

ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ
ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ «МОСКОВСКИЙ
ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ им. М.В. ЛОМОНОСОВА»
ФИЗИЧЕСКИЙ ФАКУЛЬТЕТ
КАФЕДРА ФИЗИКИ КОСМОСА

МАГИСТЕРСКАЯ ДИССЕРТАЦИЯ
**Оптимизация параметров аппаратуры Обсерватории
Лучей Высоких Энергий по результатам
моделирования детектора**

Выполнил студент
214М группы
Курбанов Абдрахман Тохтиевич

Научный руководитель:
к.ф.-м.н. Турундаевский Андрей Николаевич

Допущена к защите
Зав. кафедрой _____

Москва 2019

Содержание

Введение	3
1 Проблемы физики космических лучей	6
1.1 Физика ускорения КЛ	6
1.2 Отклонение спектра КЛ от степенного	9
1.3 Исследования проблемы «колена» в спектре ПКЛ	13
1.4 Измерения отношения вторичных и первичных ядер	15
1.5 Гамма-астрономия высоких энергий	18
1.6 Исследования спектра электронов и позитронов	20
2 Общая концепция ОЛВЭ	24
2.1 Принцип детектора	26
2.2 Необходимые размеры	28
2.3 Геометрия и секционирование	28
2.4 Выбор орбиты	31
3 Моделирование аппаратуры ОЛВЭ	31
3.1 Задачи моделирования	32
3.2 Геометрия и реализация модели детектора	33
3.3 Геометрия источника	35
3.4 Моделирование пучков	37
4 Обработка данных	37
4.1 Алгоритм восстановления заряда	39
4.2 Алгоритм восстановления энергии	40
4.3 Результаты обработки	42
Заключение	44

Введение

В настоящей время одним из ключевых вопросов астрофизики является происхождение, ускорение, состав и распространение галактических космических лучей (ГКЛ). Под ГКЛ обычно подразумевается потоки ультра-релятивистских заряженных частиц в межзвездном пространстве. Потоки космических лучей¹ можно разделить на две компоненты: адронная (ядерная) и лептонная. Первая компонента состоит из ядер химических элементов, начиная водородом (протоном) и заканчивая ядрами тяжелее железа, а так же возможно наличие антипротонов (были обнаружены кандидаты в ядра антигелия в эксперименте AMS-02 [1]-[2]). Вторая компонента состоит из электронов и позитронов. Если говорить о количественном соотношении частиц в ГКЛ всех энергий:

- 95% протонов, 4-5% ядер гелия, <1% более тяжелых ядер,
- Электроны (1% от числа ядер),
- Позитроны (10% от числа электронов),
- Антипротоны и антиядра <1%

Как можно заметить, лептонная компонента занимает менее 1% от числа ядер, однако, ее наличие также важно по двум причинам. Во-первых, электроны и позитроны космических лучей могут быть продуктами аннигиляции или распада частиц темной материи, что должно давать соответствующую сигнатуру в спектрах позитронов и электронов, которая может быть обнаружена, и прольет в этом случае свет на природу темной материи. Во-вторых, лептоны из-за своей малой массы и больших потерь

¹Здесь и далее под космическими лучами будет подразумеваться ГКЛ, если не оговорено обратное.

энергии, связанных с их малой массой, 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 так же может приводить к определенной сигнатуре в энергетических спектрах лептонов космических лучей в виде их специфической тонкой структуры. Существенно, что признаки темной материи, в принципе, можно отличить от структур, связанных с близкими источниками.

Спектр космических лучей занимает значительную часть энергии Галактики и имеет нетепловое степенное распределение до 10^{20} эВ, что очень необычно, учитывая, что даже в недрах звезд тепловая энергия частиц не превышает 10^3 эВ. Космическим лучам в Галактике соответствует примерно такая же средняя плотность распределения энергии (масштаба одного эВ/см³), как и плотность энергии магнитного поля, плотность энергии поля излучения (свет и др.) и средняя плотность кинетической энергии обычного вещества [3]. В этом смысле космические лучи являются одним из основных компонентов космического пространства, и физика космических лучей требует глубокого изучения для понимания мира, в котором мы живем – нашей Галактики. Помимо фундаментальных аспектов, изучение космических лучей также целесообразно с практической точки зрения, таких как радиационная защита при межпланетных путешествиях и защита космических баз (на Луне и Марсе), а так же для изучения формирования космической погоды.

В настоящее время, основным источником космических лучей являются взрывы сверхновых звезд в нашей Галактике [4]. Взрывы сверхновых представляют огромный астрофизический интерес, т.к. являются источником тяжелых химических элементов, из которых состоят планеты и все что на-

ходится на них, а так же, эти взрывы представляют одну из важнейших фаз эволюции крупных звезд, в результате которой могут образоваться релятивистские астрофизические объекты, такие как нейтронные звезды и черные дыры — эти объекты и то, как они произошли, уже представляют огромный интерес, т.к. они связаны с основными проблемами пространства, времени и материи. Помимо фундаментальных вопросов, изучение сверхновых поможет узнать их влияние на биологических существ и эволюцию в настоящем, будущем и прошлом, что немаловажно. С данной точки зрения наиболее интересны ближайшие источники космических лучей.

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

Наконец, к проблематике космических лучей тесно примыкают многочисленные направления исследований, связанные с космическим гамма-излучением. Основным источником гамма-квантов являются области, где ускоряются и обычные заряженные космические лучи, но, возможно, имеются и другие важные источники космического гамма-излучения, такие, как, например, распад или аннигиляция частиц темной материи. Изучение космического гамма-излучения поэтому не только проливает дополнительный свет на природу источников и физику самих космических лучей, но может дать информацию и о природе темной материи.

Таким образом, изучение космических лучей и гамма-излучения важно по многим фундаментальным и практическим причинам. В данной работе, будут описаны основные проблемы физики космических лучей, которые

имеют прямое отношение к Обсерватории Лучей Высоких Энергий (ОЛ-ВЭ), будет показан актуальный проектный вариант реализации аппаратуры, а так же представлены результаты моделирования детектора с использованием современного инструментария.

1 Проблемы физики космических лучей

1.1 Физика ускорения КЛ

Ф. Цвики вместе с В. Бааде в 1934 г. высказали идею о “новых” и “сверхновых” звездах – источниках космических лучей. Они опубликовали свою гипотезу в 1934 г. в журнале Physical Review. Насколько плодотворной оказалась эта идея можно судить о продолжающемся до сих пор потоке научных публикаций, связанных как с теорией ускорения частиц при взрывах сверхновых звёзд, так и с экспериментами, направленными на поиски подтверждений этой гипотезы. Решающий вклад в количественное развитие этой гипотезы позднее внесли В.Л.Гинзбург и С.И.Сыроватский [4].

На данный момент, на основе современных теорий, считается, что энергия передаваемая в оболочку во время взрыва сверхновых достигает порядка $\sim 10^{51}$ эрг(хотя существуют и более энергичные взрывы, называемые гиперновыми). Если считать, что взрывы сверхновых происходят 1 раз в 30-50 лет и после взрыва звезды, несколько процентов кинетической энергии уходит на ускорении ядер и электронов, то мы можем получить наблюдаемую плотность энергии КЛ в Галактике. В 1949 г. Э.Ферми предложил статистический механизм ускорения заряженных частиц на намагниченных облаках до энергий, на несколько порядков превышающих энергии частиц в недрах звезд [5]. Позднее эта гипотеза была разработана Крымским [6], Беллом [7] - [8] и др. в отношении ускорения КЛ на фронтах ударных волн. Эта теория

предсказала форму спектров КЛ в источниках очень близкую к степенной, с показателем для дифференциального спектра немного больше двойки.

Решающий вклад в подтверждение этих гипотез внесла гамма-астрономия. Источник высокоэнергичных заряженных КЛ не удается «увидеть», поскольку КЛ распространяются от источников до Земли не прямо, а постоянно меняя направление своего движения в магнитных полях Галактики. Но источник КЛ, можно увидеть по γ -квантам, образующимся во взаимодействиях ускоренных протонов с веществом оболочки сверхновой. Гамма-кванты также образуются при обратном комптоновском рассеянии электронов на фотонах реликтового и инфракрасного излучения. В обоих случаях рождающиеся γ -кванты летят уже по прямой.

По этой причине последние впечатляющие достижения VHE (Very High Energy) гамма-астрономии высоких энергий ($E_\gamma \approx 0.1 - 30$ ТэВ) имеют прямое отношение к проблеме КЛ. На данный момент, гамма-телескопы H.E.S.S., VERITAS и MAGIC вместе зарегистрировали к более 150 VHE гамма-источников (рис.1), треть из которых относятся к метагалактическим источникам (ядра других Галактик), еще треть сопоставлена с остатками сверхновых, несколько бинарных систем и один микроквазар.

Таким образом, можно сделать следующие выводы о происхождении КЛ. Во-первых, подавляющее большинство ($\sim 80\%$) Галактических источников — остатки Сверхновых. Во-вторых, измеренный энергетический спектр γ -квантов в оболочечных сверхновых имеет почти степенной вид с показателем $\gamma = -(2.0-2.5)$, что неплохо совпадает с предсказаниями простейшего механизма ускорения протонов на фронтах ударных волн сверхновых Крымского и Белла. В-третьих, треть источников не идентифицирована, т.е. либо они не светят ни в радио, ни в рентгеновском, ни в оптическом диапазоне (что, несомненно, очень странно!), либо они по каким-то причи-

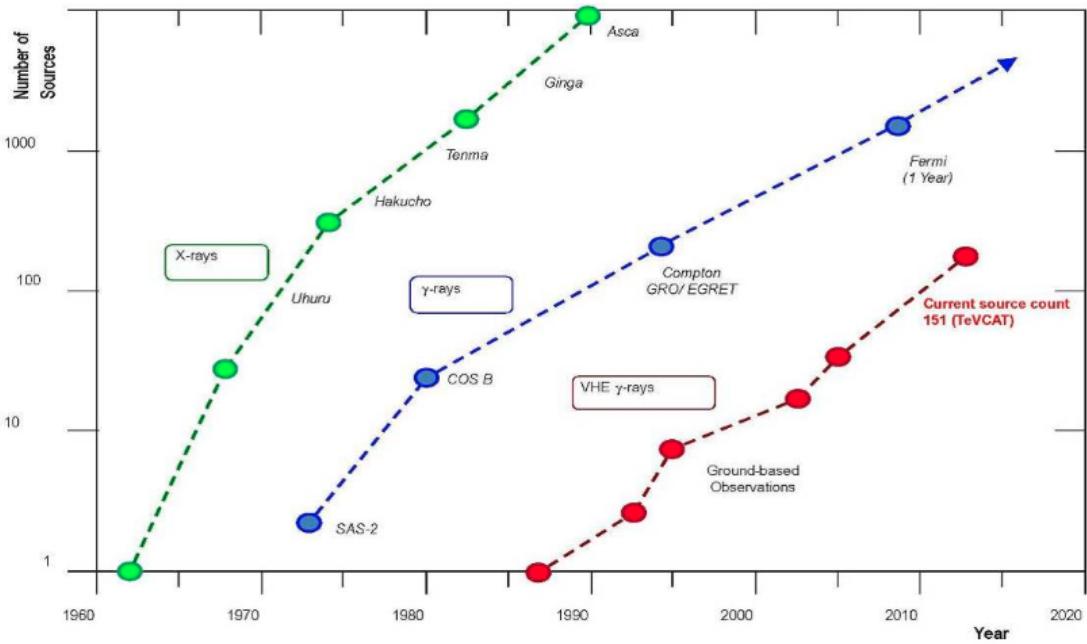


Рис. 1: Зависимость числа открытых рентгеновских, гамма-источников низких и высоких энергий по годам

нам невидимы.

Однако исследование источников КЛ только по VHE γ -квантам в принципе не может дать однозначный ответ о происхождении КЛ высоких энергий по нескольким причинам. До сих пор существует мнение, что наблюдаемые VHE γ -кванты создаются электронами, ускоренными до высоких энергий и взаимодействующими с реликтовым излучением. При этом нельзя утверждать, ускоряются ли одновременно тяжелые заряженные частицы КЛ. С другой стороны, эффективность образования γ -квантов ядрами значительно подавлена (по сравнению с протонами), т.е., по сути, γ -кванты несут информацию об источниках протонов, тогда как зарядовый состав КЛ является мощным индикатором места их происхождения и процессов их ускорения. Гамма-кванты дают мгновенный «снимок» места ускорения КЛ, тогда как космические лучи ускоряются тысячи лет в оболочке, затем

скитаются по Галактике, и только через $\sim 10^8 \cdot E^{(0.3-0.6)}$ лет (т.е. время сильно зависит от энергии КЛ) доходят до Земли. Таким образом, спектры КЛ интегрируют информацию о характеристиках и процессах в Галактике.

