МОСКОВСКИЙ ОРДЕНА ЛЕНИНА, ОРДЕНА ОКТЯБРЬСКОЙ РЕВОЛЮЦИИ И ОРДЕНА ТРУДОВОГО КРАСНОГО ЗНАМЕНИ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ ИМЕНИ М.В. ЛОМОНОСОВА

НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ ИМЕНИ Д.В. СКОБЕЛЬЦЫНА

На правах рукописи

УДК 537.591.8

ХРЕНОВ Борис Аркадьевич

МЮОНЫ ВЫСОКОЙ ЭНЕРГИИ В СОСТАВЕ ШИРОКИХ АТМОСФЕРНЫХ ЛИВНЕЙ И ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ЧАСТИЦ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ СВЕРХВЫСОКОЙ ЭНЕРГИИ С ЯДРАМИ АТОМОВ ВОЗДУХА.

01.04.16 –физика атомного ядра и элементарных частиц

Диссертация на соискание ученой степени доктора физико-математических наук

Москва 1986

В цифровом виде- 2017 г.

С О Д Е Р Ж А Н И Е

стр

ВВЕДЕНИЕ… 4

ГЛАВА I. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА. 17

1.1 Установка МГУ для определения характеристик электронно-фотонной компоненты ШАЛ. 17

1.2 Детекторы потока мюонов 23

1.3. Магнитный спектрометр мюонов. 26

1.4 Методика измерения импульса (энергии) мюона с помощью магнитного спектрометра. Определение максимально измеримого импульса спектрометра. Оценки неэффективностирегистрации трека мюона на фоне потока вторичных электронов. 35

1.5 Многорядные детекторы взаимодействий мюонов. 41

1.6 Контрольные измерения с помощью комплекса из магнитного спектрометра и многорядного детектора. 48

1.7 Роль грунта над мюонными детекторами. 50

Краткие итоги главы 1. 52

ГЛАВА 2. ИЗМЕРЕНИЕ ПРОСТРАНСТВЕННОГО И ЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ МЮОНОВ В СОСТАВЕ ШАЛ. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПОЛНОГО ЧИСЛА МЮОНОВ В ЛИВНЯХ С ЗАДАННЫМ ЧИСЛОМ ЭЛЕКТРОНОВ. 53

2.1Пространственное распределение и полное число мюонов с пороговой энергией 5 и 10 ГэВ. 54

2.2 Энергетический спектр мюонов и их пространственное распределение для пороговых энергий выше 10 ГэВ (данные магнитного спектрометра). 58

2.3. Энергетический спектр мюонов в ШАЛ с заданной плотностью потока электронов. Интенсивность мюонов, сопровождаемых ШАЛ с различным числом электронов. 83

2.4. Определение потока энергии в мюонной компоненте ШАЛ. Средняя энергия мюонов в составе ШАЛ. 97

2.5. Флуктуации потока мюонов в ШАЛ с заданным числом электронов. Корреляция ФПР мюонов ивозраста ШАЛ. 101

Краткие итоги главы 2. 113

ГЛАВА 3.НАБЛЮДЕНИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ МЮОНОВ В ВЕЩСТВЕ. 115
3.1. Электромагнитные взаимодействия мюонов.
Оценка потока мюонов сверхвысоких энергий. 116
3.2. «Ядерные» взаимодействия мюонов. 127
3.3. Измерения спектра по числу частиц во вторичных ливнях, генерируемых вьслоях свинца частицами, не входящими в состав ШАЛ. 130
Краткие итоги главы 3. 146
ГЛАВА 4. МЮОННАЯ КОМПОНЕНТА ШАЛ И ХАРАКТЕРИСТИКИ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ЧАСТИЦ ПРИ СВЕРХВЫСОКИХ ЭНЕРГИЯХ. 148
4.1. Краткое описание модели взаимодействия, используемой в расчетах развития ШАЛ. 154
4.2. Сравнение результатов расчета характеристик ШАЛ, полученных в рамках основной модели взаимодействия с экспериментальными данными. 163
4.3. Характеристики потока мюонов и ряд особенностей взаимодействия частиц сверхвысокой энегии. 182
4.4. Функция пространственного расределения мюонов в ШАЛ с различным возрастом электронно-фотонной компоненты. 199
4.5.Ядерный состав и энергетический спектр первичного космического излучения, генерирующего ШАЛ с наблюдаемыми характеристиками. 202
Краткие итоги главы 4. 214

ЗАКЛЮЧЕНИЕ. 217
Автор защищает: 225
ЛИТЕРАТУРА. 228
Всего 245 стр.

В В Е Д Е Н И Е

Исследование взаимодействия космических лучей высокой энергии с веществом, постоянно привлекает внимание в связи с возможностью получать информацию в области энергий, недоступных для изучения на ускорителях. Открытие широких атмосферных ливней (ШАЛ) и дальнейшее интенсивное их исследование показало существование в космических лучах частиц (протонов и ядер) с энергией порядка 10^6 ГэВ и вплоть до энергий 10^{11} ГэВ. Это делает принципиально возможным изучение столкновений частиц с веществом, в первую очередь, с ядрами атомов воздуха, которые являются естественной мишенью для регистрируемого на Земле космического излучения, в области "сверхвысоких" энергий: $E_0>10^6$ ГэВ.

К области сверхвысоких энергий приближаются и исследования взаимодействий частиц, ускоренных в лабораторных условиях, на современных ускорителях. В настоящее время с помощью метода встречных пучков накоплены детальные данные о взаимодействии нуклон-нуклон при энергии в системе центра инерции $\sqrt{S}$ =10- 900 ГэВ, планируются эксперименты на встречных пучках p^-p при энергии $\sqrt{S}> 10^3$ ГэВ, т.е. при энергиях налетающего протона в лабораторной системе $E_0>10^6$ ГэВ - в области сверхвысоких энергий, пока доступных для изучения лишь в космических лучах. Однако, преимуществом исследований в космических лучах (помимо широкого диапазона энергий E □10^6-10^{11} ГэВ, в принципе, доступных для изучения) является возможность наблюдения взаимодействий нуклон-ядро и ядро-ядро при сверхвысоких энергиях. Метод встречных пучков в ближайшее время не даст информацию о таких взаимодействиях. Пока получены лишь первые результаты наблюдения столкновений ядер гелия при энергии $\sqrt{s}$ =30-66 ГэВ.

Используя ядро в качестве мишени можно получить дополнительные сведения о процессе взаимодействия на "элементарном" уровне (кварков и глюонов) при самых малых временах τ и расстояниях r : $\tau\sim10^{-23}$сек и r~ нескольких ферми. Так, слабая зависимость множественности вторичных частиц от атомного номера ядра мишени

при высоких энергиях налетающего адрона (сотни ГэВ),, полученная в опытах с космическими лучами и на ускорителях, показала, что время "адронизации" элементарных участников взаимодействия достаточно велико $\tau > 10^{-22}$ сек и во время пролета через ядро ($\tau \approx 10^{-23}$ сек) не происходит каскадного размножения адронов.

Особенный интерес представляет изучение взаимодействий ядро-ядро при сверхвысоких энергиях в связи с возможностью получения информации о ядерном веществе в новой фазе - фазе кварк- глюонной плазмы. При столкновении ядро-ядро плотность энергии на единицу объема может достигать значений > I ГэВ/фм^3, при которых теоретически ожидается переход в фазу высокотемпературной кварк-глюонной плазмы с температурой> 200 МэВ. Для взаимодействий с переходом к состоянию кварк-глюонной плазмы предсказывается ряд необычных эффектов. Среди них наиболее яркими являются: повышение доли каонов среди рождающихся частиц, повышение сечения прямого рождения фотонов и лептонов, прямое образование пар адронов с малыми поперечными импульсами частиц в паре.

Современный этап исследования взаимодействия космических лучей сверхвысокой энергии с веществом связан с развитием двух методов:

1)традиционного метода изучения характеристик широких атмосферных ливней с энергией $E_0 > 10^6$ ГэВ и

2) метода изучения "семейств" гамма квантов и адронов с помощью рентген-эмульсионных камер.

Настоящая работа посвящена изучению характеристик широких атмосферных ливней с целью получения информации о взаимодействии нуклон-ядро и, возможно, ядро-ядро при сверхвысоких энергиях.

Развитие каскада вторичных частиц ливня в разреженной атмосфере Земли во многом содействует возможности детально и разносторонне исследовать параметры каскада. В атмосфере Земли

за счет распада, в основном, пионов и каонов возникают потоки мюонов высокой энергии, которые проходят, в дальнейшем, остаток атмосферы без взаимодействия® Измерение мюонной компоненты ливня, специфической для каскада развивающегося в атмосфере Земли, вместе с измерениями компонент, присутствующих

в любой среде (пионная и нуклонная компоненты, электронно-фотонная компонента) создает возможность получения информации о ранней стадии развития каскада по наблюдениям на поверхности Земли (уровень гор и моря).

Благодаря развитию ливня в атмосфере становится более доступной для измерений пространственная картина развития ливня. В атмосфере происходит раздвижение частиц в пространстве и облегчается регистрация ндивидуальных адронов и мюонов. В первом приближении пространственное расхождение частиц d определяется соотношением

$$d=p_{\perp}cL/E$$

где d- расстояние порядка пробега для взаимодействия адрона,
L- расстояние порядка пробега для взаимодействия адрона, $p_{\perp}$ - средний поперечный импульс, приобретаемый частицей во взаимодействиииE - энергия частицы. Геометрические пробеги взаимодействия в атмосфере в 10^3-10^4 раз больше, чем в плотных веществах и расхождение d частиц даже очень высоких энергий велико. Так, если нуклоны и пионы с энергией$E=10^3$ГэВ при развитии каскада в плотном веществе расходятся на расстояния порядка 10^{-2} см, то в атмосфере их пространственное расхождение составляет десятки см. Особенно велико расхождение мюонов в атмосфере, для которых

$$d=p_{\perp}cH/E_{\mu}$$

где H - высота генерации частиц - родителей мюонов над уровнем наблюдения. Мюоны с энергией E_{μ}= 10^3ГэВ, генерируемые впервых актах взаимодействия (высоты H=10-20 км) расходятся на расстояния в несколько метров при наблюдении на уровне моря.

Большое пространственное расхождение частиц высокой энергии в атмосфере значительно упрощает методику их регистрации. Так, для регистрации отдельных мюонов в составе ШАЛ возможно применение сравнительно простых счетчиков с пространственным разрешением порядка ом. Это могут быть газоразрядные счетчики (в Гейгеровском и в пропорциональном режимах работы), искровые камеры и счетчики. Из таких простых и дешевых счетчиков могут быть созданы детекторы мюонов большой площади, необходимых для

эффективной регистрации событий, связанных с взаимодействиями сверхвысокой энергии.

Простота идентификации мюонов - по их проникающей способности, сравнительная простота их регистрации и возможность получения прямых сведений о ранней стадии развития ядерного каскада по характеристикам мюонной компоненты придают изучению мюонной компоненты ШАЛ особое значение.

С присутствием мюонов в составе ШАЛ связано само открытие ядерной природы первичных частиц в этой области энергии космических лучей. Противоречие между экспериментальной шириной ливня и предсказаниями для чисто электронно-фотонной лавины, полученное в первых работах Памирской экспедиции (Д.В.Скобельцын, Г.Т.Зацепин) [I] связано с вкладом мюонов в число регистрируемых частиц. Прямое экспериментальное обнаружение мюонов в составе ШАЛ [2,3] послужило основой разработки первой схемы ядерно-каскадного процесса в атмосфере (Г.Т.Зацепин [4]). Характеристики мюонной компоненты ШАЛ и особенно доля мюонов среди всех заряженных частиц ШАЛ оказывается в центре внимания первых обзоров по ШАЛ [5].

В дальнейшем, с развитием комплексного метода исследования ШАЛ в работах на уровне моря (Г.Б.Христиансен [6,7] и в работах на Памирской и Тянь-Шанской станциях наблюдения (С.И.Никольский [8,9]) изучение мюонной компоненты оставалось одним из главных методов изучения характеристик ядерного взаимодействия при сверхвысоких энергиях.

В настоящей работе проводится детальное экспериментальное изучение мюонной компоненты ШАЛ в сочетании с измерениями полного потока и возраста электронно-фотонной компоненты с целью получения сведений о характере элементарного акта взаимодействия протонов и ядер космических лучей сядрами атомов воздуха при первичных энергиях E_0 ~10^6 -10^7 ГэВ.

Для работ в космических лучах характерно сложное перекрытие задач по определению параметров ядерного взаимодействия и определению свойств первичного излучения. Данные о ядерном составе первичных частиц, об их энергетическом спектресвязаны с происхождением космических лучей, с условиями

их распространения от источников к Земле. Поэтому исследование космического излучения в области сверхвысоких энергий представляет самостоятельный астрофизический интерес. Ярким примером того, что эти две стороны исследования ШАЛ могут быть разделены по мере накопления экспериментальных данных является открытие излома в энергетическом спектре космических лучей при энергии $E_0 \approx 3.$ Ю^6 ГэВ (С.Н.Бернов, Г.Б.Христиансен и др. [10]. Изменение показателя спектра по числу частиц в ШАЛ, полученное в пионерской работе Г.В.Куликова и Г.Б.Христиансена [1I] могло быть объяснено как изменением показателя первичного энергетического спектра, так и изменением характера элементарного акта. В совокупности исследований, проведенных на установке МГУ Г.Б.Христиансеным в 1958-1964- гг., в первую очередь, благодаря одновременному исследованию нескольких основных компонент ШАЛ (адронной, мюонной и электронно-фотонной) было показано [6], что при энергиях $E_0 \approx 3$ ГэВ не происходит существенных изменений характеристик элементарного акта сильного взаимодействия - таких, которые могли бы привести к излому спектра по числу частиц ШАЛ.

До создания детекторов мюонов, позволяющих оценить поток мюонов высоких энергий, оставалась не закрытой гипотеза о больших потерях первичной энергии на "прямое" рождение мюонов и нейтрино, начиная с порога $E_0 \sim 3\ 10^6$ ГэВ, близкого к энергии "унитарного предела". Потери существенной доли первичной энергии, на "ненаблюдаемые" в большинстве опытов потоки мюонов и нейтрино высокой энергии могут приводить к излому спектров ШАЛ nонаблюдаемым компонентам.

Одной из целей настоящей работы является проверка этой гипотезы по экспериментальным данным о потоках мюонов высокой энергии в ливнях с первично энергией $E_0 \sim 10^6 - 10^7$ ГэВ.

Задачами исследования являются измерения:

I) энергетического спектра мюонов в ШАЛ;

2) соотношения потока мюонов с заданной пороговой энергией и полного потока электронно-фотонной компоненты;

3) пространственного распределения мюонов с различной пороговой энергией;

4) корреляции характеристик мюонной компоненты с возрастом электронно-фотонной компоненты.

Рассмотрим, какие методы исследования мюонной компоненты могут быть применены при изучении ШАЛ.

Наблюдение потока мюонов в составе ШАЛ практически всегда проводится с помощью детекторов, площадь которых во много раз меньше площади, занимаемой мюонной компонентой. Так, например, средний радиус ливня из мюонов с энергией E ≥10 ГэВ на поверхности Земли составляет $r_\mu \approx 100$ м. , в то время как линейный размер самых больших детекторов мюонов не превышает 15 м (сцинтилляционный детектор Баксанской станции ИЯИ АН СССР [12]).

Поэтому практически всегда задача изучения потока мюонов в 'составе ШАЛ заключается в определении пространственного распределения плотности потока мюонов с некоторой пороговой энергией E_μ по показаниям детекторов сравнительно небольшой площади, работающих в составе установки ШАЛ, определяющей энергию первичной частицы и место пересечения плоскости установки траекторией первичной частицы (место положения оси ливня). В качестве меры первичной энергии чаще всего измеряется полное число частиц в ливне (в основном, электронов), хотя в отдельных установках этомогут быть и другие меры (например, плотность потока энергии частиц, выделенной в 1 м воды на расстоянии 500-600 м от оси ШАЛ, установка Хавера Парк, Англия). Для измерения потока мюонов на различных расстояниях от оси ливня необходимо создавать установки, способные регистрировать оси ливней в широком диапазоне расстояний от детектора мюонов. Для мюонов сравнительно малых энергий (E_μ=1-10 ГэВ) речь идет о расстояниях до нескольких сотен метров.

