PoS ICRC2015* 581 (2015)
54. Chang J et al. *Astropart. Phys.* **95** 6 (2017); arXiv:1706.08453
55. Yuhong Y et al. *Astropart. Phys.* **94** 1 (2017); arXiv:1703.00098
56. Qiao R et al. *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A* **886** 48 (2018)
57. Zhang Z et al. *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A* **836** 98 (2016); arXiv:1602.07015
58. Circella M (On behalf of the PAMELA Collab.) *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A* **518** 153 (2004)
59. Picozza P et al. *Astropart. Phys.* **27** 296 (2007)
60. Adriani O et al. *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A* **572** 471 (2007)
61. Orsi S (for the PAMELA Collab.) *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A* **580** 880 (2007)
62. Kounine A *Int. J. Mod. Phys. E* **21** 123005 (2012)
63. Aguilar M et al. (AMS Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **110** 141102 (2013)
64. Binns W R et al., in *Origin Cosmic Rays. Proc. of the Symp., Bologna, Italy, June 11–14, 1980* (Dordrecht: D. Reidel Publ., 1981) p. 91
65. Binns W B et al. *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res.* **185** 415 (1981)
66. Müller D et al., in *Proc. of the 30th Intern. Cosmic Ray Conf. July 3–11, 2007, Merida, Yucatan, Mexico* Vol. 2 (Eds R Caballero et al.) (Mexico City, Mexico: Univ. Nacional Autonoma de Mexico, 2008) p. 83
67. Ave M et al. *Astrophys. J.* **678** 262 (2008)
68. Obermeier A et al. *Astrophys. J.* **742** 14 (2011); arXiv:1108.4838
69. Mitchell J W et al., in *32nd Intern. Cosmic Ray Conf., Beijing 2011, ICRC2011* (2011) ID 1234, <https://doi.org/10.7529/ICRC2011/V06/1234>; <https://galprop.stanford.edu/elibrary/icrc/2011/papers.html>
70. Binns W R et al. *Astrophys. J.* **788** 18 (2014)
71. Hams T et al. *PoS ICRC2015* 038 (2015)
72. Donnelly J et al. *Astrophys. J.* **747** 40 (2012)
73. Stone E C et al. *Space Sci. Rev.* **86** 285 (1998)
74. Wiedenbeck M E et al. *PoS ICRC2015* 340 (2015)
75. Binns W R et al., in *Proc. of the 30th Intern. Cosmic Ray Conf. July 3–11, 2007, Merida, Yucatan, Mexico* Vol. 6 (Eds R Caballero et al.) (Mexico City, Mexico: Univ. Nacional Autonoma de Mexico, 2008) p. 29
76. Smith L H et al. *Astrophys. J.* **180** 987 (1973)
77. Webber W R, Golden R L, Stephens S A, in *20th Intern. Cosmic Ray Conf. Conf. Vol. 1* (1987) p. 325
78. Streitmatter E R et al., in *Proc. of the 21st Intern. Cosmic Ray Conf. Vol. 3* (1990) p. 277
79. Bellotti R et al. *Phys. Rev. D* **60** 052002 (1999)
80. Menn W et al., in *Proc. of the 25th Intern. Cosmic Ray Conf., 30 July–6 August, 1997, Durban, South Africa* Vol. 3 (Eds M S Potgieter, C Raubenheimer, D J van der Walt) (Transvaal, South Africa: Potchefstroom Univ., 1997) p. 409
81. Boezio M et al. *Astrophys. J.* **518** 457 (1999)
82. Sanuki T et al. *Astrophys. J.* **545** 1135 (2000); astro-ph/0002481
83. Alcaraz J et al. (AMS Collab.) *Phys. Lett. B* **490** 27 (2000)
84. Boezio M et al. *Astropart. Phys.* **19** 583 (2003); astro-ph/0212253
85. Григоров Н Л и др. *Ядерная физика* **11** 1058 (1970); Grigorov N L et al. *Sov. J. Nucl. Phys.* **11** 588 (1970)
86. Акимов В В "Изучение энергетического спектра протонов первичных космических лучей на ИСЗ «ПРОТОН-3»", Дисс. ... канд. физ.-мат. наук (М.: Научно-исслед. ин-т ядерной физики МГУ, 1973)
