

ФЕДЕРАЛЬНОЕ АГЕНТСТВО ПО ОБРАЗОВАНИЮ
Государственное образовательное учреждение Иркутский
Государственный Университет

Международная организация Объединенный Институт
Ядерных Исследований
Лаборатория Ядерных Проблем

Физический факультет
Кафедра теоретической физики
Заведующий кафедрой
Профессор Валл А. Н.

Дипломная работа
Моделирование и реконструкция в эксперименте
„НУКЛОН“

Руководители:

_____ к.ф.-м.н. Наумов Д. В.
(ОИЯИ),

_____ проф. Калошин А. Е.
(ИГУ)

Студентка группы 1511

_____ Биктемерова С. В.

Работа защищена

с оценкой _____

“ _____ ” _____ 2007

Рецензент:

Нормоконтролер

_____ доц. Периков В. М.

Дубна-Иркутск 2007 г.

Задание на дипломную работу

В данной дипломной работе были поставлены следующие задачи:

- исследование метода реконструкции заряда,
- исследование влияния обратного тока на реконструкцию заряда,
- предварительная реконструкция направления,
- реконструкция энергии.

Реферат

В данной работе представлен краткий обзор истории открытия космических лучей. Рассмотрены основные вопросы связанные со спектром космических лучей.

Описаны основные экспериментальные методы изучения космических лучей.

Приведено описание эксперимента „НУКЛОН“.

Изучено программное обеспечение эксперимента „НУКЛОН“. Написан ряд программ по анализу данных моделирования эксперимента „НУКЛОН“. Приведены результаты моделирования.

Рассмотрено моделирование триггера первого уровня. Проведена предварительная реконструкция направления. Исследована возможность реконструкции заряда на основе зависимости отклика падовых детекторов от заряда. Изучен метод реконструкции энергии (KLEM). Проведена реконструкция энергии на основе этого метода.

Оглавление

Введение	5
1 Космические лучи	6
1.1 Исторический обзор	6
1.1.1 Открытие и изучение космических лучей	6
1.2 Спектры космических лучей	11
1.2.1 Химический состав космических лучей	11
1.2.2 Энергетический спектр первичных космических лучей	12
1.3 Экспериментальные методы изучения космических лучей	19
1.3.1 Прямые методы измерения первичного излучения	19
1.3.2 Косвенные методы измерения первичного излучения	22
2 Эксперимент „НУКЛОН“	28
2.1 Цели и задачи эксперимента НУКЛОН	28
2.2 Структура детектора „НУКЛОН“	28
2.2.1 Полупроводниковые детекторы в составе „НУКЛОН“	30
2.2.2 Сцинтилляционные детекторы в составе „НУКЛОН“	30
2.2.3 Считывающая электроника для детекторов „НУКЛОН“[1]	31
2.3 Передача данных на Землю	32
2.4 Первичная обработка данных, обеспечение контроля и управление КНА „НУКЛОН“ в условиях космического полета	33
2.5 Преимущества эксперимента „НУКЛОН“ по сравнению с другими экспериментами	33
3 Моделирование и реконструкция в эксперименте „НУКЛОН“	34
3.1 Описание комплекса программ моделирования эксперимента „НУКЛОН“	34
3.2 Описание геометрии детектора	35
3.3 Генерация событий	36
3.4 Моделирование триггерной системы в эксперименте „НУКЛОН“	44
3.4.1 Определение сигнальных и фоновых событий. „Эффективность“ и „чистота“ отбора сигнальных событий.	44
3.4.2 Триггерные условия.	45
3.5 Реконструкция в эксперименте „НУКЛОН“	52
3.5.1 Реконструкция направления	52
3.5.2 Реконструкция заряда	53
3.5.3 Обратный ток	54
3.5.4 Методика восстановления энергии	56
Заключение	64
Список используемых источников	64

Введение

Изучение характеристик космических лучей высоких энергий ($> 10^{11}$ эВ) является одной из важнейших задач астрофизики высоких энергий. В химическом составе космических лучей, в энергетических спектрах компонент космических лучей, в их возможной анизотропии находят свое отражение космологические процессы, происходящие в нашей Галактике, а, возможно, и вне неё.

Особо ценную информацию в изучении характеристик космических лучей дают прямые измерения, при которых измеряются характеристики первичной частицы. Однако, исследовать прямыми методами характеристики космических лучей можно лишь за пределами атмосферы, существенно экранирующей и трансформирующей первичный поток.

Спутниковый (долгосрочный) эксперимент „НУКЛОН“, направленный на измерение энергетических спектров и зарядового состава космических лучей в области энергий 1 ГэВ-1000 ТэВ, то есть, непосредственно, примыкающей к „колену“ в спектре космических лучей, является одним из многообещающих космических экспериментов.

Основная концепция эксперимента „НУКЛОН“ — это создание научной аппаратуры относительно небольшого веса (менее 150 кг) и габаритных размеров ($50 \times 50 \times 25$ см³), способной решать актуальные задачи экспериментальной физики космических лучей в широком диапазоне энергий $10^{11} - 10^{15}$ эВ. Главная идея при создании детектора „Нуклон“ состоит в том, чтобы на основе последних достижений в экспериментальной физике высоких энергий на ускорителях создать аппаратуру, способную решить поставленные научные задачи космического эксперимента по измерению спектра и состава космических лучей в области „колена“.

Имея достаточно хорошую статистику, набранную в течение 5 лет, можно получить более определенные данные о спектре и характере изменений химического состава космических лучей в этой области энергий.

Задача данной дипломной работы заключается в реконструкции энергии и направления первичной частицы, а также в изучении возможности реконструкции заряда на основе зависимости отклика детекторов от заряда первичной частицы.

Глава 1

Космические лучи

1.1 Исторический обзор

1.1.1 Открытие и изучение космических лучей

История открытия космических лучей [2], [3] начинается в 1900г., когда Дж. Эльстер и Х. Гейгель и независимо Ч. Вильсон пришли к заключению о наличии некоторой электропроводности у чистого воздуха, находящегося в закрытых сосудах (одним из таких сосудов была лейденская банка (рис. 1.1). При этом какие-либо видимые источники ионизации воздуха отсутствовали. Тогда уже было известно, что электропроводность газов увеличивается под действием рентгеновских лучей и радиоактивных излучений. Поэтому наблюдаемый эффект — „темновой“ ток, обусловленный остаточной ионизацией воздуха, связывался с действием радиоактивных загрязнений как в самом воздухе, так и в окружающей среде (стенки сосуда, земля).

Правда, еще в 1901 г. Вильсон высказал мысль, что остаточная ионизация вызвана еще неизвестным сильно проникающим излучением, приходящим из-за пределов земной атмосферы.



Рис. 1.1: Лейденская банка.

Можно было считать это утверждение Вильсона открытием нового излучения, впоследствии названного космическим. Но в то время, по-видимому, ощущалась необходимость в дополнительных подтверждениях.

Для выяснения роли излучения, идущего от земли, стали поднимать прибор выше — сначала поместили его на Эйфелеву башню, а затем совершали полеты с ним на воздушных шарах. Именно на этом последнем пути Виктору Гессу (1883–1964 гг.) и

удалось внести ясность в вопрос. Всего Гесс совершил 10 полетов (два в 1911 г., семь в 1912 г. и один в 1913 г.). Во время наиболее удачного полета, происходившего 7 августа 1912 г., была достигнута высота в 5350 метра над уровнем моря и получены вполне определенные результаты, свидетельствующие о довольно сильном возрастании скорости ионизации, начиная с высоты примерно в 2000 метров. Конкретно, если в одном из двух использовавшихся Гессом приборов, давление в которых поддерживалось постоянным, на уровне моря и вплоть до высоты в 2000 метров образовывалось в среднем 15–16 ионов/см³, то среднее значение скорости ионизации для высот 4000–5200 метров составляло уже около 35 ионов/см³, показания второго прибора были аналогичны.

На основании своих измерений во время нескольких полетов Гесс сделал такой вывод: „Результаты наблюдений лучше всего могут быть объяснены в предположении, что излучение с высокой проникающей способностью входит в нашу атмосферу сверху. Даже в нижних слоях атмосферы это излучение производит часть наблюдаемой ионизации в закрытых сосудах ...

Поскольку я не наблюдал уменьшение интенсивности излучения ни ночью, ни во время солнечного затмения, Солнце трудно рассматривать в качестве источника гипотетического излучения, по крайней мере, если иметь в виду непосредственно гамма-излучение с прямолинейным распространением.“

Это странное излучение с высокой проникающей способностью в дальнейшем исследовал немецкий физик В. Кольхерстер с помощью более совершенной методики. Его результаты полностью подтвердили открытие Гесса (1.2). На высоте 9000 метров скорость ионизации достигла 80 ионов/см³, что примерно в 40 раз превосходило скорость ионизации на уровне моря.

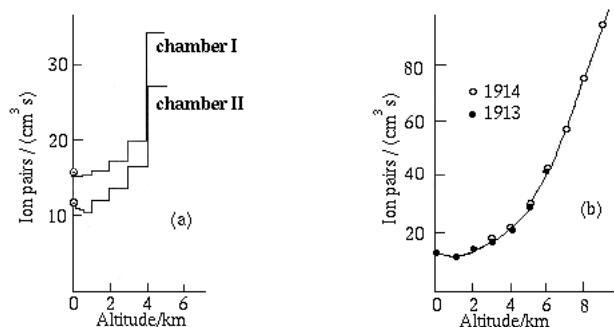


Рис. 1.2: Изменение ионизации с высотой (а) Гесс (1912); (б) Кольхерстер (1913, 1914).

7 августа 1912 г. — дату указанного наиболее успешного полета Гесса принято считать датой открытия космических лучей.

Кольхерстер назвал источник ионизации „высотным излучением“ (Hohenstrahlung), употреблялось также название „гессовское излучение“ (Hess'sche Strahlung). Сам Гесс пользовался термином „ультрагамма-излучение“ (Ultragammastrahlung). Современное название „космические лучи“ было дано в 1925 г. Р. Миллекемом. В 1936 г. Гесс получил нобелевскую премию за открытие космических лучей.

Следующий важный шаг в изучении космических лучей был сделан Х. Клеем. Именно он в 1927 г. обнаружил геомагнитный эффект — зависимость создаваемой космическими лучами ионизации от широты. Так как геомагнитный эффект указывал на уменьшение интенсивности космических лучей вблизи экватора, где горизонтальная составляющая магнитного поля больше, то результат Клея означал, что первичные космические лучи, входящие в атмосферу Земли, являются заряженными частицами, на

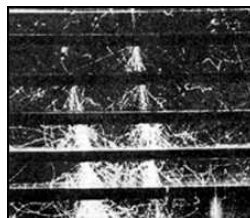


Рис. 1.3: Треки частиц космических лучей в камере Вильсона.

которые действует геомагнитное поле.

В этом же году Д. В. Скобельцин применил для изучения космических лучей камеру Вильсона. Поместив ее в магнитное поле, он обнаружил следы слабо отклоняющихся в магнитном поле частиц (1.3). Позднее Боте и Кольхерстер, используя счетчики Гейгера-Мюллера, выделяли заряженные частицы с высокой проникающей способностью. Наблюдение таких частиц позволило также предположить, что по крайней мере часть первичных космических лучей, попадающих в атмосферу, состоит из заряженных частиц.

Знак заряда первичных частиц был определен с помощью изучения восточно-западной асимметрии. Помимо широтного эффекта под действием магнитного поля Земли происходит некоторое разделение положительно и отрицательно заряженных частиц, попадающих на атмосферу. В результате, если количество положительных и отрицательных частиц неодинаково, должна наблюдаться так называемая восточно-западная асимметрия — потоки частиц с востока и запада будут неодинаковы. Проанализировав данные экспериментов по восточно-западной асимметрии, полученные на разных широтах и высотах, Т. Джонс пришел к выводу, что почти все первичные космические лучи заряжены положительно, так как интенсивность частиц с запада была больше, чем интенсивность частиц, приходящих с востока. Джонс предположил, что первичные частицы в основном протоны. Это предположение было в 1940 г. подтверждено группой М. Шайна, проводивших измерения на шарах-зондах вплоть до высоты в 20 км, где регистрируются в основном, первичные частицы.

К этому времени уже были открыты ливни в космических лучах и, в основном, выяснен характер поглощения в веществе протонной и электрон-позитронной компонент. Также к 1937 г. была развита каскадная теория, согласно которой, падающий электрон (1.4) испускает, вследствие тормозного излучения, фотон, а затем фотон образует электрон-позитронную пару, образовавшиеся электроны в процессе тормозного излучения снова образуют фотоны и так далее, образуется электронно-фотонный каскадный ливень. При прохождении такого ливня через вещество одновременно с рождением частиц происходит дробление их энергии, которое будет продолжаться до тех пор, пока энергия возникающих вторичных частиц не приблизится к некоторой критической энергии для данного вещества. После этого заряженные частицы будут терять основную часть своей энергии на ионизацию среды, общее число частиц в ливне будет уменьшаться и ливень постепенно истощится. Таким было краткое описание каскадной теории на тот момент.

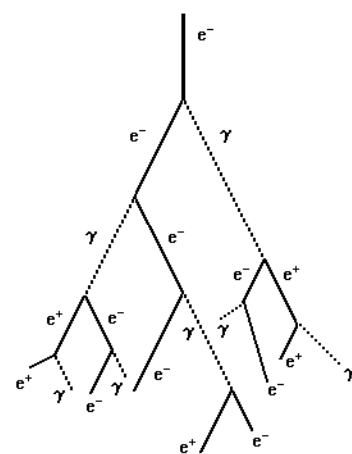


Рис. 1.4: Электронно-фотонный каскад.

В 1938 г. французские физики П. Оже и Р. Маз с помощью детекторов, размещенных в Альпах, раздвинутых на расстояние до 100 м, зарегистрировал их одновременное срабатывание. Это было первым указанием на существование каскадного процесса — генерацию ливней вторичных частиц (впоследствии их назвали „широкими атмосферными ливнями“ (ШАЛ)), рождающихся в атмосфере под действием космических лучей. Оже удалось определить энергию частицы, вызвавшей ШАЛ: она оказалось равной 10^{15} эВ. Ее величина была на 7 порядков больше величины измеренной до этого времени энергии частиц. В дальнейшем исследования были продолжены итальянским ученым Б. Росси, который изучал „каскадную кривую“ — зависимость между числом рожденных вторичных частиц и толщиной вещества, пройденной первичной частицей. Эти эксперименты стали основой нового направления в экспериментальной физике космических лучей — метода широких атмосферных ливней.

28 февраля 1942 г. впервые были обнаружены солнечные космические лучи, как необычное возрастание интенсивности космических лучей. Это явление было связано с интенсивной солнечной вспышкой. Солнечное пятно, которое дало эту вспышку, видимо, явилось источником вспышки, происшедшей 7 марта, которая также привела к образованию космических лучей. Подобные события были зарегистрированы 25 июля 1946 г. и 19 ноября 1949 г. Во всех этих случаях станции, находящиеся на низких геомагнитных широтах, не отметили каких-либо необычных возрастаний. Это указывает на то, что энергии солнечных космических лучей достаточно низки; почти нет частиц, имеющих энергии больше 10 ГэВ.

Космические лучи, связанные с солнечными вспышками, дают определенное доказательство рождения космических лучей в звездах, но такие звезды как Солнце, являются весьма скудными источниками космических лучей и могут давать лишь небольшой вклад в галактические космические лучи. Еще в 1934 г. Ф. Цвикки вместе с В. Бааде предположили источником космических лучей вспышки сверхновых. Они так же связали появление сверхновых с образованием нейтронных звезд и генерацией космических лучей.

В 1948 г. была применена новая методика, по изучению состава космических лучей, был осуществлен подъем в стратосферу фотографических эмульсий. Таким методом удалось установить, что в составе первичных космических лучей имеются ядра целого ряда элементов вплоть до ядер железа. Было установлено также, что количество релятивистских электронов в составе космических лучей не превосходит примерно 1%. Таким образом, к 1950 г. состав первичных космических лучей стал, в основных чертах, известен.

В 1949 г. Э. Ферми предположил (применяя некоторые идеи Х. Альфвена), что космические лучи могут ускоряться через взаимодействие с неоднородностями межзвездного магнитного поля. Работа Ферми лежит в основе современной теории ускорения и распространения космических лучей.

В 1959 г. группа советских ученых во главе с К. И. Грингаузом с помощью приборов, установленных на космическом аппарате „Луна-1“, а позже „Луна-3“, экспериментально доказали существование солнечного ветра.

13 октября 1959 г. на земную орбиту был запущен спутник „Explorer VII“. Позже в декабре этого года, данные со спутника указывали на возможную связь между событиями, происходящими на солнце, и геомагнитными штормами, а также содержали информацию о захваченном излучении и космических лучей вблизи Земли.

В июле 1961 г. NASA начало финансирование программы по запуску баллонного эксперимента „Navy Skylark“ связанного с измерениями спектра первичного космического излучения. Эксперимент был запущен 21 ноября этого же года.

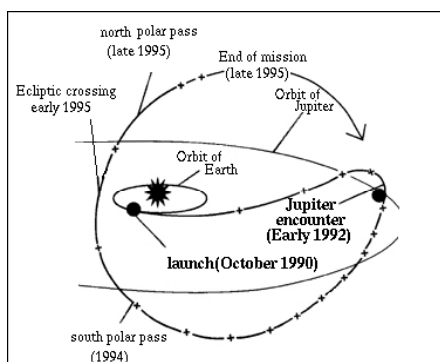


Рис. 1.5: Траектория спутника „Ulysses“.

В это время помимо экспериментов также проводились теоретические исследования. В 1966 г. Г. Т. Зацепин и В. А. Кузьмин (СССР) и, независимо, К. Грейзен (США) предсказали обрезание энергетического спектра космических лучей, вследствие взаимодействия космических лучей с реликтовым излучением и потерей энергии.

Далее в 1977 г. запущены спутники „Voyager I“ и „Voyager II“ с целью изучения солнечного ветра.

В 1990 г. для получения трехмерной картины солнечного ветра и космических лучей был запущен спутник „Ulysses“. Траектория спутника была выбрана таким образом, чтобы его она проходила над солнечными полюсами (1.5).

В период с 1990–2007 гг. проведено множество разнообразных экспериментов таких, как „Fly’s Eye“ (1991), „AGASA“ (1994), „AMS“ (2005), „PAMELA“ (2006). В Аргентине построена абсерватория по изучению космических лучей „Pierre Auger“. Получены более точные данные о спектре, о составе космических лучей, проверены разнообразные модели ускорения и происхождения космических лучей. Несмотря на многолетнюю историю изучения космических лучей, до сих пор остается множество вопросов, на которые предстоит найти ответы.

1.2 Спектры космических лучей

Космические лучи представляют из себя поток заряженных частиц, приходящих равномерно со всех направлений (изотропно) из окружающего Землю пространства.

По своему происхождению КЛ можно разделить на несколько групп.

- Космические лучи галактического происхождения (ГКЛ).
- Космические лучи внегалактического происхождения.
- Солнечные космические лучи (СКЛ), генерируемые на Солнце во время солнечных вспышек.

В отличие от солнечных космических лучей галактические и внегалактические космические лучи обычно называются первичными космическими лучами.

Спектр первичных космических лучей представляет интерес для астрофизики с момента открытия первичных космических лучей и до настоящего времени. В химическом составе космических лучей, в энергетических спектрах компонент космических лучей, в их возможной анизотропии находят свое отражение космологические процессы, происходящие в нашей Галактике, а, возможно, и вне неё. Цель исследований спектра и состава первичных космических лучей состоит в том, чтобы получить ответы на фундаментальные вопросы о происхождении первичных космических лучей, о механизмах ускорения до столь высоких энергий и о процессах распространения в Галактике.

1.2.1 Химический состав космических лучей

Примерно на 98% космические лучи состоят из ядер и только 2% приходится на электроны. Протоны составляют 87% ядер, 12% приходится на α -частицы и 1% — на тяжелые элементы.

Состав космических лучей был определен экспериментально в области энергий от нескольких МэВ до нескольких ТэВ. Распространенность элементов в космических лучах показана на (рис.1.6)[4] вместе с распространенностью элементов в солнечной системе.

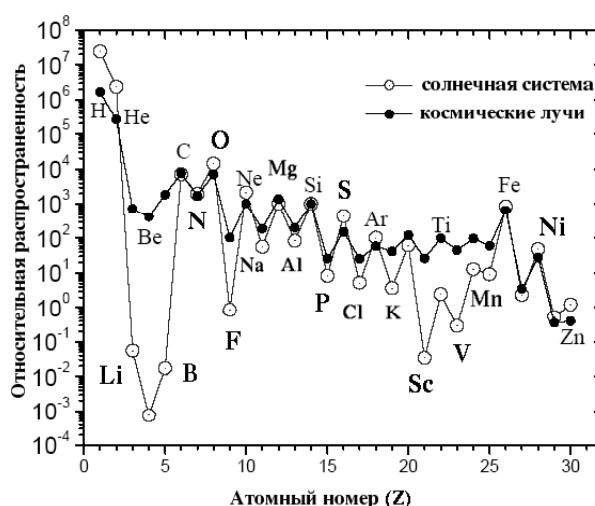


Рис. 1.6: Распространенность химических элементов относительно Si = 10³.

Химический состав солнечной системы имеет хорошее согласие с распространенностями элементов в космических лучах, однако имеются и некоторые существенные

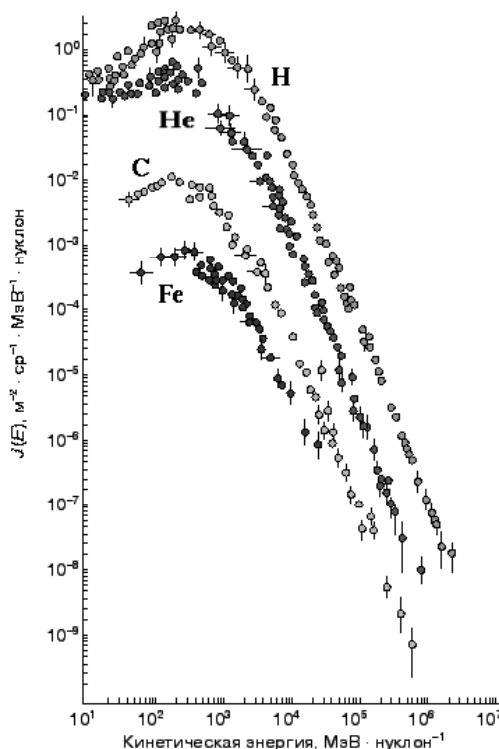


Рис. 1.7: Дифференциальные энергетические спектры элементов космических лучей: H, He, C и Fe.

различия. Так, в космическом излучении по сравнению с тяжелыми элементами содержание легких элементов H и He весьма низкое. Причиной может быть высокая ионизационная способность водорода, сопровождающаяся не столь быстрым его ускорением, или наличием другого источника, влияющего на состав космических лучей. Кроме того, в космическом излучении повышено содержание элементов Li, Be и B, а также ядер, расположенных непосредственно перед железом. Поскольку Li, Be и B не образуются в результате нуклеосинтеза в звездах, появление этих элементов можно объяснить, считая их продуктами реакции расщепления ядер C, N и Fe.

Отношение доли первичных (C, N и Fe) к доле вторичных (Li, Be и B) частиц позволяет оценить продолжительность пребывания частиц в пределах нашей галактики. Эта продолжительность равна примерно 10^6 лет.

На рисунке (1.7) показаны энергетические спектры ряда элементов (H, He, C и Fe) — отдельных компонент космических лучей. В настоящее время хорошо измерен, для энергий выше нескольких ТэВ, только дифференциальный энергетический спектр, в котором информация о составе потеряна.

1.2.2 Энергетический спектр первичных космических лучей

На рисунке (1.8) представлен дифференциальный энергетический спектр первичных космических лучей, т. е. число частиц, падающих на площадку площадью 1 м^2 в телесном угле 1 ср за 1 с в интервале энергии 1 ГэВ в зависимости от их энергии.