Измерив пространственное распределение мюонов с заданной энергией, можно получить полный поток мюонов в ливнях с заданной мерой первичной энергии, интегрируя плотность потока мюонов по всем расстояниям от оси ШАЛ.

Регистрация мюонов с различной энергией осуществляется двумя способами. Первый способ заключается в измерении интенсивности мюонов на различных глубинах поглотителя (чаще всего в качестве поглотителя используется земляной грунт). Для

небольших толщин поглотителя можно с хорошей точностью считать, что таким способом регистрируются мюоны с энергией выше пороговой, значение которой определяется энергетическими потерями, в основном на ионизацию. Для глубин поглотителя, соответствующих энергиям E_μ<100 ГэВ, такое рассмотрение является достаточно точным. Для больших глубин существенны также радиационные потери энергии мюонов, которые происходят отдельными «порциями», и при расчете интенсивности мюонов необходимо учитывать флуктуации энергетических потерь. При этом переход от наблюдаемой интенсивности мюонов под заданной толщиной поглотителя (земли) к числу мюонов с заданной пороговой энергией усложняется.

Второй способ заключается в измерении импульса мюона по отклонению в магнитном поле. Этот метод нашел применение в трудном исследовании сравнительно малых потоков мюонов в составе ШАЛ благодарявозможности использовать намагниченное железо в качестве дешевого "носителя" магнитного поля. Впервые такой метод изучения импульсного спектра проникающей компоненты космических лучей был предложен Д.В.Скобельцыным в 1929 г. [13]. Мюоны со сравнительно высокой энергией проходят через намагниченное железо, испытывая н незначительные потери энергии. Железо лишь вносит нежелательный шум в измерение отклонения мюона в магнитном поле, связанный с кулоновским рассеянием мюонов. Однако с увеличением пути L мюона в намагниченном железе $\Delta\psi$ отклонение в магнитном поле растет быстрее, чем рассеяние σ_s и поэтому удается получить удовлетворительное соотношение отклонения за счет рассеяния и за счет магнитного поля. Для L=1-4м отношение $\sigma_s/\ \Delta\psi$=20-10 %.

В обоих способах измерения энергии мюона непосредственно в эксперименте получают лишь парциальный "разрез" полного потока мюонов в ШАЛ: в первом способе - по расстояниям r от оси ШАЛ для заданной пороговой энергии E_μ ; во втором способе - по энергиям мюонов для заданного расстояния r. Отметим, что на этом этапе непосредственного получения данных важным является учет влияния выборки определенного типа ШАЛ управляющей системой. Здесь

возможны искажения среднего распределения мюонов по r и E_μ для заданного числа частиц ШАЛ.

Полный поток мюонов с заданной пороговой энергией E_μ в составе ШАЛ определяется как интеграл измеренного "разреза" по расстоянию r

$$N_\mu(\geq E_\mu) = \int_0 \rho_\mu(\geq E_\mu, r) \cdot 2\pi r\, dr$$

где $\rho_\mu(\geq E_\mu, r)$- плотность потока мюонов с пороговой энергией E_μ на расстоянии r. Естественно стремление провести измерения

энергетического спектра мюонов в широком диапазоне на одной установке.

Применяя первый способ, для этого необходимо на одной установке иметь набор подземных помещений с различной глубиной. Например, для получения данных в диапазоне по энергии E_μ = 5 - 500 ГэВ необходимо иметь набор глубин от 10 м до 1000 м грунта, что практически трудно осуществимо. Второй способ более перспективен: были созданы магнитные спектрометры для одиночных мюонов (без сопровождения ШАЛ) с диапазоном измеряемых энергий E_μ = 10-3000 ГэВ (" MARS", Дарэмский университет, Англия [14]); E_μ =10-5000 ГэВ ("DEIS" университеты Киль,Тель-Авив [15]); E_μ = I0-10000 ГэВ ("MUTRON, Япония [16]). Ограничением в этом случае является либо небольшая "светосила" столь точных приборов, либо весьм весьма высокая стоимость и техническая сложность приборов. Магнитный спектрометр, в принципе, позволяет изучать энергетический спектр мюонов в широком диапазоне энергий на одной установке ШАЛ.

Новые возможности для изучения энергетического спектра мюонов в области самых больших энергий ($E_\mu > 10^5$ ГэВ) могут быть реализованы, если использовать достаточно сильную зависимость сечения образования $e^\pm$ пар от энергии мюонов (впервые этот метод был предложен Зацепиным и Алексеевым [17] в 1959 году. Однако до сих пор не было проведено подобного опыта в lостаточном масштабе для изучения мюонов в составе ШАЛ.

Настоящая работа представляет собой первое систематическое исследование мюонной компоненты ШАЛ в широком диапазоне энергий мюонов с помощью одной установки для изучения ШАЛ. В областиэнергий мюонов 5-10 ГэВ измерения энергии выполнены по пробегу мюонов в грунте. Детекторы мюонов размещались под землей на глубине 20 и 40 -метров, водного эквивалента (м.в.э) (соответствующие пороговые энергии мюонов, регистрируемых на этих глубинах 5 и 10 ГэВ). В диапазоне энергий мюонов Б-500 ГэВ использовался метод измерения импульса (энергии) мюона с помощью магнитного спектрометра. До настоящей работы измерения мюонов с помощью магнитного спектрометра в составе ШАЛ были выполнены лишь в диапазоне 1-50 ГэВ. В настоящей работе используется ряд факторов, существенно повысивших верхний предел в измерениях импульса мюона с помощью магнитного спектрометра. Применение техники широкозазорных искровых камер, предельно возможного магнитного поля в больших объемах намагниченного железа, применение точной оптики позволило создать спектрометр с достаточно большой светосилой – 0,14 $м^2$ ср , с максимально измеримым импулъсом 760 ГэВ/с и соотношением рассеяния в намагниченном железе к магнитному отклонению 20%. Магнитный спектрометр размещен под землей на глубине 40 метров водного эквивалента (м.в.э.), что надежно защищает спектрометр от помех со стороны электронно-фотонной и ядерно-активной компонент ШАЛ.

Помимо магнитного спектрометра и детектора полного потока мюонов в подземном помещении на глубине 40 м.в.э. используются многорядные детекторы, позволяющие оценивать энергию мюонов по вторичным взаимодействиям.

Мюонные детекторы работали в составе большой установки МГУ для изучения ШАЛ, которая обеспечивает высокую точность измерения стандартных характеристик ШАЛ: положения оси ливня и числа частиц в ливне. Изучение ШАЛ с помощью установки МГУ возможно проводить в широком диапазоне по числу частиц $N_e \sim 10^4$–10^7, причем в ливнях с числом частиц $N_e > 3\ 10^4$ возможно определение возраста электронно-фотонной компоненты в индивидуальных ливнях. В настоящей работе впервые измерены:

I) энергетические спектры мюонов на различных расстояниях от оси ШАЛ в диапазоне энергий мюонов 5-500 ГэВ и расстояний r =2,5-100 м.

2) пространственное распределение мюонов с различной пороговой энергией (в том-же диапазоне энергий мюонов и расстояний).

3) энергетический спектр мюонов в целом по ливню со средним числом электронов $\langle N_e \rangle = 5\ 10^4 - 3\ 10^6$ и зависимость вида энергетического спектра мюонов от числа частиц в более широком интервале по числу электронов $\langle N_e \rangle = 2\ 10^4 - 3\ 10^6$.

4) показано существование корреляции пространственно-энергетического распределения мюонов с возрастом электронно-фотонной компоненты.

Полное число мюонов с пороговой энергией 50-500 ГэВ впервые измерено методически точно - по данным о плотности потока мюонов, полученных во всем диапазоне расстояний от оси ливня, которые вносят основной вклад (90%) в полный поток мюонов. Достигнута точность измерения отношения $\eta = N_\mu(\geq E_\mu)/N_e$ в ливнях с числом частиц $N_e = 10^6$ $\Delta\eta/\eta = 15\%$. Прямое измерение энергетического спектра мюонов в широком диапазоне энергий =5- 500 ГэВ в сочетании с данными ранних работ по измерению потока мюонов низких энергий ≥1 ГэВ позволяет вычислить поток энергии, находящийся в мюонной компоненте ШАЛ на уровне моря: $\Phi_\mu = 10{,}6 + 1{,}5\ 10^5$ ГэВ для $N_e = 10^6$. Основной поток энергии мюонной компоненты несут мюоны с энергией 3-100 ГэВ со средней энергией $\langle E_\mu \rangle = 10{,}6 + 1{,}5$ ГэВ.

По верхней оценке, основанной на экстраполяции в область энергий мюонов $E_\mu > 500$ ГэВ наблюдаемого вида энергетического спектра, доля энергии в мюонах с энергией $E_\mu > 500$ ГэВ составляет 0,14 ($N_e = 10^5$) и 0,12 ($N_e = 10^6$) от полного потока энергии мюонной компоненты. По наблюдаемому числу взаимодействий мюонов в многорядных детекторах сделана независимая оценка потока энергии в мюонах экстремальных энергий $E_\mu > 500$ ГэВ, которая согласуется с приведенной выше.

Используя известную из опытов по изучению продольного развития ШАЛ связь между числом электронов на уровне моря и первичной энергией получено значение доли энергии первичной частицы,

выделенной в мюонную компоненту $\Phi_\mu=(0,13\pm0,03)E_0$. При этом на генерацию мюонов экстремальных энергий $E_\mu>0,5$ ТэВ тратится доля Φ_μ ($E_\mu \geq 0,5$ ТэВ)$E_0< 0,02\ E_0$. Этот результат в области чисел частиц N_e ~10^5-10^6, где наблюдается излом в спектре по числу частиц, позволяет отвергнуть гипотезу о существенных потерях энергии первичной частицы на мюоны сверхвысоких энергий в области за изломом и тем самым подтверждает существование излома в энергетическом спектре первичных частиц при энергиях $E_0 \approx 3\ 10^6$ ГэВ.

Полученные экспериментальные данные о мюонах в составе ШАЛ проанализированы с использованием современных экспериментальных и теоретических данных о взаимодействии адронов. В последние годы теория множественного рождения частиц при взаимодействии адронов высокой энергии получила законченную форму в модели кварк-глгоонных струн (КГС), разработанной Тер-Мартиросяном и Кайдаловым. Эта модель позволяет описать экспериментальные данные ускорителей в области энергий $\sqrt{s}$= 30-900 ГэВ, заимствуя из эксперимента минимальное число параметров. Модель КГС с параметром Δ= 0,12+0,03 в настоящее время позволяет описать основные свойства взаимодействия в области высокой энергии: рост с энергией взаимодействия сечения взаимодействия, рост средней множественности, нарушение скейлинга в центральной области быстрот, распределение событий по множественности. Модель КГС естественно использовать и в области более высоких энергий ~ 10^6-10^7 ГэВ - на один два порядка превышающих энергии, изученные на ускорителях.

При анализе экспериментальных данных настоящей работы используется переход от характеристик взаимодействия нуклон-нуклон, пион-нуклон к характеристикам взаимодействия нуклон-ядро, пион-ядро, в форме, предложенной Калмыковым и Христиансеным. В модели КГС для взаимодействия адрон-ядро используется еще один параметр - начальный коэффициент неупругости взаимодействия К при энергии E_0- 100 ГэВ, известный из экспериментальных данных ускорителей (для взаимодействия нуклон-ядро атома воздуха К= 0,5-0,6).

Модель КГС в применении к взаимодействию адрон-ядро воздуха вошла в качестве основной модели взаимодействия в программу расчетов развития ШАЛ и, в частности, расчета характеристик мюонной компоненты в ливнях с фиксированным числом электронов. ШАЛ, генерируемые первичными ядрами с атомным номером Арассмотрены в первом приближении как сумма ливней, генерируемых нуклонами с энергией E_0 /A (модель суперпозиции).

Сравнение результатов расчета полного потока мюонов и их пространственного распределения с экспериментальными данными позволяет сделать следующие выводы.

а) На основе модели КГС удается описать основные экспериментальные характеристики мюонной компоненты и, в частности, ФПР мюонов с пороговыми, энергиями от 5 до 500 ГэБ в пределах тех расстояний, которые вносят основной вклад в полное число мюонов. Впервые получено согласие эксперимента и теории для ФПР мюонов с пороговой энергией 200 и выше ГэВ. Ранее, при использовании в расчетах модели скейлинга не удавалось получить достаточно широкое пространственное распределение мюонов высоких энергий без предположения о существенном росте перпендикулярного импульса частиц-родителей (до $\langle p_\perp \rangle$= 0,6 Гэв/с) с ростом энергии взаимодействия адроновот10^2 до 10^5 ГэВ. Современные данные ускорителей не дают подобного роста ($\langle p_\perp \rangle$= 0,42 Гэв/с при E = 1,5 10^5 ГэВ).

Модель КГС дает достаточно широкое пространственное распределение мюонов за счет увеличения высоты рождения частиц-родителей мюонов, что связано с увеличением сечений взаимодействия нуклонов и пионов и смягчением инклюзивных спектров пионов в центральной области.

Проанализировано влияние на ФПР мюонов других факторов: рождения нуклон-антинуклонных пар, рождения очарованных частиц, эффектов корреляции поперечного импульса и множественности частиц, корреляции поперечного и продольного импульса частиц, генерации струй адронов, формирования кварк-глюонной плазмы во взаимодействиях адрон-ядро.

Показано, что учет этих факторов практически не изменяет ФПР мюонов, на таких расстояниях, где находится основной поток

мюонов с заданной пороговой энергией. В то же время функция пространственного распределения мюонов на больших расстояниях r от оси ливня (при $r >> r_{мед}$) чувствительна к параметрам таких процессов, как генерация струй адронов илиформирование горячей ($p_{\perp}$>1 Гэв/с) кварк-глюонной плазмы во взаимодействиях ядро-ядро.

б) Для получения количественного согласия между расчетом и экспериментом по полному числу мюонов, по потоку энергии в мюонной компоненте в ШАЛ с фиксированным числом электронов необходимо сделать определенные предположения о ядерном составе первичных космических лучей.

Показано, что экспериментальная зависимость числа мюонов $N_{\mu}(\geq E_{\mu})$ от числа электронов N_eвобласти N_e = I0^5-3 I0^6 согласуется с расчетом по модели КГС, если используется диффузионная модель излома первичного энергетического спектра при E_0= 3 10^6 ГэВ. При этом с ростом E_0в области > 3 Ю^6 ГэВ в ядерном составе первичного излучения увеличивается доля ядер по сравнению с долей протонов.

Показано, что экспериментально измеренное с точностью 15% соотношение среднего числа мюонов и числа электронов в ШАЛ позволяет, в принципе, дать оценку доли протонов в первичном излучении с точностью около 15% при точном знании параметров модели взаимодействия. В настоящее время неопределенность в основных параметрах модели взаимодействия (Δ= 0,12±0,03; К = 0,55±0,05) не позволяет полностью использовать эту экспериментальную возможность.

Дальнейшее изложение диссертации строится следующим образом. В главе 1 описывается экспериментальная установка, с помощью которой проведены измерения. В главе 2 приводятся экспериментальные результаты измерения пространственно-энергетических характеристик мюонов в ливнях с фиксированным числом электронов.

В главе 3 приводятся результаты измерения характеристик взаимодействия мюонов в веществе и проводится оценка энергии мюонов по наблюдаемым характеристикам. В главе 4 экспериментальные данные сопоставляются с результатами расчетов развития ШАЛ и делаются выводы о модели взаимодействия частица-ядро атома воздухапри энергиях 10^6-10^7 ГэВ иоядерном составе

первичных космическихлучей. Диссертация заканчивается заключением. Библиография содержит 192 наименования.

ГЛАВА 1. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА.

Исследование мюонной компоненты ШАЛ выполнено на комплексной установке МГУ для изучения ШАЛ. Установка МГУ создавалась большим коллективом научных и технических сотрудников. Основной экспериментальной задачей автора настоящей работы была разработка и создание подземных детекторов мюонов для установки МГУ.