1.2 Отклонение спектра КЛ от степенного

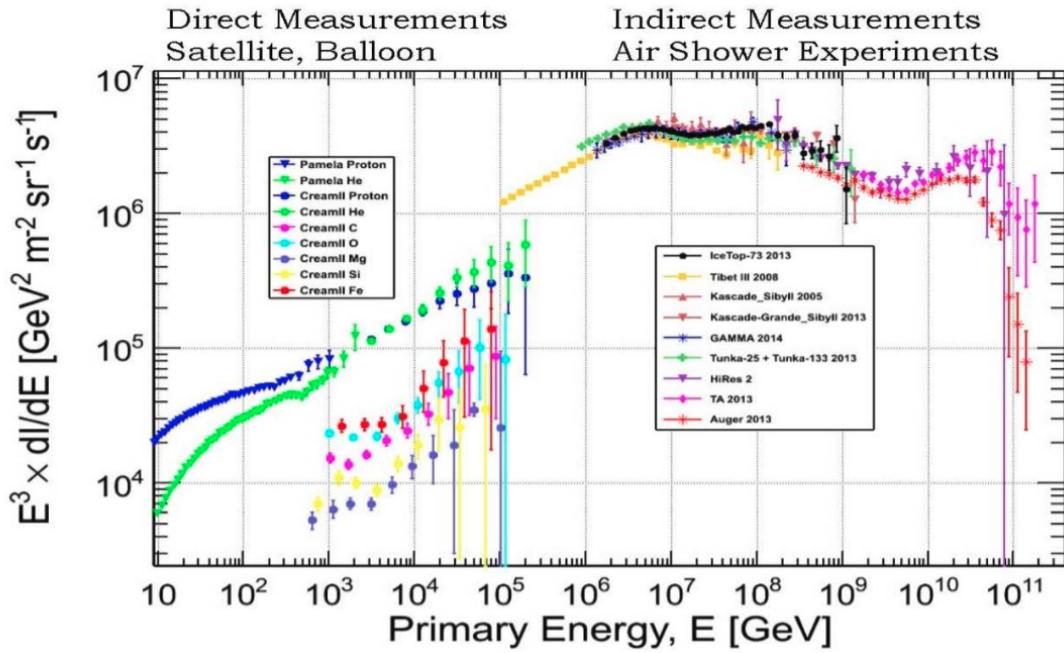


Рис. 2: Современные данные по энергетическому спектру всех частиц ПКИ

Хотя вид спектра КЛ и близок к степенному, как уже указывалось выше, но не является точно степенным. До сих пор не объяснена природа т.н. «колена» (излома) в энергетическом спектре КЛ, которое открыли сотрудники НИИЯФ МГУ Г.Б.Христиансен и Г.В.Куликов в 1958 г. [12] при анализе спектра ШАЛ. Феномен «колена» до сих пор остается нерешенной проблемой, которая, по общему мнению, прямо связана с проблемой происхождения КЛ. Современные данные по спектру всех частиц первичного космического излучения (ПКИ) (для простоты восприятия умноженном на 3) и, частности, первое «колено» (при $\sim 3 \cdot 10^6$ ГэВ), можно видеть на рис.

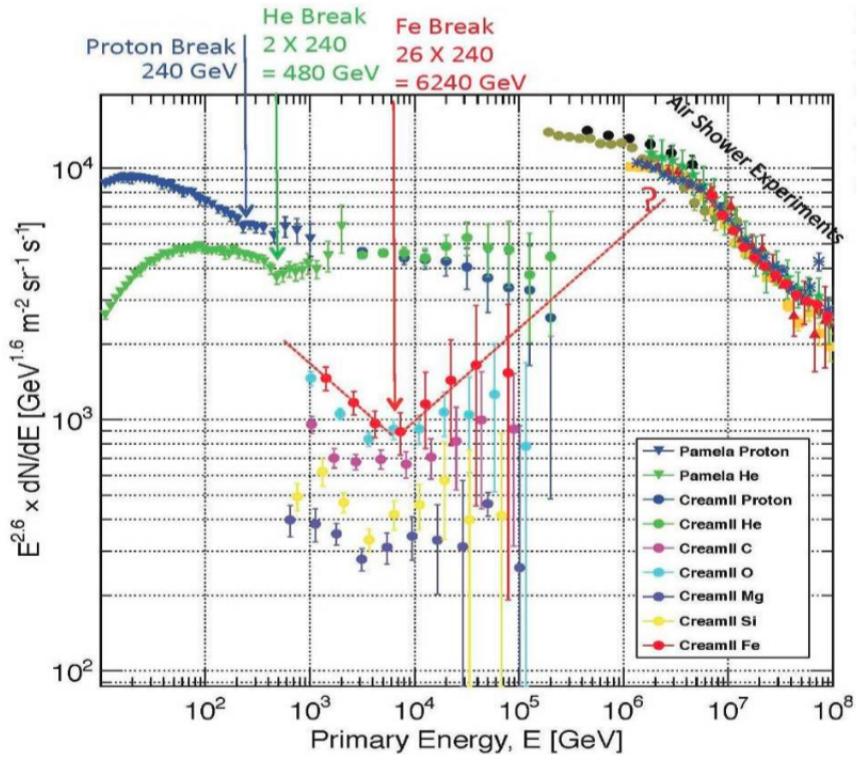


Рис. 3: Современные данные, полученные с помощью прямых измерений на баллонах и спутниках

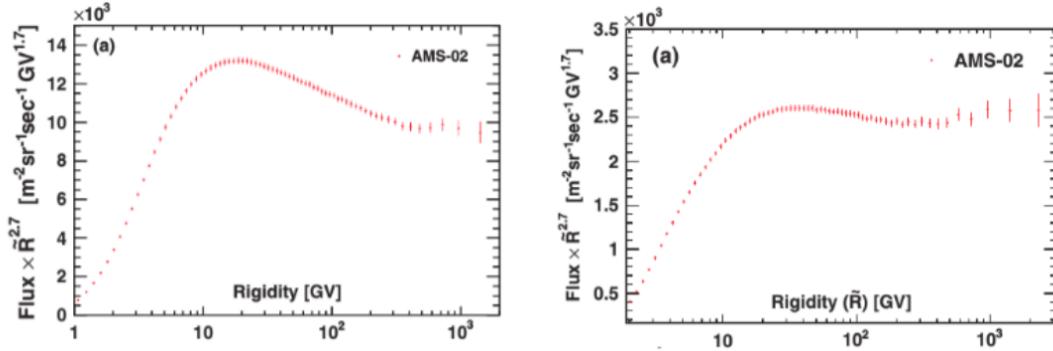


Рис. 4: Спектры протонов и ядер гелия, полученные в эксперименте AMS-02

2. Данные в левой части рисунка получены в прямых измерениях на баллонах и спутниках. Данные в правой части рисунка получены с помощью косвенной методики ШАЛ. Можно видеть несколько особенностей спектра, в частности, первое «колено» (при $\sim 3 \cdot 10^6$ ГэВ), а также второе «колено»

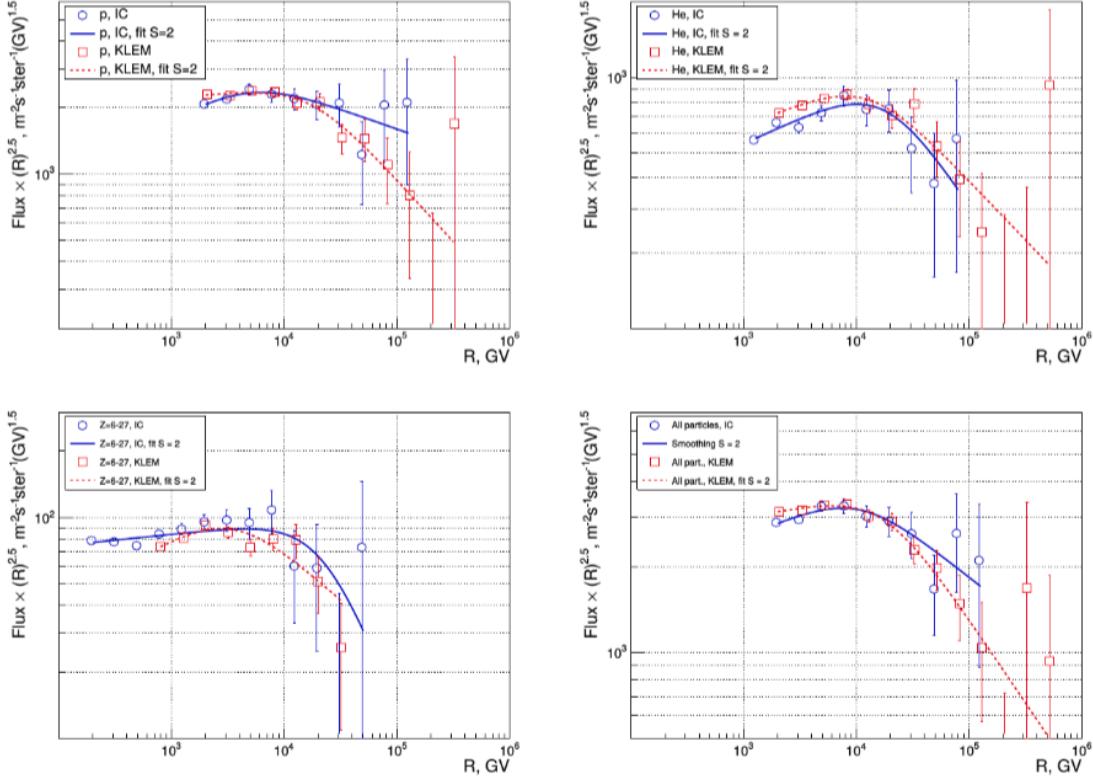


Рис. 5: Новое универсальное колено в спектре космических лучей вблизи магнитной жесткости 10 ТВ по данным эксперимента НУКЛОН [13]

(при $\sim 10^8$ ГэВ), «deep, провал» (при $\sim 5 \cdot 10^9$ ГэВ), выполнение при ещё более высоких энергиях и, наконец, обрезание при энергиях выше $\sim 5 \cdot 10^{10}$ ГэВ, о природе которого сейчас ведутся интенсивные споры: является ли это знаменитым ГЗК-обрезанием, связанных с рождением пи-мезонов при столкновении протонов экстремально высокой энергии с электромагнитными квантами реликтового фона, или это следствие некоторых других причин. Очевидно, что в настоящее время, в отличие от предыдущих десятилетий, уже трудно говорить о простом степенном спектре на протяжении одиннадцати порядков по энергии.

На более детальном рис.3 показаны данные, полученные с помощью прямых измерений. Можно видеть, что в спектрах протонов и ядер гелия, полу-

ченным в эксперименте PAMELA, явно видны прогибы при энергиях 240 и 480 ГэВ, приводящие к уполаживанию спектров. Существование прогибов спектров протонов и гелия подтверждается также экспериментом AMS-02 (рис. 4), хотя прогибы несколько менее выражены, чем в данных PAMELA. Прогибы имеют место при одинаковой магнитной жесткости 240 ГВ, что хорошо согласуется с гипотезой о связи этого явления с процессом ускорения или распространения КЛ, которые зависят именно от магнитной жесткости частиц. Результаты экспериментов ATIC, CREAM и AMS-02 показывают, что аналогичные прогибы имеют место и в спектрах тяжелых ядер, что указывает на универсальную природу явления и его связь с процессами ускорения или распространения КЛ. Точные характеристики прогибов не удается пока получить ни для протонов и гелия, ни для более тяжелых ядер, хотя существование самих прогибов не вызывает сомнения.

Явление, напоминающее универсальный прогиб в спектрах ядер при жесткости около 240 ГВ, но с «обратным знаком», недавно было открыто в данных эксперимента НУКЛОН [13]. Этот эксперимент показал существование универсального излома (колена) в спектрах всех ядер от протонов до железа вблизи магнитной жесткости 10 ТВ.

Фактически речь идет об открытии нового универсального колена в спектре космических лучей, аналогичного хорошо известному «первому колену», которое наблюдается вблизи энергии на частицу $\sim 3 \cdot 10^{15}$ эВ в спектре всех частиц. Универсальность этого колена по магнитной жесткости скорее всего означает предел ускорения некоторого типа источников КЛ (например, определенный тип сверхновых) или предел ускорения отдельного близкого источника. Этот вопрос должен изучаться. Хотя существование нового колена было продемонстрировано с высокой статистической значимостью (на уровне четырех стандартных отклонений) положение колена

определенено только с точностью до фактора масштаба двойки, а величина изменения спектрального индекса в изломе даже не входит в число основных величин, приведенных в статье [13], так как для него имеется сильная модельная зависимость относительно точной формы функции, описывающей степенной спектр с коленом. Это связано с недостатком статистики при магнитной жесткости выше 10 ТВ в спектрах ядер. Таким образом, в спектре космических лучей имеются весьма заметные отклонения от простого степенного поведения не только вблизи «первого» колена $\sim 3 \cdot 10^{15}$ эВ, но и при более низких энергиях. При этом уже упомянутые здесь особенности требуют гораздо более тщательного исследования с использованием значительно лучшей экспериментальной статистики и лучшего энергетического разрешения. При этом особых сомнений в том, что упомянутые особенности вовсе не исчерпывают реально существующие отклонения спектров от простого степенного поведения. Так, вблизи магнитной жесткости 50-80 ТВ можно ожидать универсального прогиба спектров с их расположением, подобного универсальному прогибу при 240 ГВ. Однако даже для обнаружения этого явления ни один из существующих и ближайших перспективных экспериментов не может получить достаточной статистики. Область энергий между примерно 100 ТэВ и первым коленом остается практически не изученной, и может таить несколько сюрпризов. Поэтому очевидна острая необходимость обеспечить возможность прямых измерений спектров КЛ с индивидуальным разрешением по заряду в область более высоких энергий, а именно, как можно ближе к «колену».

1.3 Исследования проблемы «колена» в спектре ПКЛ

В данном разделе речь идет о знаменитом «первом колене» космических лучей – колене Куликова-Христиансена [12]. Первичный поток КЛ не до-

стигает земной поверхности, поскольку по мере вхождения в плотные слои атмосферы происходят многочисленные взаимодействия частиц с ядрами атомов воздуха (вероятность проскочить атмосферу без взаимодействия очень мала, $\sim 10^{-4}$). Поэтому изучение КЛ «прямыми» методами (измерение массы и энергии первичных частиц) возможно только за пределами атмосферы с помощью космических аппаратов или высотных аэростатов. Частицы с энергией около 1 ТэВ будут падать на установку площадью 1 м^2 раз в секунду, а частицы с энергией около 100 ТэВ – один раз в два дня, поэтому за год на 1 м^2 регистрируется только 180 частиц. Как результат, в области $\sim 10^{15}$ эВ наступает предел применимости такой методики. Именно поэтому остальной диапазон спектра измерен «косвенными» методами, прежде всего методом широких атмосферных ливней (ШАЛ), которые дали наиболее интересный результат – обнаружение первого «излома» в энергетическом спектре КЛ при $\sim 10^{15}$ эВ, где показатель наклона спектра γ резко меняется с -2.7 до -3.1 [12]. Методы ШАЛ не ограничены характерной рабочей поверхностью порядка 1 м^2 прямых экспериментов, но в современных наземных экспериментах может достигать площади масштаба тысячи квадратных километров. По мере развития методики структура спектра КЛ была значительно уточнена: оказалось, что при энергии $\sim 10^{17} - 10^{18}$ наблюдается некоторое укручение спектра, а затем его уложение. Эта особенность спектра была названа «лодыжкой» (рис.2). Как видно из рисунка, в большинстве экспериментов с ШАЛ получено, что оба измеренных излома не являются плавными, что конечно является чрезвычайно удивительным фактом, поскольку в соответствии с общепринятыми представлениями наблюдаемый поток является суммой от вклада миллиона источников, и прежде чем КЛ достигают Земли, они, блуждая по Галактике, должны проходить значительное количество вещества, что, кажется,

должно приводить к монотонному спектру КЛ. Скорее всего, именно понимание этого феномена позволит пролить свет на происхождение и механизмы распространения КЛ. До сих пор его причины остаются неясными.