Загиб спектра при энергии меньше 10^9 эВ объясняется экранирующим влиянием магнитного поля Земли, также на поведение низкоэнергетической части спектра влияет солнечная активность. В периоды повышенной солнечной активности усиливающийся солнечный ветер отклоняет низкоэнергетическое космическое излучение от Земли, и сам дает значительный вклад в наблюдаемый низкоэнергетический поток частиц. Эта

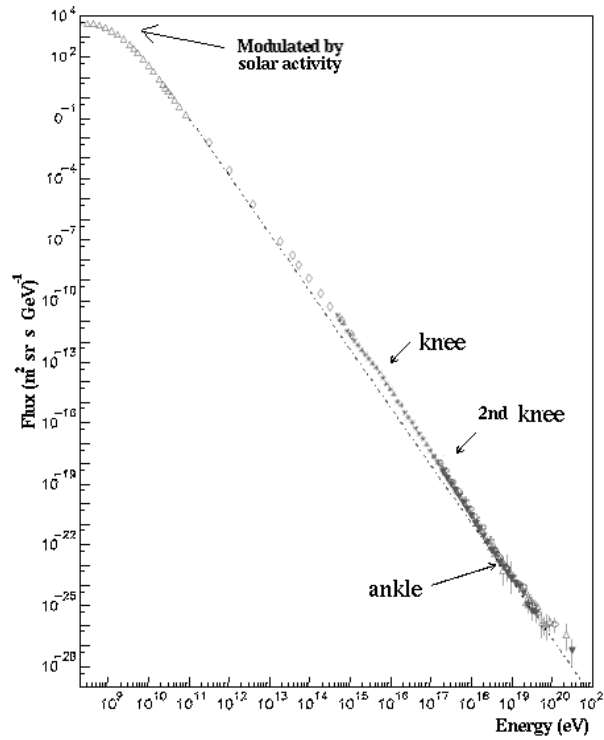


Рис. 1.8: Дифференциальный энергетический спектр космических лучей.

11-летняя модуляция, обусловленная активностью солнца, наблюдалась в космическом излучении (рис.1.9). Геомагнитное поле также оказывает влияние на низкоэнергетические космические лучи, приводя к зависимости результаты наблюдения от географической широты.



Рис. 1.9: Модуляция космических лучей (нижняя панель) по наблюдениям на станциях, расположенных в экваториальной и в полярной областях. Вверху показано изменение солнечной активности (по числам Вольфа) за тот же период времени.

В широкой области энергий спектр хорошо описывается степенным законом:

$$\frac{dN}{dE} \sim E^{-\gamma}$$

Однако, спектр имеет несколько особенностей. Вплоть до энергий 10^{15} значение спектрального индекса $\gamma \approx 2.7$, далее наблюдается некий излом в спектре при энергии $3 \cdot 10^{15}$ эВ (эта область называется „колено“), спектр становится круче с $\gamma \approx 3$. В

области $3 \cdot 10^{18} - 10^{19}$ эВ наклон спектра наоборот уменьшается („лодыжка“). В некоторых работах отмечается менее явно выраженное второе колено в области энергий $10^{17} - 10^{18}$ эВ. Эти особенности спектра гораздо нагляднее проявляются на рисунке (рис.1.10), где показана величина потока первичных космических лучей умноженная на энергию частиц $E^{2.7}$.

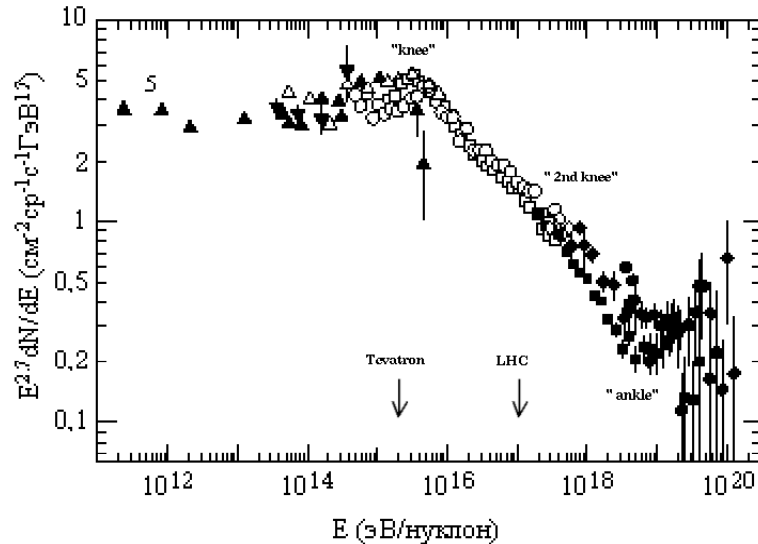


Рис. 1.10: Спектр космических лучей [5].

На сегодняшний день создано множество моделей физической интерпретации факта „колена“, но ни одна из них не предоставляет убедительных экспериментальных доказательств. Все существующие модели можно условно разделить на две группы: „ядерно-физическая“ и „астрофизическая“.

В „ядерно-физической“ группе моделей отвергается наличие излома в энергетическом спектре космических лучей. Экспериментальный результат изменения интенсивности потока космических лучей, объясняется принципиальным изменением характера ядерного взаимодействия при этих энергиях. Это наиболее ранняя и, пожалуй, наиболее радикальная интерпретация феномена „колена“. Предлагались либо радикальные изменения известных механизмов рождения элементарных частиц, либо механизмы рождения новых экзотических элементарных частиц. Однако достоверных доказательств этих утверждений пока не нашли.

В „астрофизической“ группе моделей так же нет единства мнений о характере механизмов порождающих „колено“. Существует около 20 гипотез объяснения колена, из которых можно выделить четыре основных направления:

- „Колено“ в спектре космических лучей отражает максимальную энергию протонов, до которой ускоряются космические лучи в основных источниках.
- Диффузионные модели, в которых излом возникает как следствие распространения, т. е. по дороге от источников до Земли. При этом фоновый спектр космических лучей, т. е. спектр в источниках имеет чисто степенной вид с единым показателем 2.5–2.9 во всем диапазоне до 10^{18} эВ.
- Модель близкого источника, в которой в области колена доминируют частицы из сверхновой или пульсара, находящихся на „близком“ расстоянии от Земли — в радиусе сотен парсек, которые и определяют вид спектра в области „колена“,

в других частях Галактики спектр космических лучей в этой области энергий выглядит иначе.

Рассмотрим эти гипотезы более подробно.

Колено в спектре космических лучей как свидетельство ограничения на максимальную энергию ускорения

Существование колена в спектре космических лучей вызвано ограничением на максимальную энергию частиц, ускоряемых в сверхновых, положение колена определяется достаточно резким обрывом спектра протонов при $E_{max}(p)$ и последующим „вымиранием“ ядерных компонент при энергиях в Z раз больше $E_{max}(N) = ZE_{max}(p)$, где N -ядро с зарядом Z (такая зависимость естественно возникает, так как все процессы рассеяния и ускорения зависят от жесткости частицы, которая при больших энергиях равна E/Z). Схематически поведение различных химических компонент изображено ниже (рис.1.11). А это означает, что в области излома, который определяется „вымиранием“ протонов при $E_{max} = 3 \cdot 10^{15}$ эВ до области „вымирания“ ядер железа $E_{max} = 3 \cdot 26 \cdot 10^{15} \sim 10^{17}$ эВ, состав космических лучей должен достаточно резко утяжеляться.

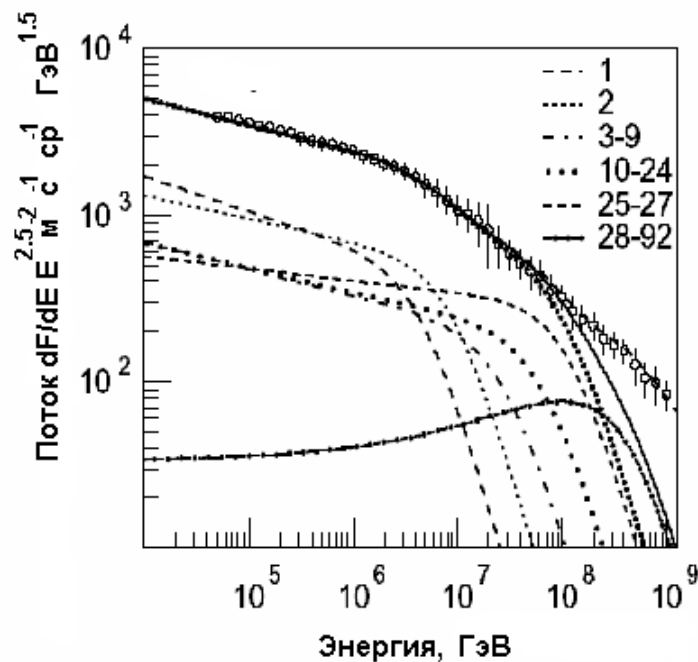


Рис. 1.11: Феноменологическая модель Й. Хёрандела, показывающая, как могут гипотетически выглядеть колена в спектрах отдельных химических элементов с разными зарядами, указанными в правом верхнем углу картинки.

Колено как следствие распространения КЛ в Галактике.

Вторая гипотеза объяснения колена связана не с процессами в источниках, а с процессами распространения КЛ в Галактике, диффузией частиц в космическом пространстве. При этом предполагается, что спектр в источниках имеет универсальное степенное распределение до энергии 10^{18} эВ с единым показателем. В этой модели глобальное то-

роидальное магнитное поле Галактики разрушает случайное рассеяние частиц на случайных магнитных неоднородностях и вызывает систематический дрейф частиц (Холловскую диффузию). Этот дрейф быстро растет с энергией, он начинает доминировать при энергии частиц, близкой к 10^{15} эВ, вызывая более быстрое истечение частиц из Галактики, и приводя к плавному изменению показателя наклона различных ядерных компонент. В каждой зарядовой компоненте точка излома будет смещаться в сторону больших энергий пропорционально Z . Еще более сложную картину дает учет сильной неоднородности космической среды в этом случае существует принципиальная возможность пролететь через всю Галактику, вообще не зацепившись ни за какую магнитную неоднородность. Такая модель дает видимый излом спектра, правда очень плавный, как видно на рисунке (1.12).

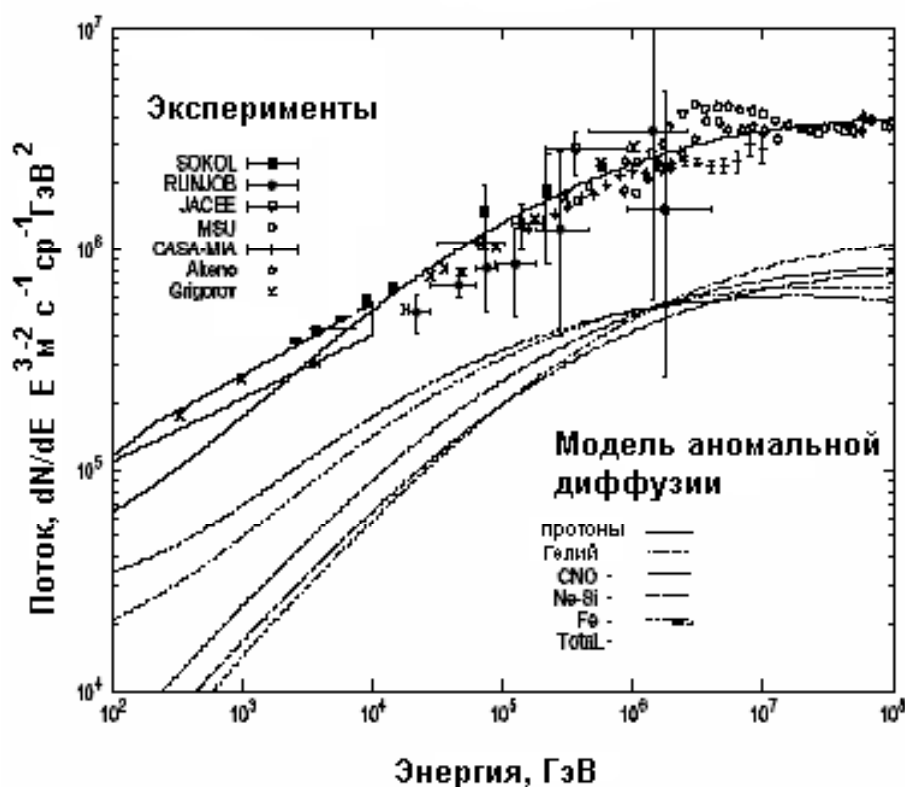


Рис. 1.12: Так должны вести себя различные ядра КЛ в области колена, если предположить, что колено является следствием распространения КЛ в сложной межзвездной среде.

Модель близкого источника

А. Ерлыкин и А. Вольфендейл обратили внимание на то, что в очень многих экспериментах с ШАЛ форма спектра в точке колена просто выглядит как пик. Так как наблюдаемый спектр является усредненной величиной от множества взрывов сверхновых, то объяснить резкую форму очень сложно. Поэтому авторы предположили, что спектр КЛ в источниках имеет универсальное степенное распределение, а в точку излома дает вклад близкорасположенная сверхновая, генерирующая космические лучи.

Принципиально важным является также вопрос о том, какова максимальная энергия космических лучей, которые мы наблюдаем?

Эффект ГЗК

Вскоре после обнаружения фона реликтовых фотонов Г. Т. Зацепин и В. А. Кузьмин [6] и К. Грейзен [7] показали, что наличие реликтовых фотонов должно привести к дефициту потоков космических лучей в области сверхвысокой энергии ($E > 10^{19}$ эВ).

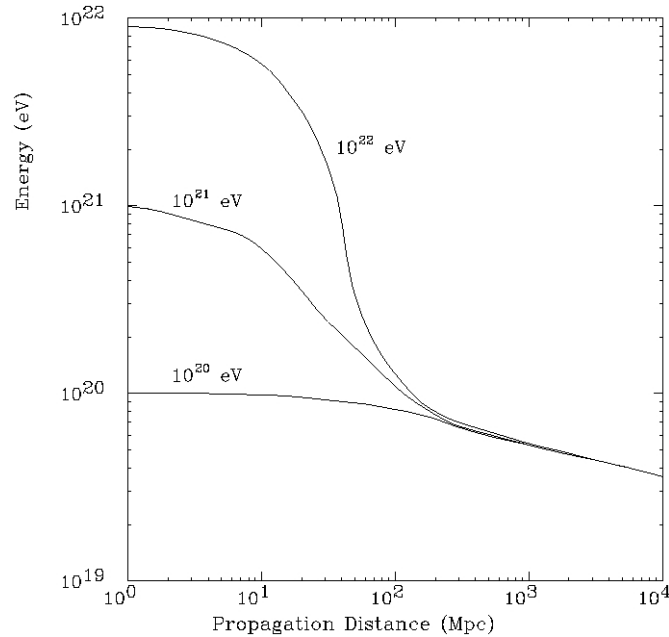


Рис. 1.13: .

Эта фундаментальная идея базируется на том, что ускорять частицы столь высокой энергии в Галактике чрезвычайно трудно, а в радиогалактиках и квазарах такие энергии сравнительно легко достижимы [1]. Однако возникает трудность в распространении таких частиц в межгалактическом пространстве. Из-за столкновений протонов с реликтовым излучением частицы сверхвысокой энергии должны тормозиться, то есть энергетический спектр должен становиться более крутым при энергии более 10^{19} эВ. Предел излома спектра установлен из следующей реакции:



На графике (рис.1.13) показано, что источник протонов с энергией более 10^{19} эВ должен находиться не далее, чем на расстоянии в 100 Мпс. Однако, подходящего источника в таком направлении не наблюдается [8].

Данные современных наземных установок для изучения широких атмосферных ливней (ШАЛ) пока еще не дали окончательного ответа о существовании реликтового обрезания спектра. На рисунке (1.14) представлены данные 2005 г. установки AGASA и флуоресцентного детектора HiRes, которые расходятся при энергиях более $5 \cdot 10^{19}$ эВ. Данные HiRes подтверждают реликтовое обрезание, в то время как данные AGASA указывают на существование частиц с энергией выше порога обрезания. В связи с регистрацией на наземных установках частиц космических лучей предельно высоких энергий были высказаны различные гипотезы о том, что частицы с энергией более $5 \cdot 10^{19}$ эВ могут быть продуктом распада частиц, предсказанных в теории Великого Объединения с массой 10^{24} эВ, которые сохранились в особых точках Вселенной после

Большого Взрыва („топологических дефектах“). Точные сведения о частицах космических лучей предельно высоких энергий могут либо подтвердить современные представления о Вселенной, о природе взаимодействия элементарных частиц, либо опровергнуть их и поставить новые фундаментальные вопросы перед теорией. В связи с этим изучение частиц космических лучей предельно высоких энергий оказалось в центре внимания современной физики элементарных частиц, астрофизики и космологии. Для этого создаются гигантские наземные установки („Обсерватория Пьер Оже“ в Аргентине, „Телескопическая установка“ в штате Юта, США) и проектируются детекторы космического базирования (проекты EUSO, JEM-EUSO, TWC, KLPVE).

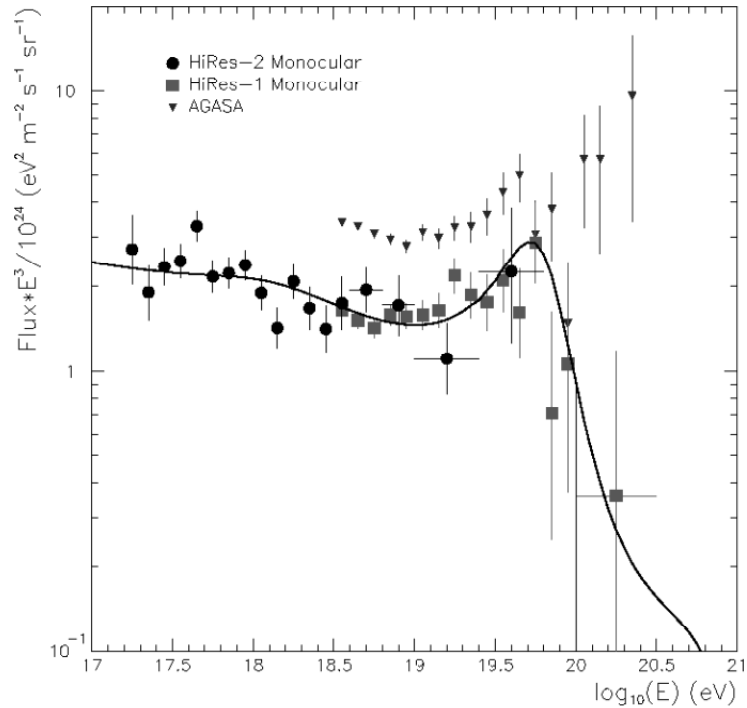


Рис. 1.14: Спектр космических лучей предельно высоких энергий.

Для понимания происхождения частиц космических лучей предельно высоких энергий необходимо не только исследовать частицы с энергией выше $5 \cdot 10^{19}$ эВ, но и детально изучить энергетический спектр космических лучей в области энергий $5 \cdot 10^{19}$ эВ и распределение направлений их прихода по небесной сфере. Особенное значение для понимания происхождения частиц космических лучей предельно высоких энергий имело бы обнаружение гамма-квантов и нейтрино предельно высоких энергий. Нейтральные гамма-кванты и нейтрино не отклоняются на пути от источника и прямо указали бы направление на источник.

1.3 Экспериментальные методы изучения космических лучей

Для всестороннего исследования явления космических лучей необходимы различные экспериментальные подходы. В основном выделяют два вида исследований:

- Прямые методы измерения первичного излучения. К ним относятся эксперименты, проводимые на спутниках и аэростатах.
- Косвенные методы, основанные на взаимодействии первичного излучения с атмосферой Земли.

Рассмотрим эти методы более подробно.

1.3.1 Прямые методы измерения первичного излучения

На сегодняшний день достижимые с точки зрения возможностей космических аппаратов энергии космических лучей „прямыми“ методами оказываются менее 10^{15} эВ. В качестве примера рассмотрим два эксперимента.

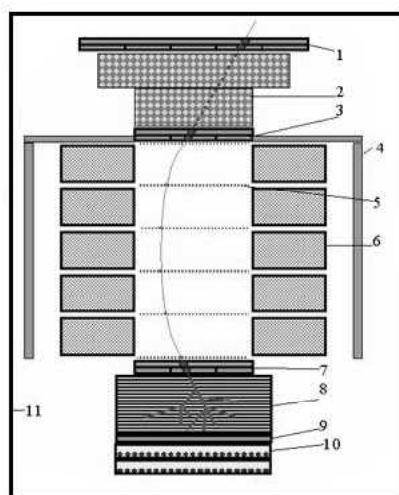
Спутниковый эксперимент PAMELA

Российско-итальянский проект „PAMELA“ [9], в котором участвуют также ученые Германии, Швеции и США направлен на исследование потоков античастиц (антипротонов, позитронов, легких антиядер), электронов и изотопов легких ядер в первичном космическом излучении. Научные задачи эксперимента связаны с решением следующих фундаментальных проблем:

- Роль теории великого объединения в космологии в отношении к антиматерии и темной материи.
- Изучение генерации и распространения галактических космических лучей (нуклеосинтез, ускорение частиц, взаимодействие с межзвездной средой, химический состав).
- Солнечная модуляция галактических космических лучей разных знаков, процессы на Солнце и солнечные космические лучи, частицы высоких энергий в магнитосфере Земли.

В основе метода выделения высокоэнергичных античастиц в проекте „PAMELA“ положен магнитный анализ: частицы и античастицы (протоны и антипротоны, электроны и позитроны) при прохождении через магнитное поле отклоняются в противоположные стороны. Величина отклонения в магнитном поле траектории частицы от прямой зависит также от импульса частицы, что позволяет при знании массы античастицы определить ее энергию. Поэтому главной частью научной аппаратуры „PAMELA“ является постоянный магнит с размещенными в магнитном поле силиконовыми детекторами, позволяющими измерять траекторию движения частицы.

Поскольку электроны могут имитировать антипротоны (и те, и другие частицы отрицательны), а протоны — имитировать позитроны, в состав аппаратуры „PAMELA“ включены: прибор, регистрирующий переходное излучение, создаваемое, в основном, электронами и позитронами; позиционно-чувствительный калориметр, позволяющий отличать протоны и антипротоны от электронов и позитронов по характерной картине



- 1,3,7 сцинтилляционная времяпролетная система;
- 2 детектор переходного излучения;
- 4 сцинтилляционная охранная система;
- 5 полупроводниковая стриповая координатная система (шесть двойных слоев);
- 6 магнитная система (пять секций);
- 8 полупроводниковый стриповый позиционно-чувствительный калориметр;
- 9 нижний сцинтилляционный детектор;
- 10 нейтронный детектор;
- 11 гермоконтейнер.

Рис. 1.15: Схема магнитного спектрометра „PAMELA“.

взаимодействия этих частиц в калориметре (толщина калориметра 16 радиационных длин), а также ряд других детекторных систем, используемых для надежного выделения античастиц и определения их энергии. Схема прибора представлена на рисунке (1.15).

Эксперимент JACEE

Эксперимент JACEE (Japanese-American Collaborative Emulsion Experiment) выполнялся на воздушном шаре. Его цель состояла в изучении заряженных частиц в области энергий 1–100 ТэВ/нуклон [10]. На рисунке (1.16) изображен принцип детектирования. Проникающая частица пересекает вначале трековые камеры, в которых определяется ее заряд. В калориметре измеряется ливень частиц, рождающийся при взаимодействии с мишенью. Идея измерения заряда основана на формуле Бете-Блоха:

$$\frac{dE}{dx} \sim \frac{Z^2}{\beta^2},$$

где $\frac{dE}{dx}$ – потеря энергии, $\beta = \frac{v}{c}$. Треки фиксируются по следам, протравленным в пассивных пластиковых эмульсиях и в слоях детекторов CR39-Lexan. Информация о скорости ионизации на различных глубинах проникновения получается либо на основе размера вытравленного конуса, либо по направлению и диаметру вытравленного трека (рис.).

Данный метод определяет заряд протонов и ядер гелия с точностью $0.2e$, тогда как для ядер железа точность измерения ухудшается и погрешность составляет $2e$. Активная область детектирования имеет слоистую структуру из эмульсионных пластин и акриловых пленок (толщиной 50–75 мкм). С помощью эмульсионных треков реконструируются вершины взаимодействия. Акриловые пленки используются для распознавания ядерных фрагментов. Калориметр установки имеет глубину 7 радиационных длин и состоит из чередующихся

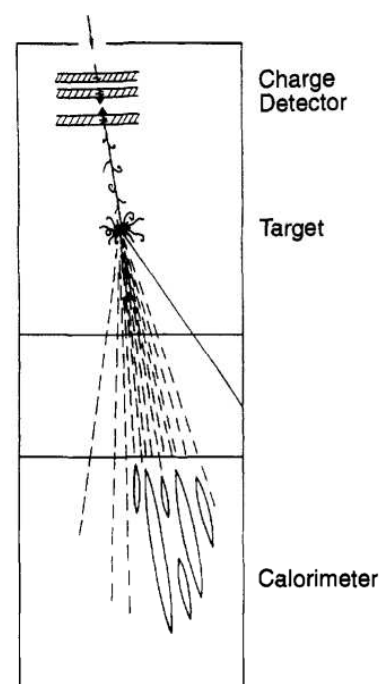


Рис. 1.16: Схема события в детекторе „JACEE“.