Характеристики электронно-фотонной компоненты ШАЛ определяются с помощью сети пунктов регистрации плотности потока электронно-фотонной (ЭФ) компоненты. В настоящее время (с 1980 г. см.[18]) сеть пунктов для регистрации ЭФ компоненты ШАЛ состоит из 77 пунктов. Для изучения мюонной компоненты высокой энергии достаточно использовать установку с радиусом расположения пунктов равным R = 120 м и числом пунктов 37. Приведем краткое описание этой части установки для регистрации ЭФ компоненты ШАЛ, которая работает практически без изменения основных физических параметров с 1964 г. [19].

1.1. Установка МГУ для определения характеристик электронно-фотонной компоненты ШАЛ.

На рис. 1.1 а приведен общий план установки для регистрации плотности потока ЭФ компоненты ШАЛ с радиусом расположения пунктов R=120 м. Каждый пункт состоит из групп газоразрядных счетчиков трех площадей: σ_1= 330 см^2 , σ_2=100 см^2 и σ_3=18 см^2 , включенных в годоскопическую систему регистрации числа сработавших счетчиков.

Принцип регистрации плотности потока частиц с помощью групп газоразрядных счетчиков, система анализа данных сети пунктов регистрации описаны подробно в предыдущих работах, выполненных на установке М1У (см.,например, [20, 21]).

Приведем здесь итоговую форму программы определения характеристик ливня по данным о числе сработавших счетчиков $m_{i,j}$ в i пунктах регистрации. Вероятность осуществления всей наблюдаемой комбинации сработавших счетчиков равна:

$$W(N_e, x, y, s, m_{ij}) = \prod_{ij} C_{n_{ij}}^{m_{ij}} \{1 - \exp[-\rho_i(N_e, x, y, s)\sigma_j]\}^{m_{ij}} \cdot \exp[-\rho_i(N_e, x, y, s)\sigma_j \cdot (n_{ij} - m_{ij})]$$

(1.1)

где $n_{i,j}$ - число счетчиков типа *j*в пункте i, ρ_i (N_e, x, y, s)- плотность потока электронов в пункте *i*, если ливень имеет координаты оси *x*, *y* , число частиц N_e и возраст s.

С помощью ЭВМ ищется экстремум функции Wпо параметрам N_e , x, y, s При большом числе счетчиков в установке для ливня, вызывающего более сотни срабатываний счетчиков функция W имеет хорошо выраженный максимум по параметрам ливня N_e , x, y. Для определения четвертого параметра - возраста s ливня - необходима более богатая информация и достаточная точность определения sдостигается в ливнях с числом частиц N_e ≥3 10^4.Точность определения параметров ливня зависит от места попадания оси ливня и числа частиц в ливне.

Первое исследование точности определения параметров ШАЛ было проведено в работе В.И. Соловьевой [21]. В последнее время это исследование дополнено расчетами В.П.Сулакова в более широком диапазоне по числу частиц.

Для ливня с заданными значениями N_e' , x′, y′, s′ разыгрываются методом Монте-Карло числа сработавших счетчиков $m_{i,j}$. во всех пунктах регистрации. Затем по формуле (I.I) определяются наиболее вероятные значения N_e , x, y, s. Разброс этих значений относительно заданных значений : N_e' , x′, y′, s′

дает представление об экспериментальной ошибке ке определения характеристик ливня. В табл.1.1 даны значения ошибок в определении N_e , R, s , полученные таким методом (R-расстояние от оси ливня до центра установки).

Таблица I.I. Ошибки измерения параметров ШАЛ: R,N_e,s.

N_e=3 10^4 -10^5

R, м \ σ	σ_R,м	σ_s/s	σ_{Ne}/Ne
0-4	1,5	0,11	0,15
4 - 8	2,3	0,11	0,15
8-16	2,6	0,10	0,15
16 - 32	3,1	0,11	0,15
32 - 64	5,3	0,14	0,16
64-128	-	-	-

$N_e=10^5$- 3 10^7

R, м \ σ	σ_R,м	σ_s/s	σ_{Ne}/Ne
0-4	1,3	0,08	0,06
4 - 8	1,7	0,09	0,09
8-16	1,8	0,08	0,10
16 - 32	2,4	0,09	0,10
32 - 64	3,3	0,10	0,10
64-128	3,5	0,11	0,15

Наилучшая точность определения положения оси ливня достигается в центре установки, где плотность расположения пунктов регистрации штоков частиц максимальна. В центральном помещении установки площадью 6 х 6 м ^{2} расположено по 240 счетчиков трех площадей σ_j. На рис 1.1б представлен план расположения счетчиков в центральном помещении. Общая площадь счетчиков здесь 8 м^2. При попадании оси ливня в центральное помещение возможно определение положения оси в ливнях с минимальным числом частиц: N_e =10^4. С ростом расстояния R от центра этого помещения до оси ШАЛ увеличивается число частиц в ливне, необходимое для точного определения положения оси и числа частиц в нем. На рис.1.2 штрих-пунктиром нанесены такие значения расстояния R , для которых в ливнях о числом частиц N_eточность определения числа частиц составляет 25%.

Здесь следует отметить замечательную особенность установки М1У: благодаря достаточно плотному размещению детекторов потока ЭФ компоненты пространственное распределение частиц в

индивидуальном ливне регистрируется в том диапазоне расстояний, где находится основной поток ЭФ компоненты. На рис.1.3 приведены примеры регистрации ливней с числом частиц $N_e = 10^5$ и 10^6. Видно, что в ливнях с числом частиц $N_e = 10^5$ остается не зарегистрированной периферия ливня (от 18 до 50% от полного числа частиц при изменении возраста *S*ливня от 0,9 до 1,4). В ливнях с числом частиц $N_e = 10^6$ остается незарегистрированной лишь небольшая часть ливня (менее 10% от полного числа частиц при любом возрасте ливня в пределах $0,9<s<1,4$). Стандартной процедурой учета незарегистрированной части ливня является экстраполяция пространственного распределения ЭФ компоненты в форме Нишимуры-Каматы-Грейзена [22] с тем возрастом s, который получен на контролируемой части ливня.

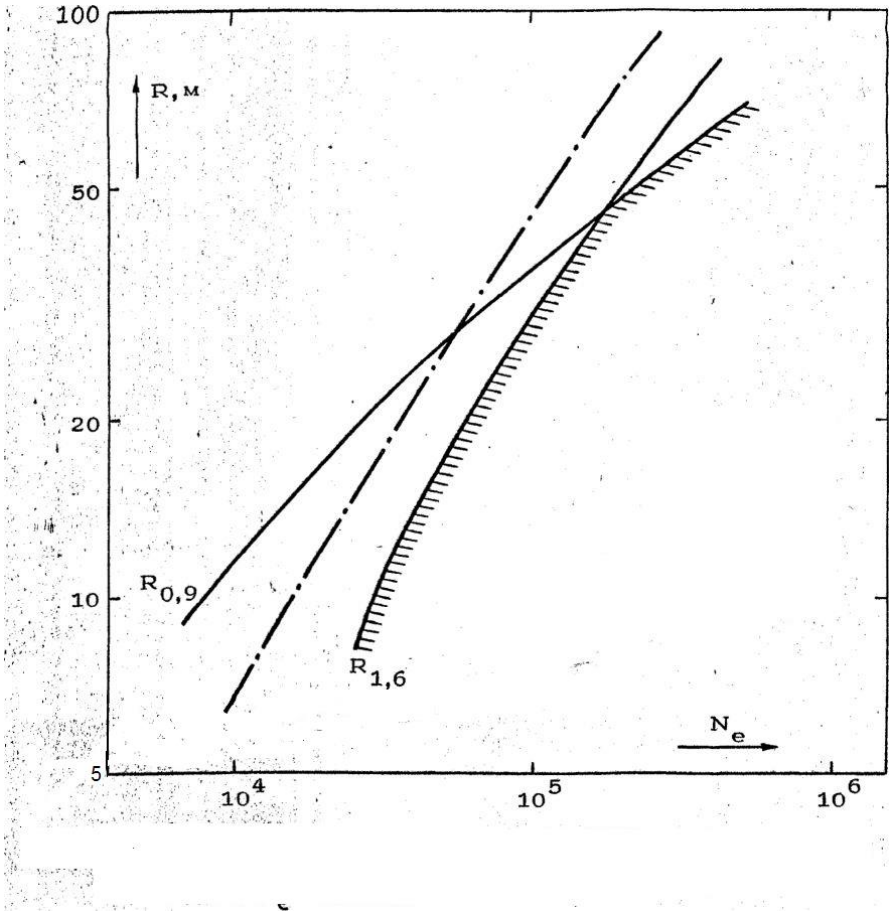
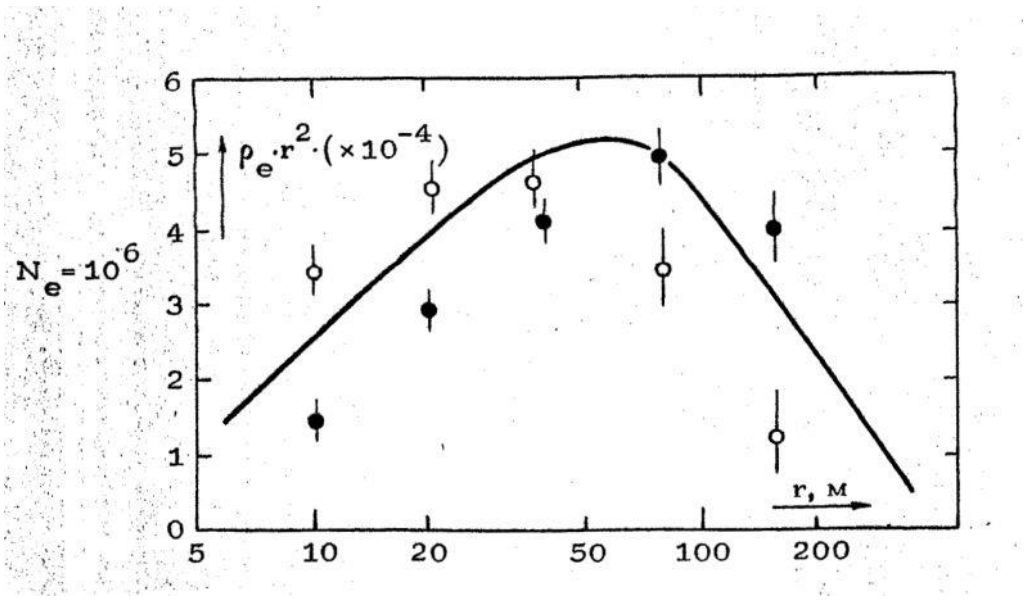


Рис. 1.2 Рабочая область установки МГУ по параметрам R и N_e. Сплошные линии - расстояния *R*, для которых вероятность регистрации *W*= 0 , 9 для управляющей системы магнитного спектрометра. Заштрихована верхняя граница рабочей области установки при использовании этой системы управления.



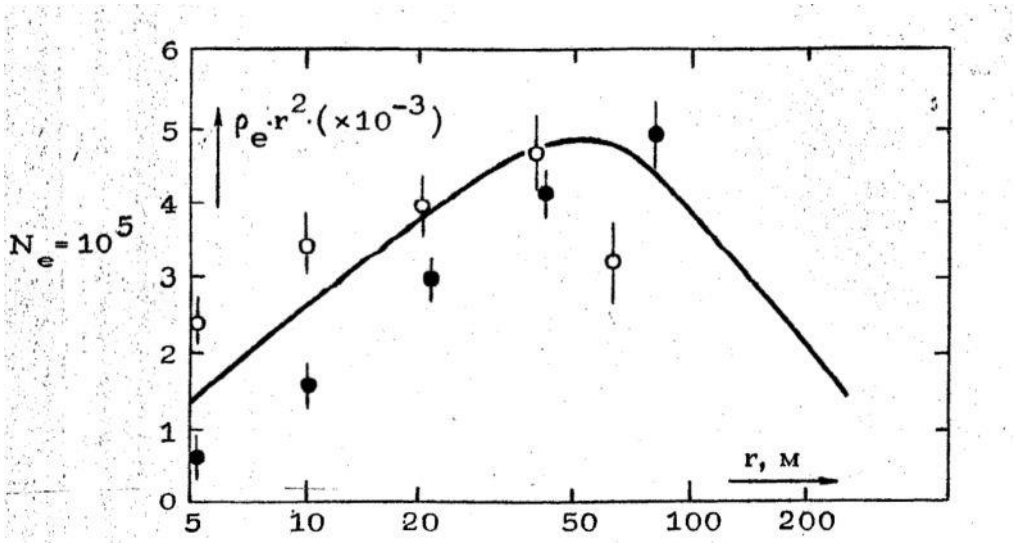


Рис. 1.3. Примеры регистрации ШАЛ наземной установкой.
Представлены ФПР электронов в индивидуальных ливнях с числом частиц $N_e=10^5$ и $N_e=10^6$.
Пустые кружки -возраст s= 0 , 9 .
Залитые кружки- возраст S= 1,4.
Сплошная линия - ливень со средним возрастом s= 1,18

Для определения направления оси ливня в составе установки ШАЛ работает сеть сцинтилляционных счетчиков. Первый вариант установки для определения направления оси ШАЛ был создан А.Т. Абросимовым [23], в дальнейшем установка усовершенствована (см. [18]). Точность определения зенитного ϑ иазимутального φ угла

оси ливня составляет 3° и 7°. Значения ошибок в определении углов ϑ и φ были получены по разбросу их значений, получаемых по отдельным частям сети сцинтилляционных счетчиков. Независимые данные об ошибках были получены при сопоставлении данных сцинтилляционных счетчиков с более точными измерениями направления мюонов высокой энергии, регистрируемых под землей с помощью искровых камер (см.ниже § 3-5). При анализе данных о мюонной компоненте в случае использования искровых камернаправление оси ШАЛ определяется по показаниям искровых камер мюонного детектора.

Для отбора ШАЛ используются управляющие счетчики, срабатывание которых служит сигналом для вывода информации со всей установки для изучения ШАЛ. Срабатывание управляющих счетчиков происходит с различной вероятностью для ливней с различными параметрами возраста s. Чтобы уменьшить искажения, которые вносит любая управляющая система в естественный ансамбль ливней, в большинстве работ, выполненных на установке МГУ (в том числе по исследованию мюонной компоненты) вводится дополнительный критерий отбора ливней для анализа: требуется, чтобы вероятность регистрации ливня управляющей системой была не менее 0,9, независимо от возраста электронно-фотонной компоненты. Практически требуется, чтобы вероятность $W_{рег}$ была не менее 0,9 для ливня с возрастом sв пределах значений $0,9<s<1,6$. Из измерений на установке МГУ известно [24], что ШАЛ с числом частиц $N_e = 5\ 10^4$ - 10^6имеют, в среднем, возраст s= 1,18 и распределены вокруг среднего значения следующим образом:

s	0,8-0,9	0,9-1,0	1,0-1,1	1,1-1,2	1,2-1,3	1,3-1,4	1,4-1,5
%	1	7	13	24	30	20	5

Как видно, практически все ливни (94%) имеют параметр s в пределах $0,9<s<1,4$.

Для "локальных" управляющих систем расположенных в центре установки, требование $W_{рег}> 0,9$ означает, что к анализу привлекаются ливни, у которых расстояние R меньше некоторого

значения $R_s(N_e)$, которое является функцией числа частиц. Значение R_sвычисляется из условия $W_{рег}$=0,9для ливней с числом частиц N_e и возрастом s=0,9 или s=1,6.

В качестве примера рассмотрим, какие расстояния $R_s(N_e)$ соответствуют управляющей системе из двух сцинтилляционных счетчиков, площадью по I $м^2$, расположенной в центре установки. Такая система используется в исследованиях мюонной компоненты с помощью магнитного спектрометра. Отбор ШАЛ производится, если через каждый из этих счетчиков проходит не менее одной релятивистской частицы.