1.4 Измерения отношения вторичных и первичных ядер

За исключением легких элементов (Н, Не, и крайне небольшого количества некоторых других легких ядер), образовавшихся при Большом взрыве, все остальные ядра КЛ, от углерода до железа, образуются в процессах эволюции звезд в процессе термоядерного синтеза в центральной области звезд. Кроме того, элементы до железа (частично) и все более тяжелые ядра образуются в процессах взрывного синтеза во время вспышек сверхновых, являющихся завершением эволюции одиночных звезд. Распределение КЛ по зарядам около Земли приведено на рис. 6. Не все элементы могут быть рождены в ходе нуклеосинтеза с равной вероятностью. Например, вероятность образования элементов Li, Be, B, Sc, Ti, V, Cr, Mn в термоядерных реакциях мала. Эти элементы образуются, главным образом, как осколки в процессах ядерных реакций более тяжелых ядер с ядрами межзвездной среды, поэтому их принято называть вторичными ядрами. Исследование доли вторичных ядер является мощным инструментом изучения характеристик межзвездной среды в Галактике. Отношение потоков радиоактивных (прежде всего, ^{10}Be) и стабильных ядер позволяет определить «возраст» КЛ, а энергетическая зависимость спектров разных элементов несет информацию о величине магнитных полей в ходе доускорения. На сегодняшний день экспериментальные данные по вторичным ядрам в области >1000 ГэВ/нуклон практически полностью отсутствуют, для энергий выше 100 ГэВ/нуклон статистика невелика и результаты противоречивы. Кроме того, понимание процессов, происходящих в источниках, невозможно без

понимания процессов распространения. Обычно процессы распространения считают диффузионными и, располагая зависимостью коэффициента диффузии от энергии, (обычно она принимается степенной вида $D \sim D_0 E^\alpha$), можно от наблюдаемого показателя спектра γ_{obs} перейти к спектрам в источниках $\gamma_{sr} = \gamma_{obs} - \alpha$ (см. напр. [14]). Величина α , которая прямо связана с толщиной проходящего вещества, получается из отношения потоков первичных и вторичных ядер. Обычно зарядовый состав КЛ, называемый иначе распространенностью ядер с различными зарядами Z , сопоставляют с их распространенностью в солнечной системе.

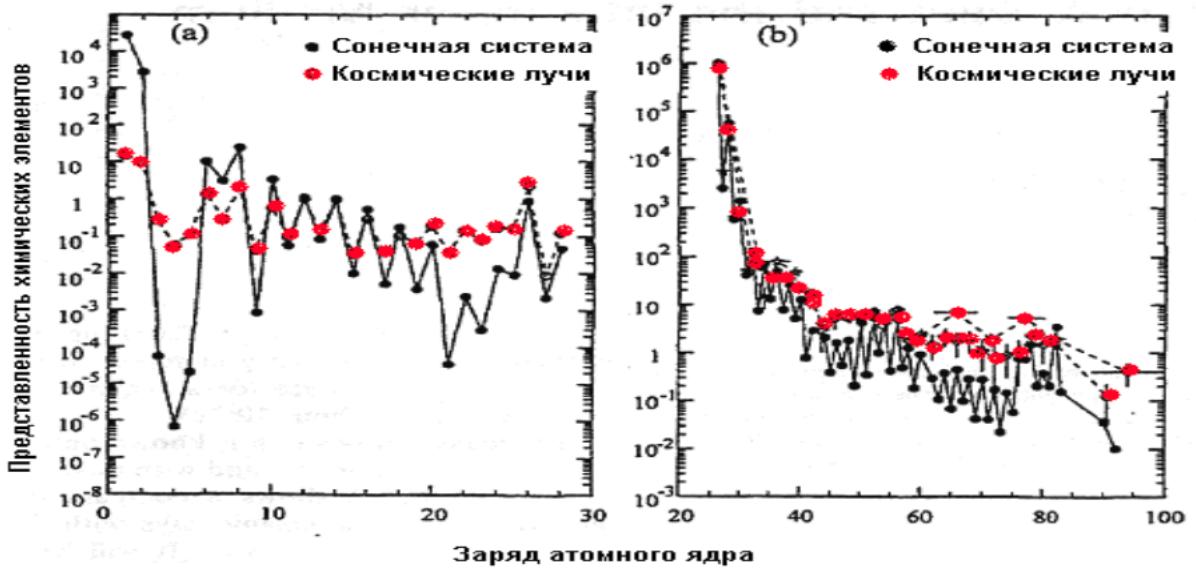


Рис. 6: Зарядовый состав КЛ около Земли и ядер в Солнечной системе

Как видно, из рис. 6, представленность ядер элементов Li, Be, B ($Z=3-5$) и ядер группы Sub Fe ($Z=21-25$) в космических лучах значительно (на порядки!) больше, чем в солнечной системе. На Рис. 6 представлена компиляция имеющихся к настоящему моменту данных по отношениям вторичных ядер бора к первичным ядрам углерода. Из простых соображений следует, что отношение должно быть падающей функцией энергии, так как чем

больше энергия первичного ядра углерода, тем быстрее оно покидает Галактику, следовательно, тем меньше вероятность его столкновения с галактическим газом и производства вторичного бора. Однако данные экспериментов TRACER и NUCLEON указывают на возможный рост отношения с энергией для энергий выше 1000 ГэВ/нуклон. Это крайне интересно, однако статистика в обоих случаях мала, а данных других экспериментов в этой области энергий нет совсем. Очевидно, требуется прямой эксперимент с существенно более высокой экспозицией в этой области энергий для прояснения ситуации. Существенный интерес представляет изучение дейтронной компоненты КЛ и радиоактивных изотопов высоких энергий. Традиционно считалось, что дейтерий в КЛ поступает в результате фрагментации более тяжелых ядер. Поскольку дейтерий расходуется в термоядерных реакциях, для его образования нужны неравновесные процессы. Однако существующие космологические модели допускают и возникновение некоторого (крайне небольшого) количества дейтерия на ранних стадиях эволюции Вселенной.

В настоящее время спектр дейтронов (или их отношение к потоку протонов) промерен лишь до нескольких десятков ГэВ/нуклон (эксперименты PAMELA и др.). Это связано с ограничениями использовавшегося до сих пор метода магнитного спектрометра, который не позволяет создавать установки с достаточно большим геометрическим фактором. Однако существует другая возможность измерения потока дейтронов при высоких (> 1 ТэВ) энергиях. Форма адронного каскада для различных компонент при одинаковой энергии на частицу несколько отличается. Поэтому анализ формы каскадов в глубоком ионизационном калориметре (ИК) может быть использован для исследования изотопного состава водорода в космических лучах высоких энергий. Эта идея была реализована в работе [15]. Здесь

было измерено отношение потока дейтерия к протонам при энергиях между 500 и 2000 ГэВ/нукл. в эксперименте Сокол. Это отношение оказалось неожиданно большим, что несколько напоминает результаты экспериментов НУКЛОН и TRACER для отношения бора к углероду при высоких энергиях. Очевидно, результат требует подтверждения в прямых экспериментах с большой экспозицией и глубоким калориметром.

1.5 Гамма-астрономия высоких энергий

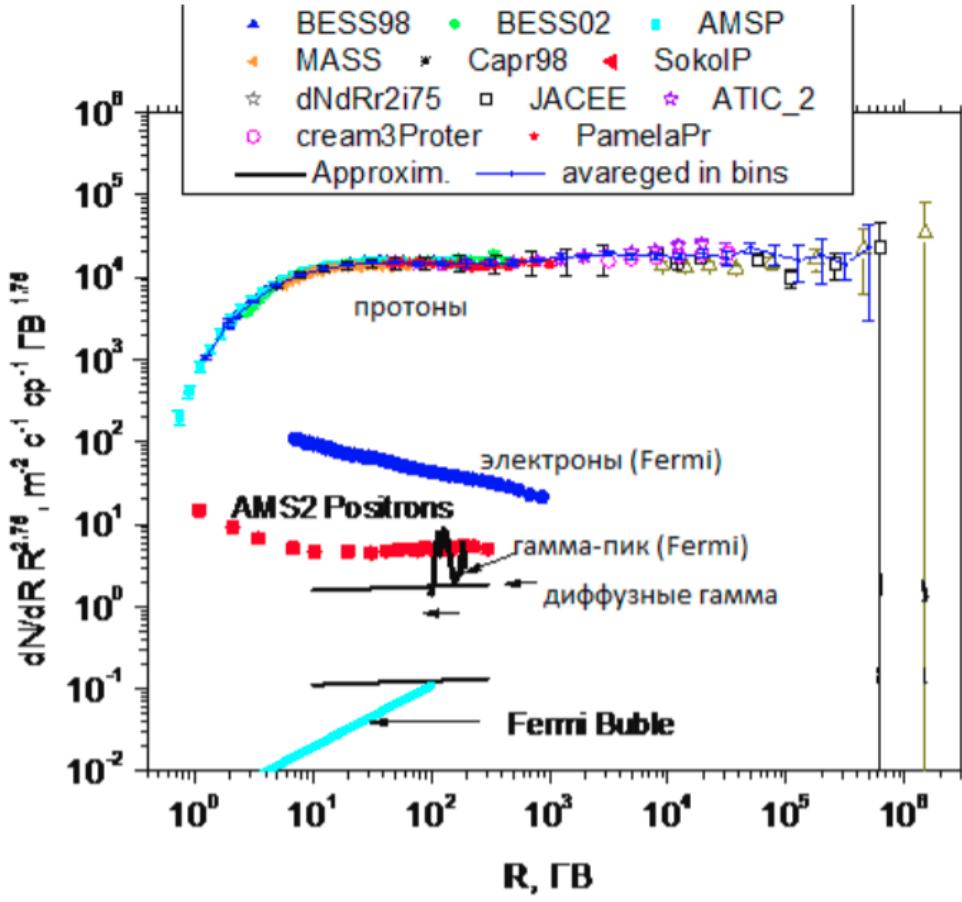


Рис. 7: Соотношение различных компонент диффузного излучения Галактики по сравнению с диффузным потоком протонов. Данные по потоку из Ферми пузырей из работы [16]

Последние десятилетия интенсивно развивается область астрономии самой высокоэнергетической части электромагнитного спектра – гамма- астрономия. Но ТэВ-ная (и выше) гамма-астрономия возможна только наземными телескопами с площадью 100 кв метров и больше, как правило – это черенковские имиджевые узкоугольные телескопы, огромные зеркала – поворачивающиеся за источником (HESS, Veritas, Magic). Конкуренция с такими телескопами в ТэВ-ной области энергий невозможна из-за чрезвычайно слабых сигналов от источников. Но большое количество задач остается и для гамма-квантов в области 50 - 300 ГэВ, при большом геометрическом факторе и длительной экспозиции доступной для спутниковых экспериментов, как это демонстрируется спутниковым экспериментом Fermi-LAT: это измерение диффузного гамма-излучения Галактики (где был обнаружен избыток излучения со стороны внешней части Галактики по сравнению с внутренней частью Галактики), поиск сигнала от темной материи (не подтвержденный пик в гамма квантах при энергии 130 ГэВ), регистрация вспышечной активности различных транзиентных источников (периодичность активности Краба), излучение с очень пологим спектром со стороны двух огромных пузырей, простирающихся на 10 кпс от плоскости Галактики, и равномерно, заполненных электронами со спектром - 2 в области 1 ГэВ-100 ГэВ, названных “Fermi bubbles”; возможно, будет доступно дополнительное измерение спектров в указанном диапазоне 50 ГэВ-300 ГэВ для наиболее ярких гамма-источников, известных по данным наземных гамма-телескопов в диапазоне энергий выше 10^{12} эВ. Во введении уже отмечалась особая важность получения высокого энергетического разрешения для наблюдения возможных моноэнергетических пиков аннигиляции/распада частиц темной материи.

На Рис. 7 приведено соотношение различных компонент диффузного

излучения Галактики по сравнению с диффузным потоком протонов.