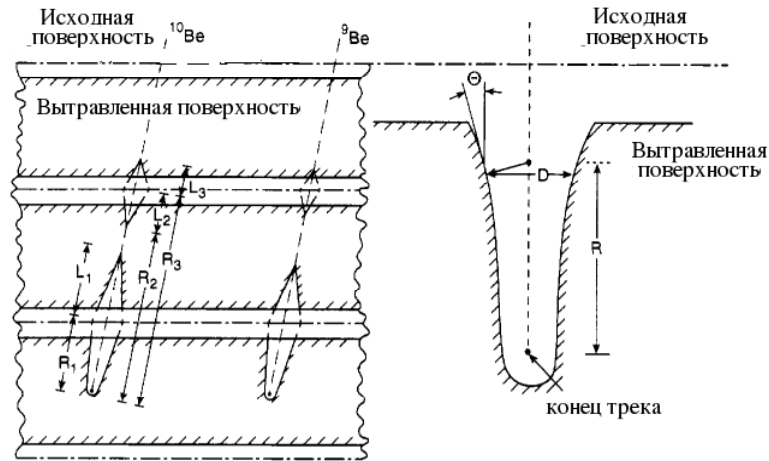


Рис. 1.17: Принцип метода протравливания трека.

слоев свинцовой фольги, эмульсионных пластин и чувствительной к рентгеновским лучам пленки. Энергия отдельного γ -кванта определяется по плотности треков на рентгеновской пленке. Энергетическое разрешение детектора, вычисляемое из инвариантной массы наблюдаемого π^0 -пика, составляет около 22%. По измеренной энергии можно реконструировать полную энергию события. При этом экспериментальное измерение энергии существенно упрощается, поскольку для получения первичной энергии достаточно измерить энергию всех фотонов [11].

В верхних слоях атмосферы (примерно при $3\text{--}5\text{ г/см}^2$) в течение нескольких дней были осуществлены полеты воздушных шаров с использованием данного оборудования. Все полученные данные находятся в согласии с ранее обсуждавшимися распространениями.

Еще один из аэростатных экспериментов по изучению хим-состава космических лучей является эксперимент RUNJOB (RUSSIA-Nippon JOint Balloon program). В нем, как и в эксперименте JACEE, экспонируются эмульсионные камеры на высотных аэростатах. Эти два эксперимента дали очень похожие спектры протонов (рис.1.18), но сильно различающиеся спектры ядер гелия. Данные по более тяжелым ядрам имеют слабую статистическую обеспеченность за счет довольно высокого энергетического порога применяемой методики. Эксперименты с более низким порогом регистрации позволяют связать данные, полученные ранее при низких энергиях с данными RUNJOB и JACEE.

Прямые методы измерения космических лучей имеют большое преимущество над методами основанными на взаимодействии космических лучей с атмосферой Земли. Наблюдение космического излучения прямыми методами позволяет уменьшить влияние атмосферных эффектов, либо полностью их избежать, в случае спутниковых экспериментов. Еще одним из преимуществ прямых методов является, то что эксперименты могут исследовать низкоэнергетическую область спектра космических лучей, при энергии меньше 10^9 эВ.

Основной недостаток прямых методов связан в основном с тем, что при увеличении энергии интенсивность космических лучей значительно падает. При $E = 2 \cdot 10^{11}$ эВ 1 частица/(м^2 сек. ср ГэВ), при $E = 3 \cdot 10^{15}$ эВ 1 частица/(м^2 год ср ГэВ), при $E = 3 \cdot 10^{18}$ эВ 1 частица/(км^2 год ср ГэВ), и для измерений в области „колена“ ($10^{14} - 10^{16}$ эВ) требуется создание установок большой площади, с возможностью длительной экспозиции.

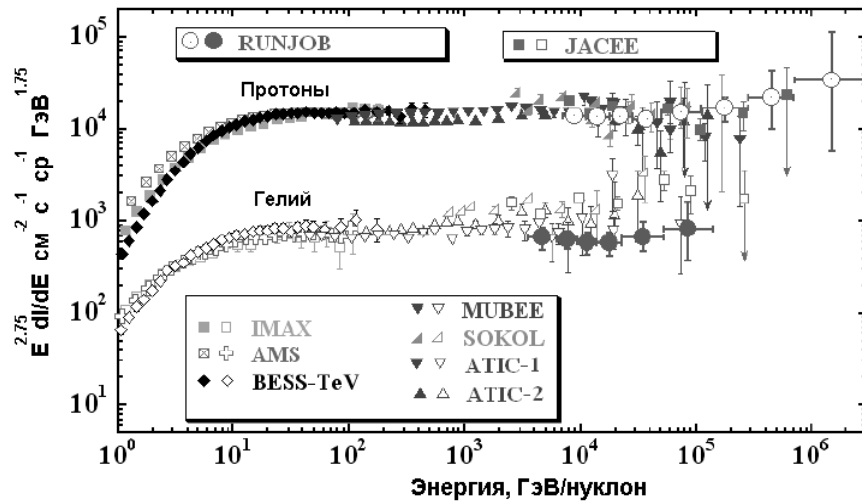


Рис. 1.18: Сводные данные по потокам протонов и гелия, представленные на Международной конференции по космическим лучам в 2005 г. в Пуне (Индия) в докладе коллаборации RUNJOB.

Очевидно, что площадь таких детекторов сильно ограничена, она не может быть больше, чем несколько квадратных метров, и разумную статистику, можно получить при энергии частиц не более чем $10^{14} - 10^{15}$ эВ. Отсюда следует, что изучать первичные космические лучи более высоких энергий можно только, регистрируя продукты их взаимодействия с атмосферой.

1.3.2 Косвенные методы измерения первичного излучения

Косвенные методы основаны на взаимодействии первичного излучения с атмосферой Земли. В результате такого взаимодействия развиваются широкие атмосферные ливни (ШАЛ), включающие ядерный и электромагнитный каскады. Каждый ШАЛ имеет свои особенности по составу частиц, их количеству, пространственному распространению и т. п. Задача исследователей состоит в том, чтобы по этим данным произвести реконструкцию события от ШАЛ до первичной частицы, и тем самым определить ее энергию и заряд. Подобная методика названа методикой широких атмосферных ливней.

Особенность такого подхода заключается в том, что исследователи каждой конкретной установки ШАЛ, не имея информации о природе (заряде) первичной частицы, могут изучать только одну точку развития каскада, определяемую глубиной атмосферы от 400–700 г/см² на уровне гор, до 1025 г/см² на уровне моря. Поэтому реконструкция события ШАЛ происходит по моделям, которые описывают ядерные и электромагнитные процессы, происходящие в ШАЛ. Для того, чтобы зарегистрировать ШАЛ каскад должен был дойти до точки регистрации, а это возможно только для первичных частиц космических лучей высоких энергий. Для большинства установок ШАЛ пороговая область начинается с энергий $E \sim 10^{15}$ эВ/нуклон. Именно в этой области энергий заканчиваются знания по взаимодействию протонов с веществом (адрон-адрон взаимодействия), полученные на ускорителях. Знания по взаимодействию многозарядных ионов с веществом (развитие внутриядерного каскада, с последующей фрагментацией налетающего иона) заканчиваются при более низких энергиях $E \sim 2 \cdot 10^{11}$ эВ/нуклон. Поэтому исследователи вынуждены для описания ядерных процессов в ШАЛ строить модели, используя фактический материал, имеющийся при более низких энергиях.

Для детектирования атмосферных ливней используются три основных метода:

- регистрация черенковского излучения;
- регистрация флуоресцентного излучения;
- наблюдение частиц в детекторах, занимающих большие площади;
- детектирование мюонов в подземных лабораториях.

Регистрация черенковского излучения

Черенковское излучение испускается частицей, когда ее скорость превышает значение

$$v = \frac{c}{n(H)},$$

где n -коэффициент преломления атмосферы на высоте H . При стандартном атмосферном давлении на поверхности Земли $n = 1.00029$. Зависимость пороговой энергии от высоты определяется выражением

$$E_{min} = \frac{0.511}{\sqrt{2\epsilon}},$$

где $\epsilon = n - 1$. На характерной высоте атмосферы $H_s = 7.5$ км (что соответствует уменьшению плотности в e раз), пороговая энергия электронов составляет 35 МэВ, тогда как на уровне моря только 21 МэВ. Порог для мюонов на уровне моря равен 4.3 ГэВ. Поэтому практически все частицы дают вклад в черенковское излучение.

Угол максимального излучения можно оценить следующим образом:

$$\theta_{max} \approx 81^\circ \sqrt{\epsilon}$$

Горизонтальное распространение черенковского излучения, наблюдаемое с поверхности Земли, зависит как от многократного рассеяния электронов, так и от угла излучения. Интенсивное черенковское излучение ожидается в пределах 6° от оси ливня, однако возможно также отклонение и до 25° . В пренебрежении многократным рассеянием электронов первичный ливень, рождаемый на высоте от 7 до 20 км, образует на уровне моря конус радиусом 150 м. Первичная частица с энергией 1 ТэВ порождает около 10^6 черенковских фотонов, детектируемых фотоумножителями.

Экспериментальные данные, полученные при помощи черенковских измерений, в наименьшей степени модельно зависимы, поскольку характеристики потока черенковского света, создаваемого ШАЛ, определяются, в основном, развитием электронно-фотонного каскада, теоретическое описание которого может быть осуществлено с гораздо большей точностью, чем каскада адронов. Кроме того, поток черенковского света является результатом интегрирования по всем глубинам развития каскада в атмосфере, что в значительной мере сглаживает влияние флуктуаций, присущих развитию ливня в атмосфере. Можно сказать, что в этом случае атмосфера играет роль гигантского природного калориметра. Расчеты показывают, что зависимость характеристик черенковского излучения ШАЛ от принятой модели адрон-нуклонных и адрон-ядерных взаимодействий практически полностью определяется различием предсказываемых глубин максимума развития ШАЛ. Это обстоятельство существенно упрощает анализ экспериментальных результатов и делает его выводы более достоверными. Положение оси ливня и направления его прихода может быть определено из данных

о временах срабатывания детекторов и амплитудах импульсов. Полное число черенковских фотонов пропорционально числу релятивистских заряженных частиц ШАЛ, число которых, в свою очередь, пропорционально энергии первичной частицы. Как показали расчеты [31], для диапазона энергий от 1 до 20 ПэВ и зенитных углов от 0 до 25 градусов энергия первичной частицы E_0 с хорошей точностью может быть определена, например, по величине плотности потока черенковского света Q_{175} , измеренной на расстоянии 175 м от оси ливня:

$$E_0 = 370(Q_{175})0.96 \quad [\text{фотон} \cdot \text{см}^{-2}\text{эВ}^{-1}].$$

Характер продольного развития ШАЛ, в особенности положение его максимума, зависит от массы первичной частицы. В свою очередь, к положению максимума ливня очень чувствительны крутизна функции пространственного распределения черенковского излучения и длительность импульса света, что можно использовать для изучения массового состава первичных космических лучей. Крупнейший эксперимент в котором используется этот метод является черенковская установка „ТУНКА“. Один из недостатков метода заключается в том, что наблюдения могут проводиться только в безлунные ночи.

Большие пространственные детекторы

При первичных энергиях свыше 50 ТэВ значительная часть вторичных частиц достигает поверхности Земли, поэтому становится возможным их прямое наблюдение. Для получения легко измеряемого сигнала о первичной частице с энергией около 50 ТэВ эксперимент следует проводить на вершине горы, тогда как для энергии выше 1 ПэВ уже уровень моря является достаточным. В таблице (1.1) приведены несколько современных экспериментов по измерению атмосферных ливней на больших площадях [12].

Эксперимент	Место- расположение	Глубина г/см ²	Площадь 10 ⁴ м ²	Разрешение град	E_{min} ТэВ
CASA-MIA	40N,112W	870	25	1	70
EAS-TOP	42N,14E	800	10	1	100
Akeno	36N,138E	920	1	3	1000
HEGRA	29N,18W	800	4	1	50

Таблица 1.1: Современные эксперименты по измерению атмосферных ливней.

Для изучения атмосферных ливней обычно используется большое количество детекторов (обычно более 100), размещенных на обширной территории (как правило, площадью более 1 км²). Эти установки обычно содержат сцинтилляционные счетчики. Информация о направлении и энергии первичной частицы извлекается, исходя из анализа развития ливня во времени и выделенной в различных счетчиках энергии. Преимущество подобного способа измерения является возможность регистрации содержащихся в ливнях мюонов.

В принципе, состав первичного излучения можно определить на основе отношения числа мюонов к числу электронов в ливне. Считая, что число мюонов N_μ связано с числом электронов N_e выражением:

$$N_\mu \propto N_e^\alpha$$

и опираясь на простую суперпозицию, согласно которой ядро с массой A и энергией E_0 порождает ливень, тождественный взятым вместе A отдельным ливням протонов с

энергией каждого ливня E_0/A (например, ливень ядра железа с массой 56 и энергией E совпадает с 56 ливнями протонов, каждый из которых имеет энергию $E/56$), получаем зависимость от A :

$$N_\mu \propto A^{1-\alpha} N_e^\alpha$$

Первичную энергию частицы E_0 можно приблизительно оценить следующим образом:

$$(1 - \delta)E_0 \approx \alpha \int_0^\infty N(X) dX,$$

где δE_0 — энергия, теряемая за счет нейтрино, α — потеря энергии на единицу длины в атмосфере, $N(X)$ представляет собой число заряженных частиц в ливне на глубине X вдоль оси ливня.

Флуоресцентное излучение

Другой метод детектирования ионизирующих частиц основан на флуоресцентном излучении возбужденных молекул азота в воздухе. Флуоресцентный спектр лежит главным образом в ультрафиолетовой области (точнее при длинах волн 300–400 нм), для которых атмосфера является относительно прозрачной. Прототипом детектора флуоресцентного излучения служит детектор „Глаз мухи“ (Fly’s Eye) в штате Юта (США) (рис.1.19)

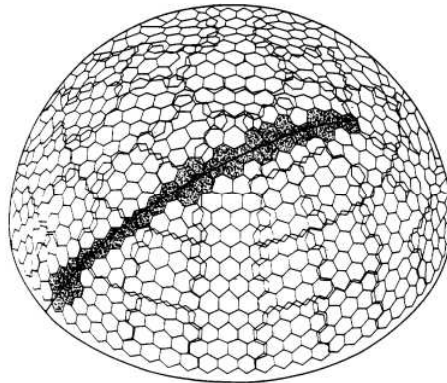


Рис. 1.19: Схема детектора „Fly’s Eye“, используемого для детектирования флуоресцентного излучения возбужденных молекул азота. Поверхность из точек представляет собой свет от ливня, сплошная линия показывает его небесную траекторию [11].

Он состоит из 880 ФЭУ с 67 зеркалами, диаметр которых 1.5 м. Каждая фототрубка держит под наблюдением определенный угол небесного пространства, а флуоресцентный свет собирается со всех трубок, пространственный угол которых был пересечен широким атмосферным ливнем (рис.1.20). В настоящее время второй такой „глаз“ расположен на расстоянии 3.4 км от первого, что позволяет получать стереоизображения.

С помощью этого детектора был изучен состав космического излучения при энергиях выше 2×10^{17} эВ [13], тогда как в эксперименте JACEE анализировался состав при энергиях ниже 3×10^{15} эВ. Новые детекторы, например KASCADE, исследуют промежуточную область энергии, а именно недостаточно промеренную область „колена“.

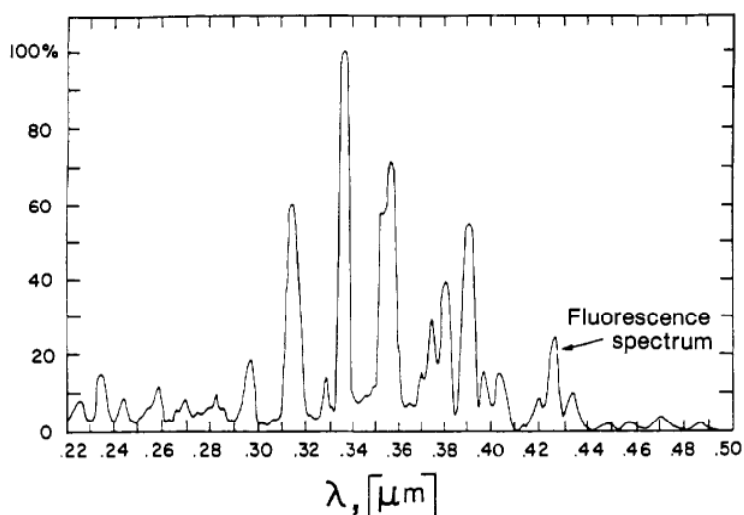


Рис. 1.20: Флуоресцентный спектр излучения азота вблизи ультрафиолетовой области, полученный с помощью детектора „Fly’s Eye“. Спектр возникает в результате взаимодействия ливня с атмосферой Земли.

Детектирование мюонов в подземных лабораториях

В атмосферных ливнях практически все мюоны с энергиями выше 10 ГэВ достигают поверхности Земли до своего распада. Интенсивность наблюдаемого в подземных экспериментах мюонного потока варьируется от одного детектора к другому в зависимости от степени их экранирования.

Рассмотрим детектор MACRO (Monopole, Astrophysics and Cosmic Ray Observatory), расположенный в подземной лаборатории Гран-Сассо. Его угловое разрешение составляет примерно 1° , что позволяет реконструировать направление движения первичной частицы на основе отдельных треков. Это делается следующим образом. С помощью моделирования энергетических потерь в горной породе измеренная энергия мюона используется для вычисления энергии мюона на поверхности. Далее этот спектр сравнивается с ожидаемым мюонным спектром, который определяется первичной энергией космической частицы.

Возможность установленного на поверхности, над лабораторией Гран-Сассо, детектора измерять ливневые события одновременно с соответствующими мюонами под землей представляется крайне важной, поскольку она позволяет непосредственно сравнивать атмосферные ливни с подземными мюонами (эксперимент EAS-TOP). На основе этой аппаратуры можно будет сделать выводы о составе космического излучения в ПэВ-ной области энергий.

Подводя итог, можно отметить:

- в обозримом будущем косвенные методы остаются единственной возможностью для изучения космических лучей при энергиях $> 10^{16}$ эВ;
- при энергиях от $10^{14} - 10^{16}$ эВ наблюдается значительное расхождение данных по химическому составу космических лучей, полученных разными установками ШАЛ (рис.1.21), одной из причин этого, как упоминалось ранее, неопределенность моделей описывающих, как адрон-адронные взаимодействия, так и взаимодействие многозарядных ионов с веществом;
- калибровка данных косвенных методов с данными, полученными в прямых исследова-

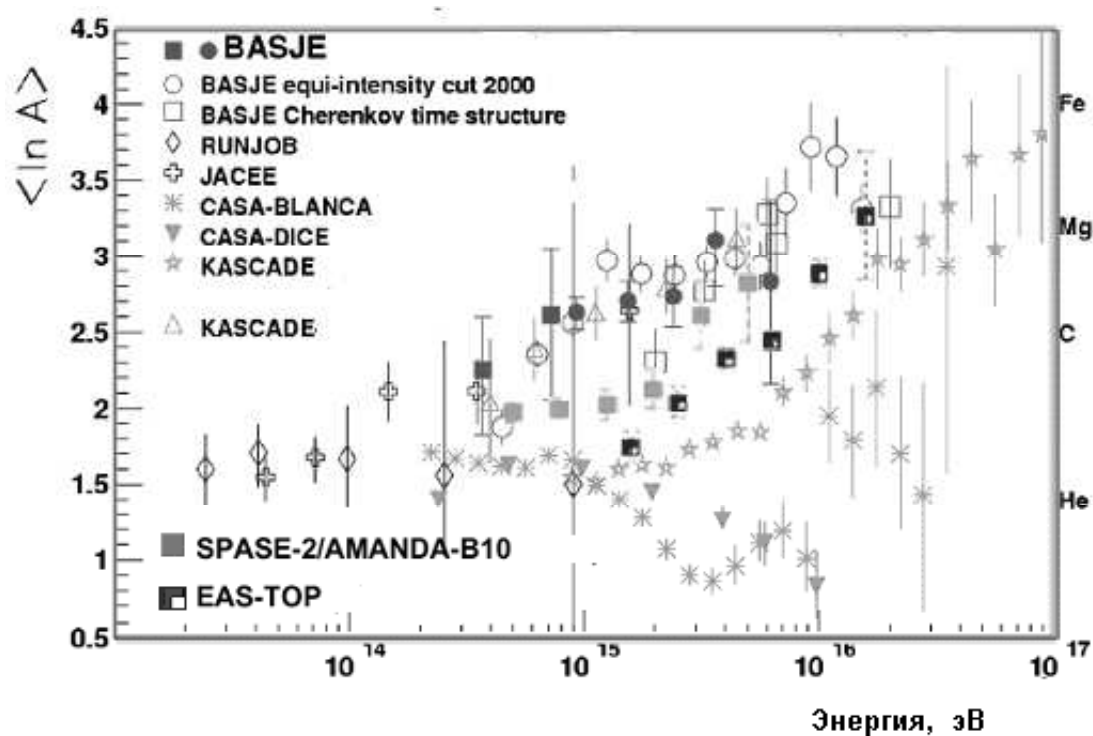


Рис. 1.21: Среднее массовое число ядер космического излучения, полученное в разных экспериментах ШАЛ (BASJE, CASA-BLANCA, CASA-DICE, KASCADE, EAS-TOP) и в двух прямых экспериментах RUNJOB, JACEE.

дованиях в области энергий $10^{14} - 10^{16}$ эВ может значительно повысить достоверность обсуждаемых данных.

Поэтому существует острая необходимость проведения экспериментов, где заряд частицы измеряется прямыми методами.

Глава 2

Эксперимент „НУКЛОН“

В период с 2009 по 2010 гг., планируется запуск спутникового эксперимента „НУКЛОН“. На данный момент эксперимент прошел стадию научно-исследовательской разработки, и находится в стадии опытно-конструкторской разработки.

2.1 Цели и задачи эксперимента НУКЛОН

Основной целью исследований эксперимента НУКЛОН является экспериментальная проверка астрофизических моделей рождения, ускорения и распространения космических лучей высоких энергий в нашей Галактике.

Научные задачи эксперимента НУКЛОН:

- Исследование энергетических спектров различных элементов в космических лучах в области энергий 100 ГэВ — 100 ТэВ, проверка гипотезы наличия неоднородностей („колен“) в спектрах различных ядер космических лучей, что может свидетельствовать о смене источников ускорения в указанной области энергий.
- Проверка гипотезы разных наклонов спектров различных компонент, которая предполагает специфические места ускорения тяжелых элементов в Галактике, где сосредоточено повышенное количество тяжелых элементов.
- Исследование энергетической зависимости отношений вторичных ядер Li, Be, B к ядрам CNO и группы суб-Fe к Fe, что дает возможность измерения энергетической зависимости коэффициента диффузии, а значит, позволяет получить переход от наблюдаемых у Земли спектров космических лучей к истинным спектрам в источниках для различных компонент и установить наличие или отсутствие процессов до ускорения космических лучей по мере их распространения до Земли.
- Исследование тонкой структуры представительности отдельных элементов с целью подтверждения или опровержения гипотезы, что на начальном этапе ускорения ускоряются космические пылинки.
- Исследование возможной пространственной анизотропии отдельных групп ядер, что может быть связано с наличием близкого источника космических лучей.

2.2 Структура детектора „НУКЛОН“

Для изучения первичных космических лучей прямыми методами необходимо поднять аппаратуру за пределы атмосферы. Основная концепция эксперимента „НУКЛОН“ —

это создание научной аппаратуры относительно небольшого веса и габаритных размеров, способной решать актуальные задачи экспериментальной физики космических лучей в широком диапазоне энергий $10^{11} - 10^{15}$ эВ.

В целом научная аппаратура „НУКЛОН“ представляет собой „слоистую“ структуру с габаритными размерами активной части спектрометра $50 \times 50 \times 25$ см³. Весом не более 150 кг. Схема установки приведена на (рис. 2.1).

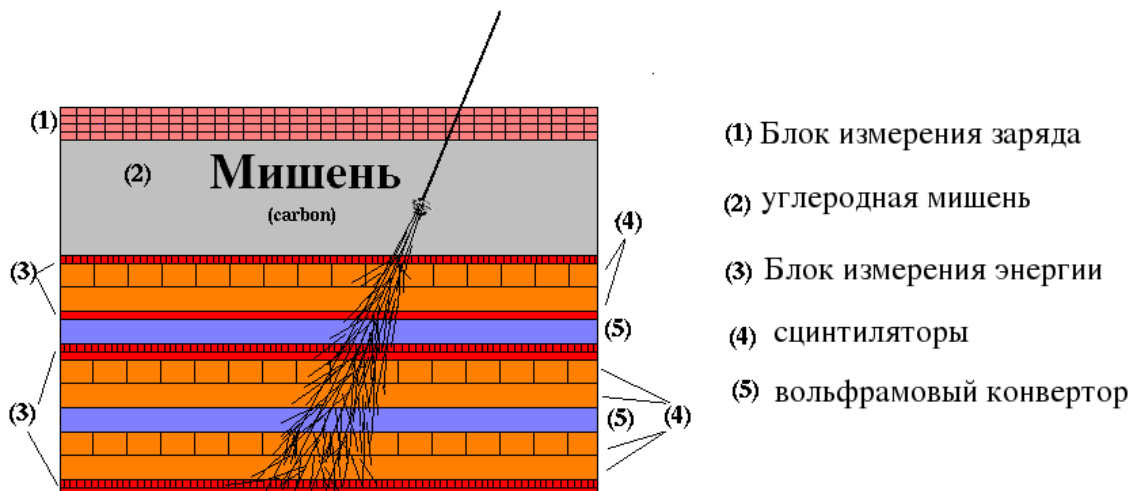


Рис. 2.1: Схема спектрометра „НУКЛОН“.