87. Ryan M J, Ormes J F, Balasubrahmanyam V K *Phys. Rev. Lett.* **28** 985 (1972)
88. Григоров Н Л *Ядерная физика* **51** 157 (1990); Grigorov N L *Sov. J. Nucl. Phys.* **51** 99 (1990)
89. Иваненко И П и др. *Изв. РАН. Сер. физ.* **57** (7) 76 (1993)
90. Зацепин В И и др. *Ядерная физика* **57** 684 (1994); Zatspin V I et al. *Phys. Atom. Nucl.* **57** 645 (1994)
91. Kawamura Y et al. *Phys. Rev. D* **40** 729 (1989)
92. Kawamura Y et al., in *Proc. of the 21st Intern. Cosmic Ray Conf. Vol. 3* (1990) p. 89
93. Takahashi Y (for the JACEE Collab.) *Nucl. Phys. B Proc. Suppl.* **60** 83 (1998)
94. Asakimori K et al. *Astrophys. J.* **502** 278 (1998)
95. Derbina V A et al. *Astrophys. J.* **628** L41 (2005)
96. Zatspin V I, Sokolskaya N V *Astron. Astrophys.* **458** 1 (2006); astro-ph/0601475
97. Panov A et al. *PoS ICRC2017* 1094 (2017)
98. Аткин Е и др. *Письма в ЖЭТФ* **108** 5 (2018); Atkin E et al. *JETP Lett.* **108** 5 (2018); arXiv:1805.07119
99. Yue C et al. *PoS ICRC2017* 1076 (2017)
100. Gallo V et al. *PoS ICRC2017* 169 (2017)
101. An Q et al. (DAMPE Collab.) *Sci. Adv.* **5** eaax3793 (2019); arXiv:1909.12860
102. Alemanno F et al. (DAMPE Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **126** 201102 (2011); arXiv:2105.09073
103. Kobayashi K, Marrocchesi P S et al. *PoS ICRC2021* 098 (2021)
104. Brogi P, Kobayashi K *PoS ICRC2021* 101 (2021)
105. Marrocchesi P S *PoS ICRC2021* 010 (2021)
106. Ahn H S et al. *Astrophys. J.* **707** 593 (2009); arXiv:0911.1889
107. Aguilar M et al. *Phys. Rep.* **894** 1 (2021)
108. Adriani M et al. (AMS Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **126** 041104 (2021)
109. Adriani O et al. (CALET Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **125** 251102 (2020); arXiv:2012.10319
110. Adriani O et al. (CALET Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **126** 241101 (2021); arXiv:2106.08036
111. Grebenyuk V et al. *Adv. Space Res.* **64** 2546 (2019)
112. Wu L et al. *PoS ICRC2021* 128 (2021)
113. Podorozhny D et al. *Adv. Space Res.* **70** 1529 (2022)
114. Turundaevskiy A N et al. *Adv. Space Res.* **70** 2696 (2022)
115. Alfaro R et al. (HAWC Collab.) *Phys. Rev. D* **96** 122001 (2017)
116. Vargas L H (for the HAWC Collab.) *EPJ Web Conf.* **208** 14001 (2019)
117. Varsi F et al. *PoS ICRC2019* 449 (2019)
118. Kudryashov I et al. *PoS ICRC2021* 166 (2021)
119. Kudryashov I et al. *Universe* **7** 460 (2021)
120. Fornieri O et al. *Phys. Rev. D* **104** 103013 (2021); arXiv:2007.15321
121. Yuan Q et al. *Front. Phys.* **16** 24501 (2021); arXiv:2007.01768
122. Fang K, Bi X-J, Yin P-F *Astrophys. J.* **903** 69 (2020); arXiv:2003.13635
123. Malkov M A, Moskalenko I V *Astrophys. J.* **911** 151 (2021); arXiv:2010.02826
124. Malkov M A, Moskalenko I V *Astrophys. J.* **933** 78 (2022); arXiv:2105.04630
125. Cowsik R et al. *Phys. Rev.* **158** 1238 (1967)
126. Гинзбург В Л, Птушкин В С *УФН* **117** 585 (1975); Ginzburg V L, Ptuskin V S *Sov. Phys. Usp.* **18** 931 (1975)
127. Gaisser T K *Cosmic Rays and Particle Physics* (Cambridge: Cambridge Univ. Press, 1990)
128. Grebenyuk V et al., arXiv:1809.07285
129. Kudryashov I A et al., arXiv:2303.16539