Вероятность регистрации ливня с числом частиц , осью ливня на расстоянии Rот управляющей системы равна:

$$W_{рег}=(1-\exp(-\rho(N_e, R, s)))^2 \qquad (1.2)$$

На рис.1.2 приведены значения R_s , для которых в ливнях с числом частиц N_eи возрастом s = 0,9 или s= 1,6 вероятность регистрации равна 0,9. Критерий $W_{рег} \geq 0,9$ вводит ограничение по расстояниям $R<R_s$.

В ЛИВНЯХ с малым ЧИСЛОМ частиц минимальные значения R_s дают "старые" ливни cs=1,6, в ливнях с большим числом частиц - "молодые" ливни с s=0,9. По. принятому критерию к анализу допускаются ливни с расстоянием $R<R_S$. Для выбранных ливней установка обеспечивает хорошую точность определения числа частиц и положения оси ливня (см.табл.1.1).

1.2 Детекторы потока мюонов

Для регистрации мюонов в составе ШАЛ были разработаны и созданы три типа детекторов: I. детекторы потока мюонов с пороговой энергией, определяемой толщиной фильтра над детектором (в качестве фильтра используется грунт); 2. магнитный спектрометр для измерения импульса (энергии) мюона и 3. многорядные детекторы для регистрации вторичных ливней, генерируемых мюоном в веществе детектора.

В центре установки для изучения ШАЛ находится шахта, ведущая к двум подземным помещениям, на глубине 20 и 40 м.в.э. под землей. В этих подземных помещениях располагаются детекторы для изучения

мюонной компоненты ШАЛ. На рис.1.4 представлен вертикальный разрез по глубине грунта в центре установки МГУ.

Простейшим детектором потока мюонов является детектор, изображенный на рис.1.5. Здесь газоразрядные счетчики, включнные в годоскоп, распологаются в один ряд под фильтрлм из железа и свинца. Экран позволяет существенно снизить фон электронно-фотонной компоненты, идущей в равновесии с мюонной компонентой.

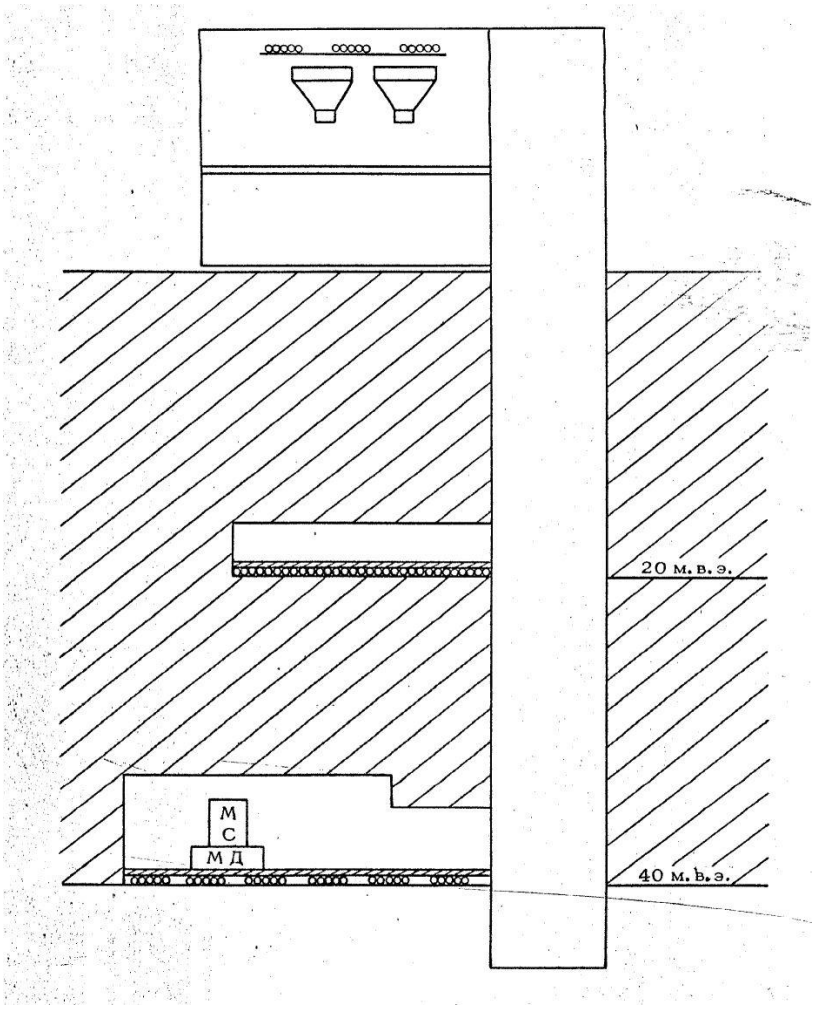


Рис. 1.4 Вертикальный разрез центрального здания установки МГУ для изучения ШАЛ.

ооо - газоразрядные счетчики, включенные в годоскоп,

МС - магнитный спектрометр, МД - многорядный детектор

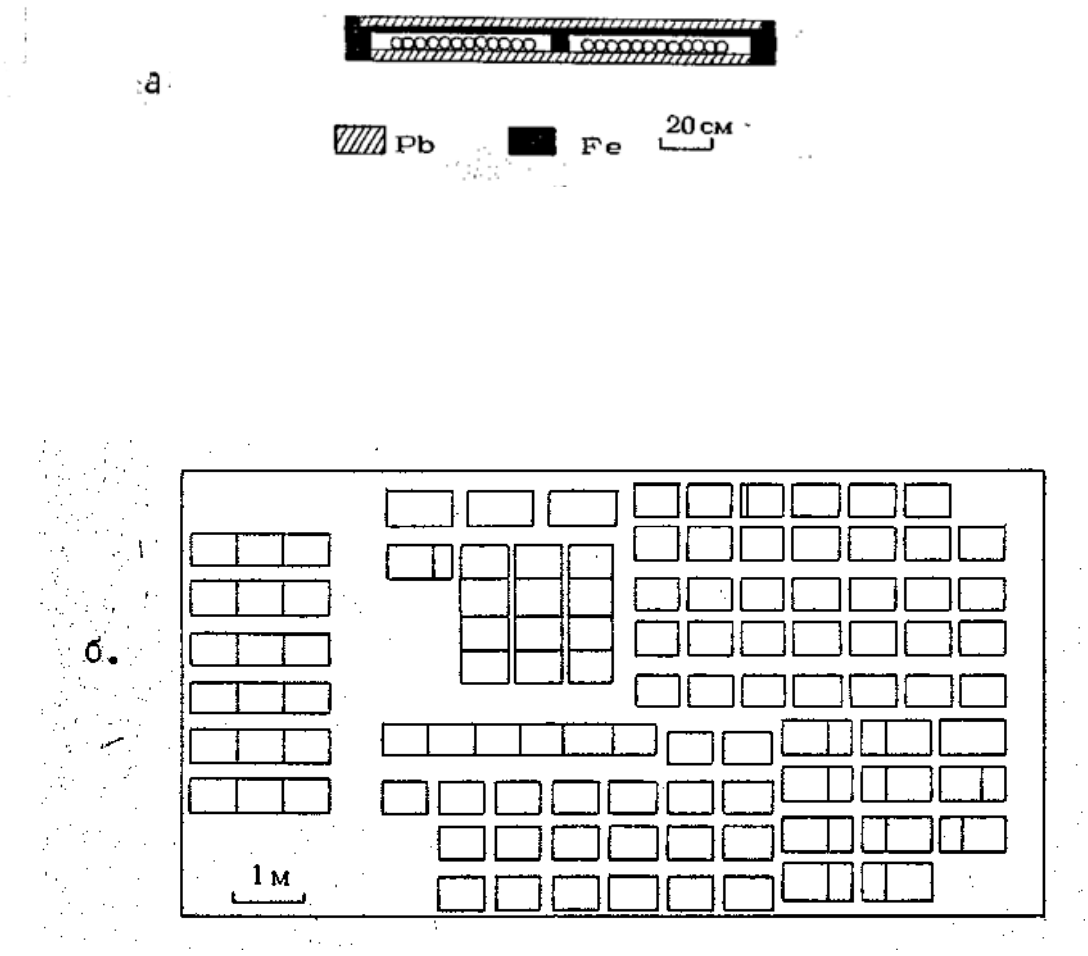


Рис. 1.5 Детектор мюонов под землей. а-вид сбоку, б- план детектора на глубине 40 м.в.э.

Счетчики детектора регистрируют только мюоны и вторичные электроны, генерированные мюоном в экране.

Так как полость для расположения счетчиков мала (высота полости 10 см - при диаметре счетчиков 6 см), то электроны, генерированные в экране, не разлетаются широко и регистрируются вместе с мюоном, как пара или группа рядом расположенных сработавших счетчиков. Число сработавших счетчиков, соответствующих даже сравнительно большим вторичным ливням, не велико (< 10) и не вносит существенных искажений в измерения большого штока мюонов, В ливнях с малыми потоками мюонов группы соседних счетчиков, сработавших от вторичных ливней, легко выделяются и исключаются из счета числа мюонов.

Детектор потока мюонов в ШАЛ является традиционным детектором установки ШАЛ и описание техники питания и регистрации срабатывания счетчиков содержатся в предыдущих работах (см., например [20]).

В первых работах по изучению потоков мюонов [20] площадь детекторов составляла: на глубине 20 м.в.э. под землей - 3,2 м^2, на глубине 40 м.в.э. - 6,3 м^2. В дальнейшем площадь детектора на глубине 40 м.в.э. была увеличена до 45,4 м^2. На рис.1.5 б изображен план этого детектора. В детекторе использовались газоразрядные счетчики одного размера 60 х 550 мм. Счетчики расположены в коробках (на рис.1,5 б прямоугольники) под экраном из железа (13 см) и свинца (4 см).

Для изучения групп мюонов использовались многорядные детекторы из газоразрядных счетчиков, изображенные на рис. 1.6 и 1.7.

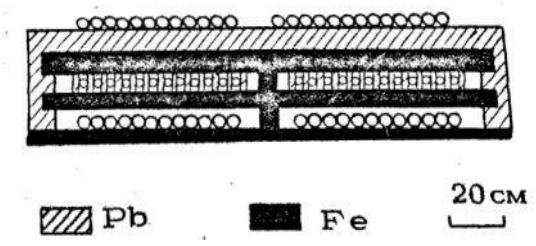


Рис. 1.6 Трехрядный детектор.

В состав детектора (рис.1.7) помимо газоразрядных счетчиков входили три ряда ионизационных камер, созданные Ю.А. Нечиным [25]. С помощью этого детектора изучались как мюоны в составе ШАЛ, так и одиночные мюоны, взаимодействующие в свинцовой мишени детектора.

В дальнейшем, для изучения групп мюонов и взаимодействий мюонов использовались многорядные детекторы из искровых камер (см. § 1.5).

1.3. Магнитный спектрометр мюонов

Вмагнитном спектрометре измеряется отклонение мюона при пересечении им намагниченного железа. Исследования однородности поля в железном замкнутом ярме, проведенные в работе [26], показали, что экономной формой ярма, в которой можно получить максимальный рабочий объем однородного магнитного поля, является

прямоугольная рамка. Однородное магнитное поле в таком ярме наблюдается в двух

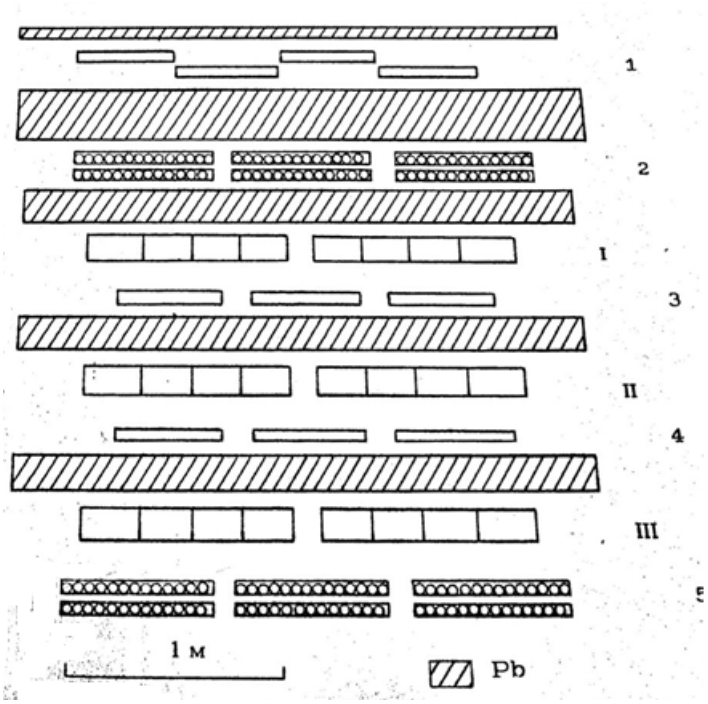


Рис. 1.7 Многорядный детектор.
1-5 ряды газоразрядных счетчиков. I-III –ряды ионизационных камер.

удлиненных сторонах рамки. Однородность поля улучшается в области, близкой к повороту направления поля, если внутренний ѕырез рамки имеет закругленные утлы.План ярма магнита, используемого в спектрометре, показан на рис.1.8. Стрелками обозначены рабочие области магнита, где неоднородность магнитного поля по величине и направлению составляет менее 3%. Ярмо собрано из 100 листов железа (сталь 3) толщиной I см. Общий вес ярма 25 т. Ярмо покоится на специальной ферме, на высоте 3,5 м от пола помещения, так что над и под магнитом имеется пространство для размещения трековых детекторов. На рабочих частях ярма намотаны катушки подмагничивания. Катушки подмагничивания позволяют получить магнитную индукцию B в железе B= 18,7 кГс при токе 400 А и при полной потребляемой мощности 5,2 кВт. При такой индукции железо ярма находится в области насыщения и небольшие изменения тока слабо изменяют индукцию: $\Delta B/\Delta I=7\ 10^{-3}$ кГс/А.

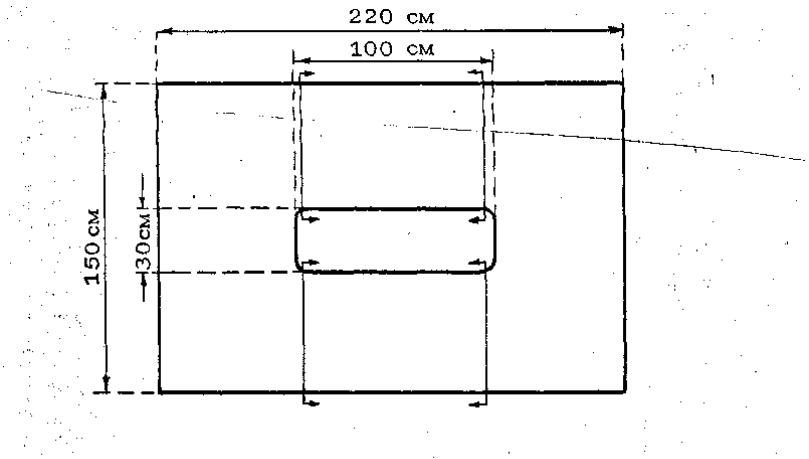


Рис. I.8. План ярма магнита.

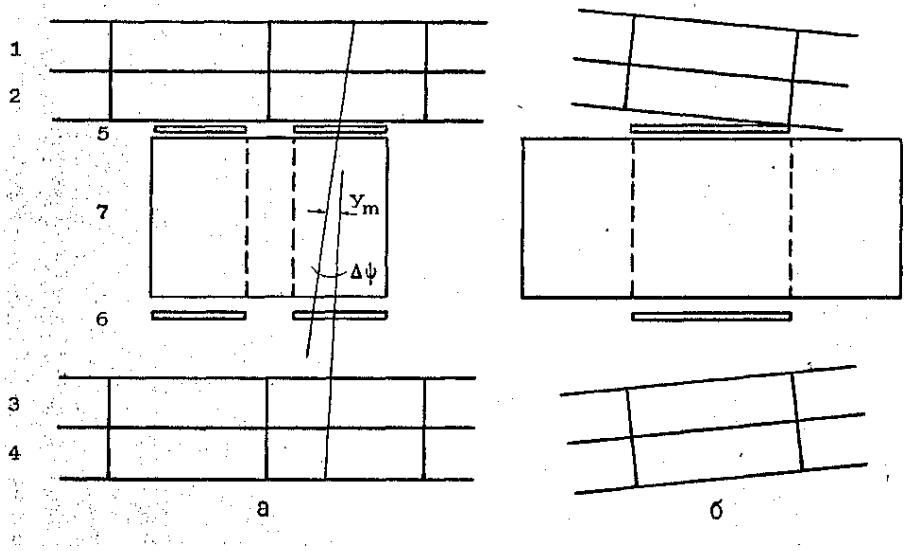


Рис 1.9. Магнитный спектрометр, а - вид спереди, б — вид сбоку;
1-4 - модули искровых камер высотой 30 см;
5-6 - управляющие сцинтилляционные счетчики;7 - магнит.