На схеме детектора представлены:

- Блок измерения заряда — первые 4 слоя падовых кремниевых детекторов, размер одного пада 1.5×1.5 см². Толщина слоя падовых кремниевых детекторов — всего 300 мкм, пространственное разрешение — 1 см.
- Мишень из углерода толщиной 9 см.
- Блок измерения энергии и определения оси ливня представляет из себя 6 слоев микроstriповых детекторов. Толщина слоя микроstriповых кремниевых детекторов — 300 мкм, ширина одного стрипа 434 мкм.
- 2 слоя вольфрамовых конвертора по 0.5 см.
- 6 плоскостей сцинтилляторов, которые служат для выработки быстрого триггера и определения пространственной плотности частиц. Толщина одной плоскости 0.5 см. Сцинтилляторы, как и микроstriповые детекторы также разбиты на стрипы, ширина одного стрипа 3.125 см.

В относительно тонкой мишени частица испытывает ядерное взаимодействие, образуются вторичные γ -кванты (от распада π^0 и η -мезонов) и заряженные однозарядные частицы (в основном пионы). На некотором расстоянии от мишени расположено 2 слоя вольфрама. При прохождении через них практически все γ -кванты конвертируют в электрон-позитронные пары, треки которых измеряются микроstriповыми детекторами, расположенными после конверторов. Слои координатно-чувствительных детекторов, способных фиксировать как число, так и распределение пространственной плотности заряженных частиц около трека первичной частицы, расположены под каждым из слоев вольфрама для определения энергии частицы. Еще два слоя микроstriповых детекторов находится между мишенью и конвертором. Они совместно с остальными

слоями позволяют с очень хорошей точностью восстанавливать направление трека первичной частицы.

2.2.1 Полупроводниковые детекторы в составе „НУКЛОН“

Все кремниевые детекторы будут изготавливаться из высокоомного кремния по планарной технологии диаметром 100 мм и толщиной 300 мкм. Базовый размер каждого детектора выбран 60×60 мм². Эта зона 60×60 мм² разделена на 16 падов, размером, как и говорилось ранее 1.5×1.5 см² каждый. Общее число падов 1024. Съем информации с отдельных падов производится с помощью гибкой печатной платы толщиной 20–30 мкм, наложенной на поверхность детектора. Задачей падовых детекторов является измерение заряда высокоэнергичной частицы или ионизации, созданной малоэнергичной частицей, а также идентификация первичной частицы на фоне так называемого „обратного тока“ частиц из точки взаимодействия. Секционирование детектора уменьшает вероятность одновременного попадания в чувствительную часть детектора исследуемой частицы и фоновой, причем использование нескольких слоев детекторов снижает эту вероятность еще в несколько раз.

Все слои кремниевых детекторов, расположенных после углеродной мишени, организованы в виде стрипов. Общее число стрипов в одном слое детекторов 1152.

Слои кремниевых детекторов размещенные под 1-ым и 2-ым вольфрамовым конвертером позволяют регистрировать пространственное распределение заряженных частиц. Предполагается, что сигнал в стрипе пропорционален суммарным ионизационным потерям в соответствующей полосе кремния. Наличие двух слоев с перпендикулярно направленными стрипами позволяет провести анализ по двум координатам и повысить точность.

2.2.2 Сцинтилляционные детекторы в составе „НУКЛОН“

Шесть плоскостей сцинтилляционных детекторов изготовлены из тонких сцинтилляционных полосок (стрипов). Направления 16 стрипов в соседних плоскостях ортогональны друг другу. Сцинтилляторы используются для выработки триггера первого уровня, отбор событий из мишени с энергией $E > 100$ ГэВ с осью событий в геометрическом аксептансе установки, а также для выработки триггера второго уровня, первичная обработка информации с целью отправки на Землю. Сцинтилляторы вместе с кремниевыми детекторами служат для определения направления первичной частицы.

Поверхность сцинтилляционных полосок — диффузно-отражающая, а свет снимается с помощью спектросмещающих волокон (WLS волокон)(рис. 2.2), вклеенных в канавку стрипа по всей его длине. По двум парам волокон на одной поверхности стрипа свет идет на два 1-канальных ФЭУ, а по 3-м волокнам с другой поверхности свет идет на другую сторону стрипа к 16-канальному ФЭУ. Свет передается на фотокатод одноканального ФЭУ для выработки триггера 1-го уровня и, одновременно, на фотокатод 16 канального ФЭУ для выработки триггера 2-го уровня. Противоположный от ФЭУ конец волокна отполирован и имеет зеркало для отражения падающего света, что увеличивает световой сигнал от прошедшей через стрип заряженной частицы.

Разделение слоя на стрипы с WLS волокнами дает большие преимущества по сравнению со сплошным сцинтиллятором:

- хорошая однородность светосбора ($\sim 3\%$ для среднего значения световыхода и с учетом поглощения света в волокне),

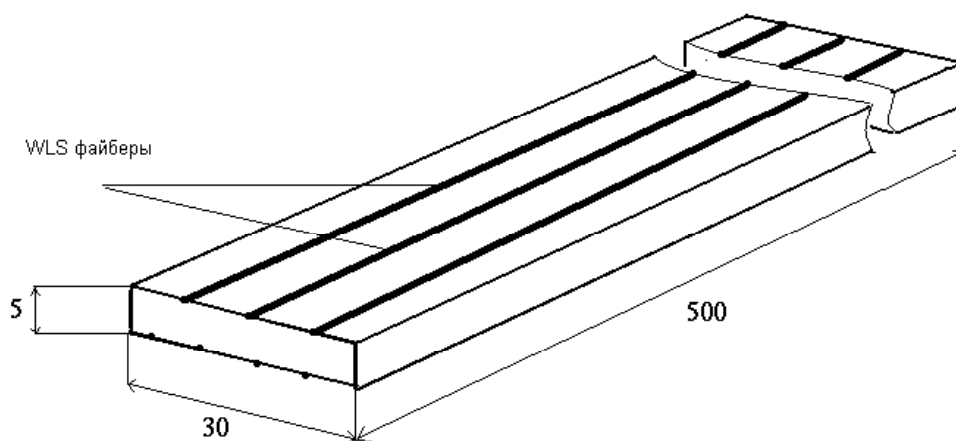


Рис. 2.2: Внешний вид сцинтилляционного стрипа.

- высокая эффективность светосбора (возможность регистрации одной релятивистской частицы),
- определение координаты частиц или струи частиц (ливня),

Существенной особенностью при использовании волокон для переизлучения и вывода света из сцинтилляторов является существование предельно допустимого изгиба волокон как внутри сцинтиллятора, так и вне его. Фирмы-изготовители волокон рекомендуют минимальный обеспечивающий долговременную стабильность радиус кривизны изгиба около 20 см. При меньшем радиусе кривизны с течением времени на поверхности волокна могут образоваться трещины, нарушающие условия для полного внутреннего отражения света и понижающие эффективную длину поглощения света в волокне. Из-за ограниченных размеров гермоконтейнера на „НУКЛОН“ радиус кривизны изгиба волокон выбран около 5 см, поэтому приходится применять специальную термическую обработку изготовленных триггерных модулей для повышения долговременной стабильности оптических свойств волокон в течение 5-летней работы на орбите.

2.2.3 Считывающая электроника для детекторов „НУКЛОН“ [1]

Ограничения, накладываемые на полную мощность источников питания (<100 Вт), в сочетании с большим числом каналов регистрации (около 11104) предъявляют жесткие требования к электронике. Габариты аппаратуры также ограничены. Поэтому считывающая электроника должна быть многоканальной и экономичной. Потребляемая мощность не должна превышать 4.5 мВт на канал регистрации. К этому необходимо добавить другие требования.

- Низкий уровень входных шумов (порядка 0.4×10^{-15} Кл), т. к. кремниевые детекторы и сцинтилляторы должны надежно и с хорошей точностью регистрировать минимально ионизирующие частицы (МИР), создающие в кремнии заряд около 0.4×10^{-15} Кл.
- Широкий динамический диапазон, необходимый для регистрации большого числа частиц. Планируется, что для микростриповых кремниевых детекторов динамический диапазон будет не менее 1000, а для падовых 2500.

- Наличие большого числа каналов в одном электронном чипе.

Для верхних слоев падовых детекторов планируется использовать 16-канальный электронный чип CR1, специально разработанный для баллонного эксперимента „АТИС“ и спутникового эксперимента „РАМЕЛА“. Входной усилитель этого чипа имеет очень большой динамический диапазон (около 2500 МIP). Сравнительно большая потребляемая мощность около 6 мВт на канал. Для падовых детекторов потребление составит 24 Вт.

Для слоев микростриповых детекторов наиболее предпочтительным представляется одна из модификаций чипа VIKING. Потребляемая мощность на канал, такого чипа составит 1.7 мВт. Их общей отличительной особенностью является малая рассеиваемая мощность (около 1.3 мВт на канал). Полная мощность, планируемая на систему кремниевых детекторов (11008 каналов), составит около 35 Вт.

В системе сцинтилляционных детекторов предполагается применить 16-канальному ФЭУ. Это позволяет использовать один ФЭУ на слой. При использовании в качестве считывающей электроники чипы типа VIKING потребляемая электроникой мощность не превысит 1 Вт. Потребление энергии самими ФЭУ предполагается порядка 1 Вт на ФЭУ, т. е. около 6 Вт. Таким образом полная мощность на сцинтилляторные детекторы составляет около 7 Вт.

2.3 Передача данных на Землю

Основные параметры связи (НУКЛОН):

- Максимальный объем данных на 1 событие при срабатывании всех каналов равен $11104(\text{число каналов}) \cdot (16 + 16) = 355328 \text{ бит} = 44416 \text{ байт} = 45 \text{ Кбайт}$. Такой объем достигается при калибровке. Для реальных событий возможна компрессия за счет отбрасывания сигналов ниже порогового уровня. В этом случае объем данных зависит от числа сработавших стрипов и, в конечном счете, от энергии. Число сработавших каналов составляет от ~ 20 (80 байт) при энергиях менее 1 ТэВ до ~ 4000 (16 Кбайт) при 10^{15} эВ. Однако из-за круто падающего спектра основной объем информации будет определяться низкоэнергичными событиями и существенно зависит от выбора триггера и подавления шумов.
- Суммарный объем передачи данных в сутки до 270 МБ.
- Частота передачи данных на Землю определяется временем прохождения спутника в зоне связи с ОКИК (отдельные командно-измерительные комплексы). При использовании 2 ОКИК в разных районах спутник проходит в зонах радиовидимости 16–17 раз в сутки. Планируемая среднесуточная продолжительность сеансов связи — 60 минут.
- Минимальное время между сеансами — 4 мин, максимальное ~ 1.5 часа.
- Поскольку на разных витках время нахождения в зоне радиовидимости различно (3–30 мин), соответственно варьируется объем информации, передаваемый за 1 сеанс. В среднем передается ~ 30 МБ. Скорость передачи данных ДСТК (дополнительной системы телеконтроля) составляет 512000 бит/сек.

2.4 Первичная обработка данных, обеспечение контроля и управление КНА „НУКЛОН“ в условиях космического полета

При проведении космического эксперимента КНА „НУКЛОН“ должен обеспечить:

- накопление, предварительную обработку и передачу научной и служебной информации в Систему;
- прием метки реального бортового времени;
- осуществление привязки метки бортового времени к экспериментальным данным;
- прием и выполнение команд управления КНА (космический научный аппарат);
- формирование данных контроля КНА.

Планируется непрерывная передача научной и служебной информации в течение всего времени функционирования КНА.

В течение всего времени функционирования КНА происходит фиксирование следующих параметров, характеризующих работу КНА в условиях космического эксперимента:

- величину „мертвого времени“;
- величину времени отключения от КНА электропитания;
- темп счета триггеров разных уровней,
- шумовые свойства детекторов,
- уровни питающих КНА напряжений.

2.5 Преимущества эксперимента „НУКЛОН“ по сравнению с другими экспериментами

Несмотря на маленький вес прибора, такой эксперимент имеет целый ряд преимуществ перед тонкими калориметрами.

В настоящий момент суммарный планируемый фактор экспозиции эксперимента „НУКЛОН“ превышает почти в 10 раз имеющиеся эксперименты (5 лет).

Исследование в открытом космосе доли вторичных к первичным ядер имеет принципиальное преимущество по сравнению с баллонными экспериментами (CREAM, Tiger, Tracer и др.), в которых остаточная атмосфера составляет около 4 г/см^2 , что в десять раз превышает толщину вещества, проходимого ядрами в Галактике при энергии около 1 ТэВ.

Поскольку прибор почти не имеет тяжелого вещества, то ожидаемый обратный ток, искажающий зарядовое разрешение на порядки меньше, чем в обычных тонких калориметрах.

Прибор дает возможность проведения мониторинга заряженных частиц с энергией 1 ТэВ в условиях отсутствия искажающего влияния атмосферы.

Глава 3

Моделирование и реконструкция в эксперименте „НУКЛОН“

Масштабы и сложность экспериментов в области физики высоких энергий с каждым годом все больше растут. Их моделирование становится все более сложным, требуется сконструировать, оптимизировать и протестировать детектор до начала эксперимента, учесть все особенности устройства, создать и протестировать программы реконструкции и анализа данных. Для всего этого используются различные пакеты моделирования. Далее представлен комплекс программ, который используется при моделировании эксперимента „НУКЛОН“.

3.1 Описание комплекса программ моделирования эксперимента „НУКЛОН“

Используемые пакеты:

- Пакет библиотек классов C++.
- Virtual MonteCarlo позволяет использовать различные пакеты моделирования (Geant3, Geant4, FLUKA).
 - VMC-ROOT based пакет, разрабатываемый коллаборацией ALICE, обеспечивает интерфейс для взаимодействия с Geant3, Geant4 и FLUKA.
- Мы используем ROOT TTree для хранения событий, визуализации, анализа.
- Главные элементы программы представляют собой абстрактные классы, это дает нам необходимую гибкость в изменении ее отдельных частей.

Схема моделирования представлена на рисунке (3.1).

Комплекс программ моделирования эксперимента „НУКЛОН“ позволяет производить генерацию событий, генерацию фона, моделировать процессы, происходящие при прохождении частицы через вещество детектора, а также позволяет изменять конструкцию детектора. Производит реконструкцию и анализ данных.

На первом этапе моделирования выбирается конструкция детектора при помощи DetectorFactory, а также тип первичной частицы и вид взаимодействия в детекторе (PrimaryGeneratorFactory). Далее в RootManager выбирается тип и формат сохраняемых данных. В программе есть возможность сохранить информацию, как о первичной

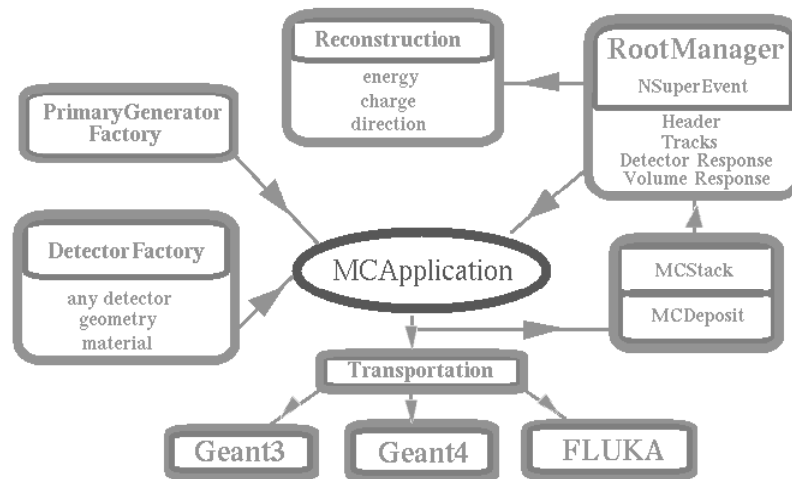


Рис. 3.1: Схема моделирования эксперимента „НУКЛОН“.

частице (энергия частицы, координаты взаимодействия частицы в детекторе, вид взаимодействия т. д.), так и информацию о треках (тип частицы, энергия частицы, импульс) и данных оставленных в детекторах (хиты, энергосодержание).

Все это подается на вход главной программы MCApplication, которая в свою очередь трассирует частицу через детектор с помощью библиотек Geant4, кроме того моделирование процессов происходящих при прохождении частицы через детектор можно производить при помощи программ Geant3 и FLUKA. После этого выбранные данные, минуя главную программу, передаются в MCStack и в MCDeposit, где они сохраняются в виде дерева (TTree) в выбранном формате. MCStack сохраняет информацию о треках, MCDeposit сохраняет информацию оставленную в детекторах.

После окончания работы основной части, в работу вступает блок реконструкции (Reconstruction), который должен реконструировать направление, заряд и энергию первичной частицы, по сохраненным на предыдущих этапах данным. Таким образом после окончания работы программы мы получаем событие с реконструированной энергией, направлением и зарядом первичной частицы.

3.2 Описание геометрии детектора

На рисунке (3.1) представлен вид детектора „НУКЛОН“, рисунок сделан при помощи нашей программы.

Активная часть детектора представляет из себя параллелепипед размером около $50 \times 50 \times 24$ см³. При моделировании использовалась конструкция прибора, включающая следующие части:

- Система измерения заряда. Состоит из 4 слоев пачковых детекторов. Каждый слой был разбит на 10^4 пачек размером $1.0 \times 1.0 \times 0.03$ см³. Слои размещены на тонких титановых подложках толщиной 0.5 мм.
- Трекер и система измерения энергии. Состоит из 6-ти идентичных микростриповых силиконовых слоев толщиной 0.03 см (каждый слой разбит на 1152 стрипа), углеродной мишени толщиной 9 см и 2-х вольфрамовых конвертера размером $50 \times 50 \times 0.7$ см³. Слои размещаются на алюминиевых подложках толщиной 1.0 мм и 3.0 мм.

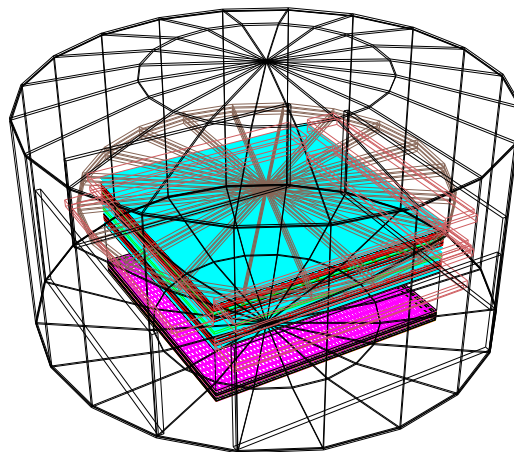


Рис. 3.2: Детектор „НУКЛОН“.

- Триггерная система. Включает 3 сдвоенных сцинтилляторных слоя толщиной 10 мм. Первый слой расположен над первым вольфрамовым конвертером, второй — между первым и вторым конвертером и третий — под вторым вольфрамовым конвертером. Сдвоенный слой состоит из 2-х сцинтилляторных слоев одинаковой толщины, каждый из которых разбит на 16 стрипов. Стрипы первого слоя ориентированы ортогонально стрипам второго слоя.

В таблице (3.1) представлены основные объемы активной части детектора с описанием размеров и материала.

В свою очередь вся активная часть детектора, как можно увидеть на рисунке, помещена в цилиндрический алюминиевый контейнер, закрытый сверху и снизу крышками в виде сферических сегментов сделанных из того же материала. Толщина стенки контейнера 2.5 мм.

3.3 Генерация событий

Параметры частицы, настройка на конкретный процесс и геометрию установки задается в файлах конфигурации либо часть параметров можно задать в командной строке.

Для того чтобы сгенерировать событие первым делом необходимо задать геометрию установки в конфигурационном файле. Существует выбор нескольких вариаций детектора, а также имеется возможность протестировать отдельные части детектора.

Далее необходимо задать параметры генерируемого события, а именно:

- количество генерируемых событий;
- параметры частицы:
 - тип частицы,
 - энергия,
 - направление,
 - тип взаимодействия в детекторе,
 - также можно указать в каком желаемом объеме частица провзаимодействует;

Название объема	Кол-во объемов в одном слое	Толщина ΔZ (см)	Размеры одного объема (см ²)	материал	Плотность (г/см ²)
SiliconPlatePad (Кремниевый падовый детектор)	1024	0.03	1.5×1.5	Si	2.33
CuPlate (медная подложка)	1	0.01	50×50	Cu	8.96
Lattice (решетка)	1	0.05	50×50	Ti	4.54
Carbon (мишень)	1	9	50×50	C	2.265
SiliconPlateStripT (кремниевый стриповый детектор)	1152	0.03	0.04×50	Si	2.33
SiliconPlateStripL (кремниевый стриповый детектор)	1152	0.03	50×0.04	Si	2.33
Aluminum01	1	0.1	50×50	Al	2.7
Aluminum02	1	0.3	50×50	Al	2.7
ScintPlateStripT (сцинтилляционный стриповый детектор)	16	0.5	1.56×50	C, H	1.032
ScintPlateStripL (сцинтилляционный стриповый детектор)	16	0.5	50×1.56	C,H	1.032
Tungsten (конвертор)	1	0.5	50×50	W	19.3

Таблица 3.1: Основные объемы активной части детектора „НУКЛОН“.

Остановимся на параметрах частицы более подробно.

В программе есть возможность выбирать различные типы частиц, кроме протона или нейтрона можно сгенерировать ядра железа, He^3 , альфа частицу или любой ион.

Энергию частицы можно задавать различными способами. Есть возможность генерировать частицы с энергиями распределенными по степенному закону $E^{-\gamma}$ или равномерно между указанными значениями максимальной и минимальной энергии. Если необходимы дискретные значения по энергии, тогда используется равномерное распределение между энергиями, причем максимальное и минимальное значения указываются равными тому значению энергии, с которой мы хотим сгенерировать частицу.

Для выработки направления частицы детектор окружен виртуальной сферой на поверхности которой генерируются события. Направление частицы задается через сферические углы θ и φ . Как и в случае с энергией, указываются максимальные и минимальные значения θ и φ . φ генерируется равномерно между двумя заданными значениями, а θ — равномерно по $\cos \theta$. Угол θ меняется от 0 до π , φ от 0 до 2π . Точно так же, как и в случае с энергией, мы имеем возможность задавать дискретные значения углов.

Кроме этого возможна генерация частиц с изотропным распределением. В этом случае надо указать так называемый „AcceptLevel“, он меняется от 1 до 3 в зависимо-

сти как пролетела частица относительно детектора. Если частица прошла через апертуру детектора (т. е. через верхнюю и нижнюю плоскости детектора) ей присваивается „AcceptLevel“ равным 3, если она прошла через детектор, неважно с какой стороны, то „AcceptLevel“ равен 2, если частица задела только контейнер, то „AcceptLevel“ 1, если же частица пролетела мимо детектора, то „AcceptLevel“ равен -1. Таким образом, мы можем отбирать различные события по углу, в зависимости от того, какая часть детектора нас интересует. Изотропное распределение по сфере представлено на рисунке (3.3) в зависимости от формы детектора.

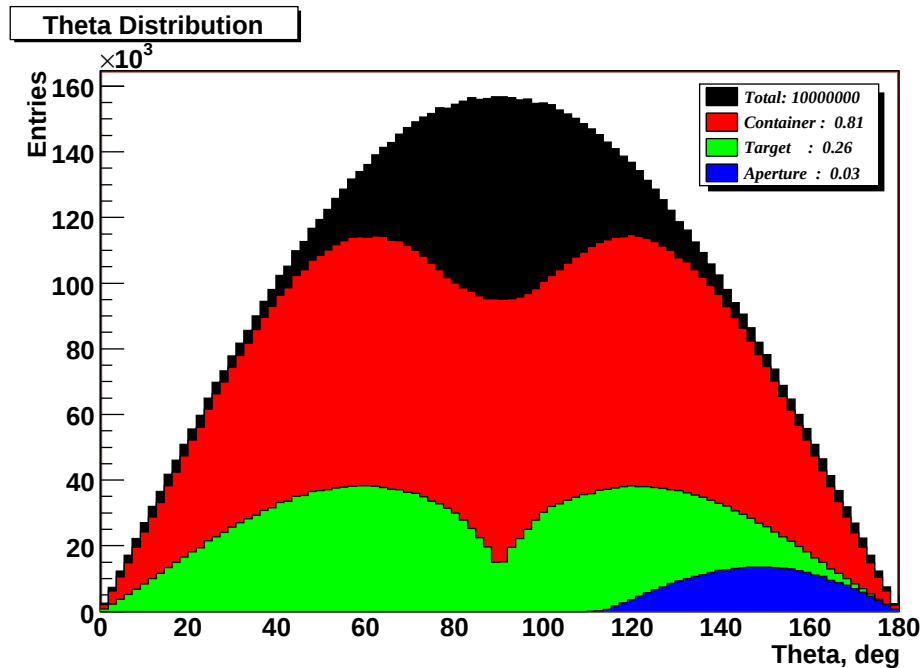


Рис. 3.3: Изотропное распределение по углу θ .