130. Strong A W, Moskalenko I V *Astrophys. J.* **509** 212 (1998)
131. Vladimirov A E et al. *Comput. Phys. Commun.* **182** 1156 (2011)
132. Bedugo J *PoS ICRC2021* 016 (2021)
133. Engelmann J J et al. *Astron. Astrophys.* **233** 96 (1990)
134. Adriani O et al. (CALET Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **128** 131103 (2022); arXiv:2204.00845
135. Jones M D et al., in *Proc. of the 19th Intern. Cosmic Ray Conf.* Vol. 2 (1985) p. 28
136. Israel M H et al., in *Proc. of the 20th Intern. Cosmic Ray Conf., Moscow* Vol. 1 (1987) p. 330
137. Panov A D, Sokolskaya N V, Zatsepin V I *Nucl. Phys. B Proc. Suppl.* **256–257** 233 (2014)
138. Березинский В С и др. *Астрофизика космических лучей* (Под ред. В Л Гинзбурга) (М.: Наука, 1984); Пер. на англ. яз.: Berezinskiĭ V S et al. *Astrophysics of Cosmic Rays* (Amsterdam: North-Holland, 1990)
139. Castellina A, Donato F *Astropart. Phys.* **24** 146 (2005)
140. Strong A W, Moskalenko I V, Ptuskin V S *Annu. Rev. Nucl. Part. Sci.* **57** 285 (2007)
141. Blasi P *Astron. Astrophys. Rev.* **21** 70 (2013)
142. Grenier I A, Black J H, Strong A W *Annu. Rev. Astron. Astrophys.* **53** 199 (2015)
143. Berezhko E G et al. *Astron. Astrophys.* **410** 189 (2003); astro-ph/0308199
144. Aguilar M et al. (AMS Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **117** 231102 (2016)
145. Panov A D et al. *Adv. Space Res.* **37** 1944 (2006)
146. Ahn H S et al. *Astropart. Phys.* **30** 133 (2008); arXiv:0808.1718
147. Adriani O et al. *Astrophys. J.* **791** 93 (2014); arXiv:1407.1657
148. Obermeier A et al. *Astrophys. J.* **752** 69 (2012); arXiv:1204.6188
149. Yue C et al. *PoS ICRC2021* 126 (2021)
150. Akaïkea Y, Maestro P *PoS ICRC2021* 112 (2021)
151. Thoudam S, Hörandel J R *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **435** 2532 (2013); arXiv:1304.1400
152. Binns W R et al. *Astrophys. J.* **324** 1106 (1988)
153. Vylet M et al., in *21st Intern. Cosmic Ray Conf.* Vol. 3 (1989) p. 19
154. Зацепин В И и др. *Письма в Астрон. журн.* **35** 377 (2009); Zatsepin V I et al. *Astron. Lett.* **35** 338 (2009)
155. Binns W R et al. *Astrophys. J.* **346** 997 (1989)
156. Israel M H et al., in *Intern. Cosmic Ray Conf., 18th, Bangalore, India, August 22–September 3, 1983, Late Papers* Vol. 9 (Bombay: Tata Institute of Fundamental Research, 1983) p. 123
157. Lave K A et al. *Astrophys. J.* **770** 117 (2013)
158. Murphy R P et al. *Astrophys. J.* **831** 148 (2016); arXiv:1608.08183
159. Binns W R et al., in *Proc. of the 33rd Intern. Cosmic Ray Conf., Rio de Janeiro, 2013* (2013) ID 0646, URL: <http://www.cbpf.br/~icrc2013/papers/icrc2013-0646.pdf>
160. Lodders K *Astrophys. J.* **591** 1220 (2003)
161. Ellison D C, Drury L O'C, Meyer J-P *Astrophys. J.* **487** 197 (1997); astro-ph/9704293
162. Woosley S E, Heger A *Phys. Rep.* **442** 269 (2007); astro-ph/0702176
163. Israel M H et al. *Nucl. Phys. A* **758** 201 (2005)
164. Binns W R et al. *Astrophys. J.* **634** 351 (2005); astro-ph/0508398
165. de Nolfo G A et al. *Adv. Space Res.* **38** 1558 (2006); astro-ph/0611301
166. Israel M H et al. *PoS ICRC2015* 275 (2015)
167. Binns W R et al. *Science* **352** 677 (2016)
168. Каляшова М Е, Быков А М, Осипов С М *Изв. РАН. Сер. физ.* **85** 482 (2021); Kalyashova M E, Bykov A M, Osipov S M *Bull. Russ. Acad. Sci. Phys.* **85** 357 (2021)
169. Васильев О А и др. *Письма в ЭЧАА* **18** 233 (2021); Vasil'ev O A et al. *Phys. Part. Nucl. Lett.* **18** 217 (2021)
170. Adriani O et al. *Astrophys. J.* **770** 2 (2013); arXiv:1304.5420
171. Adriani O et al. *Astrophys. J.* **818** 68 (2016); arXiv:1512.06535
172. Богомолов Э А, Васильев Г И *Изв. РАН. Сер. физ.* **83** 1066 (2019); Bogomolov E A, Vasilyev G I *Bull. Russ. Acad. Sci. Phys.* **83** 967 (2019)
173. Богомолов Э А, Васильев Г И, Менн В *Изв. РАН. Сер. физ.* **85** 466 (2021); Bogomolov E A, Vasilyev G I, Menn W *Bull. Russ. Acad. Sci. Phys.* **85** 341 (2021)
174. Aguilar M et al. (AMS Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **123** 18102 (2019)
175. Ivanenko I P, in *23rd Intern. Cosmic Ray Conf., 19–30 July, 1993, Alberta, Canada, Invited, Rapporteur, and Highlight Papers* Vol. 2 (Eds D A Leahy, R B Hicks, D Venkatesan) (Singapore: World Scientific, 1993) p. 17