Мюон, пересекающий намагниченное ярмо сверху вниз, проходит путь $L=h\cos\psi$ в поле B =18,7 кГс (h- высота магнита, ψ- угол влета мюона в плоскости перпендикулярной направлению магнитного поля). На выходе из магнита мюон имеет угол $\psi+\Delta\psi$, где $\Delta\psi$ - отклонение, приобретенное при прохождении мюоном намагниченного железа.

Определение импульса P релятивистского мюона (или его энергии E=Pc) по отклонению $\Delta\psi$ в магнитном-поле производится по известной формуле:

$$\Delta\psi=300BL\ln(1-\beta L/Pc)/\beta \qquad (1.3)$$

где β- энергетические потери мюона на единице пути.

При pc>>βL/c=1,5 ГэВ/с и значениях B=18,7 кГс, L= 100 см

$\Delta\psi$=300 BL/Pc=0,56 ГэВ/Pc

Помимо магнитного отклонения мюон испытывает в железе магнита многократное (кулоновское) рассеяние. Для мюонов с импульсом P>> βL/c среднеквадратичное отклонение за счет рассеяния

$$\sigma_{рас}=(\langle(\Delta\psi_{рас})^2\rangle)^{0,5} \qquad (1.4)$$

$$\sigma_{рас}=E_s\sqrt{(L/2t_0)}/Pc \qquad (1.5)$$

где E_s = 2,1 10^7 эВ - постоянная рассеяния, t_0 -радиационная единица в железе, √(..)-коэффициент соответствующий наблюдению отклонения лишь в плоскости, перпендикулярной оси магнитного поля.

Отношение среднеквадратичного отклонения за счет рассеяния к магнитному отклонению не зависит от импульса мюона и для данного магнита равно:

$$\sigma_{рас}/\Delta\psi=E_s/300B\sqrt{(2Lt_0)}=0,2 \qquad (1.6)$$

Рассеяние в $_{ir}$ железе приводит к существованию ошибки в измерении импульса мюона, независимой от импульса, которая учитывается при анализе эксперимента.

Для измерения отклонения мюона в намагниченном железе служат широкозазорные искровые камеры, расположенные над и под магнитом. Выбор типа искровой камеры для измерения углов входа и выхода мюона в спектрометре был сделан в соответствии, с особенностями измерения мюонов высокой энергии в составе ШАЛ. Следующие условия опыта были приняты во внимание:

1. Мюоны в составе ШАЛ могут регистрироваться группами,поэтому камеры должны обеспечить высокую эффективность регистрации не только одиночных частиц, но групп частиц.

2. Мюоны высоких энергий образуют вторичные ливни в железе магнита, поэтому искровые камеры должны обладать высокой

эффективностью регистрации отдельных частиц с тем, чтбоы не терять трек мюона на фоне вторичного ливня.

3.Искровые камеры должны обеспечить максимальную точность измерения углов при заданном ограниченном пространстве для регистрации трека.

Этим требованиям удовлетворяет широкозазорная искровая камера. В широкозазориой искровой камере локализация видимого трека - искрового канала - происходит по стримерам, образованным электронами ионизации. Если рабочий объем камеры занимает весь предоставляемый условиями опыта объем для регистрации частиц, то будет использована практически вся возможная информация о траектории частицы в газе. Задача экспериментатора заключается в том, чтобы при создании искрового канала в камере не была потеряна часть электронов ионизации и была сохранена точность локализации электронов ионизации. Эти потери возникают до образования стримеров при диффузии электронов и за счет взаимодействия стримеров в процессе образования искрового канала.

Ошибка измерения угла мюона в широкозазорной камере следующим образом связана с точностью локализации стримеров в искровом канале

$$\sigma_\psi = \frac{\sigma_x}{L} \cdot 2\sqrt{3} \cdot \sqrt{\frac{m-1}{m(m+1)}} \qquad (1.7)$$

Здесь σ_x - разброс положения стримеров относительно истинной траектории мюона, m- число независимых стримеров, L- длина искрового канала. Разброс стримеров σ_x определяется, главным образом, диффузией электронов до образования стримерод $\sigma_x \approx \sqrt{(2D\tau)}$ где D - коэффициент диффузии электронов и τ- задержка образования стримера (практически, это задержка в подаче высоковольтного импульса на камеру). По литературным данным [27[при задержке τ = 0,5 мкс (такая задержка может быть обеспечена при управлении широким атмосферным ливнем установкой в подземном помещении) плотность независимых стримеров в неоне 1-3 $см^{-1}$ и разброс σ_x ~ 0,025 - 0,04 см.

В первом варианте магнитного спектрометра [28] были использованы искровые камеры предыдущего многорядного детектора (см.ниже § 5, рис.I.13) с зазором 10 см. Ошибка в отклонении $\Delta\psi$, полученная в контрольных измерениях с этими камерами составила $2\ 10^{-3}$ рад.

Условия размещения спектрометра в подземном помещении позволяли отвести для измерения треков мюонов до магнита и после магнита большее расстояние (до 60 см). Во втором варианте спектрометра [29,30] полностью использовалось это пространство: были созданы искровые камеры с зазором 30 см. В этом варианте ошибка измерения утла отклонения $\Delta\psi$ составила $\sim 7\ 10^{-4}$ рад (см.ниже § 4). Такая точность близка к ожидаемой по формуле (1.7).

Вместе с высокой точностью угловых измерений широкозазорная камера обеспечивает высокую эффективность регистрации групп частиц. При зазоре в несколько десятков см частицы легко разделяются в пространстве, даже при близком прохождении частиц, если углы их траекторий различны. Этопозволяет регистрировать мюоны и на фоне небольших вторичных ливней.

Расположение искровых камер второго варианта магнитного спектрометра показано на рис.1.9. Они собраны из восьми модулей размером 100 x 100 x 30 см.

При сборке полной искровой камеры к электродам модулей добавляются съемные электроды так, что общая плоскость электродов выступает на 40 см за пределы рабочего объема.

В собранном виде искровая камера состоит из двух рабочих объемов с центральным высоковольтным электродом и двумя заземленными внешними электродами. Трек мюона наблюдается в двух отсеках камеры высотой по 30 см каждый. Общая длина трека мюона, измеряемого до и после магнита, составляет 120 см.

Модули камер до сборки наполняются неоном особой чистоты (0,01$ кислорода и других примесей в газе) до атмосферного давления (735 мм). Откачка и наполнение модулей производилась в специальной барокамере. Дальнейшая эксплуатация камер показала, что время жизни наполненной камеры более 5 лет.

При наладке искровой камеры в сборе возникает проблема выравнивания яркости треков в отдельных модулях. Эта проблема

была решена добавкой небольшой примеси аргона в модули со слабым свечением искрового канала.

Для обеспечения необходимых параметров электрического поля в камере используются генераторы импульсного напряжения (ГИН) по схеме 10-каскадного генератора Аркадьева-Маркса. Конструкция ГИН, и общая схема формирования высоковольтного импульса описана в [30]. Измерения параметров высоковольтного импульса на центральном электроде искровой камеры проводились с помощью осциллографа И-2-7 при применении специального высоковольтного и высокочастотного делителя.

Наладка работы искровой камеры заключается в подборе необходимой амплитуды импульса, его длительности и задержки импульса относительно прохождения мюона, обеспечивающих наилучшие условия для получения максимальной точности угловых измерений. Согласно литературным данным [27] лучшая точность получается при минимальных значениях напряженности поля в камере. Был выбран следующий режим работы: амплитуда импульса около 60 кВ (напряженность поля в камере 2 кВ/ см); длительность $\approx 10^{-6}$ с подобрана с помощью шунтирующего сопротивления по яркости трека; фронт импульса равен 10 нс.

Задержка между появлением фронта высоковольтного импульса на электродах искровой камеры по отношению к моменту прохождения мюона через спектрометр составляла в рабочем режиме τ= 330 нс с разбросом в 20 нс. В течение, длительного времени работы (2 месяца) задержка τ контролировалась в опыте по измерению времени прихода мюонов относительно фронта частиц ШАЛ.

Система фотографирования искровых камер магнитного спектрометра предусматривает возможность точных измерений углов во фронтальной проекции камер (перпендикулярной оси магнитного поля), обеспечивающих измерение импульса мюона, и измерений углов в боковой проекции, достаточных, чтобы определить координаты мюона на поверхности земли - там,; где измеряется широкий атмосферный ливень. Для определения координат мюона на поверхности земли с точностью 0,5 м (что не хуже точности определения координат оси ШАЛ, см. табл.1.1.) достаточно измерить угол в боковой проекции с погрешностью 0,7°. Такая

точность легко обеспечивается при применении простых зеркал ипоэтому схема фотографирования состояла в том, что фронтальная проекция фотографироваласъ непосредственно объективом, а боковые проекции были собраны на кадр с помощью зеркал.

Особое внимание было уделено уменьшению искажений при фотографировании фронтальной проекции камер. В работе [30] подробно описана система фотографирования. Приведем здесь лишь экспериментальные результаты измерения оптических искажений, вносимых при фотографировании фронтальной проекции камер:

локальные клиновидности переднего стекла камер дают ошибку в измерении угла $\sigma = 1,0 \pm 0,2\ 10^{-4}$ рад для треков в середине камеры;искажения, вносимые объективом, прижимным стеклом фоторегистратора, неровностью фотопленки составляют $\sigma = 1,3$ ТО$^{-4}$ рад;ошибка, вносимая оптической системой в целом $\sigma = 2\ 10^{-4}$ рад.

Для эффективного использования магнитного спектрометра при управлении от ШАЛ, а также для использования спектрометра в других измерениях апертура спектрометра перекрыта двумя телескопами из сцинтилляционных счетчиков. На рис.1.9 видны сцинтилляционные счетчики телескопов, расположенные над ипод магнитом.Их размеры равныплощади рабочего объема магнита: 60 х 100 см. Полная апертура спектрометра определяется размерами рабочего объема магнита, размерами сцинтилляционных счетчиков и искровых камер. Апертура спектрометра зависит от отклонения мюона в магнитном поле. Для мюонов самой высокой энергии, проходящих магнит по прямой линии апертура спектрометра в целом составляет 0,14 м^2 стерад. Зависимость апертуры от энергии мюона показана на рис.I.10.

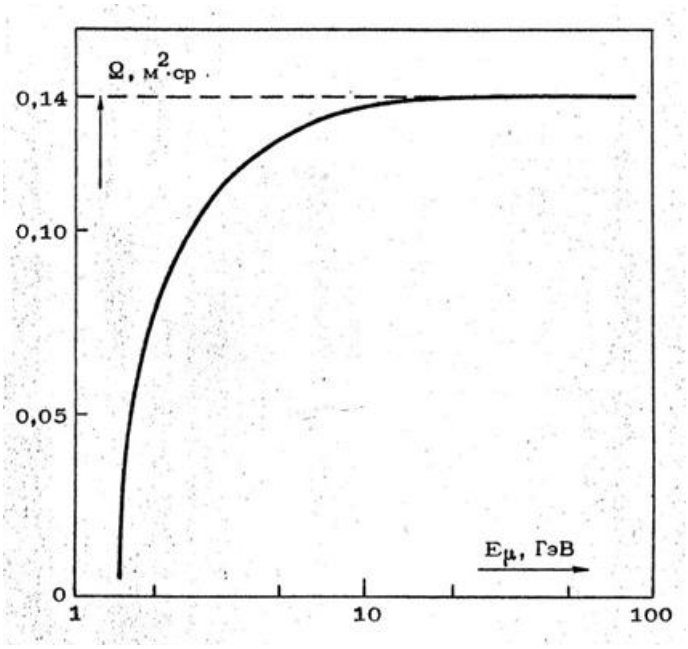


Рис. I.10 Зависимость апертурыспектрометра от энергии мюона E_μ.

Это результат расчета, выполненного методом Монте-Карло, прохождений мюонов с различной энергией через магнит с учетом ионизационных потерь, кулоновского рассеяния и магнитного отклонения.

Сравнительно узкий телесный угол спектрометра (предельные значения углов во фронтальной проекции ±14°) позволяет не учитывать разницу в длине пути мюона Lв магнитном поле при различных углах входа ψ . Действительно, разброс значений за счет углов составляет 3%, что значительно меньше разброса в измерении импульса мюона, связанного с рассеянием: 20%.

Изменение пути мюона в боковой проекции не влияет на измерение импульса мюона, так как для магнитного отклонения важна лишь проекция пути в плоскости, перпендикулярной направлению магнитного поля.

1.4. Методика измерения импульса (энергии) мюона спомощью магнитного спектрометра. Определение максимально измеримого тмпулъса спектрометра. Оценка неэффективности регистрации трека мюона на фоне потока вторичных электронов.

На рис.I.II приведены фотографии треков мюонов, регистрируемых магнитнымспектрометром.

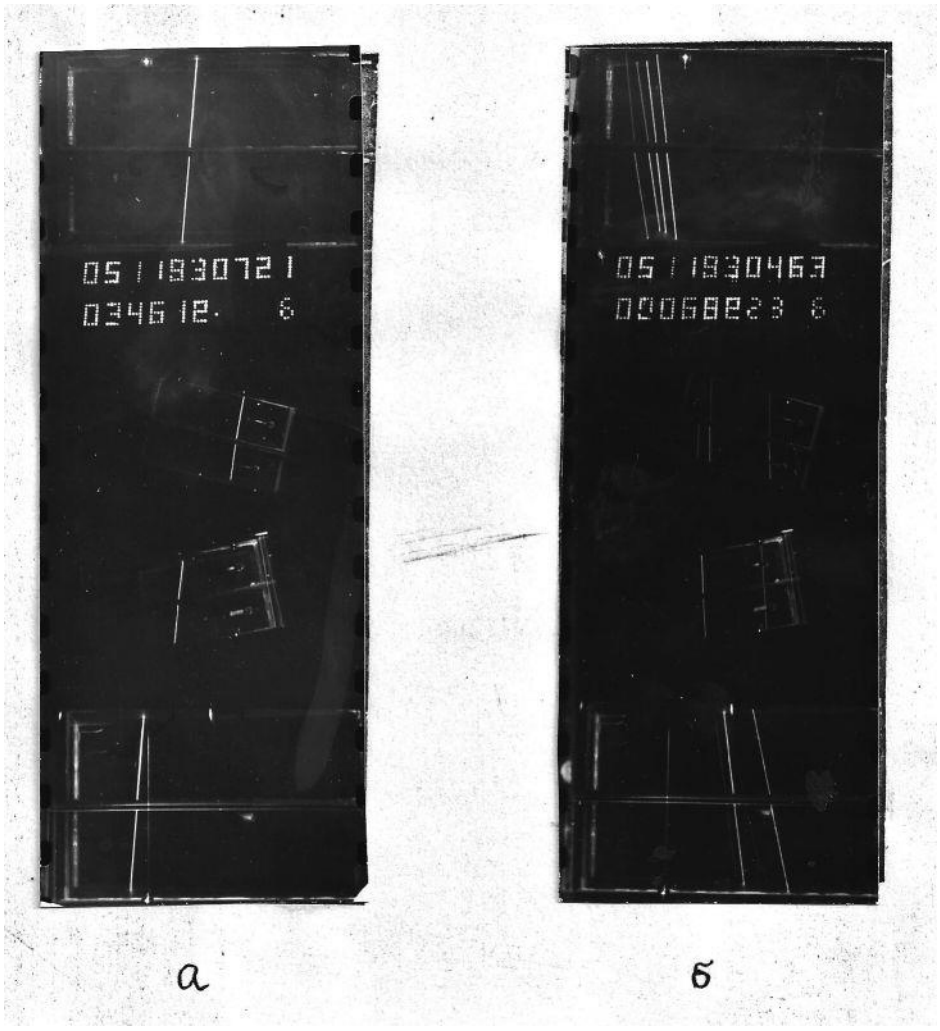


Рис. I.II Примеры событий, регистрируемых в магнитном спектрометре.
а - один мюон в спектрометре б - два мюона в спектрометре и сопровождающие частицы в верхнем ряду искровых камер.