1.6 Исследования спектра электронов и позитронов

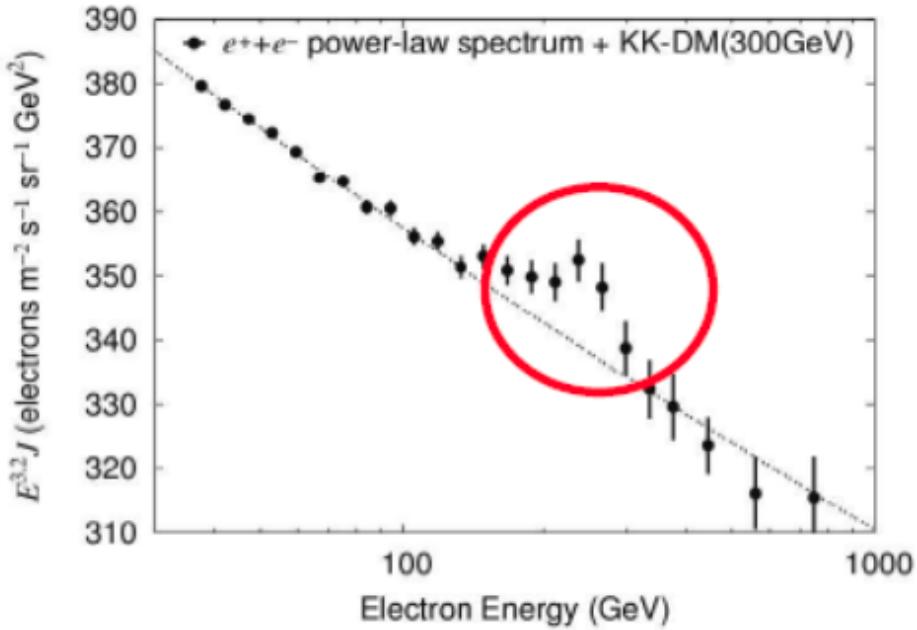


Рис. 8: Расчетный энергетический спектр электронов и позитронов с Kaluza-Klein аннигилирующими частицами темной материи для массы 300 ГэВ

Измерение спектров электронов и позитронов в области высоких энергий (E_e выше ~ 1 ТэВ) чрезвычайно актуально, в частности, с целью поиска близкого источника частиц высоких энергий. Энергетические потери электронов на синхротронное излучение и обратное комптоновское рассеяние пропорциональны E_e^2 , поэтому спектры электронов КЛ заметно мягче ($\sim E_e^{-3}$) спектров протонов и ядер. При энергии $E_e > 1$ ТэВ электроны могут доходить до Земли только в случае их рождения близким (< 1 кпс по расстоянию) и молодым ($< 10^5$ лет по возрасту) источником.

При этом в спектре, который уже будет иметь не степенной вид, появит-

ся некоторая структура [17]. Кроме того, должна наблюдаться анизотропия [18]. Из известных близких источников наиболее вероятным кандидатом является Вела (расстояние 250 пс, возраст $\sim 10^4$ лет). К изучению электронов имеют также отношение задачи, связанные не с физикой космических лучей самой по себе, а с поиском темной материи. Существование несветящейся темной материи, своей полной массой во Вселенной в несколько раз превышающей обычную материю, общепринято в настоящее время. Наиболее популярными кандидатами на эту роль являются легчайшие суперсимметричные нейтралино и Калуца-Клейновский калибровочный бозон В1. Аннигиляция частиц темной материи приводит к рождению обычных мезонов, барионов и лептонов (e^+, p^-, d^-), гамма- квантов), что и позволяет их детектировать. Поиск темной материи является одним из приоритетных направлений космических исследований. Даже, если прибор не различает знака заряда частицы, и выделение позитронов невозможно, то ожидается, что в области 100 GeV позитроны могут быть сигнатурой аннигиляции нейтралино из SUSY теорий и частицы Калуцы- Клейна (свидетельствующие о существовании более высоких размерностей). Калуца-Клейновские частицы могут аннигилировать в $e^+ e^-$ пары. Это ведет к инжекции моноэнергетических электронов, что может наблюдаться как резкий обрыв спектра при отсутствии значительного доускорения в ISM. В этом случае в приборе с хорошим (не более нескольких процентов) энергетическим разрешением будет наблюдаться пик (рис.8).

В последнее время чрезвычайно интенсивно исследуется электрон- позитронная компонента космических лучей (эксперименты ATIC [19], Fermi [20], PAMELA [21], HESS [22], MAGIC [23], AMS-02 [24] – [26]). Важность исследования интенсивности античастиц – позитронов и антипротонов, по которым были получены прорывные данные, возросла в последнее время

в связи с поисками частиц темной материи, аннигиляция и распад которых может создавать наблюдаемый избыток, позитронов и антипротонов. Вторичное излучение от космических лучей является фоном для поиска таких частиц. Оценки показывают, что для ряда моделей относительно узкие пики в энергетических распределениях электронов могут быть выделены на фоне традиционных КЛ. Выводы можно сформулировать следующим образом.

- Анализ данных эксперимента Fermi показал, что спектр электронов в области высоких энергий невозможno объяснить одной популяцией электронов из оболочек сверхновых.
- Данные эксперимента PAMELA по электронам отличаются от эксперимента Fermi, который представил суммарный спектр электронов и позитронов, что свидетельствует о росте примеси позитронов в высокоэнергичной части суммарного спектра e^\pm .
- Этот результат может интерпретироваться как сигнал либо от темной материи, либо от электрон-позитронного излучения пульсарных туманностей. Не исключено, что примесь позитронов с увеличением энергии может расти из-за позитронов, образованных от радиоактивных распадов в сброшенной оболочке сверхновой и ускоренных на обратной ударной волне

Проблема исследования потоков античастиц – позитронов и антипротонов упирается в необходимость наличия магнитных спектрометров, позволяющих измерять знак заряда частицы. Но в последнее время были предложены альтернативные методы измерения античастиц без магнитных спектрометров.

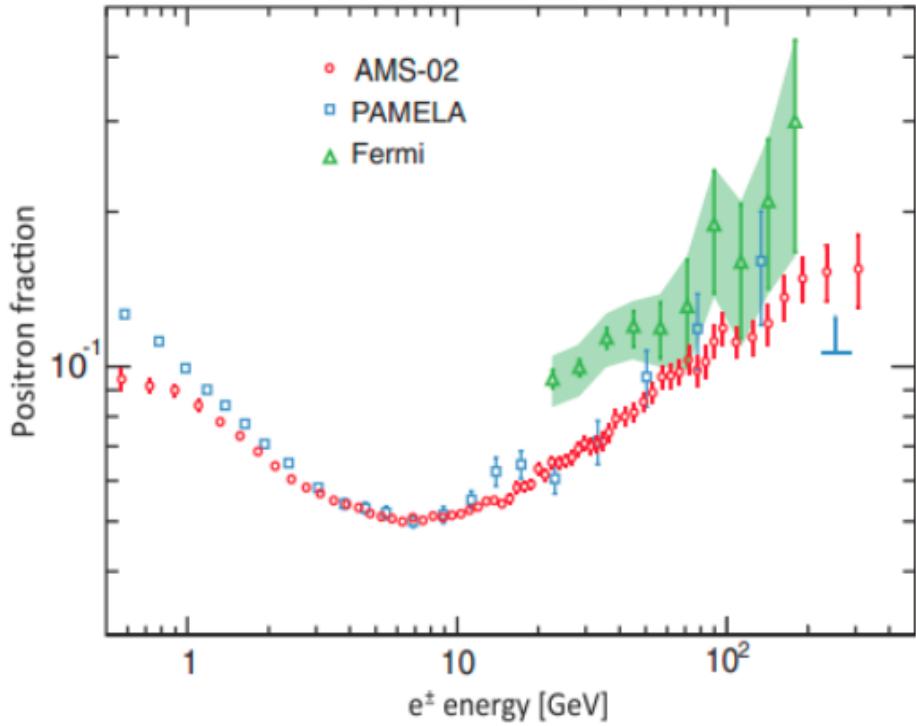


Рис. 9: Рост доли позитронов в области более 10 ГэВ, обнаруженный в экспериментах Памела, Fermi, AMS2

В эксперименте Fermi [27] спектр позитронов был измерен методом анализа направлений прихода частиц в тени Земли, который основан на различии отклонения электронов и позитронов в магнитном поле Земли. Это приводит к существованию направлений, откуда могут приходить только позитроны или электроны определенных энергий. Подобным методом без магнитного спектрометра удалось получить спектр позитронов, который подтверждает выводы эксперимента PAMELA. Однако новейшие результаты AMS-02 показывают меньшее значение потока позитронов (см. рис. 9); при 300 ГэВ их доля составляет $\sim 15\%$. Для интерпретации данных по позитронам важно знать, при какой энергии рост их доли прекращается. Однако это требует приборов с еще большим геометрическим фактором,

чем AMS-02. Поэтому исследование электронно-позитронной компоненты космических лучей прямыми методами на спутниках вплоть до энергии 3 — 10 ТэВ продолжает оставаться чрезвычайно актуальной задачей, как с точки зрения традиционных задач астрофизики, так и в связи с поисками сигнала от аннигиляции темной материи. Возможно, развитие новых подходов к выделению позитронов без магнитных спектрометров, позволит продвинуться в измерении античастиц в область, где магнитные спектрометры не работают.

2 Общая концепция ОЛВЭ

Космическая обсерватория ОЛВЭ должна закрыть основные бреши в экспериментальных данных, которые до настоящего времени не дают возможности понять природу колена космических лучей Христиансена-Куликова, разобраться с тонкостями поведения космических лучей при более низких энергиях и решить некоторые вопросы, связанные с близкими источниками и возможными сигнатурами темной материи в космических лучах и гамма-квантах, а именно:

- В области колена Христиансена-Куликова (энергия на частицу 1-10 ПэВ) детальное, с поэлементным разрешением по заряду, измерение химического состава и спектров космических лучей, что позволит прояснить свет на природу колена, которую не удается надежно интерпретировать уже 60 лет.
- Прецизионное измерение состава и спектров космических лучей (высокая статистика и высокое энергетическое разрешение) в области энергий от нескольких ТэВ до 1 ПэВ на частицу, включая также и

вторичные ядра. Это сделает возможным значительно более детальное изучение новых особенностей спектров космических лучей в этой области энергий, открытых недавно, главным образом, в эксперименте НУКЛОН.

- Измерение анизотропии космических лучей со статистикой более чем на два порядка выше, чем во всех предшествующих прямых экспериментах КЛ.
- Исследование спектра электронов космических лучей в беспрецедентно широком диапазоне энергий, от сотен ГэВ до десятков ТэВ. Особенности электронного спектра при высоких энергиях могут дать информацию о близких источниках космических лучей.
- Исследование состава и спектров тяжелых ядер за пиком железа, включая сверхтяжелые экзотические ядра, что даст ценную информацию о нуклеосинтезе в современную космологическую эпоху. - Измерение гамма-спектра в широком энергетическом диапазоне со сверхвысоким энергетическим разрешением (до 0.1 – 0.2% при энергии 10 ТэВ). Это позволит связать результаты с полученными ранее данными наземных черенковских телескопов и обнаружить моноэнергетические линии в гамма-спектре, если они существуют. Вместе с измерением прецизионного спектра электронов, который будет иметь такое же энергетическое разрешение, это даст информацию о продуктах аннигиляции или распада частиц темной материи с верхним пределом энергии и точностью, которая не может быть превышена в последующие несколько десятилетий.

2.1 Принцип детектора

Измерение энергии

Критическим требованием к методике измерения энергии первичной частицы в КНА ОЛВЭ является требование одновременного выполнения следующих условий:

- измерения в широком диапазоне энергий от 10^{11} до 10^{16} эВ с требуемой точностью;
- измерения для широкого диапазона зарядов частиц КЛ от $Z=1$ до $Z=90$;
- измерения с высоким фактором экспозиции (т.е. с высоким геометрическим фактором прибора).

В НТО ОЛВЭ 2014г. [31] показано, что это требование в рамках единой измерительной методики (и, соответственно, единого измерительного прибора) выполнимо только при использовании методики ионизационного калориметра (ИК).

Более подробная проработка ионизационного калориметра для задач ОЛВЭ на основе математического моделирования работы различных вариантов данного прибора выполнялась на разных этапах НИР ОЛВЭ и нашла отражение в НТО НИИЯФ МГУ по ОЛВЭ в 2007-2015г.г.[28]—[32] Там, в частности, было показано, что оптимальные соотношения энергетического разрешения ИК и его массы достигаются для многослойного калориметра, чередующего в своем составе слои легкого регистрирующего вещества (сцинтилляционного пластика) и слои тяжелого поглотителя энергии частицы (вольфрама и вольфрамовых сплавов).

Измерение заряда

В современной экспериментальной физике высоких энергий наиболее востребованным методом идентификации заряда(Z) релятивистской частицы является идентификация по величине ионизационных потерь энергии этой частицы в тонком слое регистрирующего вещества. Как известно, данная ионизация пропорциональна величине Z^2 частицы, что позволяет, при должной калибровке измерительного тракта, практически непосредственно измерять величину Z . Данную методику планируется применить и в КНА ОЛВЭ.

На ранних этапах НИР ОЛВЭ рассматривался вопрос о типе детектора ионизации и был сделан вывод о существенных преимуществах при использовании кремниевых детекторов ионизации [28]. Также подробно рассматривались вопросы о достаточной толщине детекторов и количестве их слоев. По результатам проведенного моделирования были сделаны выводы о необходимой толщине детектора в 300-400 мкм и о необходимости использования 4x слоев детекторов [31]. Данные выводы нашли подтверждение в ходе проведения летного эксперимента КНА НУКЛОН [33] – [35], где использована система измерения заряда (СИЗ) на основе 4x слоев кремниевых детекторов ионизации толщиной 450 мкм. Данная система (прибор) обеспечивает измерение заряда первичных частиц в диапазоне $Z=1-30$ с точностью не хуже 0.2 зарядовых единиц, что отвечает требованиям ОЛВЭ по точности, при этом диапазон измеряемых зарядов определяется только требованиями к динамическому диапазону электроники считывания и может быть расширен без изменения методики работы прибора в целом.

2.2 Необходимые размеры

Основным принципом проекта ОЛВЭ является требование к высокому значению фактора экспозиции, который должен превышать на полтора порядка таковой у всех проведенных и запланированных экспериментов за последние пятьдесят лет исследования. Беспрецедентное увеличение фактора экспозиции ОЛВЭ позволит провести прецизионную регистрацию ядерных частиц ГКЛ в области 10^{11} до 10^{16} эВ.

Высокий фактор экспозиции должен сочетаться с высокой точностью в измерениях энергии и типа частиц (заряда), что несет в себе требования к большой массе экспонируемой научной аппаратуры.

Оптимальной реализацией проекта является использование предельных возможностей вывода отечественных КА тяжелого класса, с использованием существующих и проектируемых ракетоносителей (РН). На сегодняшний день это 12 тонн для полезной нагрузки, что вполне реально для современных РН .