176. Podorozhnyi D, Turundaevskiy A *Adv. Space Res.* **59** 495 (2017)
177. Strong A W, Moskalenko I V *Astrophys. J.* **493** 694 (1998); astro-ph/9710124
178. Nishimura J et al., in *Proc. of the 25th Intern. Cosmic Ray Conf., 30 July–6 August, 1997, Durban, South Africa* Vol. 4 (Eds M S Potgieter, C Raubenheimer, D J van der Walt) (Transvaal, South Africa: Potchefstroom Univ., 1997) p. 233
179. Abdollahi S et al. (The Fermi-LAT Collab.) *Phys. Rev. D* **95** 082007 (2017); arXiv:1704.07195
180. Ambrosi G et al. (DAMPE Collab.) *Nature* **552** 63 (2017); arXiv:1711.10981
181. Adriani O et al. (CALET Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **120** 261102 (2018); arXiv:1806.09728
182. Aguilar M et al. (AMS Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **122** 101101 (2019)
183. Chang J et al. *Nature* **456** 362 (2008)
184. Panov A D et al. *Astrophys. Space Sci. Trans.* **7** 119 (2011) <https://doi.org/10.5194/astra-7-119-2011>
185. Борисов С В и др. *Краткие сообщения по физике ФИАН* **37** (6) 35 (2010); Borisov S V et al. *Bull. Lebedev Phys. Inst.* **37** 184 (2010)
186. Aharonian F et al. *Astron. Astrophys.* **508** 561 (2009); arXiv:0905.0105
187. Borla Tridon D et al., in *Proc. of the 32nd Intern. Cosmic Ray Conf., ICRC2011, 11–18 August, 2011, Beijing, China* Vol. 6 (2011) p. 47, <https://doi.org/10.7529/ICRC2011/V06/0680>; arXiv:1110.4008
188. Archer A et al. (The VERITAS Collab.) *Phys. Rev. D* **98** 062004 (2018); arXiv:1808.10028
189. Ding Y-C *Phys. Rev. D* **103** 115010 (2021); arXiv:2007.00703
190. Панов А Д и др. *Изв. РАН. Сер. физ.* **75** 348 (2011); Panov A D et al. *Bull. Russ. Acad. Sci. Phys.* **75** 319 (2011)
191. Adriani O et al. *Nature* **458** 607 (2009); arXiv:0810.4995
192. Ackermann M et al. (Fermi LAT Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **108** 011103 (2012); arXiv:1109.0521
193. Aguilar M et al. (AMS Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **110** 141102 (2013)
194. Accardo L et al. (AMS Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **113** 121101 (2014)
195. Adriani O et al. *Phys. Rev. Lett.* **111** 081102 (2013); arXiv:1308.0133
196. Haino S et al., in *Proc. of the 29th Intern. Cosmic Ray Conf., August 3–10, 2005, Pune, India* Vol. 3 (Eds B Sripathi Acharya et al.) (Mumbai: Tata Institute of Fundamental Research, 2005) p. 13
197. Abe K et al. (BESS Collab.) *Phys. Lett. B* **670** 103 (2008); arXiv:0805.1754
198. Адриани О и др. *Письма в ЖЭТФ* **96** 693 (2012); Adriani O et al. *JETP Lett.* **96** 621 (2013)
199. Aguilar M et al. (AMS Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **117** 091103 (2016)
200. Майоров А Г и др. *Письма в ЖЭТФ* **93** 704 (2011); Mayorov A G et al. *JETP Lett.* **93** 628 (2011)
201. Ding Y-C, Li N, Zhou Y-F *JCAP* **2023** (03) 051 (2023); arXiv:2212.02539
202. Poulin V et al. *Phys. Rev. D* **99** 023016 (2019); arXiv:1808.08961
203. Walsh N, Rauch B, Zober W, in *43rd COSPAR Scientific Assembly. Held 28 January–4 February, 2021* (2021) p. 1357
204. Rauch B, Walsh N, Zober W *PoS ICRC2021* 087 (2021)
205. Perrina C (on behalf of the HERD Collab.) *EPJ Web Conf.* **280** 01008 (2023)
206. Karmanov D et al. *Adv. Space Res.* **64** 2619 (2019)
207. Kurganov A et al., arXiv:2306.13406
208. Wefel J P et al., in *Proc. of the 29th Intern. Cosmic Ray Conf. August 3–10, 2005, Pune, India* Vol. 3 (Eds B Sripathi Acharya et al.) (Mumbai: Tata Institute of Fundamental Research, 2005) p. 105
209. Haino S et al., astro-ph/0002481
210. Адамс Дж и др. *Изв. РАН. Сер. физ.* **61** 1181 (1997); Adams G et al. *Bull. Russ. Acad. Sci. Phys.* **61** 922 (1997)
211. Arqueros F et al. (HEGRA Collab.) *Astron. Astrophys.* **359** 682 (2000); astro-ph/9908202
212. Roth M et al., in *Proc. of the 28th Intern. Cosmic Ray Conf. July 31–August 7, 2003, Tsukuba, Japan* Vol. 1 (Eds T Kajita et al.) (2003) p. 139
213. Kieda D et al., in *Proc. of the 26th Intern. Cosmic Ray Conf., August 17–25, 1999, Salt Lake City, Utah, USA* Vol. 3 (Eds D Kieda, M Salamon, B Dingus) (1999) p. 191
214. Fowler J W et al. *Astropart. Phys.* **15** 49 (2001); astro-ph/0003190