Для определения импульса мюона необходимо измерить утлы входа ψ и выхода ψ' мюона в магнитное поле во фронтальной проекции и получить их разность $\Delta\psi$. На фотопленке измерения треков производятся в центральной проекции (с центром в объективе). Можно показать, см. [28] , что результат измерения отклонения $\Delta\psi$в центральной проекции на фотопленке мало отличается от истинного значения $\Delta\psi$в ортогональной фронтальной

проекции: для $\Delta\psi=0,1$ отличие составляет *1%*, что на порядок меньше ошибок измерения за счет рассеяния мюонов.

Измерения параметров трека на фотопленке производились с помощью микроскопа УИМ-23, оснащенного автоматической регистрацией координат трека. Этот прибор, разработанный в Отделе измерительной техники (ОИТ) НИИЯФ МГУ, получил название ДИП-2. Прибор ДИП-2 работал в комплексе с ЭВМ СМ-4, что позволило осуществить контролируемый по точности проведения измерений просмотр фотопленки. Режим "диалога" оператора, производящего измерения координат треков на пленке с помощью ЭВМ разработан в ОИТ (Г.Г.Ермаков, В.И.Исаев, А.В.Шкуренков, В.П.Руковичкин). После измерения координат трека в каждом отсеке искровой камеры спектрометра ЭВМ проводит расчет методом наименьших квадратов прямой, наилучшим образом описывающей траекторию мюона. При этом вычисляется среднеквадратичный разброс точек относительно выбранной прямой, который характеризует как качество трека в искровой камере, так и точность работы оператора. После обработки ряда треков и оценки качества треков в искровой была выбрана величина $\sigma_{пр}$ которая характерна для хорошей точности работы оператора $\sigma_{оп} < \sigma_{пр}$. Установленный в ЭВМ предел $\sigma_{пр}$ на разброс точек на треке, а также требование, чтобы измерения производились равномерно по треку с числом точек не менее 25, позволили проводить практически равноточные измерения параметров трека мюона от события к событию. После отбора мюонов с импульсами, близкими к максимально-измеримым (см. ниже), последние просматривались научным сотрудником с максимальной тщательностью измерения координат трека.

Опишем процедуру получения магнитного отклонения $\Delta\psi$по координатам трека мюона. Для каждого отсека искровой камеры по измерениям 25 или более твчек на треке строится прямая $y=ax+b$, где $a=tg\psi$ и координаты отсчитываются в ортогональной системе, одна из осей которой проходит по вертикали через спектрометр. В результате измерений имеются четыре значения углов: ψ_1 и ψ_2 - углов входа в магнитное поле и ψ_3и ψ_4 - углов выхода из магнитного поля полученным по четырем отсекам искровых камер.

Отклонение $\Delta\psi$ равно в этом случае:

$$\Delta\psi=(\psi_1+\psi_2)/2-(\psi_3+\psi_4)/2 \qquad (1.8)$$

ошибка в определении каждого угла входит квадратично в ошибку определения $\Delta\psi$и поэтому $\sigma_{\Delta\psi}=\sigma_\psi$. В такой процедуре легко найти ошибку σ_ψ - по разности углов $\psi_1-\psi_2$ и$\psi_3-\psi_4$, которая наблюдается экспериментально. Для мюонов с энергией E_μ> 50 ГэВ рассеяние в центральном электроде камеры менее 10^{-4} рад и им можно пренебречь. Экспериментальное значение σ_ψ было получено по событиям, вошедшим в анализ данных о мюонах в составе ШАЛ. Полуширина распределения разности углов $\psi_1-\psi_2$ или$\psi_3-\psi_4$ оказалась равна 1,02±0,04 10^{-3} рад, что дает для ошибки определения утла в одном отсеке искровой камерыσ_ψ=7,2+0,28 10^{-4} рад.

В литературе принято характеризовать ошибку измерения отклонения $\Delta\psi$ в магнитном спектрометре мюонов "максимально измеримым импульсом P_{max}, при котором магнитное отклонение равно ошибке $\sigma_{\Delta\psi}$. В нашем случае ошибка, приведенная выше соответствует P_{max} = 770±30 ГэВ/с.

Независимо от этих измерений можно получить значение ошибки измерений отклонения $\Delta\psi$ другим способом. Рассмотрим, как "сшиваются" треки мюона до и после магнита в центральной плоскости магнита.Если ошибок измерения нет, то треки мюона должны иметь общую точку в центральной плоскости магнита (на фотопленке - на горизонтальной прямой, проходящей через центр магнита). Движение по окружности в магнитном поле пренебрежимо мало сдвигает эту точку: в реальном магнитном спектрометре на 6 10^{-4} см при $\Delta\psi$< 4 10^{-2}. Ошибки измерения треков до и после магнита приводят к тому, что в центральной плоскости треки не имеют общей точки, появляется расстояние между ними y_m , см. рис.I.9. Разброс значений y_m, который можно наблюдать экспериментально, дает возможность получить значение σ_ψ. Геометрическая зависимость между расстоянием y_mи углами ψ_1 ψ_2 ψ_3 ψ_4 приводит к следующей связи между σ_ψ и σ_{ym}

$$\sigma_{ym}= \sigma_\psi \ (y_1^2+y_2^2+y_3^2+y_4^2)^{0,5}/2 \qquad (1.9)$$

где y_i - расстояние от центра магнита до центра i-ого отсека камер. Разброс значений возникает не только за счет инструментальной ошибки измерения углов ψ, но и за счет

рассеяния мюонов вжелеземагнита. Чтобы исключить рассеяние и измерять разброс y_m , связанный только с инструментальной ошибкой, надо рассмотреть мюоны с достаточно высокой энергией. По первой оценке максимально измеримого импульса видно, что P_{max}≈800 ГэВ/с. Так как рассеяние в магните спектрометра- составляет 20% от магнитного отклонения, то очевидно, что разброс углов за счет рассеяния сравним с инструментальной ошибкой при импульсе мюона 160 ГэВ/с. Для определения разброса значений y_m, связанного с инструментальной ошибкой, было построено распределение по y_m для мюонов с импульсом P> 300 ГэВ/с. По событиям, вошедшим в анализ данных о мюонах в составе ШАЛ, было получено значение полуширины распределения, равное$y_{m1/2}$ =21+1,2 мкм (на фотопленке), что соответствует ошибке σ_ψ= 7,5±0,4 10^{-4}рад (P_{max} = 750±42 ГэВ/с). Как видно, результаты двух способов измерения ошибки согласуются: P_{max}=750-770 ГэВ/с. В дальнейшем, везде принято, что значение P_{max} = 760 ГэВ/с.

При наблюдении трека мюона в реальном магнитном спектрометре возникают случаи, когда вместе с треком мюона в искровых камерах регистрируются треки вторичных электронов, возникающих при взаимодействии мюонов с окружающим веществом, в том числе с железом магнита.Возможность идентификации трека мюона на фоне вторичного ливня была проверена экспериментально следующим образом. Были рассмотрены случаи, когда помимо трека мюона в отсеках искровой камеры появляются дополнительные треки. Характерным отличием трека мюона от трека электрона является сохранение направления мюона при пересечении центрального электрода искровой камеры (толщиной 16 ммалюминия, то-есть толщиной 0,2 радиационных единицы).При энергиях мюона >20 ГэВ наблюдаемое рассеяние трека мюона на фотопленке определяется ошибкой измерения направления искрового канала. При меньших энергиях мюона разброс значений углов в соседних отсеках камеры увеличивается за счет рассеяния в центральном электроде.

Ниже представлены среднеквадратичные углы рассеяния мюона в центральном электроде для различных энергий.

E , ГэВ	5	10	20	50
$\sigma_{рас}$ мрад	1,3	0,6	0,3	0,13

Средняя энергия мюонов, отбираемых в составе ШАЛ P ≈ 20 ГэВ, см. гл. 2) и для таких энергий среднеквадратичный угол рассеяния вторичных электронов, выходящих из железа магнита (или потолка помещения, обшитого тюбингами из железа), составляющий 0,3 рад, значительно больше рассеяния мюонов в центральном электроде икровых камер.

Поэтому идентификация трека мюона надежно производится по рассеянию трека в центральном электроде: за мюон принимаются треки, наблюдаемые в двух соседних отсеках с углом рассеяния, менее 2 мрад. Для мюонов, наблюдаемых в составе ШАЛ, было получено распределение ш числу наблюдаемых треков электронов n_e в отсеках искровой камеры над и под магнитом. В табл.1.2 представлено это распределение. Там же представлено число событий с идентифицированным мюоном среди наблюдаемых вторичных частиц.

Последняя строка - доля событий с потерянными для измерений мюонами. Как видно, в ливнях с числом вторичных частиц меньше 5 трек мюона всегда идентифицируется. В ливнях с большим числом частиц трек мюона может быть потерян на фоне ливня.

Таблица 1.2

n_e	0	I	2	3-4	5-7	7-10	> 10
Число набл.событий	4290	394	86	48	21	8	5
Число иден. μ	4290	394	86	48	12	3	0
Доля неиден. μ	0	0	0	0	43%	62%	100%

Экспериментально измеренная зависимость вероятности появления вторичных ливней с числом частиц n_e = 1-4 от энергии мюона позволяет оценить величину искажения энергетического спектра мюонов за счет потери части треков мюонов, сопровождаемых вторичными частицами. На рис.I.12 представлена вероятность

появления вторичных треков в искровых камерах спектрометра в диапазоне n_e = 1-4, когда всегда возможно измерение импульса (энергии) мюона. В диапазоне энергий 10+500 ГэВ видна энергетическая зависимость этой вероятности для n_e = 3-4, которая может быть представлена как

$$W(n_e=3-4, E_\mu) = 1,5\ 10^{-4} E_\mu \qquad (1.10)$$

Из табл.1.2 следует, что число вторичных ливней с $n_e \geq 5$ не превышает число ливней с n_e=3-4. Если принять,что при переходе от числа частиц n_e=3-4 к числу $n_e \geq 5$зависимость вероятности создания ливней от энергии мюона сохраняется, то вероятность (1.10) позволяет оценить верхний предел ошибки измерения интенсивности мюонов с энергией E_μ=500-1000 ГэВ за счет потери треков мюонов на фоне вторичных частиц.

Будем считать, что в ливнях с $n_e \geq 5$ трек мюона всегда теряется (из табл.1.2 видно, что это верхняя оценка потери треков). Тогда согласно (I.I0) около 15% мюонов с энергией 500+1000 ГэВ будет потеряно. Такое занижение интенсивности мюонов при энергиях, близких к предельно-измеримым с помощью спектрометра, должно быть учтено при анализе экспериментальных данных.

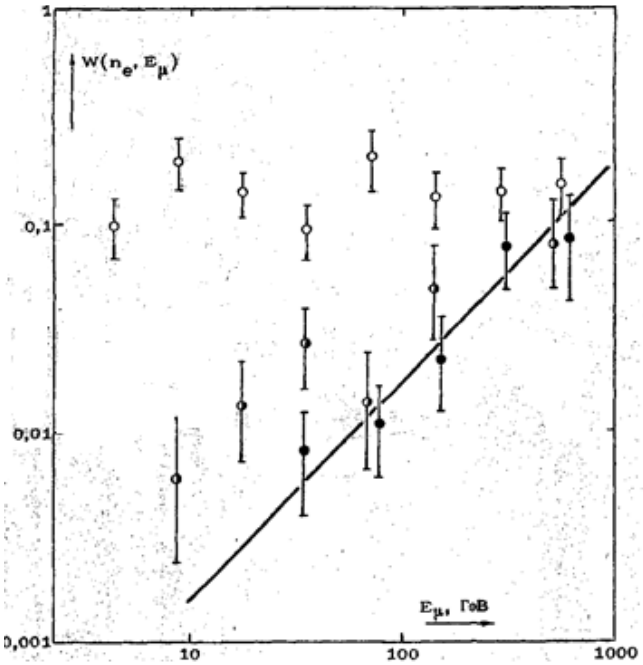


Рис. 1.12 Вероятность образования вторичного ливня с различным числом электронов в искровой камере n_e в зависимости от энергии мюона. Пустые кружки- n_e=1; наполовину заполненные кружки n_e=2; заполненные кружки n_e=3-4. Сплошная линия - верхняя оценка вероятности образования ливня с числом электронов $n_e \geq 5$

1.5 Многорядные детекторы.

Для точной идентификации мюонов при изучении групп частиц в составе ШАЛ и для изучения взаимодействий мюонов необходимы детекторы с хорошим пространственным разрешением частиц и с большим количеством вещества, используемого в качестве мишени для взаимодействия мюона.

Искровые камеры являются весьма подходящим элементом для создания таких детекторов. Хорошей эффективностью к регистрации нескольких частиц и ливней частиц обладают широкозазорные искровые камеры с "ограниченным разрядом", у которых газовый объем отделен от электродов диэлектриком.

В камерах такого типа высокая эффективность к ливням легко сочетается с регистрацией одиночных частиц: яркость искрового канала, благодаря ограничению тока диэлектриком, у одиночного трека сравнима о яркостью треков в ливнях. Диэлектрик, вообще говоря, приводит к ухудшению точности угловых измерений, поэтому для магнитного спектрометра были применены камеры с непосредственным контактом электродов с газовым объемом.

Из исковых камер с ограниченным разрядом было создано несколько вариантов многорядных детекторов. Длительное время в подземном помещении, на глубине 40 м.в.э. работал детектор, изображенный на рис.1.13. В этом детекторе использовались камеры с зазором 10 см.Техника управления и питания искровых камер этого детектора описана в работе [32]. Детектор позволяет регистрировать группы мюонов и ливни вторичных частиц с .ислом частиц n_e ~100 с эффективностью, близкой к 100%. На рис. 1.14показан пример регистрации Эф ливня в этом детекторе.

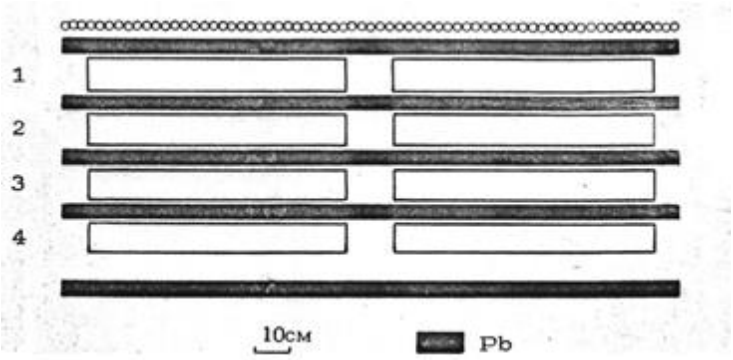


Рис. I.13. Детектор из четырех рядов искровых камер (1-4).
ooo - газоразрядные управляющие счетчики.

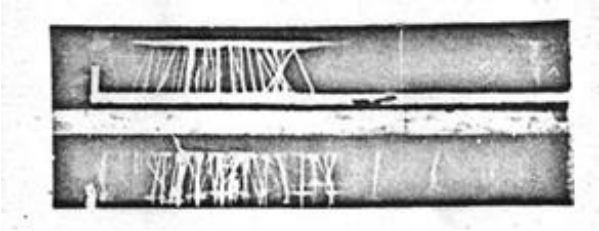


Рис. I.I4. Пример регистрации в двух рядах искровых камер ЭФ ливня, генерируемого мюоном.