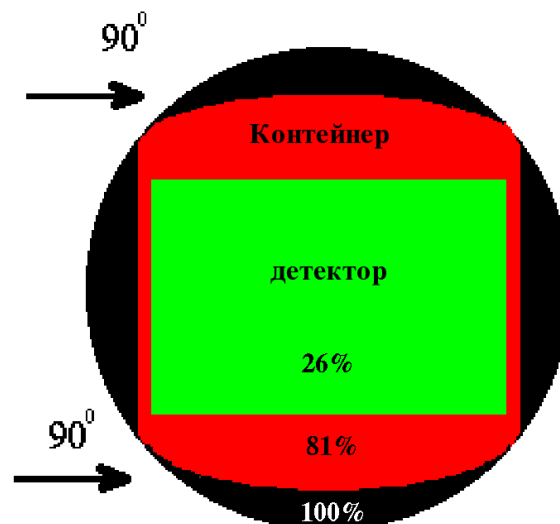


Рис. 3.4: Схематическое представление различных форм детектора.

Черным цветом обозначено изотропное распределение для детектора сферической формы. Угол θ меняется изотропно, как можно увидеть на рисунке, от 0 до π . График красного цвета обозначает детектор цилиндрической формы (или в нашем случае

контейнер), на графике образуется прогиб около значения 90° . Объясняется это следующим образом: в детектор с цилиндрической формой попадает меньшее количество частиц летящих под углом $\theta = 90^\circ$, чем в детектор со сферической формой, 81% частиц от изотропного распределения (рис.3.4). Для основной части детектора, происходит тоже самое, только прогиб образуется немного больше (зеленый график), так как все большее количество частиц летящих под углом 90° пролетают мимо детектора, 26% от частиц, попавших в контейнер, попадают в детектор. Синим цветом показана форма распределения по θ для частиц попавших в аксептанс детектора, что составляет 3% от частиц попавших в детектор.

Отклик детектора

Проходя через детектор, частица испытывает неупругое взаимодействие в мишени, тем самым порождает ливень. Однако, не все частицы попавшие в детектор взаимодействуют в мишени неупруго. Например, взаимодействие может произойти где нибудь в детекторе до или после мишени, а также взаимодействие не обязательно будет неупругим. На рисунке (3.5) представлен процент частиц провзаимодействовавших в мишени неупруго от полного числа частиц в зависимости от энергии. Множественность частиц в

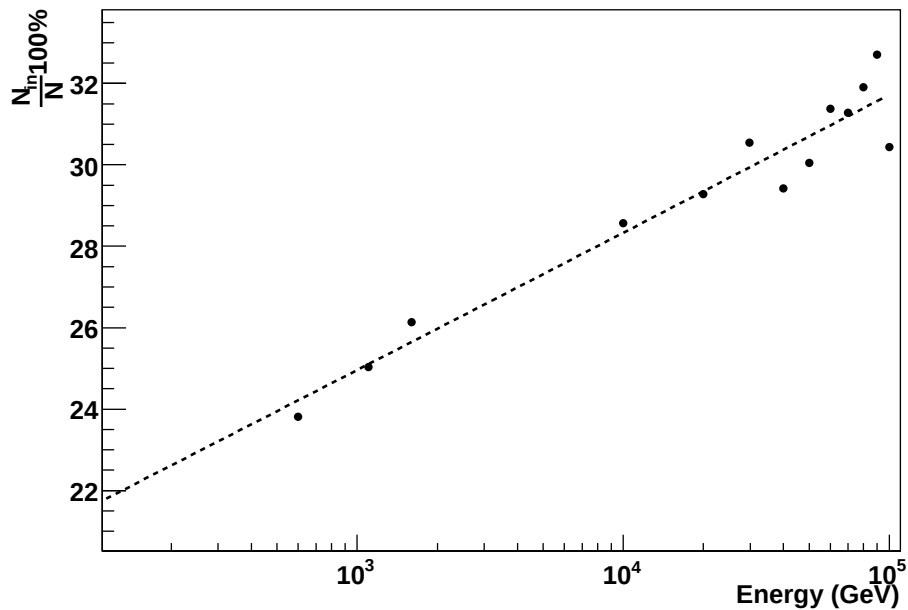


Рис. 3.5: Процент частиц провзаимодействовавших в мишени неупруго от полного числа частиц в зависимости от энергии.

первичной вершине обычно сильно флуктуирует, особенно при низких энергиях первичной частицы. Распределения множественности частиц в первичной вершине показаны на рисунках (3.6, 3.7). Из рисунков мы видим, что с ростом энергии число частиц в первичной вершине растет, одновременно распределения сужаются и практически становятся не зависимыми от энергии первичной энергии. Если мы посмотрим на рисунок (3.8), то увидим, что число частиц родившихся в первичной вершине выходит на плато.

После мишени находятся активные плоскости (6 сцинтилляторов, 6 микростриповых детекторов), они измеряют энергию оставленную вторичной частицей при про-

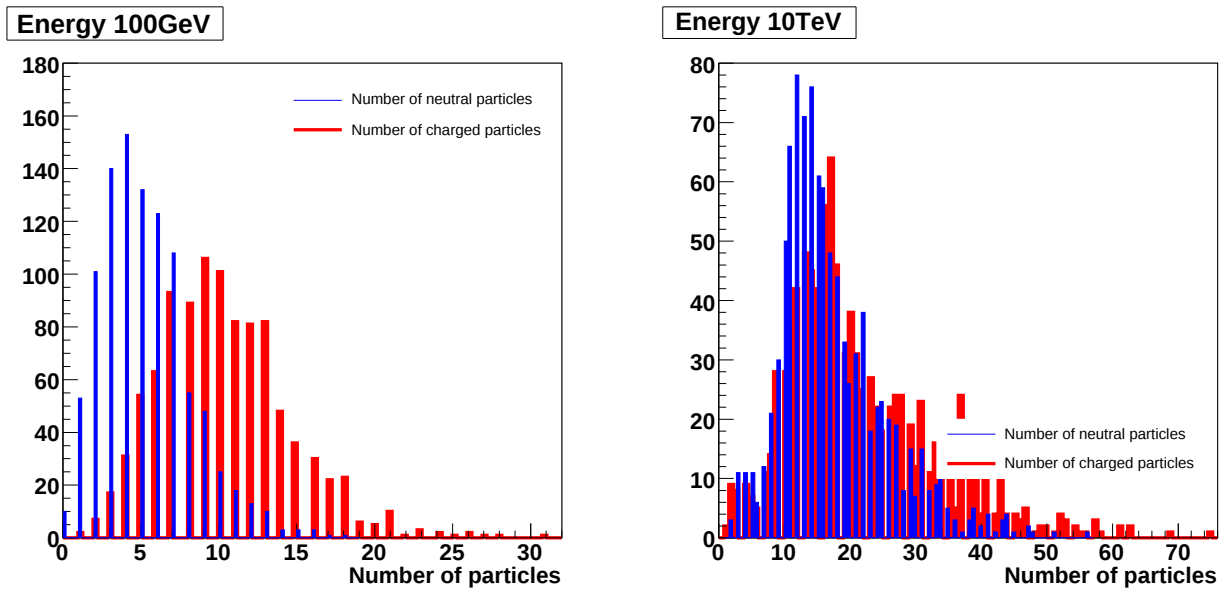


Рис. 3.6: Распределение множественности частиц в первичной вершине.

хождении через плоскость. Сцинтиляторные и микростриповые плоскости имеют различную толщину и различные размеры стрипов, следовательно энерговыделение, как в плоскостях (3.9), так и в отдельных объемах (рис.3.10, 3.11) будет различно.

Для падовых детекторов среднее энерговыделение практически не зависит от энергии. Для отдельных падов в различных падовых плоскостях энерговыделение составляет:

- первая падовая плоскость — 0,03МэВ,
- вторая падовая плоскость — 0,035МэВ,
- третья падовая плоскость — 0,037МэВ,
- третья падовая плоскость — 0,042МэВ,

Для всей плоскости значения будут немного больше, так как дополнительный вклад дают частицы обратного тока.

Кроме активных частей детектора, в программе моделирования мы можем изучать отклики пассивных частей. Среднее энерговыделение для двух вольфрамовых конверторов и углеродной мишени изображено на рисунке (3.12).

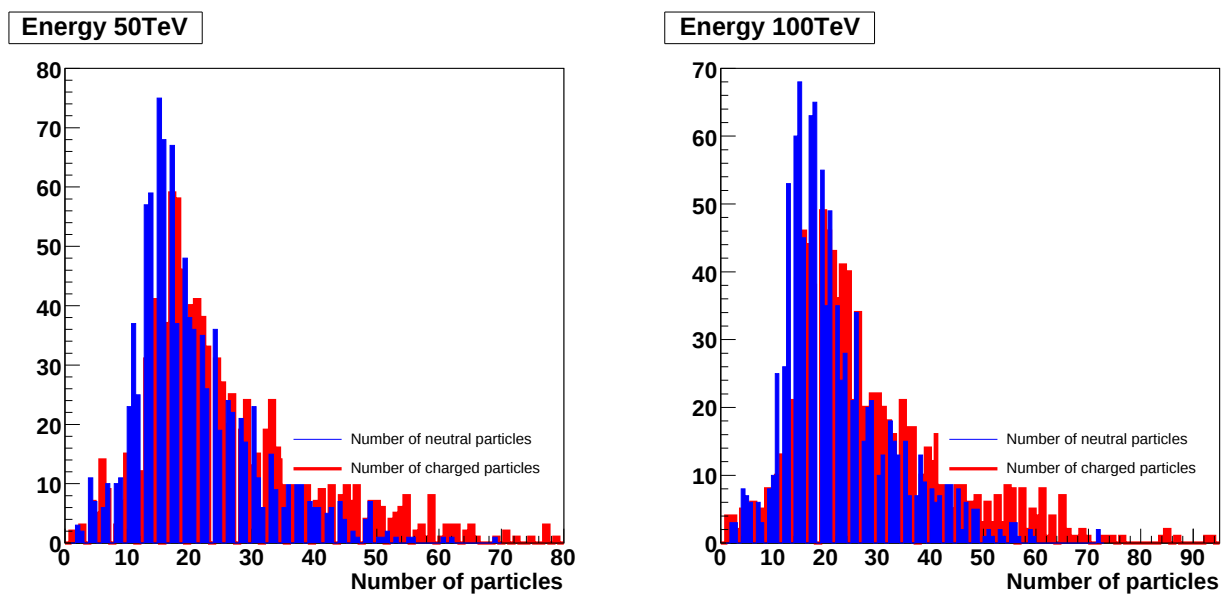


Рис. 3.7: Распределение множественности частиц в первичной вершине.

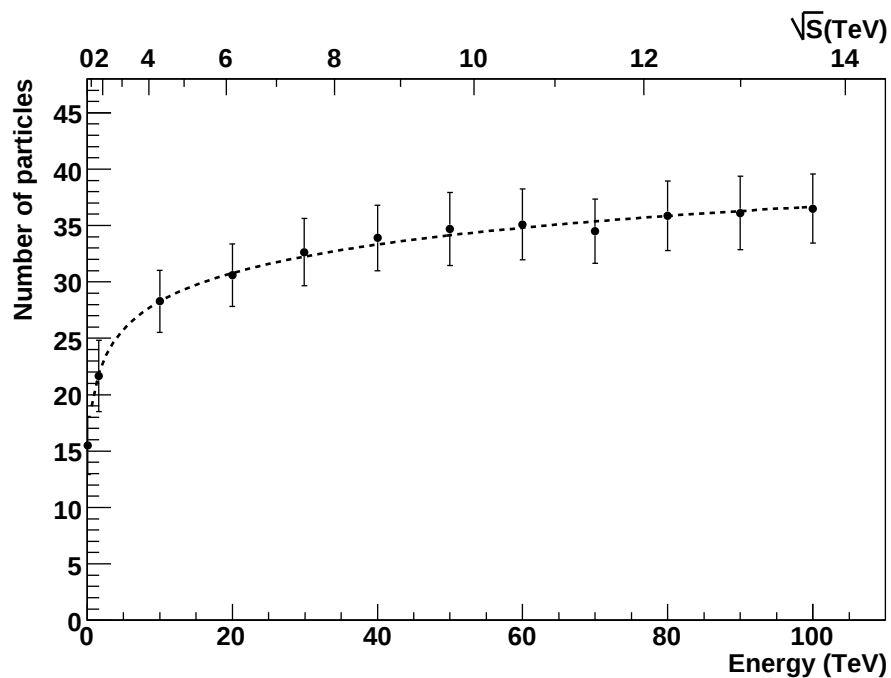


Рис. 3.8: Множественность частиц в первичной вершине в зависимости от энергии первичной частицы.

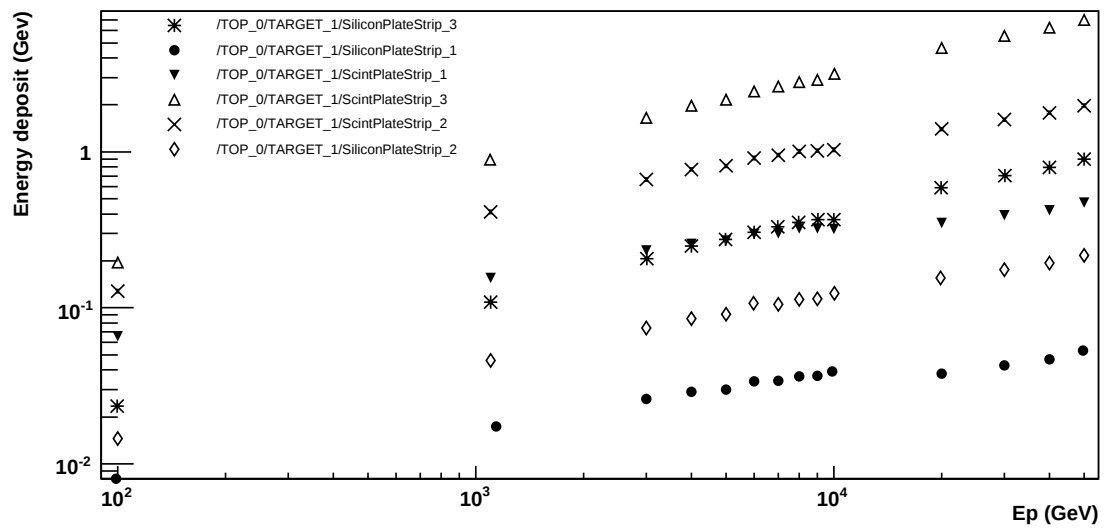


Рис. 3.9: Среднее энерговыделение в активных плоскостях (6 сцинтилторных плоскостей, 6 микростриповых плоскостей)

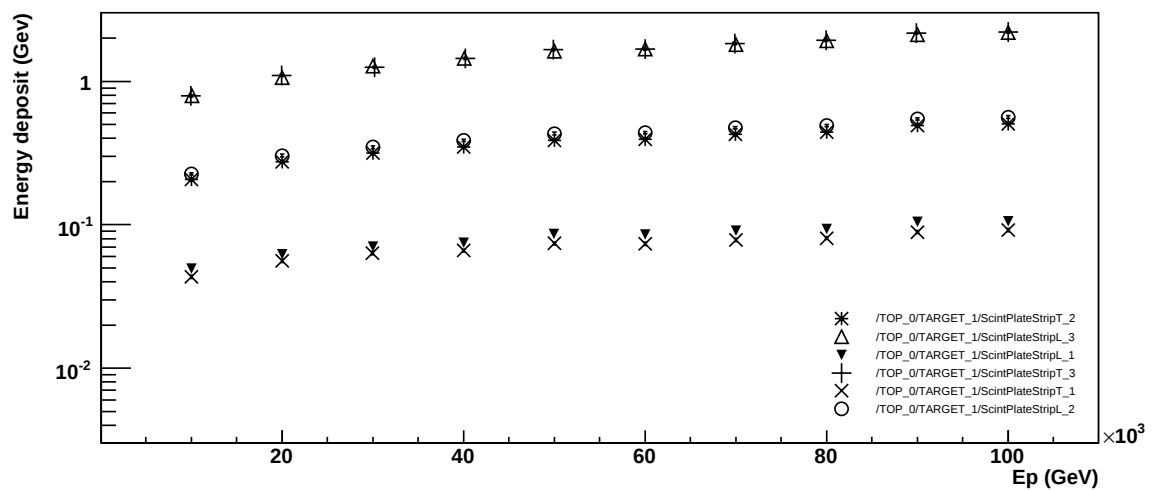


Рис. 3.10: Среднее энерговыделение в отдельном стрипе сцинтилляционных плоскостей

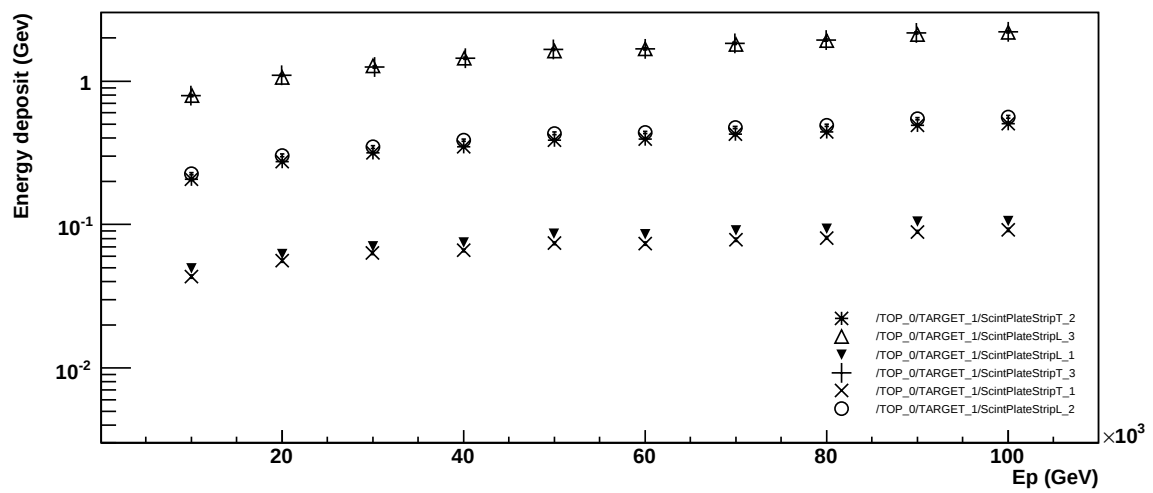


Рис. 3.11: Среднее энергосодержание в отдельном стрипе кремниевых плоскостей

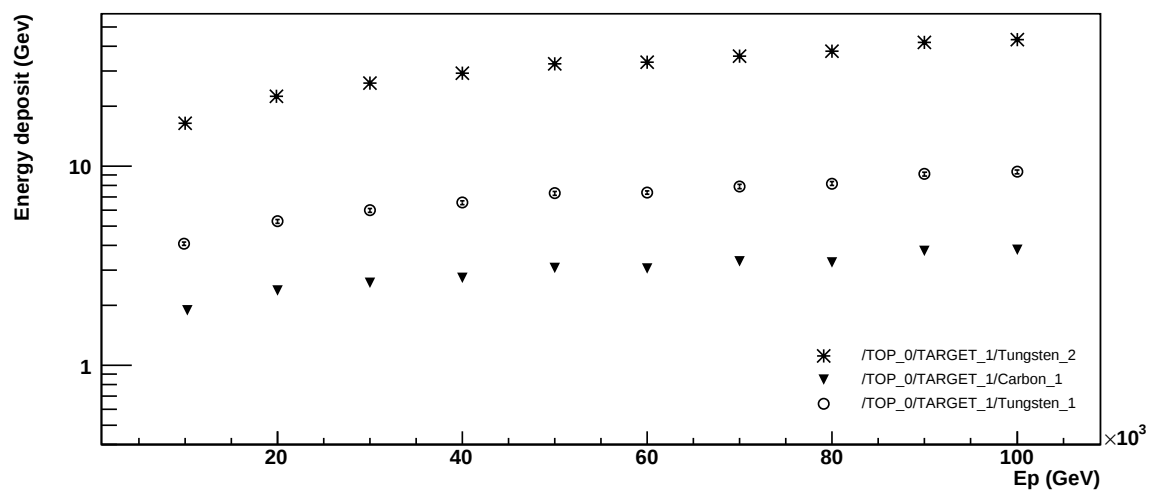


Рис. 3.12: Среднее энергосодержание в пассивных плоскостях (углеродной мишени, в первом и во втором конверторах).

3.4 Моделирование триггерной системы в эксперименте „НУКЛОН“

3.4.1 Определение сигнальных и фоновых событий. „Эффективность“ и „чистота“ отбора сигнальных событий.

Триггерная установка детектора „НУКЛОН“ состоит из триггеров первого и второго уровня. Триггер первого уровня вырабатывается для потенциально интересных событий, в результате чего отклик с детектора записывается в память бортового компьютера. Этот триггер работает на уровне электроники и должен быть достаточно быстрым для обработки интенсивного потока проходящих через установку космических лучей. Триггер второго уровня производит дальнейшую фильтрацию событий в оперативной памяти бортового компьютера, подготавливая набор данных для передачи на Землю. Триггер второго уровня может использовать алгоритмы реконструкции события. В данной главе рассматриваются предварительные результаты, полученные для триггера первого уровня. Для краткости в дальнейшем мы будем называть триггер первого уровня-триггером.

Требование к триггеру могут быть сформулировано следующим образом: выделение сигнальных событий с максимальной эффективностью и чистотой. Сигналом мы называем события, удовлетворяющие следующим критериям:

- энергия первоначальной частицы больше, чем 100 ГэВ;
- траектория движения первоначальной частицы должна пересекать верхнюю и нижнюю плоскости детектора „сверху вниз“ т. е. сначала пересечь верхнюю плоскость, а потом нижнюю;
- требуется, чтобы первичная частица испытала неупругое взаимодействие в мишени детектора.

Выбор данных условий диктуется методами определения заряда, энергии (метод KLEM) и направления прилета первичной частицы, которые используются в эксперименте „НУКЛОН“. События, не удовлетворяющие этим критериям, мы называем фоном.

Эффективность и чистота отбора сигнальных событий определяется следующим образом. Обозначим совокупность сигнальных и фоновых событий как:

$$N = N_{signal} + N_{background}.$$

А число событий, удовлетворяющих триггерным условиям, как:

$$N^{accepted} = N_{signal}^{accepted} + N_{background}^{accepted},$$

где $N_{signal}^{accepted}$ — совокупность принятых сигнальных событий, $N_{background}^{accepted}$ — принятые фоновые события.

Под эффективностью ε понимается отношение числа принятых сигнальных событий к общему числу сигнальных событий. Чистота P определяется как отношение числа принятых сигнальных событий к полному количеству отобранных событий — сигнальных и фоновых.

$$\varepsilon = \frac{N_{signal}^{accepted}}{N_{signal}}, \quad P = \frac{N_{signal}^{accepted}}{N^{accepted}}$$

В случае идеального триггера чистота и эффективность равны единице.

3.4.2 Триггерные условия.

Идея разрабатываемого триггера заключается в использовании корреляции между энерговыделением в каждой из триггерной плоскостей, поскольку для частицы, движущейся „сверху вниз“ и породившей ливень в детекторе, энерговыделение в каждой нижеследующей из триггерных плоскостей увеличивается по мере развития ливня. Таким же образом отфильтровываются события вне апертуры детектора.

Для оптимизации работы триггерной установки было промоделировано, при помощи GEANT4, прохождение протонов с энергиями от 1 ГэВ до 10 ТэВ, падающими на установку с углами $\in 4\pi$ геометрий.

В результате найден следующий набор триггерных условий:

$$\begin{aligned} 0.09 \text{ GeV} &< E_{dep}^1 < 1.8 \text{ GeV} \\ 0.15 \text{ GeV} &< E_{dep}^2 < 12.7 \text{ GeV} \\ 0.4 \text{ GeV} &< E_{dep}^3 < 31.9 \text{ GeV} \\ 0.18 E_{dep}^3 &< E_{dep}^2 < 0.88 E_{dep}^3 \end{aligned}$$

В этих формулах $E_{dep}^i, i = 1, 2, 3$ - энерговыделение в ГэВ в каждой из трех пар триггерных плоскостей.