2.3 Геометрия и секционирование

Ионизационный калориметр

Конструктивный облик ионизационного калориметра КНА ОЛВЭ, был определен НТО ОЛВЭ от 2007г. [32]. Конструкция ИК должна обеспечивать:

- Максимальный фактор экспозиции при заданной массе калориметра.
- Лучшее энергетическое разрешение при заданной массе калориметра.
- Максимальное координатное разрешение при минимальном числе каналов считывания.

В процессе работ по НИР ОЛВЭ в 2007-2017г.г. изменялась доступная масса калориметра - от нескольких тонн в проектах 2007-2009г.г., где планировалось размещение КНА ОЛВЭ на КА в качестве дополнительной полезной нагрузки, до десяти и более тонн в более поздних НИР, где планировалось создание для ОЛВЭ специального КА. На текущий момент, по итогам моде-

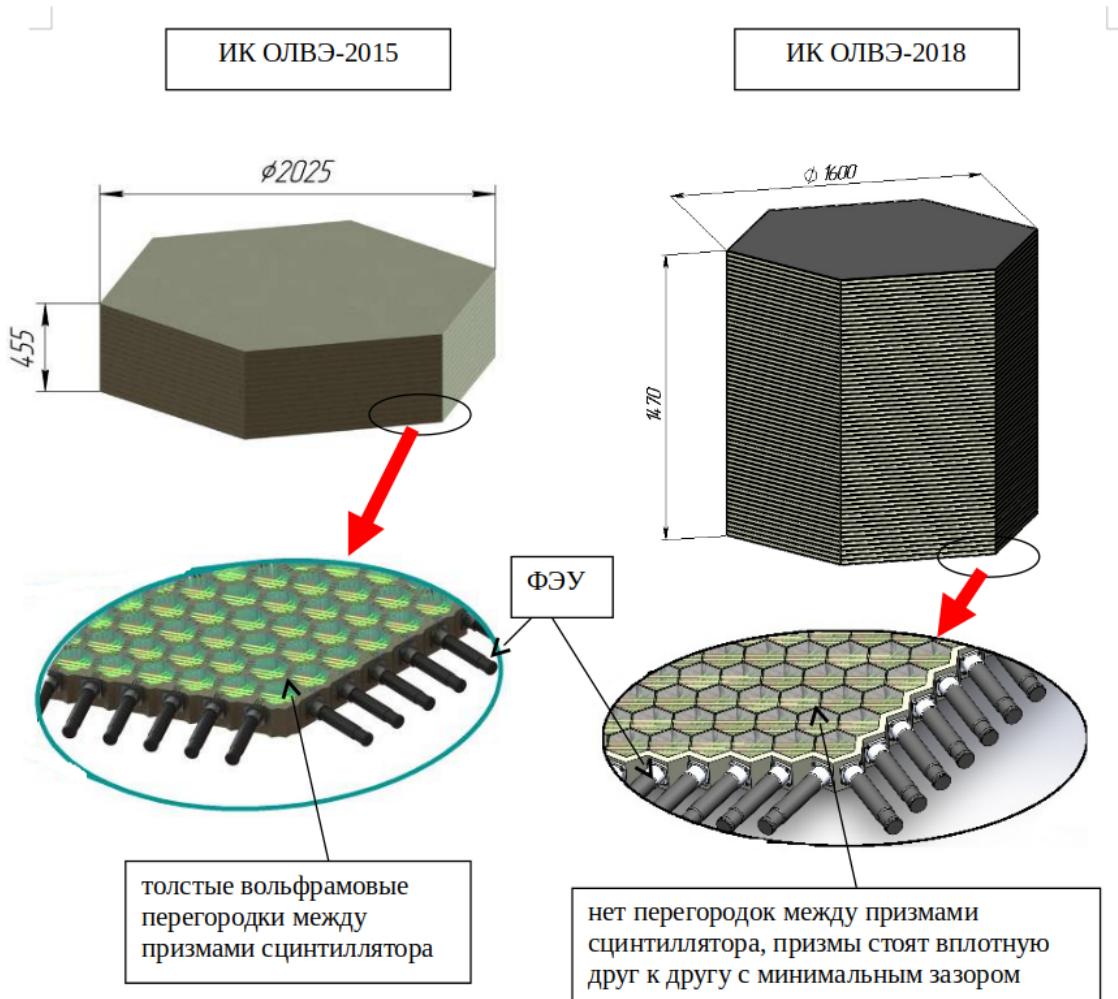


Рис. 10: Иллюстрация изменения конструкции ИК по результатам моделирования его работы, выполненной в 2018г.

лирования 2018 года, ИК ОЛВЭ имеет следующие технические параметры:

- масса ИК ОЛВЭ - 10 тонн;

- ИК имеет форму шестигранной призмы диаметром 1600 мм и высотой 1500 мм;
- ИК состоит из 62х одинаковых плоских шестиугольных слоев;
- каждый слой состоит из верхнего слоя поглотителя - вольфрамовый лист толщиной 2 мм, чувствительного слоя толщиной 20 мм из сцинтилирующего пластика и нижнего слоя поглотителя аналогичного верхнему);
- слой сцинтилирующего пластика набирается из одинаковых элементов - шестигранных пластиковых призм высотой 20 мм диаметром 25 мм);

Система измерения заряда

На текущий момент, основные параметры СИЗ:

- Детектирующими элементами СИЗ являются кремниевые детекторы, размер детектора 100*100 мм, толщина 500 мкм (уточняются при дальнейшей разработке).
- Гранулярность детекторов СИЗ (т.е. размер одного чувствительного элемента) около квадратного сантиметра.
- Детекторы размещаются на плоскостях СИЗ с минимально возможными зазорами.
- Плоскости СИЗ располагаются в несколько слоев, минимальное число слоев четыре.
- Плоскости СИЗ должны перекрывать площадь всех граней ИК с минимальными технологическими зазорами.

- Плоскости СИЗ должны располагаться максимально далеко от прикрываемых граней калориметра, что обеспечивает лучшую точность

Отметим, что представленные принципы конструкции СИЗ уже были успешно реализованы НИИЯФ МГУ в функционально сходном с ОЛВЭ эксперименте НУКЛОН [33], где СИЗ общей площадью 1 м^2 состояла из кремниевых детекторов, размещенных также на двух сдвоенных плоскостях.

2.4 Выбор орбиты

Рабочая орбита КА должна быть выбрана исходя из следующих критериев:

- Обеспечение максимального энергопритока;
- Обеспечение срока активного существования не менее 5 лет.

Данным требованиям отвечает класс околокруговых солнечносинхронных орбит в диапазоне высот от 500 до 600 км с наклонением от 97 до 98 градусов. Более подробные характеристики орбиты определяются на этапе создания конструкторской документации. Других требований к рабочей орбите КА не предъявляется. В течение всего срока активного существования КА должен находиться в ориентированном полете. С точки зрения целевой задачи КНА ОЛВЭ допустимые отклонения по углам тангажа и крена - 30 градусов, по углу рысканья требования не предъявляются. Точность определения ориентации КНА ОЛВЭ – не хуже 0,1 градуса.

3 Моделирование аппаратуры ОЛВЭ

Программа для моделирования была реализована на языке C++ с использованием пакета GEANT4.10.3 (GEometry ANd Tracking), созданного

в CERN. Для процессов взаимодействия использовался physics list FTFP BERT. Геометрия источника и его спектр задавался через встроенную библиотеку GEANT4 - GPS (General Particle Source), данная библиотека позволяет настраивать энергию, распределение и состав моделируемого источника. Визуализация выполнена с помощью стандартных методов GEANT4, в которых используется OpenGL.

Набор статистики производился на сервере с 4-мя ядрами по 8 потоков каждый. Программная реализация предусматривала запись банка данных в бинарный формат, в котором содержалась информация по энерговыделению в ячейках сцинтиллятора и в падах детектора заряда, а так же информация о моделируемых событиях, такие как начальная координата и момент импульса (энергия, количество и тип частицы задавались изначально с использованием макросов GPS).

3.1 Задачи моделирования

В рамках данной работы, перед моделированием аппаратуры ОЛВЭ, ставились следующие основные задачи:

- Провести моделирование с использованием наиболее актуального программного обеспечения (прошлые моделирования производились на GEANT3.21) для получения более достоверных результатов.
- Разработка алгоритмов восстановления первичной энергии.
- Оценка обратного тока для СИЗ.

3.2 Геометрия и реализация модели детектора

Реализация геометрии модели производилась с учетом технических характеристик ОЛВЭ, описанных выше. В качестве ячейки сцинтиллятора использовался пластик G4 PLASTIC SC VINYL TOLUENE из списка материалов GEANT4, в качестве материалов для пада использовался кремний с параметрами:

$$A = 28.09 \text{ g/mole}, \quad Z = 14, \quad \text{Density} = 2.33 \text{ g/cm}^3.$$

Для торцевых слоев использовался вольфрам со следующими параметрами:

$$A = 183.84 \text{ g/mole}, \quad Z = 74, \quad \text{Density} = 17.1 \text{ g/cm}^3.$$

Ячейка детектора представляла собой шестигранную призму длиной 20

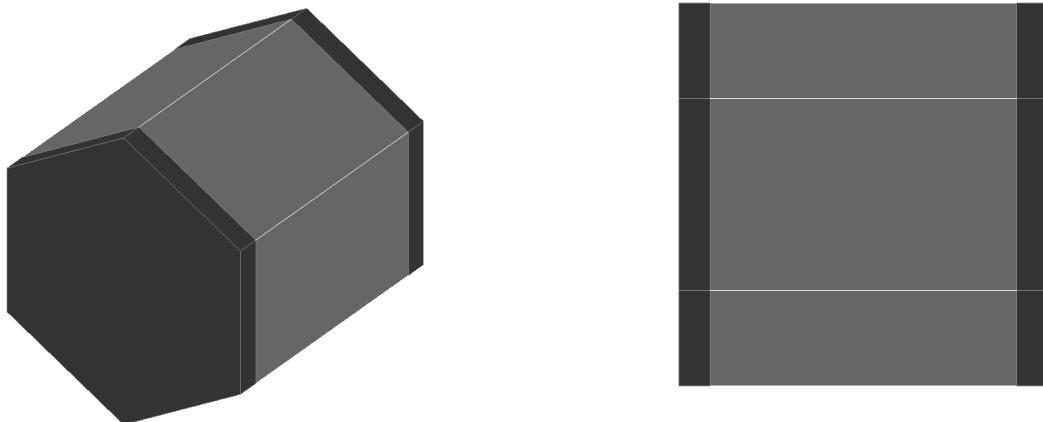


Рис. 11: Пример смоделированной ячейки сцинтиллятора. Светлым цветом показан пластик, из которого сделана ячейка, темным цветом показаны торцевые слои вольфрама.

мм диаметром 25 мм со слоями вольфрама толщиной в 2 мм каждый (рис.11).

Полно размерная модель представляла собой шестигранную призму, состоящую из одинаковых ячеек, общей высотой в 1500 мм и диаметром 1600

мм. Весь ионизационный калориметр в виде призмы был окружен 4-мя слоями системы измерения заряда, которая состояла из падов размерами 10x10x0.5 мм с отступом от ИК в 10 см (рис. 12)

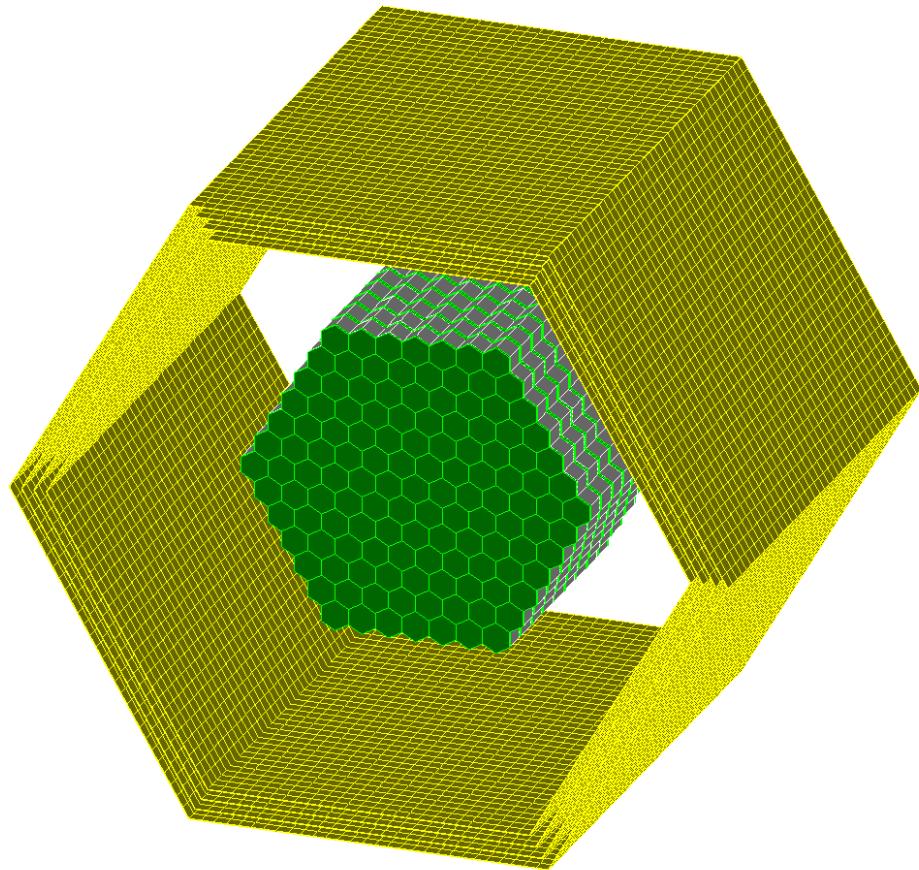


Рис. 12: Пример смоделированного детектора (уменьшенный вариант) со слоями системы измерения заряда (без торцевых для наглядности). Желтым цветом - пады СИЗ, зеленым - вольфрам, серым - пластик.