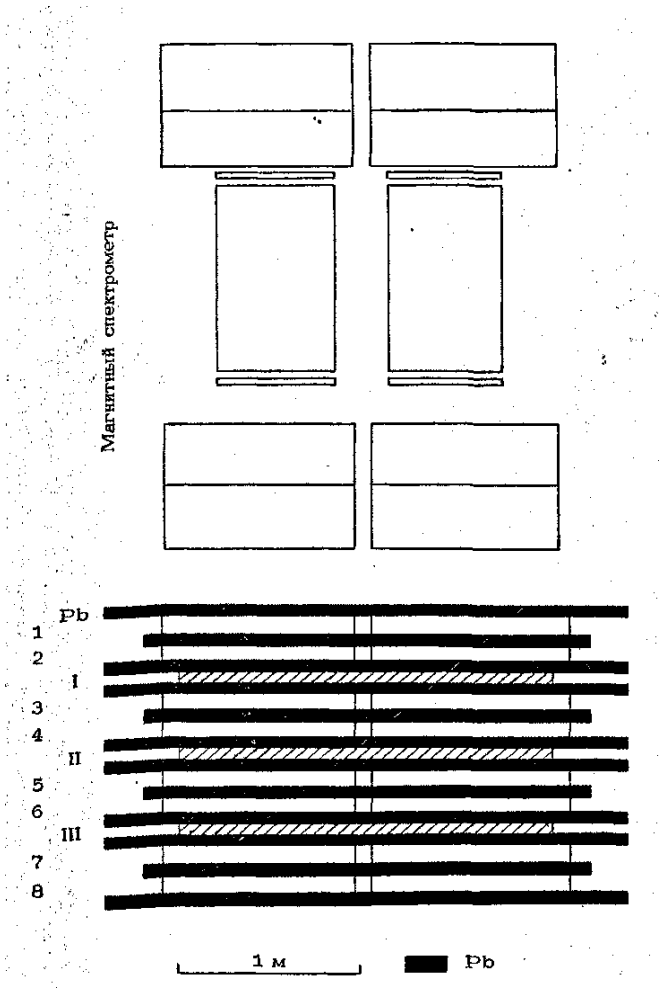
Частицы в группах мюонов регистрируются с эффективностью близкой к 100% даже в ливнях с максимальной плотностью мюонов (наблюдался ШАЛ с предельной плотностью ~ 100 мюонов/м^2). Эффективность к электронным ливням в этих камерах была измерена в работе [33] путем сравнения известного спектра плотностей электронной компоненты ШАЛ со спектром, измеренным с помощью искровой камеры. Было показано, что несмотря на качественно достоверные изображения ливней в искровой камере, счет частиц в ливнях с числом частиц $n_e > 10$ дает заниженные значения. Поэтому в многорядном детекторе при количественном изучении взаимодействий мюонов искровые камеры использовались лишь в диапазоне $n_e = 1-5$. Ливни с числом частиц $n_e \geq 5$ объединялись в одну группу.

Для регистрации вторичных ливней в более широком диапазоне по числу частиц в последнем варианте многорядного детектора наряду с искровыми камерами применены сцинтилляционные счетчики. Этот вариант детектора использовался как для регистрации мюонов ШАЛ, так и для регистрации “одиночных” мюонов (см. работу Ю.Н.Бажутова [34]). Опишем более подробно этот вариант детектора.

Он расположен непосредственнопод магнитным спектрометром мюонов в подземном помещении на глубине 40м.в.э. (рис.I.15).Детектор состоит из 8 рядов искровых камер и 3 рядов сцинтилляционных счетчиков, прослоенных свинцом толщиной по 4 см в каждом слое. Площадь каждого ряда искровых камер и сцинтилляционных счетчиков 4м^{2}при пересечении детектора по вертикали мюон проходит 44см свинца, 5см (в среднем) железа фермы, 15см полистирола сцинтилляционных счетчиков, 10см стекла и 4,5см алюминия. В этом веществе (где свинец составляет 94% пути в радиационных единицах)мюоны генерируют электроны (фотоны) в процессах электромагнитного взаимодействия и адроны в "ядерных" взаимодействиях. Как показывают расчеты и подтверждает эксперимент (см. гл.4) "ядерные" взаимодействия мюонов в веществе установки крайне редки.

Конструкция искровой камеры многорядного детектора показана на рис.I.16. Модули камеры, содержащие неон, сделаны целиком из стекла толщиной 10 мм. Высота газового объема в одном модуле 5 см, размеры модуля камеры.0 x 100 x 7 см. Электроды камеры - из дюралюминия расположены между модулем и слоем свинца. Центральный слой свинца на рис.1.16 электрически изолирован от массы остального вещества и вместе с дюралюминиевыми

электродами является центральным "электродом" искровой камеры,



на который

Рис. I.15. Комплекс из магнитного спектрометра и многорядного детектора.1-8 искровые камеры многорядного детектора,; I-III- сцинтилляционные счетчики многорядного детектора.

подается импульс высокого напряжения. На установке четыре блока искровых камер (по I $м^2$ каждый), показанные на рис.I.15, электрически соединены дюралюминиевыми электродами и образуют 2 "ряда" искровых камер. Два ряда камер питаются от одного

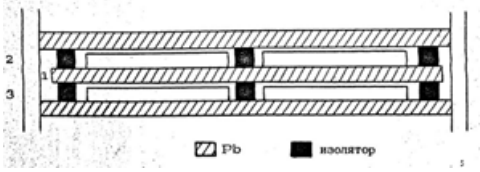


Рис 1.16 Два ряда искровых камер многорядного детектора. 1- центральный слой свинца, 2 и 3 - искровые камеры.

генератора импульсов напряжения (ГИН).В конструкции ГИН применена 3-каскадаая схема генератора Аркадьева-Маркса с использованием стандартных емкостей с малой индуктивностью. Режим генератора регулируется давлением азота в сосуде ГИН и напряжением питания ГИН. Для ограничения длительности импульса используются шунтирующие воздушные разрядники со стабилизирующими поджигающими электродами. С помощью шунтирующих разрядников подбирается такая длительность импульса, которая при заданной амплитуде импульса обеспечивает достаточную яркость треков. Режим работы камер (амплитуда и длительность импульса) подбирается таким, чтобы при минимальных фоновых разрядах достигалась максимальная яркость одиночных треков.

При фотографировании детектор разбивается на 4 части, каждая по I $м^2$. На один кадр 35 мм фотопленки собирается с помощью зеркал изображение треков в 8 модулях искровых камер в двух ортогональных проекциях, так что на одном кадре прослеживается путь мюона по вертикали через все ряды , спектрометра.

При анализе зарегистрированных событий фотопленка просматривается с увеличением в 20 раз и восстанавливается геометрия события в двух ортогональных проекциях.

Сцинтилляционные счетчики расположены в трех рядах детектора (рис.I.15). Сцинтиллятор одного счетчика имеет размеры 100 x 50 x 50 см, он склеен из двух плит 50 x 50 x 5 см заводского изготовления. Свет собирается с одного торца сцинтиллятора через световод .длиной 40 см на фотоэлектронный умножительФЭУ-93. На противоположной стороне сцинтиллятора поставлено зеркало для улучшения однородности сборас
света. Счетчики расположены по 8 штук в одном ряду так, чтобы образовались единые с искровыми камерами "телескопы”.

Блок-схема регистрации амплитуд ФЭУ от отдельных счетчиков представлена на рис.I.17. Импульс тока с анода ФЭУ интегрируется на цепи с RC= 360 нс и поступает на эмиттерный повторитель. Отсюда импульс поступает, во-первых, на схему суммирования импульсов всех

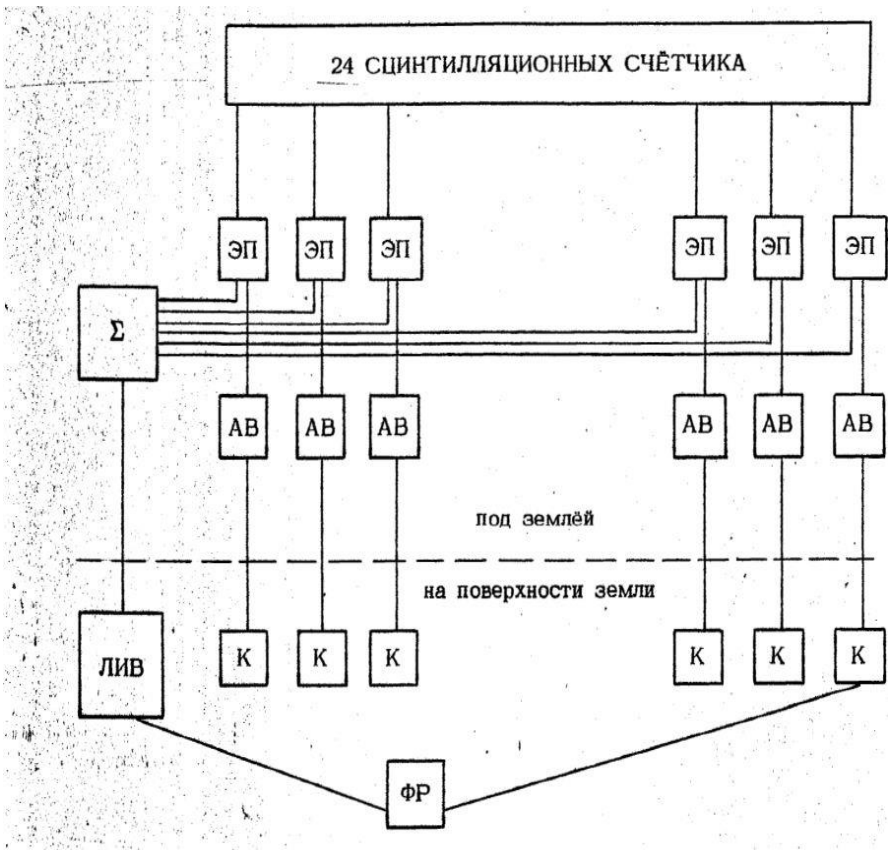


Рис. I.17. Блок-схема регистрации амплитуды импульсов от сцинтилляционных счетчиков. ЭП- эмиттерный повторитель, ∑- сумматор, ЛИВ- линейный импульсный вольтметр, АВ- преобразователь амплитуда-время, К- кодировшик, ФР- фоторегистратор.

ФЭУ, и, во-вторых, на вход индивидуальной ячейки регистрации амплитуды, работающей по принципу логарифмического преобразования амплитуды в длительность импульса. Суммарный импульс передается далее по кабелю на поверхность земли, где регистрируется стандартным линейным цифровым вольтметром В-4-17. Точность определения "пикового" значения амплитуды этим вольтметром не хуже 5%. Диапазон измерения - одна декада (0,1-1 или 1-10 В). Линейность измерения амплитуды сигнала цифровым вольтметром проверялась в рабочем режиме методом двух светодиодов.

На поверхность земли выводятся также индивидуальные импульсы, преобразованные в длительность. Здесь импульсы длительностью

t~lnA преобразуются в серию импульсов с частотой 20 мГц. Серию импульсов каждого счетчика считает своя пересчетная схема. Показания пересчетных схем фотографируются. Связь между числом зарегистрированных импульсов в серии К и амплитудой Avв сцинтилляционном счетчике выражается как

К=-24+8,7 lnAA в мВ, 50<A<10^4 (1.11)

Переход от числа К к числу К+1 соответствует изменению амплитуды импульса на 12%.

Электроника регистрации амплитуд импульсов от сцинтиляционныхсчетчиков вынесена на поверхность земли, чтобы изолировать ее от больших помех при подаче высоковольтного импульса на искровые камеры. Управляющий импульс на искровые камеры при совместной работе со сцинтилляционными счетчиками подается после того, как закончилось преобразование импульсов от ФЭУ в серии импульсов, регистрируемых пересчетными схемами. Задержка в подаче импульса на камеры составляет 5 мкс - больше времени регистрации максимального импульса от счетчиков - и позволяет сохранить удовлетворительным качество треков в искровых камерах. Перед запуском высоковольтных генераторов вход линейного вольтметра В-4-17, регистрирующего суммарную амплитуду, закрывается блокирующим импульсом.

Для каждого оцинтилляционного счетчика были проведены контрольные измерения спектра амплитуд, создаваемых одиночными релятивистскими мюонами. Значение наиболее вероятной амплитуды $A_в$в дальнейшем использовалось в качестве реперного. В процессе эксплуатации установки по реперному значению $A_в$производилась подстройка всех 24 счетчиков к единому значению $A_в$(путем небольшого изменения напряжения на ФЭУ). При измерении спектра вторичных ливней по числу частиц последнее выражалось в единицах "релятивистских частиц, р.ч." n_e =$A/A_в$. Измерения величины $A_в$в процессе эксплуатации установки позволило следить за стабильностью работы ФЭУ и трактов измерения амплитуды. Интенсивность релятивистских мюонов на глубине 40 м.в.э. под землей достаточно высока: через блок сцинтиллятора размером 50 х 100 см^ проходит 5 мюонов в секунду и набор спектра амплитуд не

представляет затруднений. Измерения спектра проводятся с помощью анализаторов АИ-128.

1.6 Контрольные измерения с помощью комплекса из магнитного спектрометра и многорядного детектора

При измерении числа частиц во вторичном ливне с помощью ионизационных детекторов, расположенных под слоем свинца, возникает проблема пересчета непосредственно измеряемой на опыте ионизации к числу частиц, рассчитываемому в электромагнитной каскадной теории для свинца. Создание комплекса из двух детекторов: магнитного спектрометра (§3) и миогорядного детектора (§5) позволило провести экспериментальное измерение такого коэффициента пересчета для применяемых детекторов ионизации - сцинтилляционных счетчиков.

Для этого были проведены измерения спектра импульсов (энергии) мюонов, генерирующих ливни с заданной пороговой ионизацией в сцинтилляторе. Измеренный спектр импульсов мюонов можно сравнить с расчетом, сделанным для известного спектра мюонов под землей по теории электромагнитных взаимодействий мюонов и каскадной теории развития электронно-фотонных ливней в свинце.

В контрольном опыте комплекс магнитный спектрометр - многорядный детектор запускался, если в одном из сцинтилляционных счетчиков многорядного детектора амплитуда сигнала превышала пороговое значение $A_{пор}$ и в пределах магнитного спектрометра проходила заряженная частица. На рис. I. 18 приведен результат измерения распределения мюонов по их энергии для событий с различной пороговой амплитудой: $A_{пор}$ = 0,3 р.ч. (все мюоны), 20, 40, 50, 100 и 200 р.ч. Видно, что с ростом порога по ионизации растет средняя энергия мюонов. Сравнение экспериментальных данных и расчета с учетом всех видов электромагнитного взаимодействия мюонов и развития ЭФ лавины по каскадной теории в свинце [35] позволяет получить коэффициент К в пересчете от числа частиц в свинце по каскадной теории n_{pb} к амплитуде n_e в р.ч.:

$$\mathbf{n_{pb}=K\ n_e \qquad K=4,2\ \pm 0,2} \qquad (I.I2)$$

(подробнее анализ этого результата изложен в [34]).