Четвертое триггерное условие легко увидеть из следующего графика (рис.3.13). На рисунке показано отношение энерговыделений $(\frac{E_2}{E_1}, \frac{E_3}{E_1}, \frac{E_3}{E_2})$ в трех триггерных плоскостях. Из рисунка мы видим, что самое узкое распределение для сигнала соответствует отношению энерговыделений в 3 и 2 плоскостях. Установив верхний предел на значение отношения энерговыделений в 3 и 2 плоскостях равным значению на котором заканчивается основная часть распределения, мы тем самым можем эффективно отсечь фон, при этом практически не затронув сигнальных событий. Для сигнальной частицы движущейся „сверху вниз“ и породившей ливень в детекторе энерговыделение в каждой нижеследующей из триггерных плоскостей должно увеличиваться. Таким образом мы получаем четвертое триггерное условие $\frac{E_3}{E_2} < 5.5, \frac{E_3}{E_2} > 1.13$.

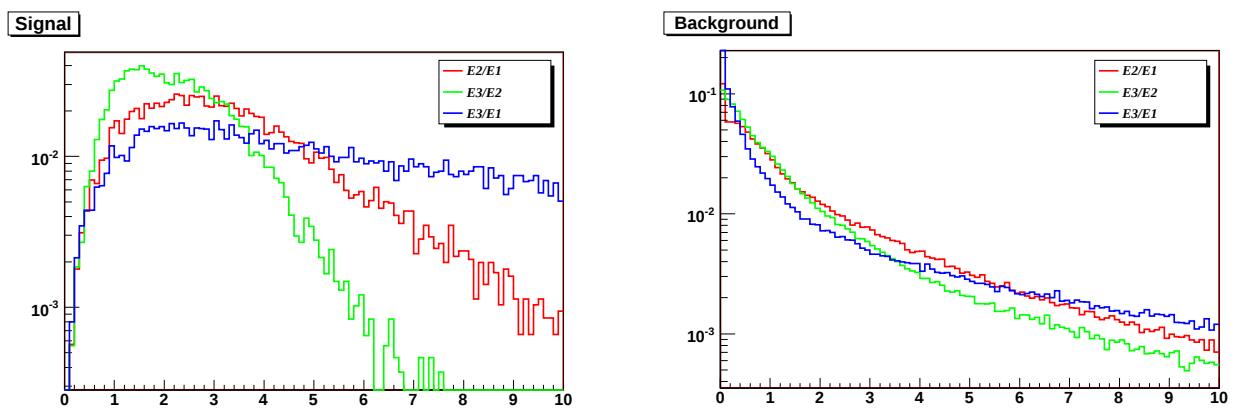


Рис. 3.13: Отношения энерговыделений в трех триггерных плоскостях (для фона и сигнала).

Ниже (рис.3.14) представлена графическая интерпретация полученных результатов. Пунктирными линиями обозначаются вышеприведенные триггерные условия, которые отбираются по форме распределения сигнальных событий.

На рисунках (3.16, 3.17) проиллюстрирован результат применения триггерных условий. На первом рисунке показаны фон и сигнальные события без применения триггерных условий, на втором после применения триггерных условий.

Далее приведены эффективности отбора сигнальных и фоновых событий и ожидаемая чистота как функция энергии первичной частицы (рис.3.15). Эффективность отбора сигнала находится на уровне 90%, при этом фоновые события подавляются как минимум на восемь порядков для энергий от 1 до 100 ГэВ и на уровне $2 \cdot 10^{-2}$ для энергий выше 100 ГэВ. Чистота принимаемого набора событий находится на уровне 60%. Ожидаемая статистика за год работы детектора на околоземной орбите порядка 6 миллионов событий с энергиями от 100 ГэВ и выше, что в среднем составляет около 0,19 событий в секунду. Оценка показывает, что объем информации накапливаемый между сеансами связи находится в пределах, предоставляемых эксперименту, а именно около 250 Мбайт. При этом около 100 событий в год ожидается с энергией около 100 ТэВ (рис. 3.18).

На рисунке (3.18) мы приводим ожидаемое интегральное число событий с энергией больше заданной за один год набора статистики. На верхнем рисунке представлен полный поток до и после использования триггерных условий. До использования триггерных условий ожидается около 1000 событий с энергией выше 100 ТэВ, после использования триггерных условий, как уже говорилось, 100 событий в год. На нижнем рисунке представлен интегральный поток сигнальных и фоновых событий в зависимости от энергии. При максимальной энергии 1000 ТэВ, мы будем видеть всего лишь одну частицу в год.

Ожидаемая статистика позволит промерить спектр и химический состав в интервале энергий от 100 ГэВ до 100 ТэВ и позволит наблюдать события с энергиями вплоть до 1000 ТэВ.

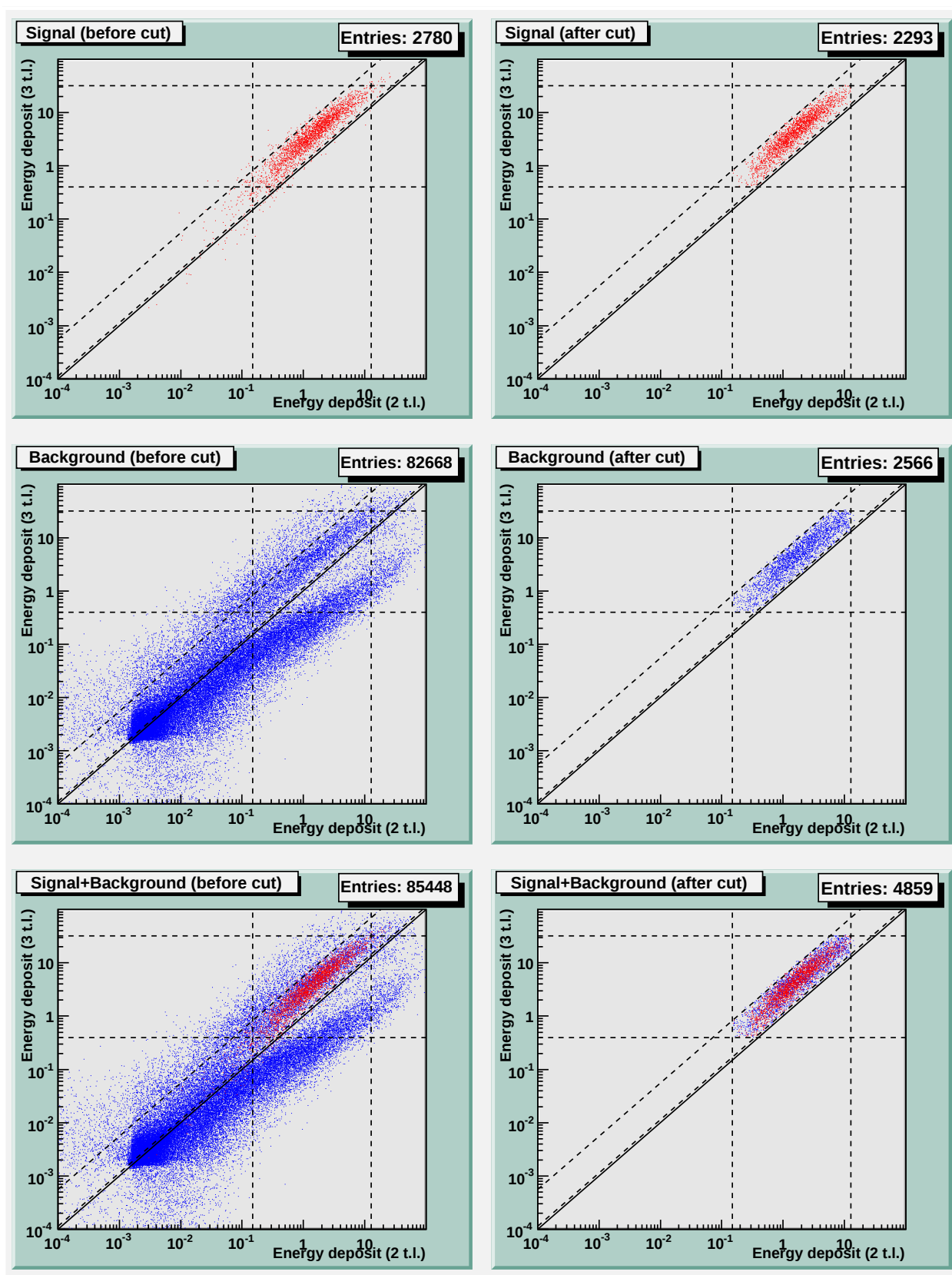


Рис. 3.14: Энерговыведение во второй и третьей триггерных плоскостях.

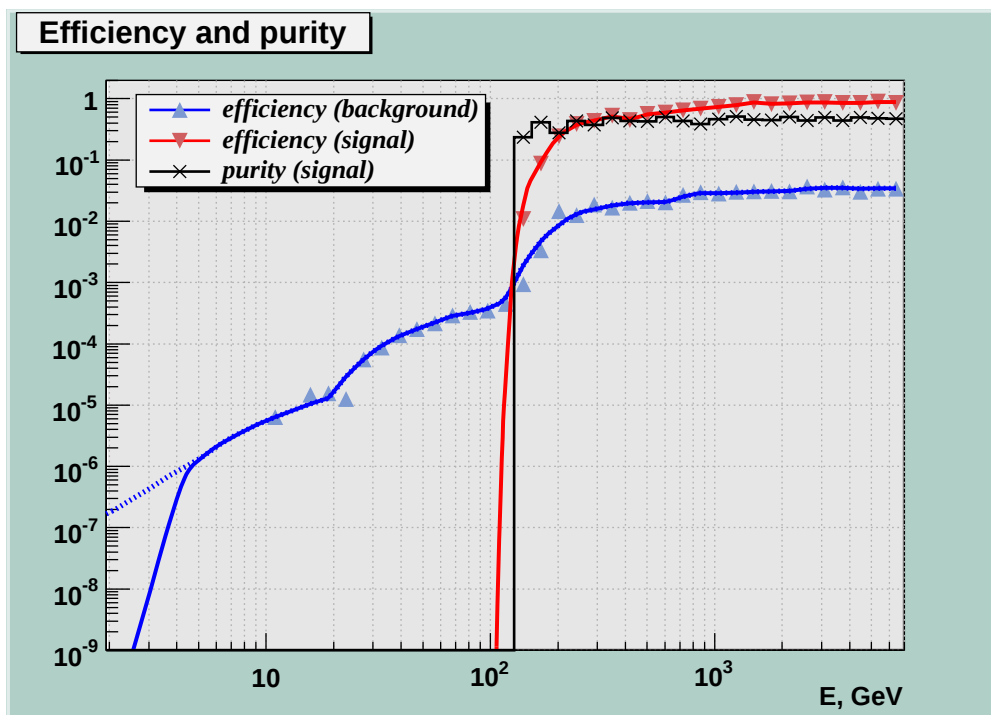


Рис. 3.15: Эффективность отбора сигнала и фоновых событий, чистота сигнальных событий в принимаемом наборе.

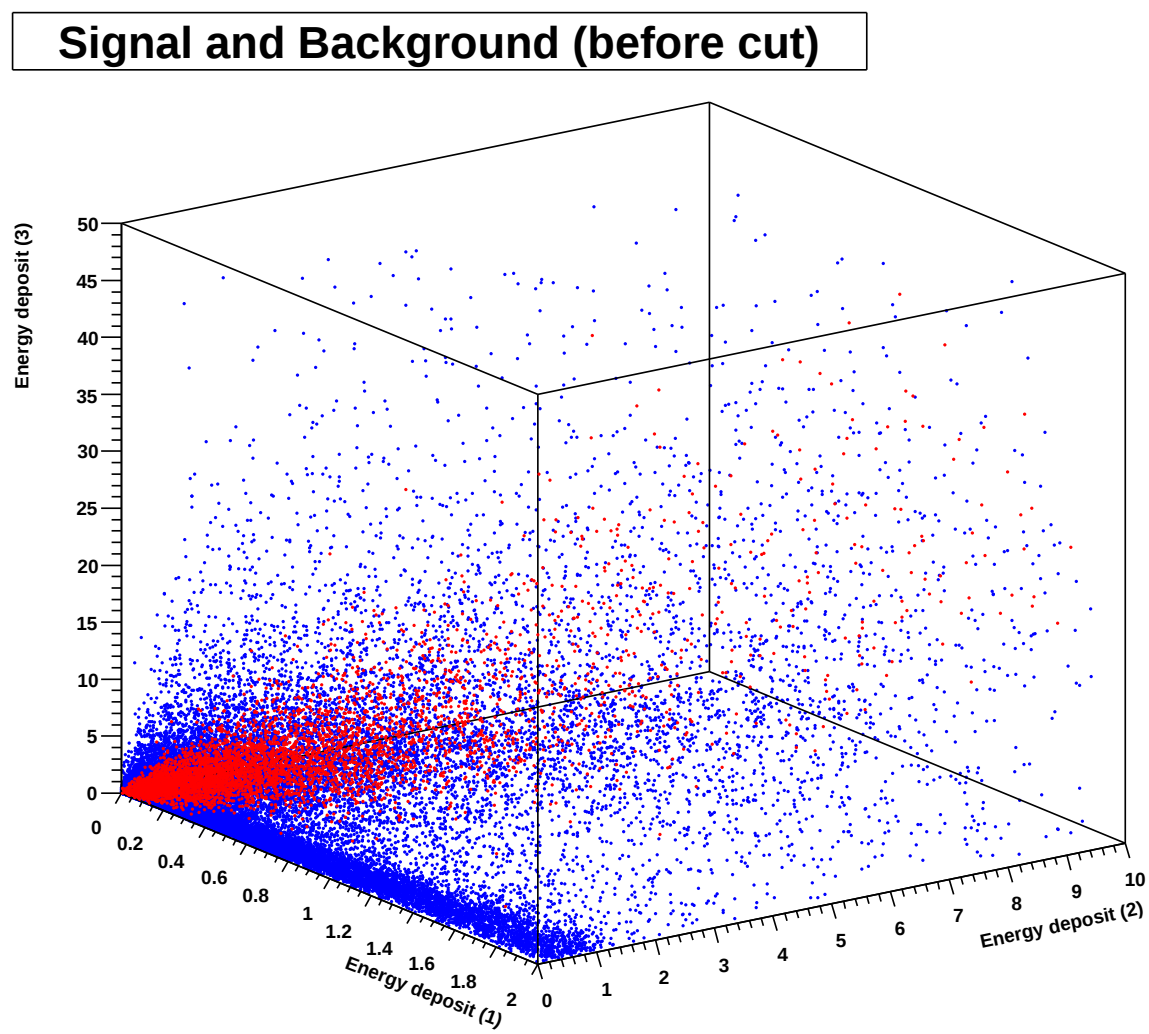


Рис. 3.16: Энерговыделение сигнальных (красные) и фоновых (синие) частиц в детекторе.

Signal and Background (after cut)

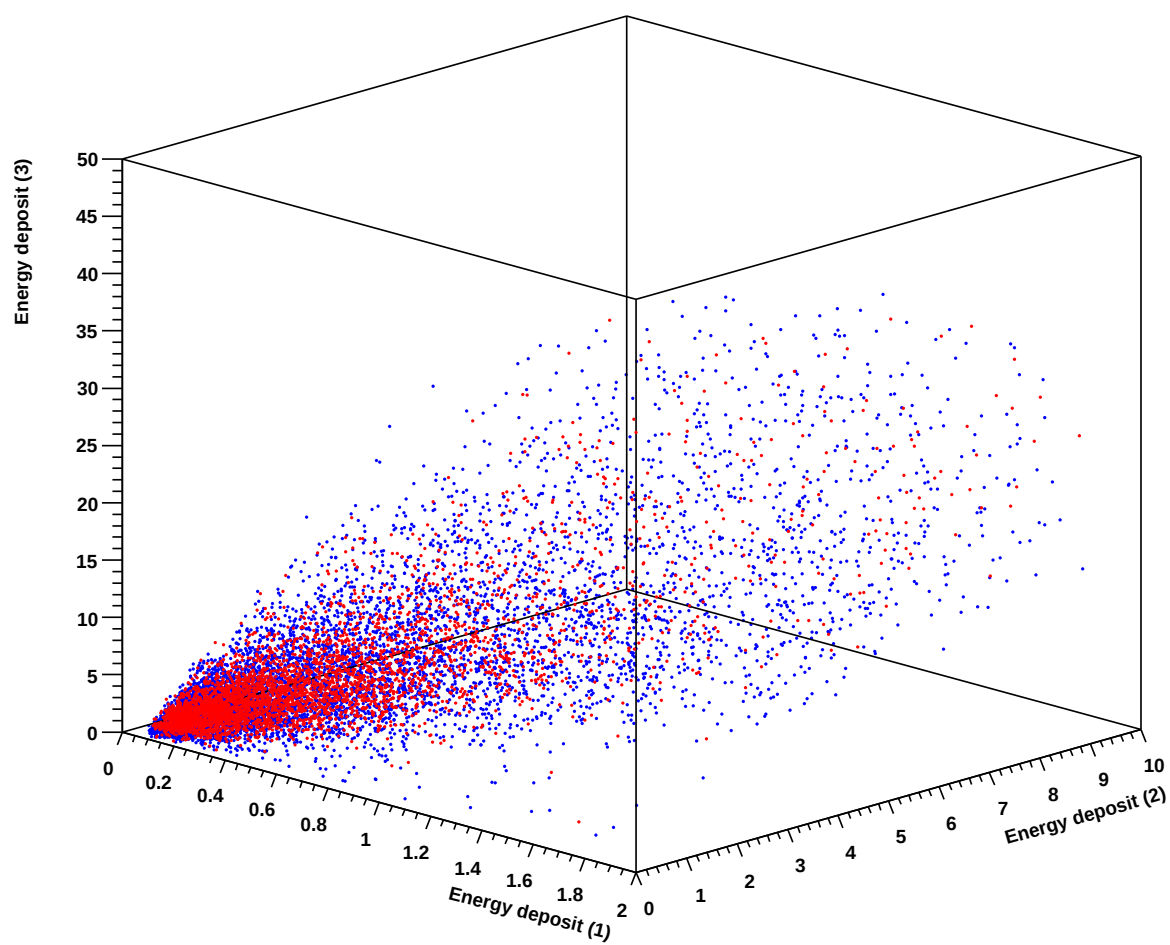


Рис. 3.17: Энерговыделение сигнальных (красные) и фоновых (синие) частиц в детекторе.

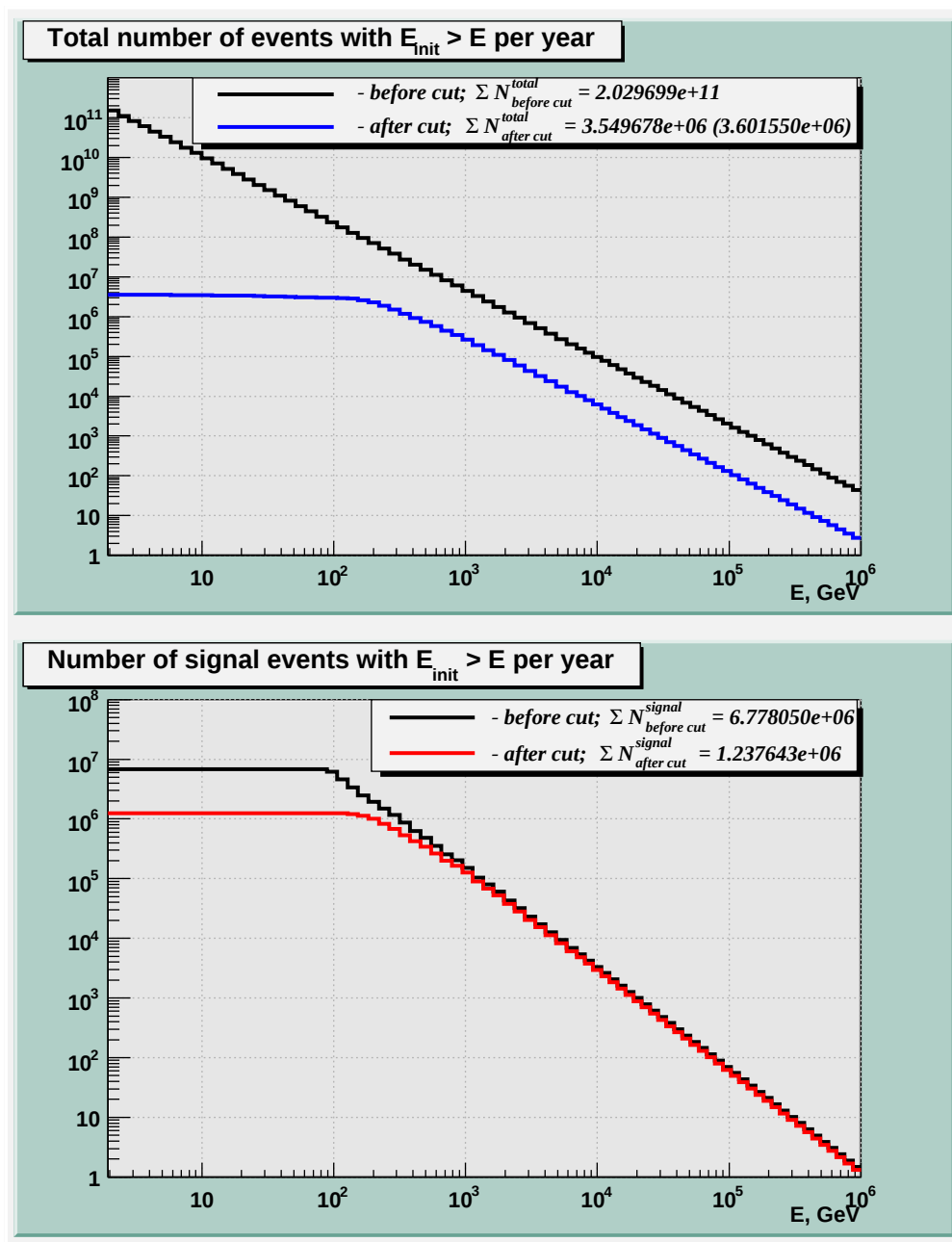


Рис. 3.18: Интегральное распределение ожидаемого числа событий в год.

3.5 Реконструкция в эксперименте „НУКЛОН“

3.5.1 Реконструкция направления

Направление первичной частицы определяется по пространственной плотности вторичных частиц во всех активных плоскостях расположенных после мишени (6 микроstriповых плоскости, 6 сцинтилляторов) (рис.3.19). На каждом шаге моделирования, информация об энергии, выделенной вторичной частицей, записывается в хиты. После моделирования мы обладаем информацией о пространственном распределении энерговыделения в детекторе, которая связана с пространственной плотностью частиц. На рисунке представлено пространственное распределение хитов в детекторе для одного события. Проведена предварительная реконструкция направления, для идеального случая. Частица прошла через центр детектора, „сверху вниз“ через все плоскости (угол $\theta = 180^\circ$).

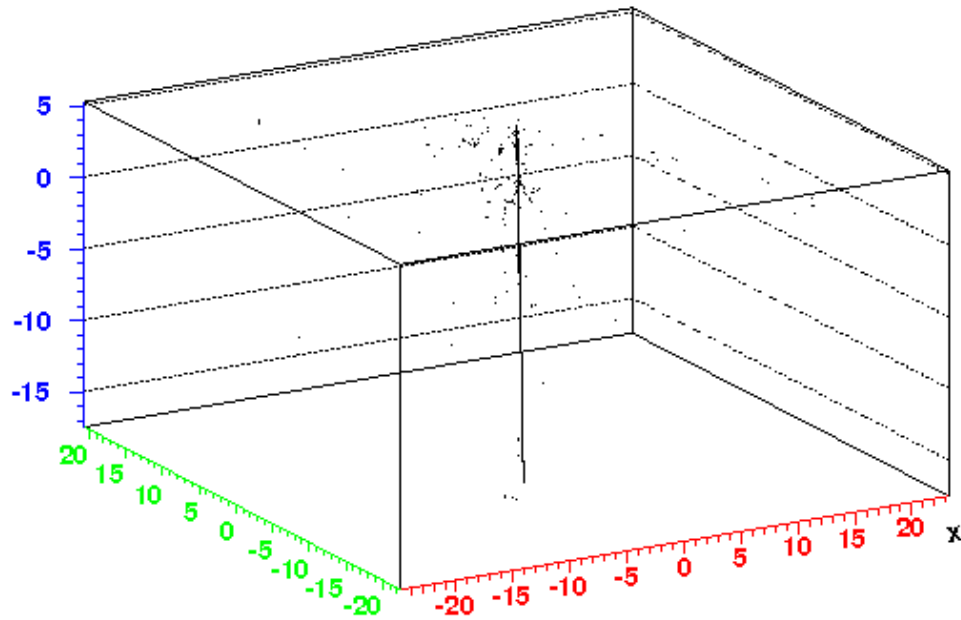


Рис. 3.19: Реконструкция направления.