Так же, стоит отметить, что одной из ключевых особенностей данной программы моделирования является ее универсальность к выбираемым параметрам ОЛВЭ. Созданная программа моделирования способна подстраиваться под изменения любых необходимых параметры (т.е изменяя какой-либо параметр, нет необходимости корректировать другие, это произойдет

автоматически с учетом концепции общей геометрии):

- Количество ячеек детектора и количество слоев.
- Расстояния, толщины и длины любых частей детектора.
- Количество слоев и размеры падов.

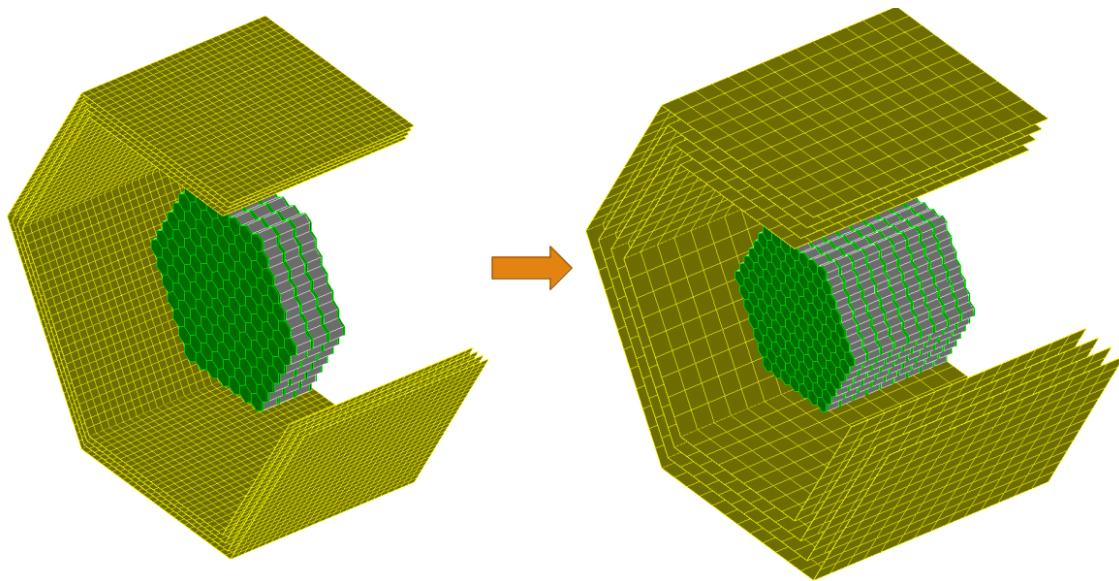


Рис. 13: Пример универсальности программы моделирования. Вариант слева имеет лишь 3 слоя ИК и пады размером 10x10 мм; вариант справа уже имеет увеличенный размер падов до 30x30 мм и увеличенное кол-во слоев до 9.

Данный аспект немаловажен, учитывая изменяющиеся характеристики и требования к КНА ОЛВЭ, в связи с техническими ограничениями.

3.3 Геометрия источника

Для моделирования условий космического эксперимента крайне важно обеспечить изотропность потока первоначальных частиц. Для этого первона-

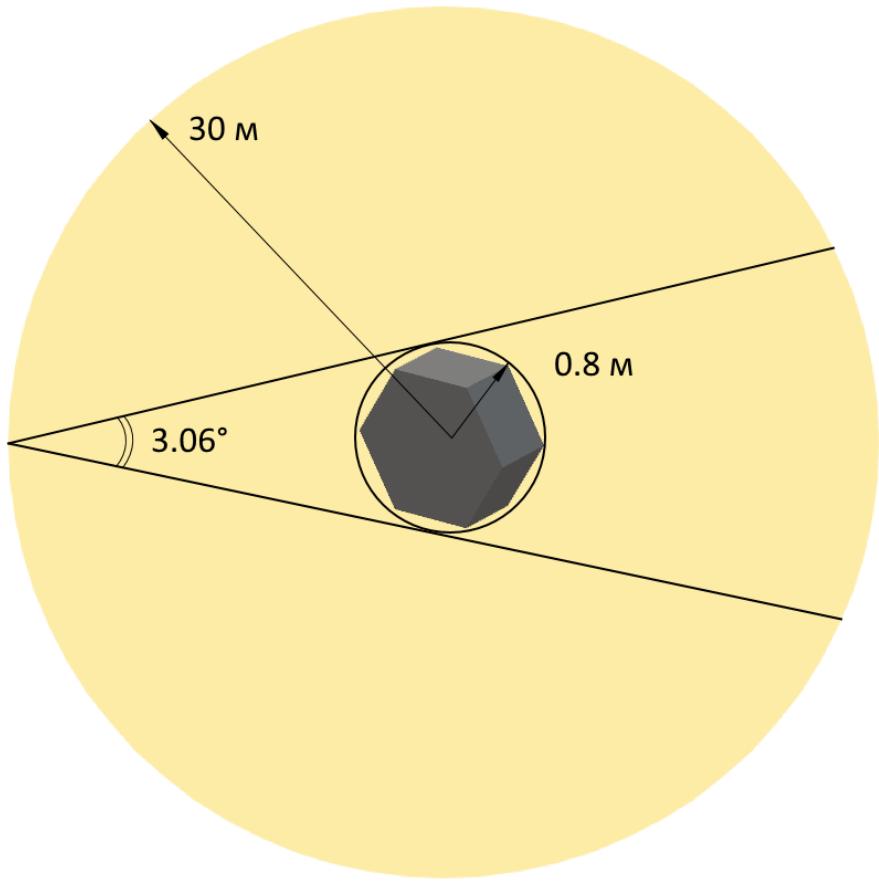


Рис. 14: Схематическое изображение геометрии источника.

чальные частицы генерировались со сферы радиусом 30 метров, центр которой находится в центре модели ОЛВЭ. Такой радиус сферы объясняется размерами космического аппарата, заложенное распределение масс которого, как и иных частей геометрии модели, должно целиком находиться внутри этой сферы. Направление полета частицы выбирается со случайным углом α к внутренней (направленной к центру) нормали к поверхности в пределах от 0 до 1.53 градусов, данное значение раствора было рассчитано на основе геометрических параметров модели ОЛВЭ, получаем в итоге конус с раствором в 3.06 градусов, вершина которого находится на случайной точки принадлежащей сфере (рис.6).

3.4 Моделирование пучков

В ходе моделирования была набрана статистика по фиксированным и логарифмическим пучкам. Фиксированные пучки запускались для энергий в 100 ГэВ, 1 ТэВ, 10 ТэВ, 100 ТэВ, а логарифмические с равномерным распределением от 100 ГэВ до 100 ТэВ. Все пучки запускались для протонов и ионов углерода, железа и гелия со статистикой в 15 тыс. событий.

Стоит отметить, что с учетом программных ограничений GEANT4, моделирование с энергиями выше 100 ТэВ не проводилось, т.к. за этим порогом нет четких моделей взаимодействий адронов, а происходит лишь экспополяция известных данных более низких энергий.

Данную проблему предполагается решить в будущем путем подключения генератора FLUKA адронных взаимодействий, который даст более достоверные данные по взаимодействия выше 100 ТэВ, однако не являющиеся полностью истинными, т.к на сверхвысоких энергиях слишком мало данных, чтобы строить достаточно точные модели. Сам процесс подключения генератора FLUKA и использование его вместе с программным обеспечением GEANT4 является не тривиальной задачей, т.к. требует большого опыта с использованием обоих пакетов моделирования и хорошего знания языков программирования C++ (GEANT4) и Fortran (FLUKA).

4 Обработка данных

После проведение моделирования, на выходе получились большие банки данных, требующие тщательной обработки. Первым этапом было проведение фильтрация данных, которая включала следующие шаги:

- События с нулевым энерговыделением в калориметре выбрасывались

- Для каждого набора данных отбирались только те события, в которых энерговыделение в сцинтилляторе превосходило 5 МИР, необходимое для образования каскада.
- Далее отбирались события с достаточной глубиной, т.е. события где хотя бы 5 слоев имели энерговыделение в 5 МИР, чтобы каскад успел развиться.

По окончанию процесса фильтрации, количество эффективных событий составляло примерно $\sim 20\%$ от общего числа брошенных частиц. Значение

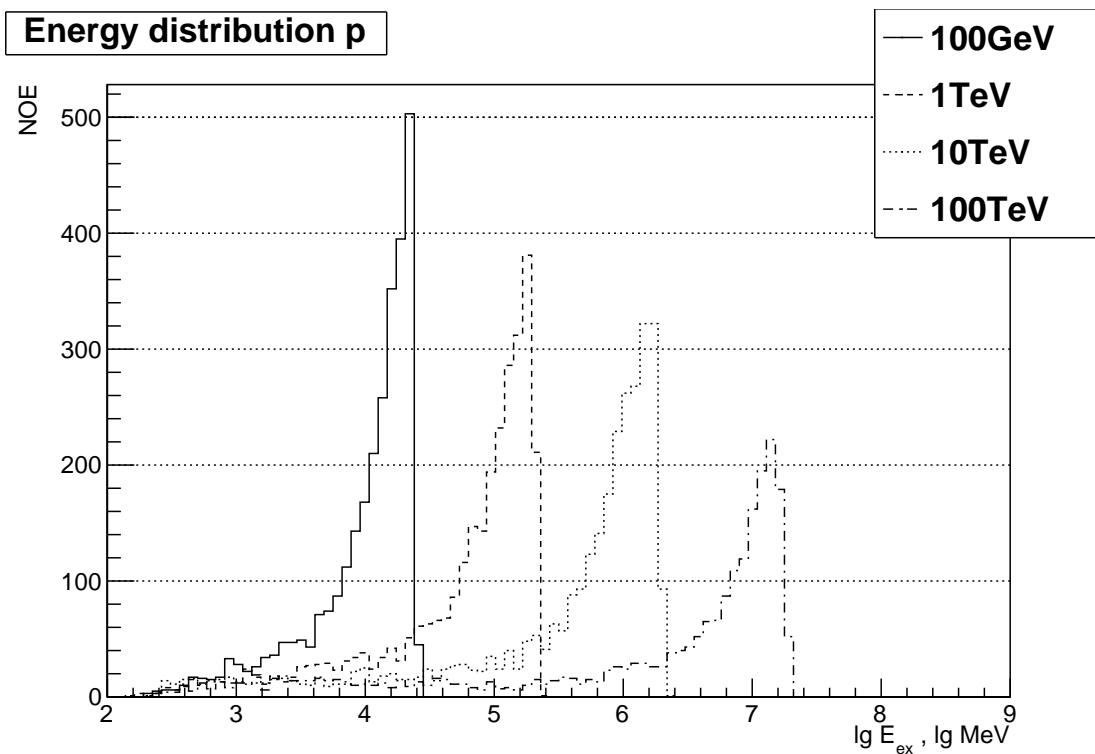


Рис. 15: Спектр энерговыделений для протона. По оси ординат — количество событий, по оси абсцисс — логарифм энерговыделения в МэВ.

МИР для сцинтиллятора и пада были получены путем прямого моделирование падающим мюоном и равны соответственно 4.25 и 0.18 МэВ. Дальнейшая обработка данных требовала нахождения оптимального алгоритма для

восстановления первичной энергии и зарядового числа, что описано далее.

4.1 Алгоритм восстановления заряда

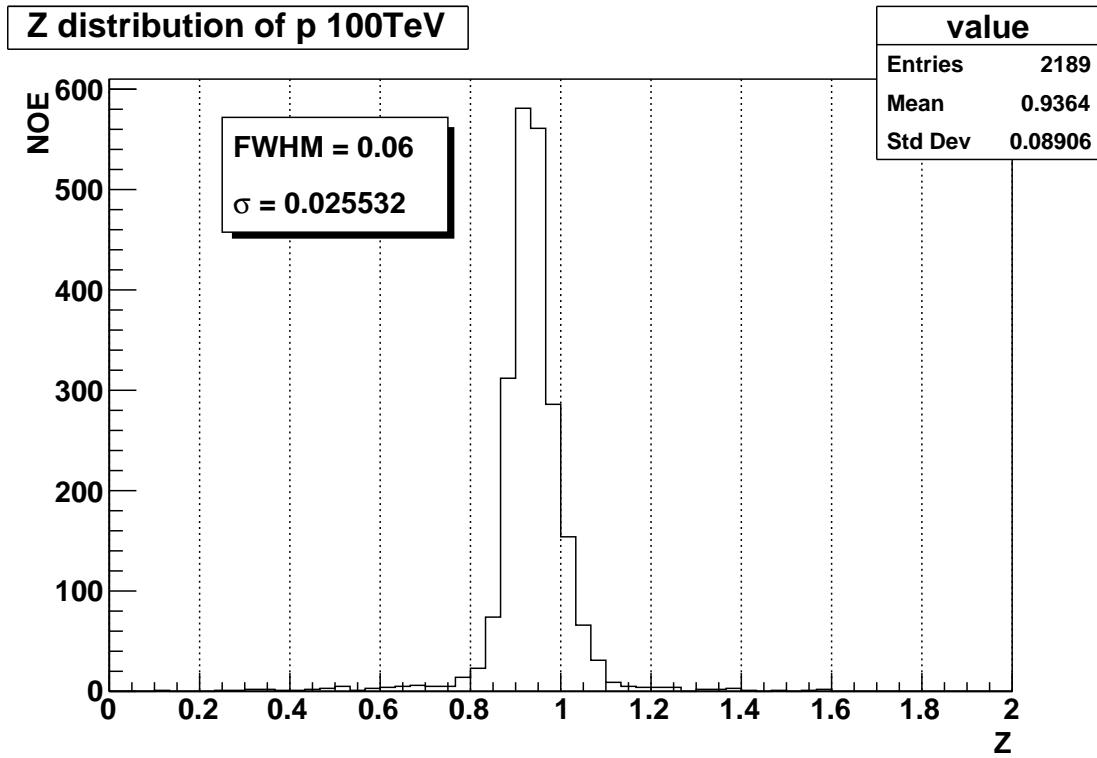


Рис. 16: Спектр зарядового числа для протонов с энергией в 100 ТэВ.