## Direct observations of cosmic rays: state of the art

A.D. Panov<sup>(a)</sup>, D.M. Podorozhnyi<sup>(b)</sup>, A.N. Turundaevskii<sup>(c)</sup>

Skobel'syn Institute of Nuclear Physics, Lomonosov Moscow State University, Leninskie gory 1, str. 2, 119991 Moscow, Russian Federation

E-mail: <sup>(a)</sup> [panovenator@gmail.com](mailto:panovenator@gmail.com), <sup>(b)</sup> [dmpo@bk.ru](mailto:dmpo@bk.ru), <sup>(c)</sup> [ant@eas.sinp.msu.ru](mailto:ant@eas.sinp.msu.ru)

The state of the art in exploring galactic cosmic rays using spacecraft and high-altitude balloons is reviewed in detail. The most urgent basic problems of high- and ultrahigh-energy astrophysics, solved by direct observations of cosmic rays, are discussed. Prospects for the advancement of research in this field of science in the next decade are outlined.

**Keywords:** cosmic rays, direct observations

PACS number: 96.50.S–

Bibliography — 214 references

*Uspekhi Fizicheskikh Nauk* **194** (7) 681–710 (2024)

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNr.2023.11.039589>

Received 24 July 2023, revised 29 October 2023

*Physics – Uspekhi* **67** (7) (2024)

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNe.2023.11.039589>