Основное число хитов расположено около оси ливня, но есть и такие которые находятся далеко от нее. Такие точки, естественно, портят реконструкцию направления. Для того, чтобы отсечь хиты, расположенные на значительном расстоянии от оси ливня, в предварительном методе реконструкции направления использовался „адаптивный алгоритм“, основанный на методе минимизации хи-квадрата:

$$\chi^2 = \sum_i (\vec{r}_i - f(\theta, \varphi))^2 \omega_i,$$

где $\vec{r}_i$ -координата i -ого хита. Параметризация линии в трехмерном пространстве задается следующей формулой:

$$\vec{R} = \vec{R}_0 - \vec{n}L,$$

где $\vec{n} = (n_x, n_y, n_z)$ - единичный вектор указывающий направление движения частицы, $\vec{R}_0 = (x_0, y_0, z_0)$ -начальная точка. На первом этапе реконструкции все хиты считаются

равноценными — вес $\omega_i = 1$ для всех хитов. После первого фита вводится функция расстояния от точки до прямой:

$$\rho_i = |\vec{r}_i - \vec{R}_0| \cdot \sin(\arccos(\frac{(\vec{r}_i - \vec{R}_0)\vec{n}}{|\vec{r}_i - \vec{R}_0|}))$$

Затем, на втором этапе, вес каждого хита ω_i устанавливается равным $\frac{1}{\rho_i}$. Таким образом, чем дальше точка находится от прямой, тем меньший вес она будет иметь. Тем самым точки находящиеся далеко от прямой, вносят меньший вклад в хи-квадрат при последующем фитировании. В конечном итоге после нескольких итераций мы находим прямую, наиболее хорошо удовлетворяющую нашему условию, т. е. расстояние от каждой точки до прямой минимально ρ_i . Предварительная точность реконструкции 1-1.5 градуса (около 0.12 см).

В реальном эксперименте все будет немного сложнее, так как вместо данных о хитах мы будем получать суммарное энергосодержание в стрипе. Энергия выделенная вторичными частицами в стрипе прямо пропорциональна числу частиц, попавших в этот стрип. В дальнейшем данный метод будет обобщен на случай реального детектора.

3.5.2 Реконструкция заряда

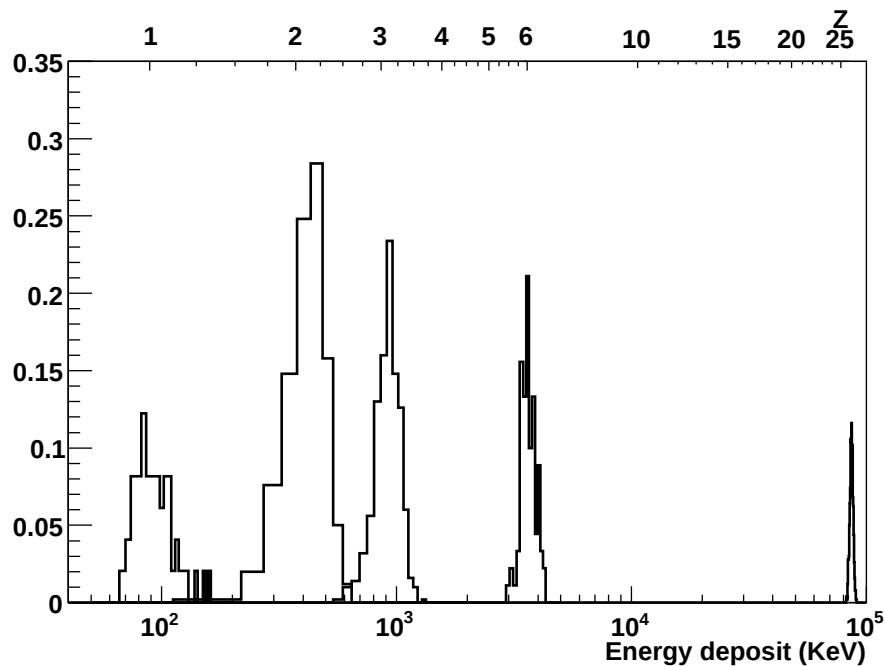


Рис. 3.20: Распределение энергосодержания для первой плоскости кремниевых падовых детекторов. На верхней шкале показан номер ядра Z.

Система определения заряда представляет собой четыре плоскости падовых кремниевых детекторов. С каждой плоскости, независимо от остальных, собирается информация о величине заряда прошедшей частицы, что позволяет достигать большую точность измерения, нежели в случае с одной плоскостью.

Метод реконструкции заряда основан на том, что все заряженные частицы при прохождении слоя вещества теряют энергию (на возбуждение и ионизацию атомов среды), пропорциональную квадрату заряда. Зная направление прилета частицы, мы выделяем пад через который прошла частица и смотрим энергосодержание в данном паде.

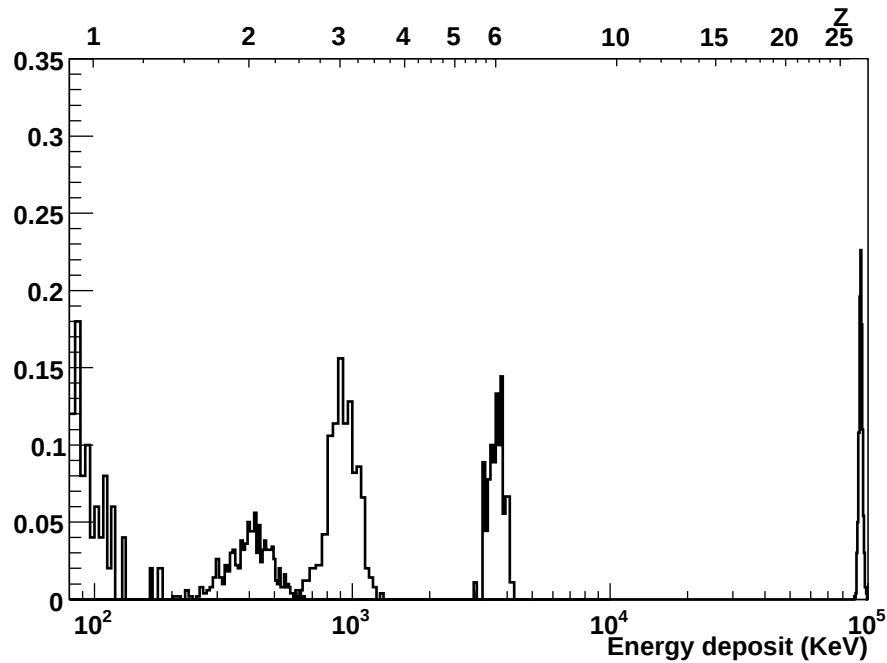


Рис. 3.21: Распределение энерговыведения для четвертой плоскости кремниевых падových детекторов. На верхней шкале показан номер ядра Z .

Так как энерговыведение пропорционально квадрату заряда, то для различных ядер оно будет различным (рис.3.20, 3.21).

На рисунке показана зависимость энерговыведения от первичной частицы в кремниевых детекторах (в первом и четвертом, для второго и третьего распределения аналогичные) в зависимости от заряда частицы.

Для совмещения зарядовых спектров по четырем детекторам планируется применить метод ранговых статистик. Для каждого записанного события (прошедшей частицы) четыре значения заряда, полученные с четырех детекторов, будут располагаться в порядке возрастания величины (независимо от того, какому детектору соответствует данная величина). Затем будет определяться второе по величине значение и использоваться в качестве оценки заряда. Следует указать, что по оценкам [14] метод ранговых статистик будет „работать“ гораздо лучше, чем общепринятое усреднение значений, поскольку флуктуации ионизаций имеют резко асимметричную форму в отличие от стандартного распределения ошибок.

3.5.3 Обратный ток

Одним из неприятных эффектов для метода определения заряда частицы является эффект обратного тока: часть частиц, образовавшихся в акте ядерного взаимодействия, летит назад, а не вперед. Эти частицы могут попасть в детектор заряда, имитируя увеличение заряда. Величина обратного тока сильно растет с ростом энергии и зависит от объема вещества в установке. Несмотря на то, что зарядовый детектор разбит на пады, что уменьшает вероятность одновременного попадания в чувствительную часть детектора исследуемой частицы и фоновой, воздействие обратного тока остается значительным.

Распределение по энергиям основных частиц обратного тока — это в основном электроны, позитроны, γ -кванты, протоны, а также π^+ и π^- мезоны, представлены

на рисунках (3.22, 3.23, 3.24)

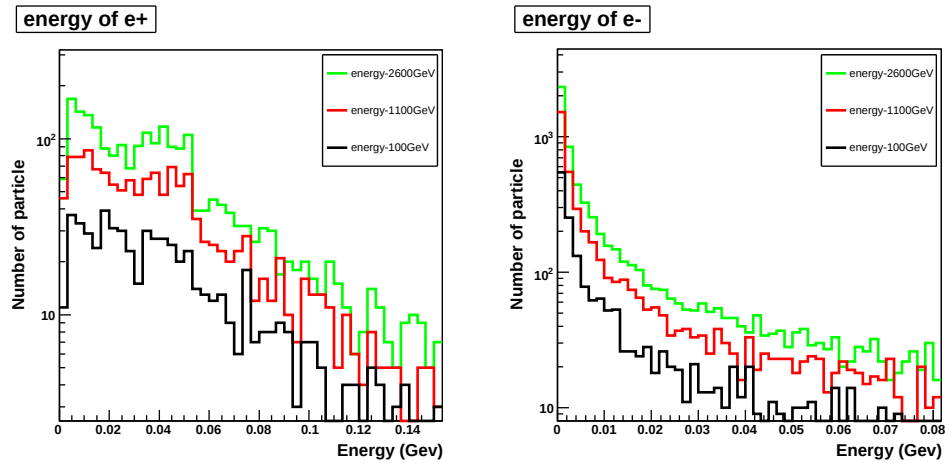


Рис. 3.22: Распределение по энергии для электрона и позитрона.

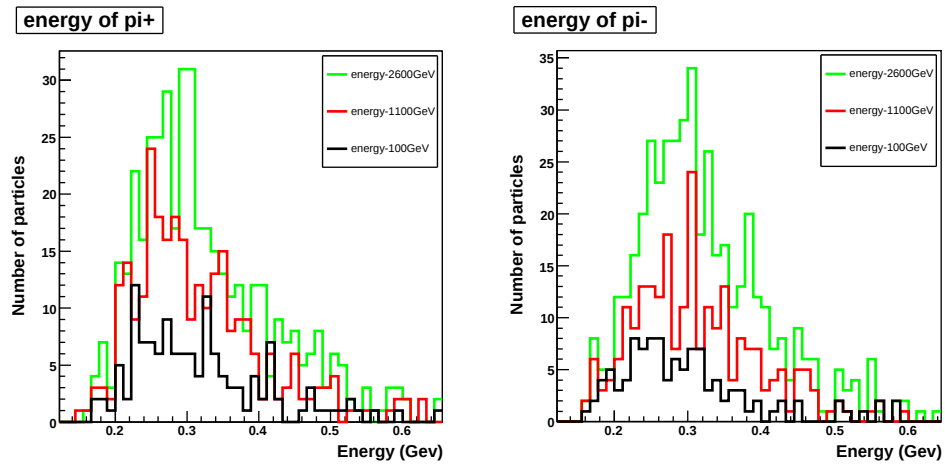


Рис. 3.23: Распределение по энергии для π^+ и π^- .

Что характерно γ -кванты имеют пик распределения при энергии, равной массе электрона.

Одной из задач реконструкции заряда является отличить сигнал исследуемой частицы от сигнала фоновой. Так как энергия первичной частицы намного больше энергии частиц обратного тока, соответственно и сигнал от нее должен быть больше, однако, мы не всегда можем отличить сигнал первичной частицы от сигнала фоновой (рис. 3.25).

Статистически мы все-таки видим, что вероятность попадания частиц обратного тока в тот же самый пад, через который прошла первичная частица, меньше (рис. 3.26) от первичной частицы и частиц обратного тока на статистике в 1000 событий)).

Таким образом, для того чтобы определить заряд первичной частицы, необходимо как можно лучше реконструировать направление. Как уже говорилось ранее, предварительная точность реконструкции направления составляет 1-1.5 градуса (около 0.12 см). Как можно увидеть на рисунке (3.27), с такой точностью мы отсекем большую часть обратного тока.

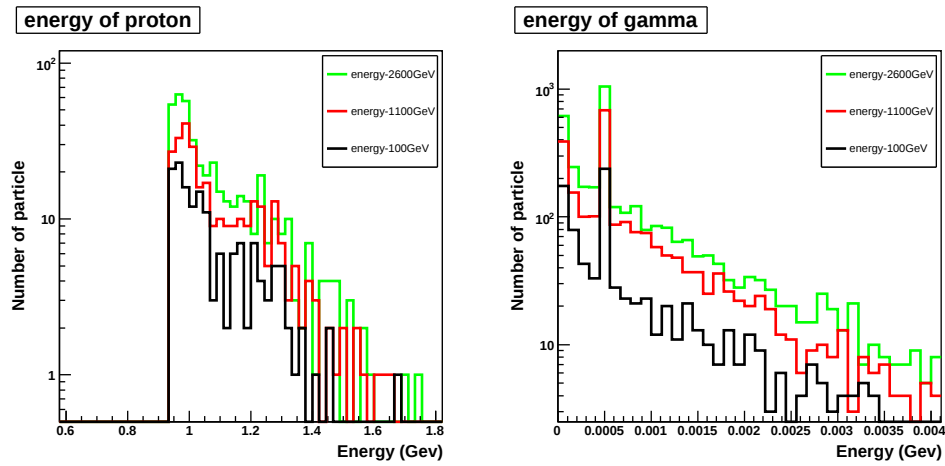


Рис. 3.24: Распределение по энергии для протона и γ -кванта.

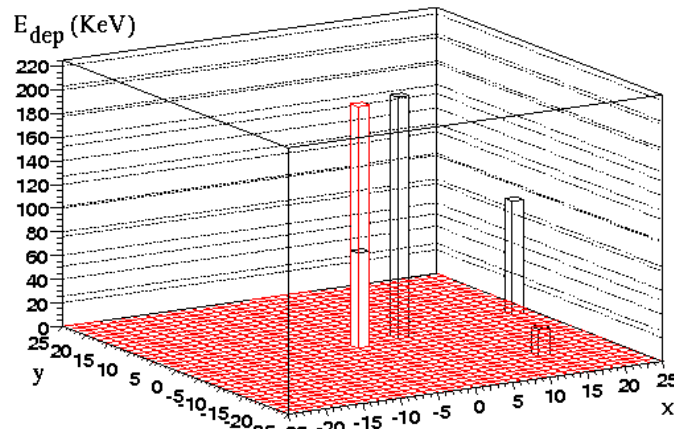


Рис. 3.25: Энерговыведение в паде (красным показана первичная частица, черным — обратный ток).

3.5.4 Методика восстановления энергии

Метод KLEM

В детекторе „НУКЛОН“ будет использоваться методика KLEM (Kinematic Light Weight Energy Meter) для восстановления энергии частиц первичных космических лучей в широком диапазоне $10^{11} - 10^{15}$ эВ.

Метод основывается на усовершенствованном методе Кастаньоли. Сам метод Кастаньоли базируется на том, что во взаимодействиях частиц с одинаковыми массами в системе центра вторичные пионы разлетаются вперед и назад. Тогда в лабораторной системе отсчета вследствие преобразований Лоренца среднее значение псевдобыстроты:

$$\eta_i = -\ln \operatorname{tg} \left(\frac{\theta_i}{2} \right)$$

оказывается пропорциональным логарифму первичной энергии налетающей частицы. Чем больше энергия налетающей частицы, тем меньше угол разлета вторичных частиц (рис. 3.28, 3.28). Из рисунка мы видим, что распределения с увеличением энергии сужаются. Из этого следует, что псевдобыстрота с увеличением энергии должна расти.

Этот метод применялся в экспериментах, где в качестве детекторов использовались ядерные эмульсии, что не давало возможности регистрировать вторичные γ -кванты, и это приводило к большой погрешности (100–200%) в определении энергии событий от 0.1 до 1 ТэВ.

Учитывая особенности и вышеприведенные трудности определения энергии по углам вылета вторичных частиц при энергиях порядка 100 ГэВ, был предложен комбинированный метод, основанный на измерении углов вылета как заряженных, так и нейтральных частиц. Иллюстрацию метода можно провести на следующей схеме (рис.3.30).

Под мишенью подразумевается 9-ти сантиметровая углеродная мишень. Так же имеется вольфрамовый γ -конвертор, под которыми расположены силиконовые стриповые координатно-чувствительные детекторы.

Первичная частица взаимодействует в мишени, где образуются N_g вторичных γ -квантов с энергией E_γ^i и N_{ch} заряженных частиц с энергией E_{ch}^i . Конвертор нейтральных частиц — тонкий слой вольфрама толщиной $h \sim 1$ см — располагается на некотором расстоянии от точки первого взаимодействия $H \sim 12.5$ см и непосредственно перед регистрирующими плоскостями на расстоянии. Он конвертирует практически все вторичные γ -кванты в пучок электронов за счет каскадного размножения в вольфраме, где число электронов пропорционально E_γ^s (s — функция глубины h и энергии E_γ). Часть вторичных заряженных частиц, родившихся в мишени $N_{ch} \cdot W_{in}$, будет испытывать повторные взаимодействия в тонком слое вещества, и множественность этих вторичных частиц будет пропорциональна логарифму энергии E_{ch} . Таким образом, умножение числа частиц в конверторе будет увеличиваться с ростом энергии.

В нашем случае имеется два конвертора по 0.5 см, что аналогично одному конвертору с двойной толщиной (1 см). Как уже говорилось ранее, центр ливня будет восстанавливаться по максимуму пространственной плотности частиц. Каждой вторичной частице формально приписывается значение псевдобыстроты:

$$\eta_i = -\ln \operatorname{tg} \frac{\theta}{2} = -\ln \operatorname{tg} \frac{\arctg(X/H)}{2}$$

При этом частицам образованных в конверторах, также приписывается высота взаимодействия H . Это означает, что вторичным электронам и пионам, образованным в конверторах, приписывается значение угла близкое к углу вторичной частицы, падающей на конвертор из мишени или из второго конвертора, поскольку угловое расхождение вторичных электронов мало.

В качестве меры энергии вводится функционал, характеризующий распределение плотности потока вторичных частиц по псевдобыстротам:

$$S(E_0) = \sum_i \eta^2 w_i$$

В этом функционале заметно подавлен вклад медленных частиц, как за счет квадратичности функции, так и за счет увеличения числа каскадированных в конверторах частиц с увеличением энергии падающей частицы. Величина w_i — зависит от разрешения пространственно-координатного детектора и, по сути, характеризует число частиц, попавших в этот детектор при абсолютном разрешении $w_i = 1$, так как число частиц прямо пропорционально выделившейся энергии, то мы можем использовать вместо числа частиц энерговыделение в каждом стрипе. В среднем в кремниевых микростриповых детекторах, одна частица выделяет около 0.1 МэВ (рис.3.31). Напомним, что ширина каждого стрипа ~ 400 мкм, толщина 300 мкм.

Реконструкция энергии

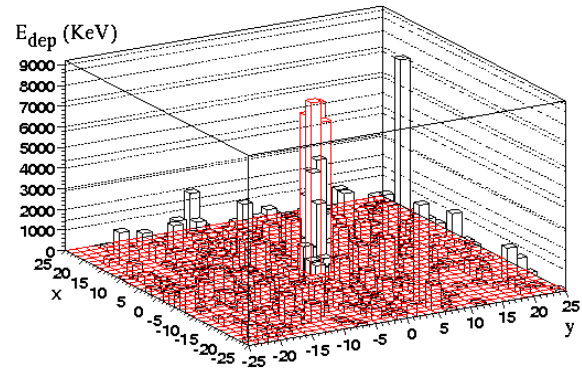
Для проверки методики „KLEM“ было промоделировано, при помощи GEANT4, прохождение протонов с энергиями от 1 ГэВ до 100 ТэВ, падающими на установку вертикально с углом $\theta = 180^\circ$. События удовлетворяют условию неупругого взаимодействия в мишени.

S-параметр в зависимости от энергии первичной частицы представлен на рисунке (3.32). Функционал S после конвертора имеет степенную зависимость от первичной энергии во всем диапазоне исследуемых энергий. До конвертора функция S значительно ниже, что приводит к увеличению ошибки в энергии, и показывает, что именно введение конвертора принципиально улучшает результат.

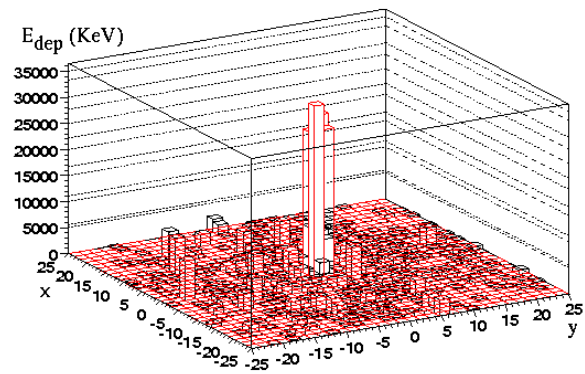
Пример функции распределения ошибок при 10 ТэВ для протонов приведен на рисунке (3.33). Из рисунка видно, что характерной особенностью функции распределения ошибок в методике KLEM является существенная ее асимметрия. Значительный вклад во флуктуации дает „хвост“ в области заниженных значений восстановленной энергии E_{rec} . Физическое объяснение подобных событий то, что коэффициент неупругости в них значительно ниже средней величины, т. е. лишь небольшая часть энергии первичной частицы в первом акте неупругого взаимодействия израсходована на рождение вторичных, большая часть энергии вынесена лидирующей частицей. Определяется этот процесс статистическими флуктуациями процессов неупругого взаимодействия.

Точность определения первичной энергии слабо зависит от энергии и составляет 40-60% (рис. 3.34).

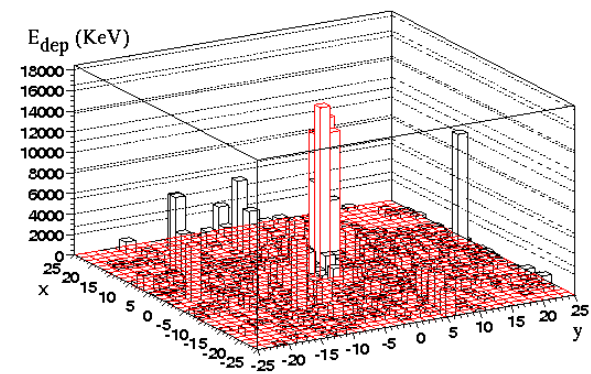
SiliconPlatePad_1



SiliconPlatePad_2



SiliconPlatePad_3



SiliconPlatePad_4

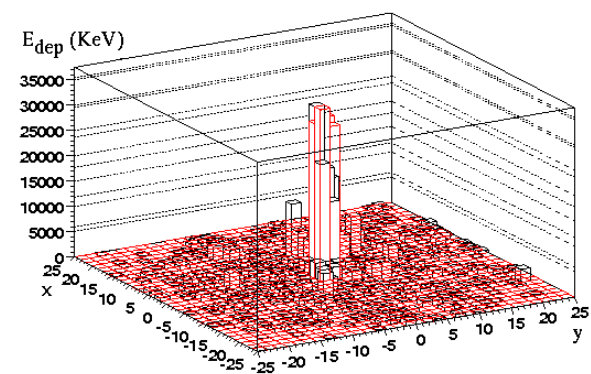


Рис. 3.26: Энерговыделение в паде (для 4 падовых плоскостей (сверху вниз)) от первичной частицы (красным цветом) и частиц обратного тока (черным) на статистике в 1000 событий.