Основной проблемой в восстановлении заряда является наличие обратного тока и его величина. Для расчета величины обратного тока учитывалось энерговыделение в центральных падах на пути следования частицы и на соседних падах к центральному с учетом угла падения, аналогичным образом рассчитывалось и зарядовое E_{mip} для пада:

$$Z = \sqrt{\left(E_c - \frac{\sum_i^k E_{n_i}}{k} \right) * \cos a / E_{mip}}, \quad E_{rc} = \left(E_c - \frac{\sum_i^k E_{n_i}}{k} \right) * \cos a$$

где a — угол между нормалью к поверхности пада и момента импульса события, E_c — энерговыделение в центральном паде, E_n — энерговыделение

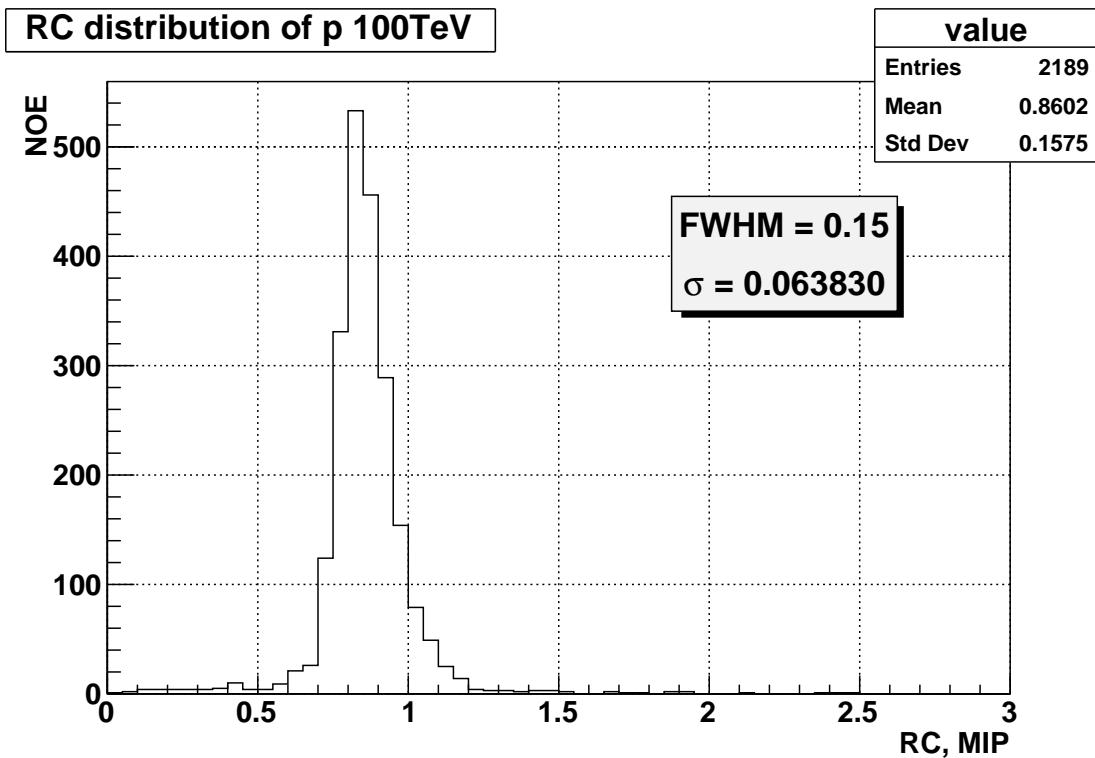


Рис. 17: Спектр обратного тока для протонов с энергией в 100 ТэВ.

в соседнем паде, E_{mip} — энергия в 1 МИР для пада.

На рис.16 представлен график зарядового числа для протона и соответствующее ему значение обратного тока на рис. 17. Остальные значения зарядового числа, зарядового разрешения и обратного тока для каждой компоненты приведены в результирующей таблице №1.

4.2 Алгоритм восстановления энергии

Восстановление первичной энергии по калибровочной кривой, построенной по средним энерговыделениям, не учитывает априорной информации о спектре космических лучей. Однако нам известно, что спектр имеет вид, близкий к степенному (при наличии ряда особенностей). Можно задать условие, чтобы для степенного спектра с априорно заданным наклоном

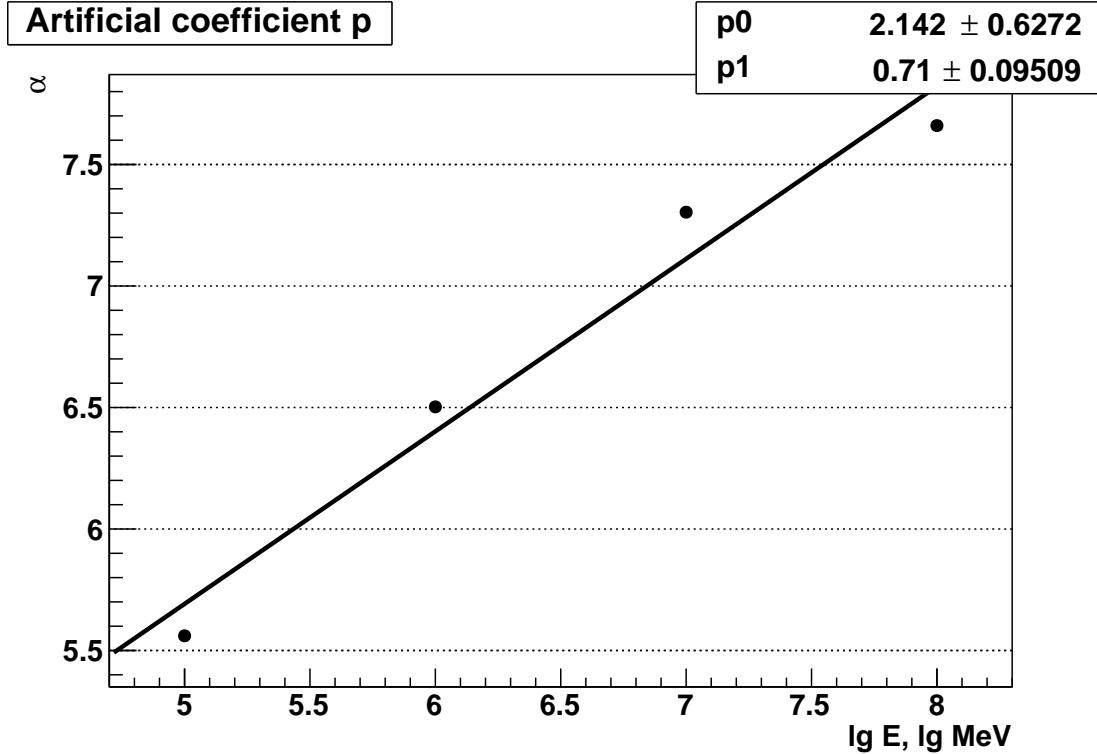


Рис. 18: График искусственного коэффициента α для дискретных энергий протона.

среднее отношение восстановленной и истинной энергии равнялось единице по всему исследуемому диапазону $\langle E_{rec}/E \rangle = 1 = k$, тогда, зная вид спектра и подставив выражение для k можно получить:

$$\frac{dN}{dE} = AE^{-(\gamma+1)} \Rightarrow \frac{dN}{dk} = AE_{rec}^{-\gamma} k^{-\gamma} \Rightarrow \langle k \rangle = \frac{\sum k_i^{\gamma+1}}{\sum k_i^\gamma} = 1 \Rightarrow \alpha \frac{\sum (dE_i/E)^{\gamma+1}}{\sum (dE_i/E)^\gamma} = 1$$

где $\gamma = -1.6$. Отсюда можно получить искусственный коэффициент α . Мы получим 4 значения коэффициента для каждой энергии, получив линейную зависимость типа $\alpha = p_0 + p_1 * \lg E_0$ (рис. 18). Далее мы применяем итерационный метод, который описывается следующим алгоритмом:

$$E_{1i} = \langle \alpha \rangle dE_i \Rightarrow \alpha_1 = p_0 + p_1 \lg E_{1i} \Rightarrow E_{2i} = \alpha_1 dE_i$$

откуда мы получим восстановленную энергию E_2 .

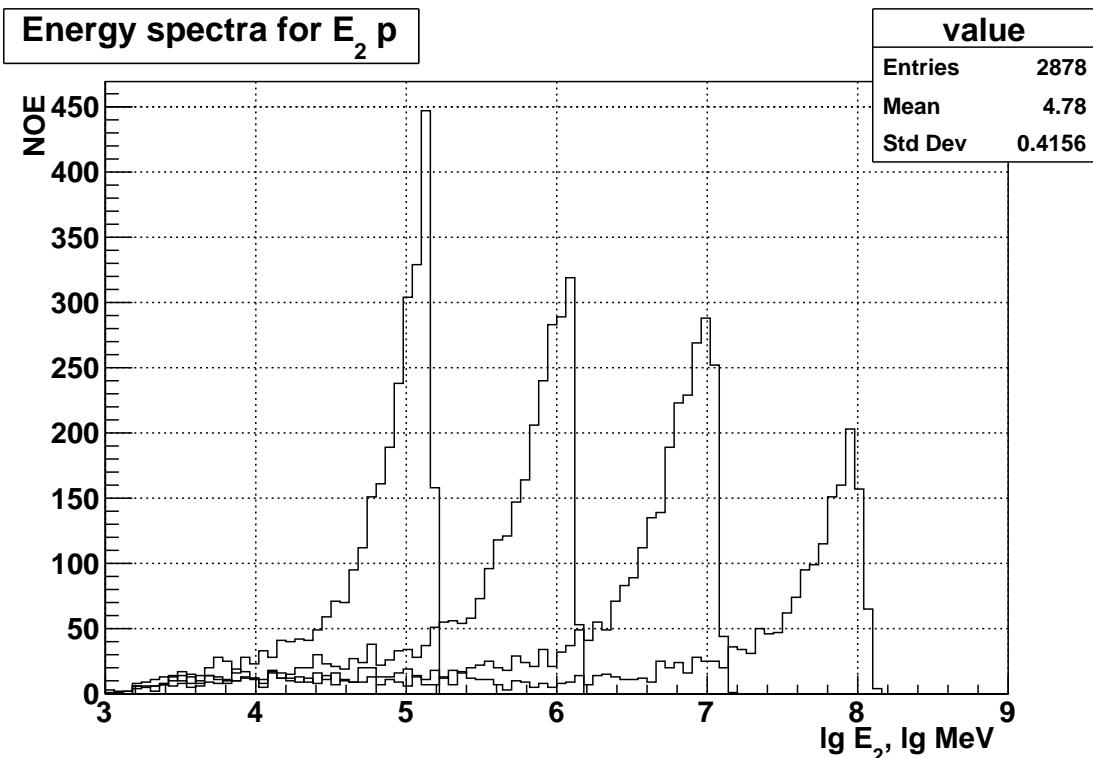


Рис. 19: Спектр восстановленных дискретных энергий для протона.

На рис. 19 представлен график восстановленной энергии для протона. Соответствующие значения восстановленной энергии и энергетического разрешения для каждой компоненты приведены в результирующей таблице №1.

4.3 Результаты обработки

После проведенной обработки данных, были получены графики заряда, обратного тока и восстановленной энергии. Особый интерес представляло зарядовое значение для протона и гелия, чтобы исключить возможность спутывания событий одной компоненты с событиями другой ввиду близкого зарядового значения. На рис. 20 приведены графики зарядовых чисел для протона и гелия, из которых можно сделать вывод о хорошей дифферен-

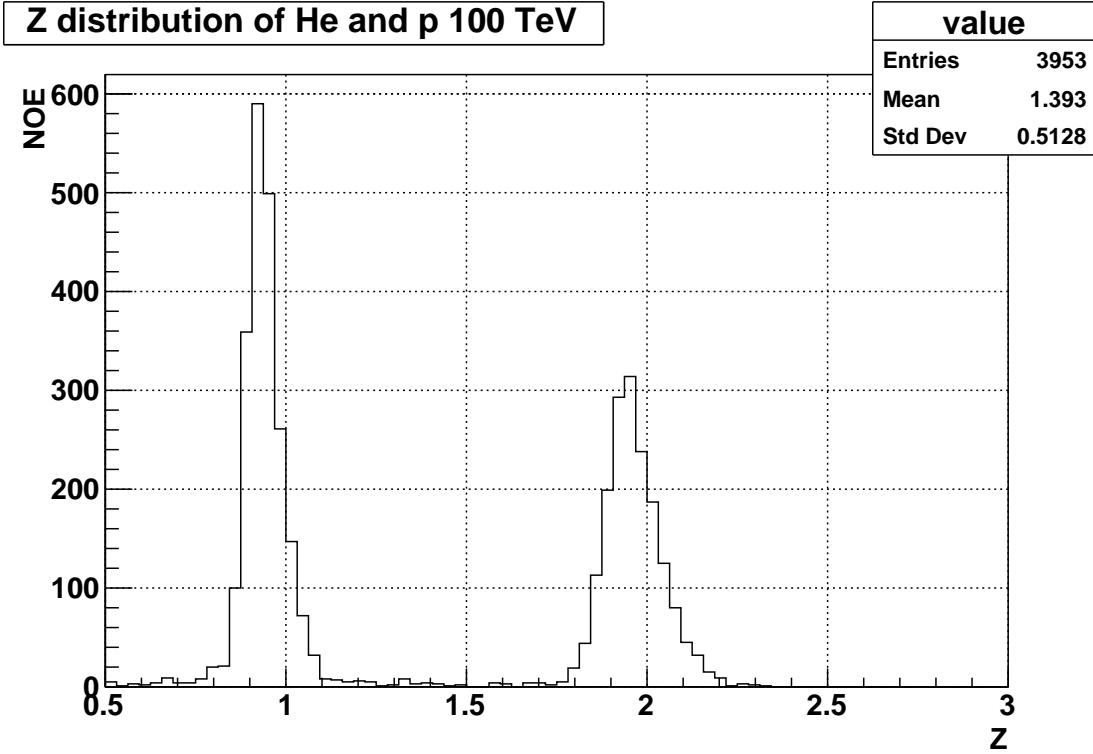


Рис. 20: Спектр восстановленных зарядовых чисел для протона и гелия с энергиями в 100 ТэВ.

циации спектров. Восстановление первичной энергии по описанному выше алгоритму дало результаты близкие к истинным, что подтверждает эффективность данного алгоритма. Подробные результаты обработки приведены в таблице № 1.

Аналогичный алгоритм восстановления энергии был проведен и для логарифмического спектра, что дало довольно близкие к истине результаты. На основе параметров модели, можно посчитать ее полный геометрический фактор:

$$G_m = \pi * S = \pi * 3 * a(\sqrt{3}a + 2h) = 33.07 \text{ m}^2$$

и эффективный геом. фактор, который рассчитывается по следующей формуле:

$$G = G_m * \frac{N_{ef}}{N}$$

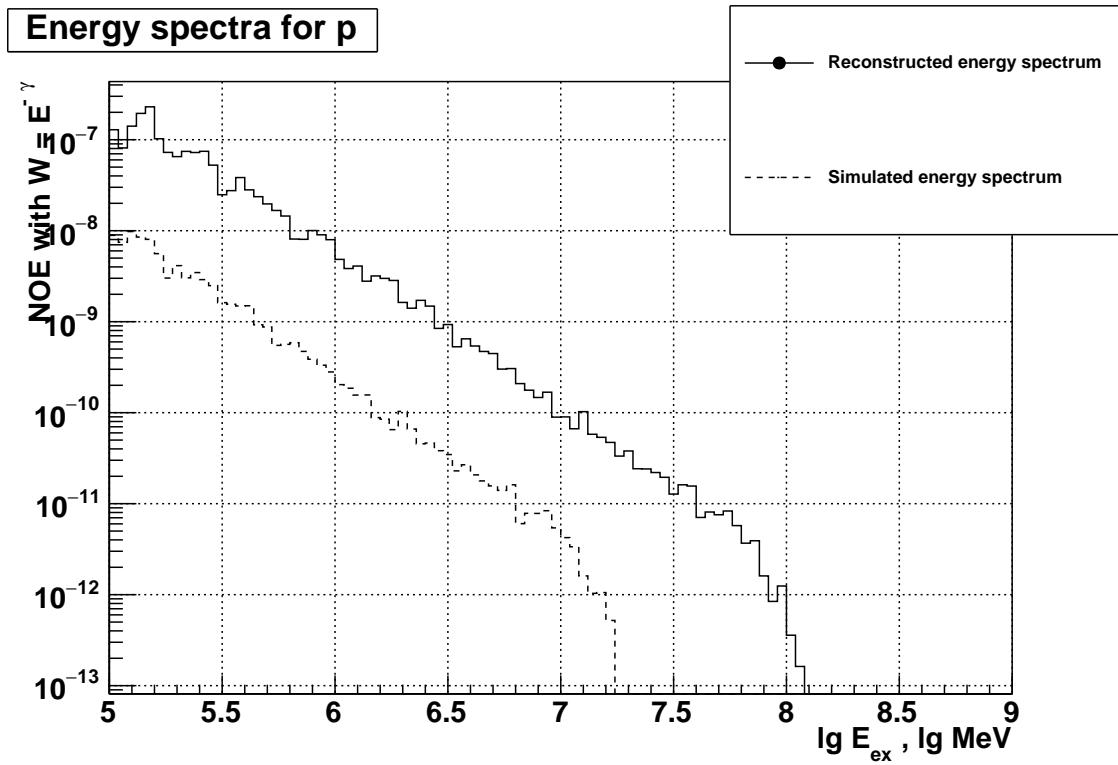


Рис. 21: Спектр для протона в области от 100 ГэВ до 100 ТэВ. Сплошной линией - восстановленный спектр, пунктирной линией — спектр энерговыделения.

где N — количество брошенных частиц, N_{ef} — количество эффективных частиц. Эффективный геом. фактор для каждого сеанса моделирования представлен в таблице 1.

Заключение

Проект ОЛВЭ нацелен на решение актуальных задач экспериментальной физики космического излучения высоких энергий. Масштабность решаемых научных задач требует создание исключительно сложной не имеющей аналогов научной аппаратуры, что возможно только при использовании КА нового поколения с повышенной энерговооруженностью. Задачи экспе-

риментальной физики космических излучений ОЛВЭ носят фундаментальный характер, однако ход истории «новой» физики, рожденной в конце девятнадцатого - начале двадцатого века показывает, что решение ключевых вопросов фундаментального естествознания кардинальным образом оказывает влияние на весь научно-технический прогресс. В ходе работы выполнено:

- Проведено моделирование актуального варианта аппаратуры ОЛВЭ.
- Создана универсальная программа моделирования.
- Исследован отклик аппаратуры, определено энергетическое разрешение ионизационного калориметра.
- Исследованы разные варианты отбора событий и фильтрации.
- Показана возможность восстановления первичных энергетических спектров с приемлемым разрешением.
- Исследован отклик зарядовой системы, рассмотрено восстановление заряда первичной частицы с применением ранговой статистики, с учетом обратного тока.

В дальнейшем планируется проведение моделирования для энергий выше 100 ТэВ путем подключения генератора FLUKA.

Так же, автор работы, хотел бы выразить особую благодарность Ковалеву Игорю, за помощь и консультирование в ходе написания и отладки программы моделирования.

Таблица 1: Сводная таблица для дискретных спектров

Начальная энергия lg MeV	Восст. энергия lg MeV	FWHM lg MeV	Отн. ошибка (%)	Z	FWHM	σ	RC MIP	G m^2
Протон								
5	5.13	0.18	17.62	0.92	0.06	0.03	0.83	5.91
6	6.08	0.32	31.32	0.92	0.10	0.04	0.83	6.31
7	6.95	0.30	29.36	0.92	0.10	0.04	0.83	6.89
8	7.98	0.24	23.49	0.92	0.06	0.03	0.83	7.21
Гелий								
5	5.13	0.42	41.11	1.92	0.13	0.06	3.58	7.27
6	5.92	0.48	46.98	1.92	0.13	0.06	3.58	7.59
7	6.85	0.50	48.94	1.95	0.13	0.06	3.75	7.78
8	7.86	0.48	46.98	1.95	0.13	0.06	3.58	7.57
Углерод								
5	5.13	0.30	29.36	5.92	0.26	0.11	33.96	8.04
6	5.84	0.40	39.15	6.02	0.23	0.10	35.21	8.00
7	6.85	0.50	48.94	6.05	0.20	0.09	35.63	8.04
8	7.86	0.48	46.98	6.05	0.20	0.09	35.63	8.21
Железо								
5	5.25	0.12	11.74	26.43	0.20	0.09	679.00	7.38
6	6.00	0.40	39.15	26.30	0.20	0.09	673.00	8.45
7	6.85	0.40	39.15	26.70	0.26	0.11	693.00	8.44
8	7.74	0.48	46.98	26.77	0.20	0.09	695.00	8.63

Список литературы

- [1] S. Ting, The First Five Years of the Alpha Magnetic Spectrometer on the International Space Station, <https://indico.cern.ch/event/592392/>.
- [2] J. Sokol, Science V. 356, 240 (2017).
- [3] Астрофизика космических лучей. Под ред. В.Л.Гинзбурга. М.: Наука. 1990. 528 с.
- [4] Гинзбург В.Л., Сыроватский С.И., Происхождение космических лучей, М.: АН СССР. 1963. 384с.
- [5] Fermi E. //Phys. Rev. -1949, V. 75. P.1169
- [6] Крымский Г.Ф. Регулярный механизм ускорения заряженных частиц на фронте ударной волны., ДАН СССР, Т. 234, С.1306-1308, 1977.
- [7] A.R. Bell. The acceleration of cosmic rays in shock fronts. I. Royal Astronomical Society, Monthly Notices, vol. 182, Jan. 1978, p. 147-156
- [8] A.R. Bell & S.G.Lucek, MNRAS, 321, 433 (2001)
- [9] Jes Madsen Department of Physics and Astronomy, University of Aarhus, DK-8000 Arhus C, Denmark (Dated: November 17, 2004
- [10] F. Weber, Prog. Part. Nucl. Phys. 54, 193 (2005)
- [11] F. Weber, “Pulsars as astrophysical laboratories for nuclear and particle physics,” IOP Publishing (1999).
- [12] Куликов Г.В., Христиансен Г.Б., О спектре широких атмосферных ливней по числу частиц, ЖЭТФ, Т.35, С.635-640, 1958.

- [13] Аткин Е., Булатов В., Дорохов В., Горбунов Н., Филиппов С., Гребенюк В., Карманов Д., Ковалев И., Кудряшов И., Курганов А., Меркин М., Панов А., Подорожный Д., Полков Д., Пороховой С., Шумихин В., Ткаченко А., Ткачев Л., Турундаевский А., Васильев О., Воронин А. Новое универсальное колено космических лучей вблизи магнитной жесткости 10 ТВ по данным космической обсерватории НУКЛОН. Письма в «ЖЭТФ», том 108, № 1, с. 5-13 (2018)
- [14] [Panov, 2017] Panov A.D., Sokolskaya N.V., Zatsepin V.I. Energy Spectra of Abundant Cosmic-ray Nuclei in Sources, According to the ATIC Experiment Astrophysical Journal, V. 837, P. 77 (2017)
- [15] Podorozhnyi D., Turundaevskiy A. High energy deuterons in cosmic rays registered by the SOKOL satellite experiment Advances in Space Research, V. 59, No 1, P. 496-501 (2017)
- [16] Su, M., Slatyer, T. R., & Finkbeiner, D. P., ApJ, 724, 1044 (2010)
- [17] T.Kobayashi et al., ApJ 601 (2004) 340
- [18] H.C.Cheng et al., Phys. Rev. Lett. 89 (2002) 211301.
- [19] J. Chang et al. [ATIC Collaboration], Nature 456 (2008) 362.
- [20] A. A. Abdo et al. (Fermi/LAT Collaboration). Measurement of the Cosmic Ray e+ plus e- spectrum from 20 GeV to 1 TeV with the Fermi Large Area Telescope. Phys.Rev.Lett.102:181101,2009
- [21] O. Adriani, et al. (PAMELA collaboration) . Cosmic-Ray Electron Flux Measured by the PAMELA Experiment between 1 and 625 GeV. PRL 106, 201101 (2011).

- [22] F. Aharonian, A.G. Akhperjanian, G. Anton et al. (H.E.S.S. collaboration) Probing the ATIC peak in the cosmic-ray electron spectrum with H.E.S.S.. Astron.Astrophys.508:561-564 (2009)
- [23] Borla D. Tridon, P. Colin, L. Cossio, M. Doro, V. Scalzotto, for the MAGIC Collaboration. Measurement of the cosmic electron plus positron spectrum with the MAGIC telescopes. arXiv:1110.4008
- [24] L. Accardo, M. Aguilar, D. Aisa, et al (AMS collaboration) High Statistics Measurement of the Positron Fraction in Primary Cosmic Rays of 0.5–500 GeV with the Alpha Magnetic Spectrometer on the International Space Station. PRL 113, 121101 (2014)
- [25] [Aguilar, 2014a]. M. Aguilar, D. Aisa, A. Alvino, et al (AMS collaboration) Electron and Positron Fluxes in Primary Cosmic Rays Measured with the Alpha Magnetic Spectrometer on the International Space Station. PRL 113, 121102 (2014).
- [26] M. Aguilar, D. Aisa, B. Alpat, et al (AMS collaboration). Precision Measurement of the ($e^+ + e^-$) Flux in Primary Cosmic Rays from 0.5 GeV to 1 TeV with the Alpha Magnetic Spectrometer on the International Space Station. PRL 113, 221102 (2014)
- [27] M. Ackermann, et al (FERMI collaboration). Measurement of separate cosmic-ray electron and positron spectra with the Fermi Large Area Telescope. PRL 108, 011103 (2012)
- [28] НТО НИИЯФ МГУ по НИР ОЛВЭ в 2009г., «Разработка предложений по созданию научной аппаратуры для прецизионного излучения потоков ядер космических лучей и поиска продуктов взаимодействия темной материи», № ОКИ – 13/2009.

- [29] НТО-1 НИИЯФ МГУ по НИР ОЛВЭ в 2013г. «Разработка предложений по космическому комплексу ОЛВЭ», № 48-ОКИ-126-12-2.
- [30] НТО НИИЯФ МГУ по НИР ОЛВЭ в 2015г. «Разработка концепции проекта космического комплекса «ОЛВЭ» - «обсерватория лучей высоких энергий». научно-техническое обоснование исходных данных для разработки проекта ТЗ на ОКР по созданию космического комплекса «ОЛВЭ», № 110- ОКН-124-14-15-2.
- [31] НТО НИИЯФ МГУ по НИР ОЛВЭ в 2014г., Научно-техническое обоснование проектного облика космического комплекса «ОЛВЭ», № 75-ОКИ-124-14.
- [32] НТО НИИЯФ МГУ по НИР ОЛВЭ в 2007г.
- [33] НТО НИИЯФ МГУ по КНА НУКЛОН «Проведение космического эксперимента НУКЛОН» в 2015г., № 126-ОКН-808-5613/12-15-ТО.
- [34] НТО НИИЯФ МГУ по КНА НУКЛОН «Проведение космического эксперимента НУКЛОН» в 2016г., № 159-ОКН-НУКЛОН-НТО.
- [35] НТО НИИЯФ МГУ по КНА НУКЛОН «Проведение космического эксперимента НУКЛОН» в 2017г., № 195-ОКН-НУКЛОН-НТО.