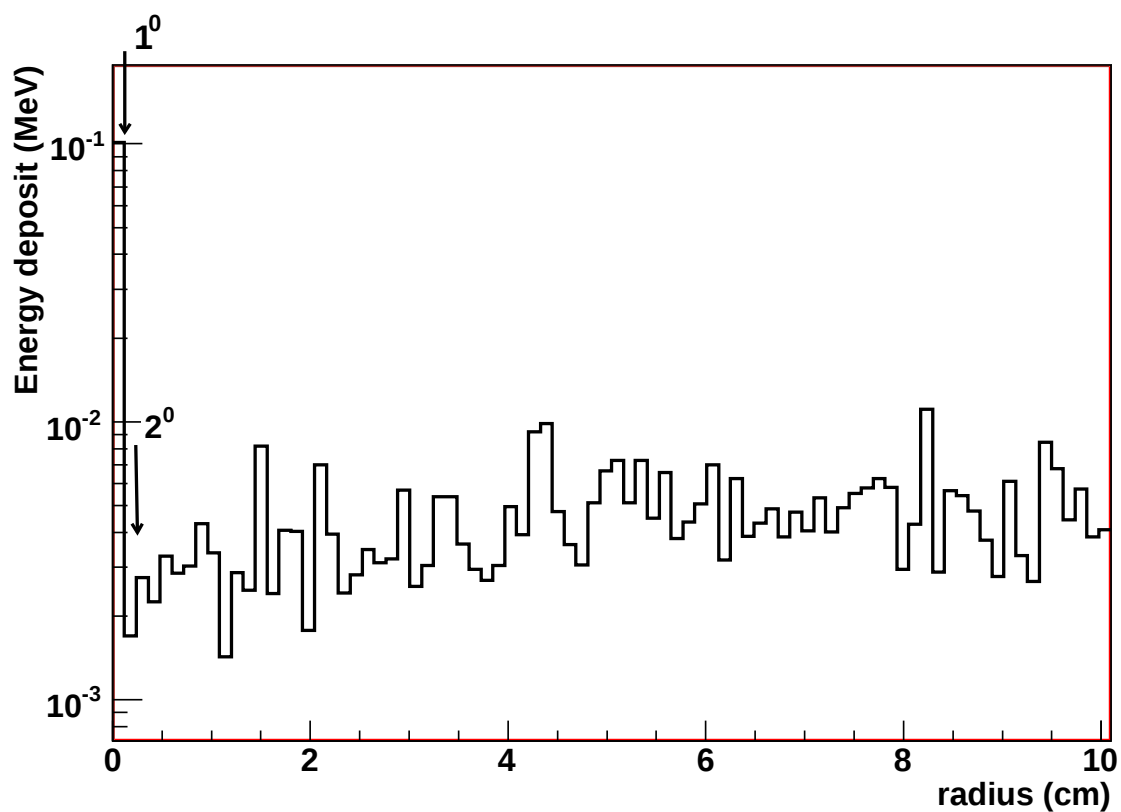


Рис. 3.27: Энерговывделение в падовой плоскости в зависимости от расстояния до оси ливня.

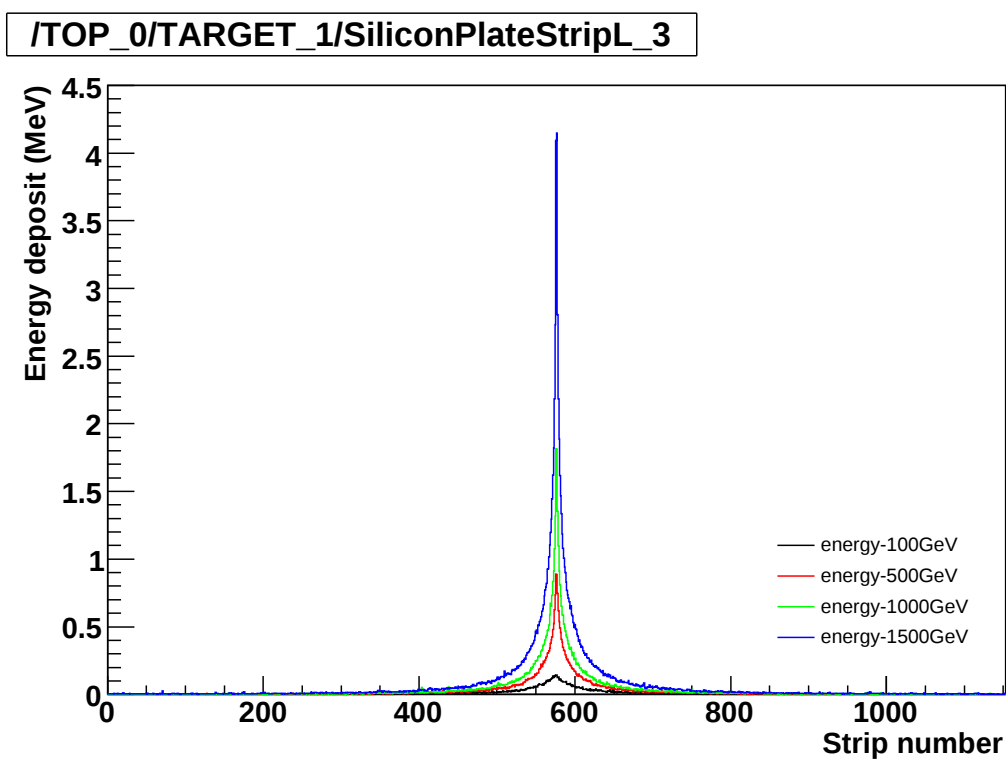


Рис. 3.28: Энерговывделение в третьей микроstriповой плоскости по объемам.

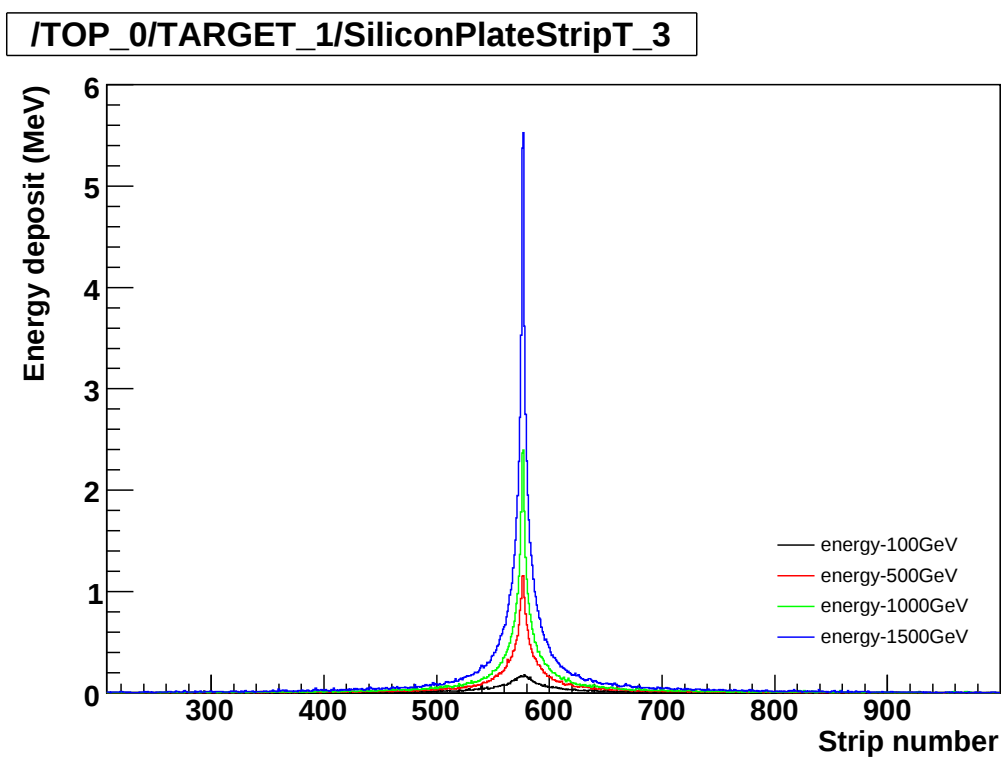


Рис. 3.29: Энерговыведение в третьей микроstriповой плоскости по объемам.

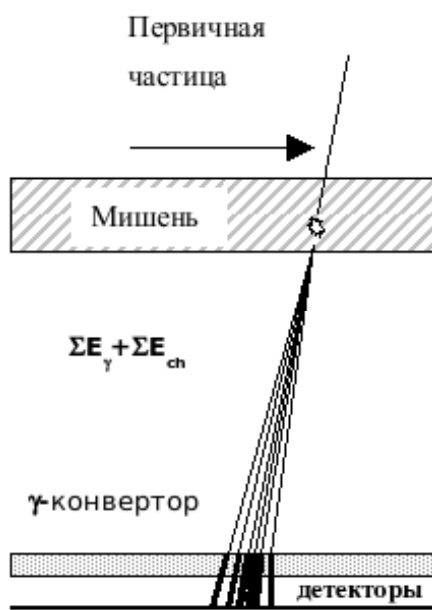


Рис. 3.30: Схема прибора.

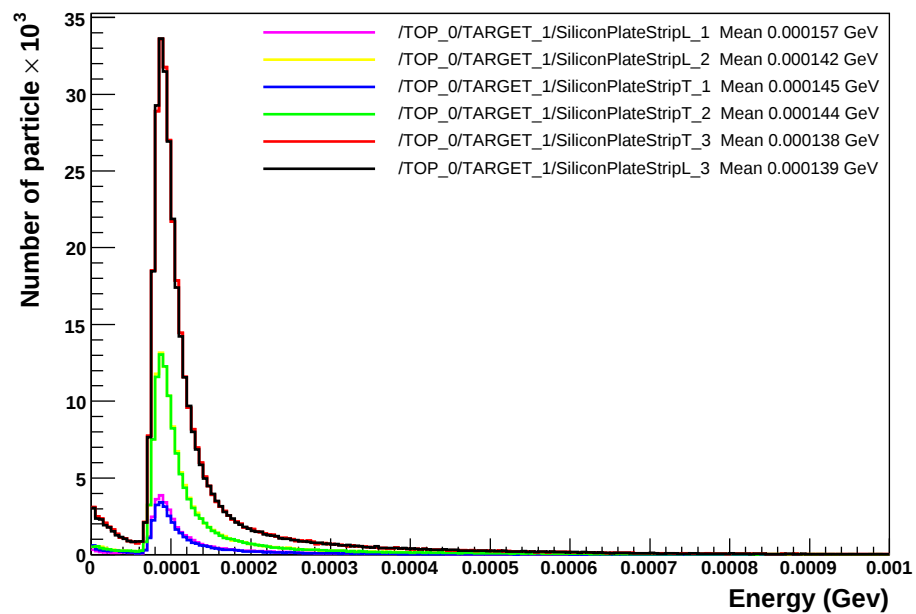


Рис. 3.31: Распределение энерговыделения, оставленное вторичными частицами в микростриповых плоскостях.

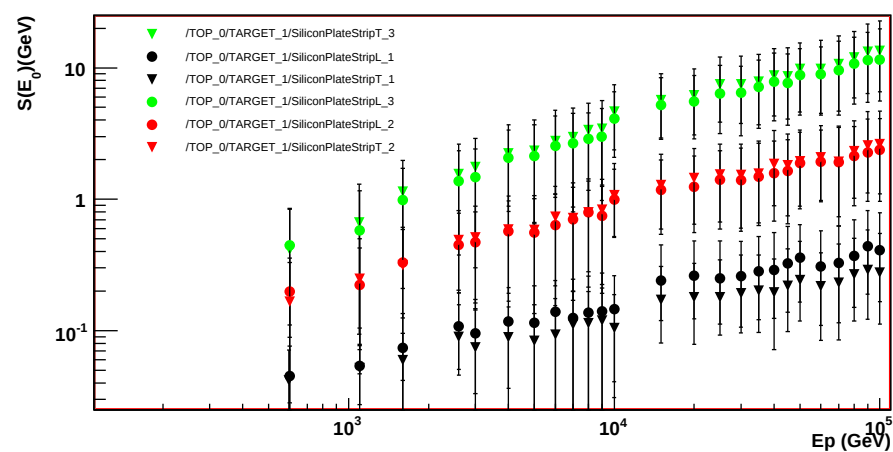


Рис. 3.32: S-параметр в зависимости от энергии первичной частицы в двойном логарифмическом масштабе (для шести микростриповых плоскостей).

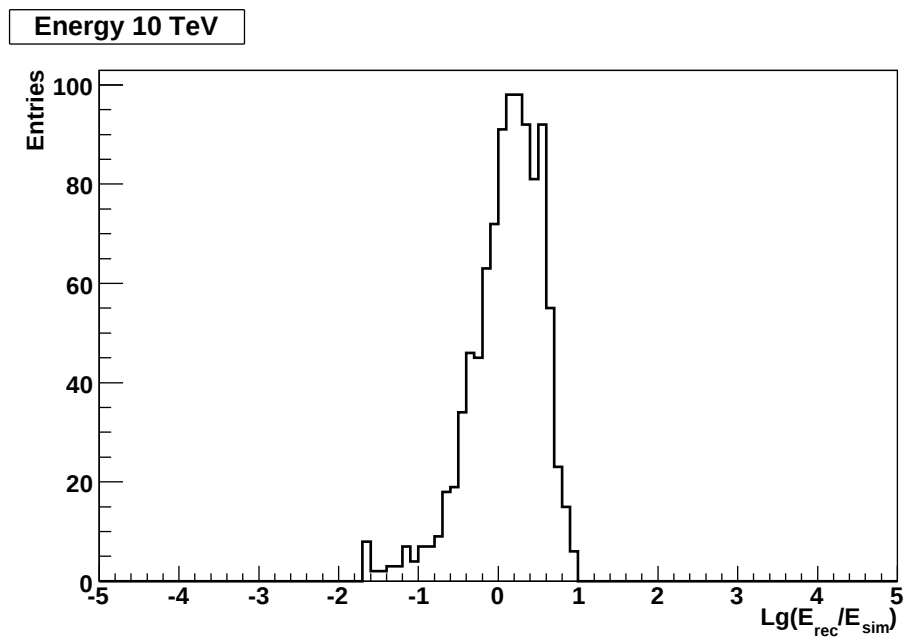


Рис. 3.33: Распределение по $Lg(E_{rec}/E)$ для протонов с энергией 10 ТэВ.

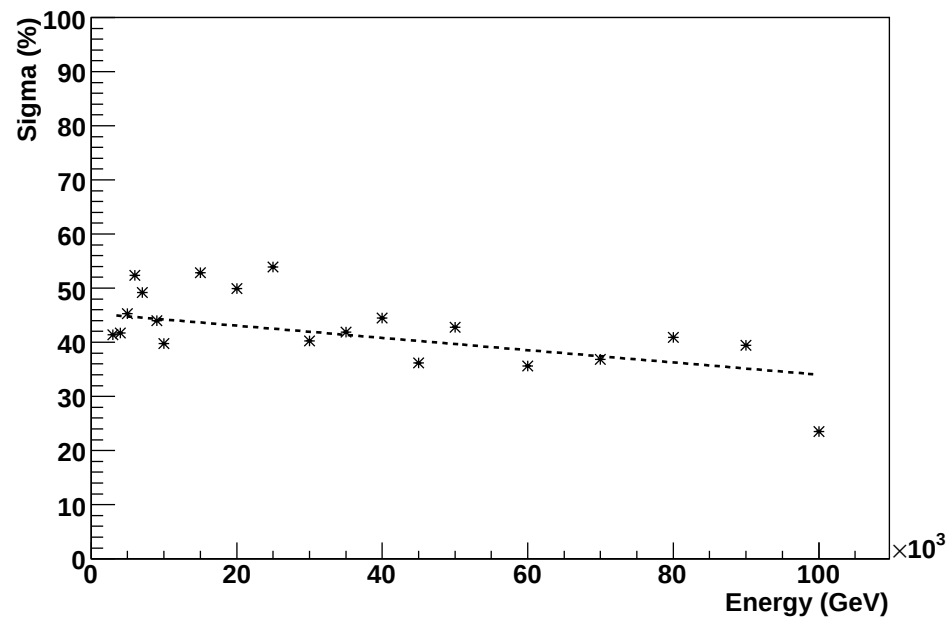


Рис. 3.34: Относительная ошибка $\frac{E_{rec}-E_{sim}}{E_{sim}} 100\%$.

Заключение

Основные результаты, полученные в ходе дипломной работы:

- Проведена предварительная реконструкция направления. Точность реконструкции составляет 1-1.5 градуса (около 0.12 см).
- Исследована возможность реконструкции заряда на основе зависимости отклика падовых детекторов от заряда прилетевшей частицы.
- Исследовано влияние обратного тока на реконструкцию заряда. Показано, что при точности реконструкции направления в 1 - 1.5 градуса, возможно увеличение точности реконструкции заряда за счет отбрасывания частиц обратного тока.
- Изучен метод реконструкции энергии. Относительная ошибка реконструированной энергии составляет 40%-60%.

Хочу выразить благодарность, тем людям, без поддержки которых была бы невозможна проделанная работа.

В первую очередь хочу сказать спасибо моему научному руководителю Наумову Дмитрию Вадимовичу за предоставленную интересную тему, за терпение, помощь и ценные замечания к тексту дипломной работы.

Наумову Вадиму Александровичу за предоставленную литературу.

Ткаченко Артуру за помощь в выполнении работы и дружескую поддержку.

Коллективу сектора НЭОФЭЧ ЛЯП, за дружескую поддержку и заботу.

Александрю Николаевичу Валлу, за предоставленную возможность выполнения дипломной работы в ОИЯИ.

Преподавательскому составу и работникам деканата Физического факультета ИГУ.

Список используемых источников

- [1] Ткачев Л.Г. Отчет об опытно-конструкторской работе. Technical report, Объединенный институт ядерных исследований, 2004. - 73 с.
- [2] Гинзбург В.Л. Астрофизика космических лучей (история и общий обзор). *Успехи физ. наук*, 166(2), 1996. - 15 с.
- [3] Хаякава С. *Физика космических лучей, часть 1*. Мир, 1973. - 701 с.
- [4] Simpson J.A. // *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.*, 33, 1983. - 323.
- [5] W.-M. et al. Yao. Review of Particle Physics. *Journal of Physics G*, 33:1+, 2006. <http://pdg.lbl.gov>.
- [6] Кузьмин В.А. Зацепин Г.Т. // *Письма в ЖЭТФ*, 4:с. 148–151, 1966.
- [7] Greisen K. // *Phys. Rev. Lett.*, 16:с. 748–750, 1966.
- [8] Гинзбург В.Л. *Успехи физ. наук*, 66(2):с. 169–183, 1996.
- [9] R. Sparvoli. Launch in orbit of the space telescope pamela and ground data results. Prepared for 9th ICATPP Conference on Astroparticle, Particle, Space Physics, Detectors and Medical Physics Applications, Villa Erba, Como, Italy, 17-21 Oct 2005.
- [10] Burnett T.H. et al. (JACEE Colab.). // *Phys. Rev. Lett. D*, 35, 1997. - 1010.
- [11] Dawson B.R. Sokolsky P., Sommers P. // *Phys. Rep.*, 217, 1992. - 225.
- [12] К. Цюбер Г. В. Кладдор-Клайнгротхаус. *Астрофизика элементарных частиц*. М.: Редакция журнала “Успехи физических наук”, 2000. - 496с.
- [13] Bird D.J. et al. (Fly Eye Collab.). // *Phys. Rev. Lett.*, 71, 1993. - 3401.
- [14] Воронин А.Г., Гребенюк В.М., Карманов Д.Е., Короткова Н.А., Крумштейн З.В., Меркин М.М., Пахомов А.Ю., Подорожный Д.М., Садовский А.Б., Свешникова Л.Г., Ткачев Л.Г., and Турундаевский А. Н. Тестирование прототипа зарядовой системы установки “НУКЛОН”. Technical report, НИИ ядерной физики им. Д.В. Скобельцына Московского государственного университета им. М.В. Ломоносова and Объединенный Институт Ядерных Исследований. - 24 с.

Список иллюстраций

1.1	Лейденская банка.	6
1.2	Изменение ионизации с высотой (а) Гесс (1912); (b)Кольхерстер (1913, 1914).	7
1.3	Треки частиц космических лучей в камере Вильсона.	8
1.4	Электронно-фотонный каскад.	8
1.5	Траектория спутника „Ulysses“.	10
1.6	Распространенность химических элементов относительно $Si = 10^3$	11
1.7	Дифференциальные энергетические спектры элементов космических лучей: Н, Не, С и Fe.	12
1.8	Дифференциальный энергетический спектр космических лучей.	13
1.9	Модуляция космических лучей (нижняя панель) по наблюдениям на станциях, расположенных в экваториальной и в полярной областях. Вверху показано изменение солнечной активности (по числам Вольфа) за тот же период времени.	13
1.10	Спектр космических лучей [5].	14
1.11	Феноменологическая модель Й. Хёрандела, показывающая, как могут гипотетически выглядеть колена в спектрах отдельных химических элементов с разными зарядами, указанными в правом верхнем углу картинки.	15
1.12	Так должны вести себя различные ядра КЛ в области колена, если предположить, что колено является следствием распространения КЛ в сложной межзвездной среде.	16
1.13		17
1.14	Спектр космических лучей предельно высоких энергий.	18
1.15	Схема магнитного спектрометра „PAMELA“.	20
1.16	Схема события в детекторе „JACEE“.	20
1.17	Принцип метода протравливания трека.	21
1.18	Сводные данные по потокам протонов и гелия, представленные на Международной конференции по космическим лучам в 2005 г. в Пуне (Индия) в докладе коллаборации RUNJOB.	22
1.19	Схема детектора „Fly’s Eye“, используемого для детектирования флуоресцентного излучения возбужденных молекул азота. Поверхность из точек представляет собой свет от ливня, сплошная линия показывает его небесную траекторию [11].	25
1.20	Флуоресцентный спектр излучения азота вблизи ультрафиолетовой области, полученный с помощью детектора „Fly’s Eye“. Спектр возникает в результате взаимодействия ливня с атмосферой Земли.	26
1.21	Среднее массовое число ядер космического излучения, полученное в разных экспериментах ШАЛ(BASJE, CASA-BLANKA, CASA-DICE, KASCADE, EAS-TOP) и в двух прямых экспериментах RUNJOB, JACEE.	27

2.1	Схема спектрометра „НУКЛОН“	29
2.2	Внешний вид сцинтилляционного стрипа.	31
3.1	Схема моделирования эксперимента „НУКЛОН“	35
3.2	Детектор „НУКЛОН“	36
3.3	Изотропное распределение по углу θ	38
3.4	Схематическое представление различных форм детектора.	38
3.5	Процент частиц провзаимодействовавших в мишени неупруго от полного числа частиц в зависимости от энергии.	39
3.6	Распределение множественности частиц в первичной вершине.	40
3.7	Распределение множественности частиц в первичной вершине.	41
3.8	Множественность частиц в первичной вершине в зависимости от энергии первичной частицы.	41
3.9	Среднее энерговыделение в активных плоскостях (6 сцинтилляторных плоскостей, 6 микростриповых плоскостей)	42
3.10	Среднее энерговыделение в отдельном стрипе сцинтилляционных плоскостей	42
3.11	Среднее энерговыделение в отдельном стрипе кремниевых плоскостей	43
3.12	Среднее энерговыделение в пассивных плоскостях (углеродной мишени, в первом и во втором конверторах).	43
3.13	Отношения энерговыделений в трех триггерных плоскостях (для фона и сигнала).	45
3.14	Энерговыделение во второй и третьей триггерных плоскостях.	47
3.15	Эффективность отбора сигнала и фоновых событий, чистота сигнальных событий в принимаемом наборе.	48
3.16	Энерговыделение сигнальных (красные) и фоновых (синие) частиц в детекторе.	49
3.17	Энерговыделение сигнальных (красные) и фоновых (синие) частиц в детекторе.	50
3.18	Интегральное распределение ожидаемого числа событий в год.	51
3.19	Реконструкция направления.	52
3.20	Распределение энерговыделения для первой плоскости кремниевых падовых детекторов. На верхней шкале показан номер ядра Z	53
3.21	Распределение энерговыделения для четвертой плоскости кремниевых падовых детекторов. На верхней шкале показан номер ядра Z	54
3.22	Распределение по энергии для электрона и позитрона.	55
3.23	Распределение по энергии для π^+ и π^-	55
3.24	Распределение по энергии для протона и γ -кванта.	56
3.25	Энерговыделение в паде (красным показана первичная частица, черным — обратный ток).	56
3.26	Энерговыделение в паде (для 4 падовых плоскостей (сверху вниз)) от первичной частицы (красным цветом) и частиц обратного тока (черным) на статистике в 1000 событий.	59
3.27	Энерговыделение в падовой плоскости в зависимости от расстояния до оси ливня.	60
3.28	Энерговыделение в третьей микростриповой плоскости по объемам.	60
3.29	Энерговыделение в третьей микростриповой плоскости по объемам.	61
3.30	Схема прибора.	61

3.31	Распределение энерговыведения, оставленное вторичными частицами в микростриповых плоскостях.	62
3.32	S-параметр в зависимости от энергии первичной частицы в двойном логарифмическом масштабе (для шести микростриповых плоскостей). . . .	62
3.33	Распределение по $Lg(E_{rec}/E)$ для протонов с энергией 10 ТэВ.	63
3.34	Относительная ошибка $\frac{E_{rec}-E_{sim}}{E_{sim}}100\%$	63

Список таблиц

1.1	Современные эксперименты по измерению атмосферных ливней.	24
3.1	Основные объемы активной части детектора „НУКЛОН“.	37