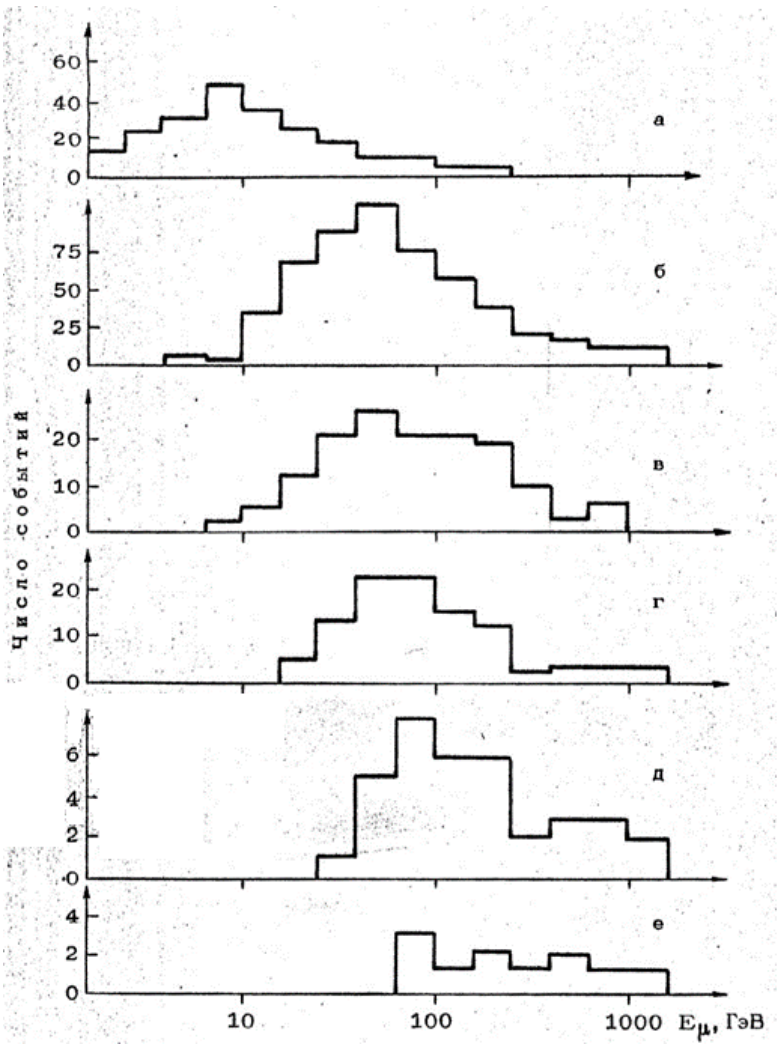


Рис. I.18. Энергетические спектры мюонов, ответственных за образование ливней с числом электронов выше порогового значения $A_{пор}$.

Отметим, что в каскадной теории рассчитывается полный поток частиц через плоскость, который включает как "прямой”, так и "обратный” (рассеянный из нижнего слоя свинца) поток частиц. На опыте регистрируется лишь "прямой" поток, так как сцинтиллятор закрыт кожухом из алюминия толщиной 1,5 мм, который практически не пропускает мягкие электроны "обратного" потока.

Полученный коэффициент пересчета Кпозволяет определять число частиц во вторичном ливне в свинце в широком диапазоне по числу частиц, так как подобный пересчет практически не зависит от величины ливня.

1.7. Роль слоя грунта над мюонными детекторами.

Слой грунта над детекторами мюонов служит фильтром, закрывающим доступ в подземную лабораторию частицам электронно-фотонной (ЭФ) и адронной компонент ШАЛ.

Рассмотрим количественно, как воздействует на состав широкого атмосферного ливня по частицам слой грунта, который по вертикали над подземными лабораториями составляет 12 и 24 м глинозема с плотностью 1,7 г/см^3, т.е. 20,4 и 40,8 гектограмм/см^2 вещества со средним номером атомным номером A=20. Часто количество вещества над детекторами измеряют в метрах водного эквивалента (м.в.э.). В нашем случае толщина грунта над детекторами составляет в этих единицах 20 и 40 м.в.э.

Без учета обновления ЭФ лавины за счет адронной компоненты частицы ЭФ компоненты поглощаются в грунте экспоненциально с пробегом поглощения ~ 4 радиационных единицы (ЭФ лавина ШАЛ на уровне моря находится за максимумом своего развития, средний возраст <s>=1,18), Отсюда число частиц в ЭФ лавине на глубине подземных лабораторий (в радиационных единицах! глубины составляют 68 и 136 единиц) уменьшается в 10^7 (20 м.в.э.) и 10^{14} (40 м.в.э.) раз, т.е. практически на этих глубинах нет ЭФ компоненты атмосферного происхождения. Поглощение адронов с заданной пороговой энергиеq происходит экспоненциально с пробегом поглощения $\lambda_п$=3 λ_i т.е. для

грунта с $\lambda_п$=300 г/см^2. На глубинах 20 и 40 мвэ поток адронной компоненты уменьшается в 10^3-10^6 раз. Используя потоки адронов в ливнях с числом частиц N_e =10^3-10^7 из обзора [36] получаем, что поток адронов, например, с пороговой энергией 50 ГэВ на уровне измерений потока мюонов под землей составляет в ливнях с N_e=10^6 0,2 частицы на глубине 20 м.в.э. и 2 I0^{-4}частиц на глубине 40 м.в.э. Такой поток адронов оказывается пренебрежимо мал по сравнению с потоком мюонов на этих глубинах: 4 10^4 и 2 10^4 (гл.2) и не может дать заметного вклада в события, наблюдаемые под землей.

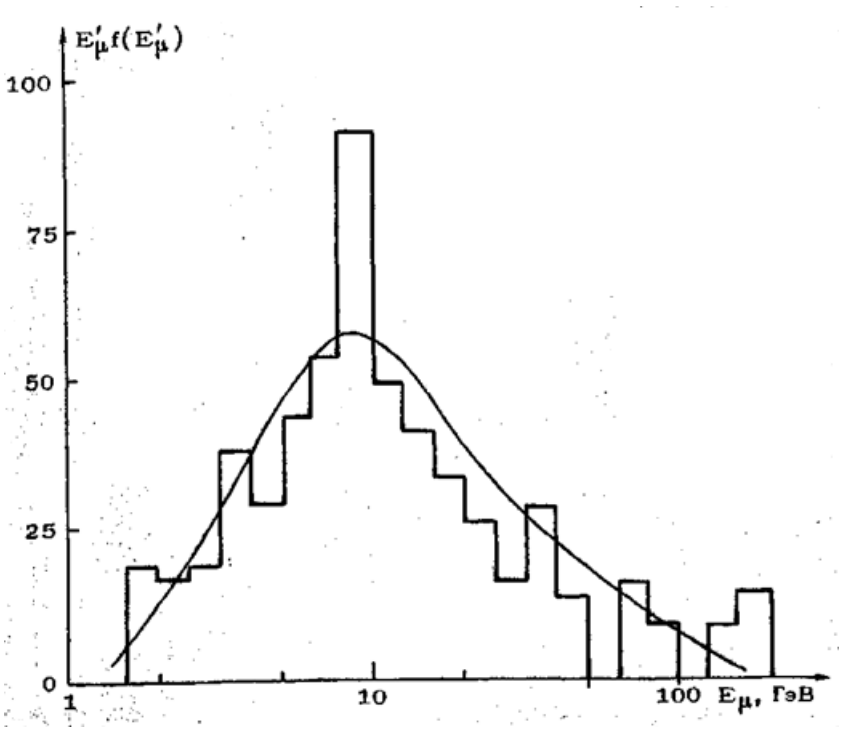
Мюонная компонента при прохождении слоя грунта теряет энергию на ионизацию, тормозное излучение, образование пар и "ядерное" взаимодействие. Для небольших слоев грунта(<I0^{4}г/см^2), как

известно [37], основной вклад в потери энергии вносят ионизационные потери. В нашем случае ионизационные потери составляют: для слоя грунта в 20 м.в.э. - 4,9 ГэВ (≈5 ГэВ) и для слоя грунта в 40 м.в.э. - 9,8 ГэВ (≈10 ГэВ). Ионизационные потери накапливаются в результате большого числа столкновений мюона с атомами грунта и поэтому можно считать, что флуктуации в значении потерь энергии пренебрежимо малы. Это обстоятельство существенно облегчает переход от энергетических спектров мюонов, изучаемых под землей, к спектрам мюонов на поверхности земли. Этот переход производится заменой значения энергии E_μ' под землей на значение $E_\mu = E_\mu' + \Delta + \delta$ (Δ- ионизационные потери энергии мюона в грунте над магнитным спектрометром Δ=10 ГэВ, δ- ионизационные потери мюона в железе магнита δ=1,5 ГэВ≈ 2 ГэВ) в спектре мюонов на поверхности земли.

Экспериментальной проверкой правильности перехода от энергетического спектра мюонов на поверхности земли к спектру под землей служит контрольный эксперимент по измерению энергетического спектра "одиночных" мюонов (не сопровождаемых ШАЛ) в подземном помещении на глубине 40 м.в.э. На поверхности земли энергетический спектр вертикальных одиночных мюонов измерен с помощью магнитных спектрометров во многих работах. В области энергий мюонов 10 ГэВ < E_μ< 200 ГэВ спектр на поверхности земли может быть опиоая следующей аппроксимационной формулой, [39]:

$$\mathbf{F(E_\mu)\ dE_\mu = 0.66\ (E_\mu + 5.9)^{-3.15} dE_\mu} \qquad (1.13)$$

где энергия мюона выражена в ГэВ, а интенсивность-в c^{-1} $см^{-2}$ $стер^{-1}$. На рис.I.19 представлен энергетический спектр мюонов, измеренный



Рио. 1.19 Энергетический спектр "одиночных" мюонов на глубине 40 м.в.э. под землей. Гистограмма – измерения с помощью магнитного спектрметра, кривая - ожидаемый спектр при использовании данных на поверхности земли и замене $E_\mu = E_\mu' + \Delta + \delta$. $\Delta + \delta = 12$ГэВ.

в подземной лаборатории МГУ с помощью магнитного спектрометра. Видно, что произведенная замена $E_\mu = E_\mu' + \Delta + \delta$, $\Delta + \delta = 12$ ГэВ хорошо описывает экспериментальные данные.В измерениях мюонной компоненты ШАЛ потоки мюонов, регистрируемые под землей, соответственно принимаются за потоки мюонов с пороговой энергией 5 и 10 ГэВ на поверхности земли.

Краткие итоги гл.1.

Для измерения характеристик мюонной компоненты в составе ШАЛ с известным числом электронов в течение ряда лет были созданы три типа подземных детекторов: I) детекторы потока мюонов с заданным энергетическим порогом (E_μ = 5 и 10 ГэВ); 2) магнитный спектрометр для измерения импульсов мюонов; 3) многорядные детекторы взаимодействия мюонов.

Развитие детекторов первого типа шло по пути увеличения площади регистрации - от нескольких квадратных метров до площади 45 $м^2$.

Развитие метода измерения отклонения мюона в намагниченном железе позволило создать спектрометр мюонов с максимально измеримым импульсом P_{max}=760 ГэВ/с. Апертура спектрометра 0,14 $м^2$ стер, позволяет получать достаточно богатый статистический материал о мюонах с пороговой энергией500 ГэВ в, составе ШАЛ с числом электронов от N_e =10^5 до N_e=10^7.

Последний вариант многорядного детектора взаимодействий мюонов содержит восемь рядов искровых камер и три ряда сцинтилляционных счетчиков с площадью каждого ряда 4$м^2$, Комплекс из магнитного спектрометра и расположенного под ним многорядного детектора позволяет регистрировать взаимодействия мюонов с измеряемым импульсом (энергией).

Установка для изучения ШАЛ на поверхности земли, в составе которой работают подземные мюонные детекторы, обеспечивает высокую точность определения характеристик электронно-фотонной компоненты ШАЛ. Число частиц N_e в диапазоне 10^5-10^7 определяется с точностью 10% , положение оси ливня – с точчностью 2-4 м и параметр возраста для индивидуального ливня *S*- с точностью 0,08-0,10.

ГЛАВА 2. ИЗМЕРЕНИЕ ПРОСТРАНСТВЕННОГО И ЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ МЮОНОВ В СОСТАВЕ ШАЛ. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПОЛНОГО ЧИСЛА МЮОНОВ В ШАЛ С ЗАДАННЫМ ЧИСЛОМ ЧАСТИЦ.

Внастоящей работе проводится исследование мюонной компоненты в составе ШАЛ с заданным числом частиц (электронов и позитронов). Методически это означает, что отбор ливней и измерение характеристик мюонной компоненты проводится по электронно-фотонной (ЭФ) компоненте для ливней с известными параметрами ШАЛ: числом частиц N_e , положением оси X, Y и возрастом S. Основной характеристикой мюонной компоненты является плотность потокамюонов с заданной пороговой энергией на различных расстояниях от оси ливня $\rho_\mu(\geq E_\mu, r)$- функция

пространственного распределения (ФПР) мюонов. Измерение ФПР мюоновв ШАЛ с заданным числом частиц позволяет получить полное число мюонов в ливне путем интегрирования:

$$\mathbf{N_e\ (\geq E_\mu)=\int 2\pi r\ \rho_\mu(\geq E_\mu, r)\ dr} \qquad (2.1)$$

Рассмотрим, в первую очередь, опыты по измерению плотности потока мюонов с пороговой энергией 5 и 10 ГэВ.

2.1. Пространственное распределение и полное число мюонов с пороговой энергией 5 и 10 Гэв.

Измерения плотности потока мюонов с пороговой энергией 5 и 10 ГэВ проводились с помощью детекторов потока мюонов, расположенных на двух уровнях под землей 20 и 40 метров водного эквивалента. Основные результаты получены с помощью детекторов из газоразрядных счетчиков. Измерения с помощью трековых искровых детекторов подтвердили правильность идентификации мюонов с помощью детекторов из газорадрядных счетчиков. Совпадение результатов измерений с помощью обоих типов детекторов было продемонстрировано в измерениях спектра плотностей потоков мюонов, работа [40].

В каждом ливне с заданными характеристиками ЭФ компоненты регистрируется число сработавших счетчиков в мюонном детекторе , состояоцем из “n” счетчиков площадью σ каждый. В отобранных ШАЛ плотность потока мюонов под землей определяется по следующей формуле (для используемых счетчиков с площадью σ = 330 см^2 всегда выполняется условие $\rho_\mu\ \sigma \ll 1$):

$$\mathbf{\rho_\mu=\ln(n/(n-m))/\sigma \approx m/n\ \sigma} \qquad (2.2)$$

Здесь n- число счетчиков мюонного детектора с площадью σ, m – число сработавших счетчиков.

Если число сработавших счетчиков в среднем мало и встречаются ливни, в которых число сработавших счетчиков равно нулю, то для получения средней плотности потока мюонов оказывается необходимым объединение данных по группе ливней. Объединение проводится по ливням, у которых число частиц N_e и расстояние r от мюонного детектора до оси заключены в достаточно

узком интервале значений, так что можно считать выполненным условие связи между ρ_μ и значениями N_e и r. Тогда для ливней, объединенных в группу, средняя плотность потока мюонов равна:

$$\langle\rho_\mu\rangle = \sum m/\sigma\sum n \qquad (2.3)$$

здесь $\sum$ - знак суммы по числу зарегистрированных ливней в группе.

При определении расстояния от оси ШАЛ до мюонного детектора, расположенного под землей, необходимо знать направление оси ливня. В первых работах [41,42,43] углы оси ливня не определялись и поэтому ФПР мюонов изучалась лишь на сравнительно больших расстояниях r> 25 м, где расстояние r примерно равно расстоянию от центра установки МГУ до оси ливня. Важным результатом этих работ было измерение отношения плотности потока мюонов с энергетическими порогами 5 и 10 ГэВ – характеристики энергетического спектра мюонов в этой области энергий- на различных расстояниях от оси ШАЛ. Ниже представлен результат измерения отношения $D(r)=\rho_\mu(E_\mu\geq 5\text{ГэВ},r)/\ \rho_\mu(E_\mu\geq 10\text{ГэВ},r)$.

r, м	25	80	100	250
D(r)	1,25+0,05	1,6+0,07	1,8+0,2	3,3+0,7

Плотности на расстояниях 100 и 250 м были получены о помощью вынесенных систем отбора ШАЛ с осями на больших расстояниях от центра установки ШАЛ, где расположены мюонные детекторы.

Создание искровых камер и использование их в детекторах мюонов под землей позволило определять направление оси ливня по направлению мюонов и измерять плотность потока мюонов на малых расстояниях от оси ШАЛ: до r =4 м, работы [44,45].

При определений плотности потока мюонов на малых расстояниях площадь большого детектора мюонов на глубине 40 м.в.э. разбивалась на части, попадающие в соответствующие интервалы расстояний r . Окончательные результаты измерения ФПР мюонов с

пороговой энергией 5 и 10 ГэВ представлены на рис.2.1 и 2.2 для ливней с числом частиц N_e = I0^6.

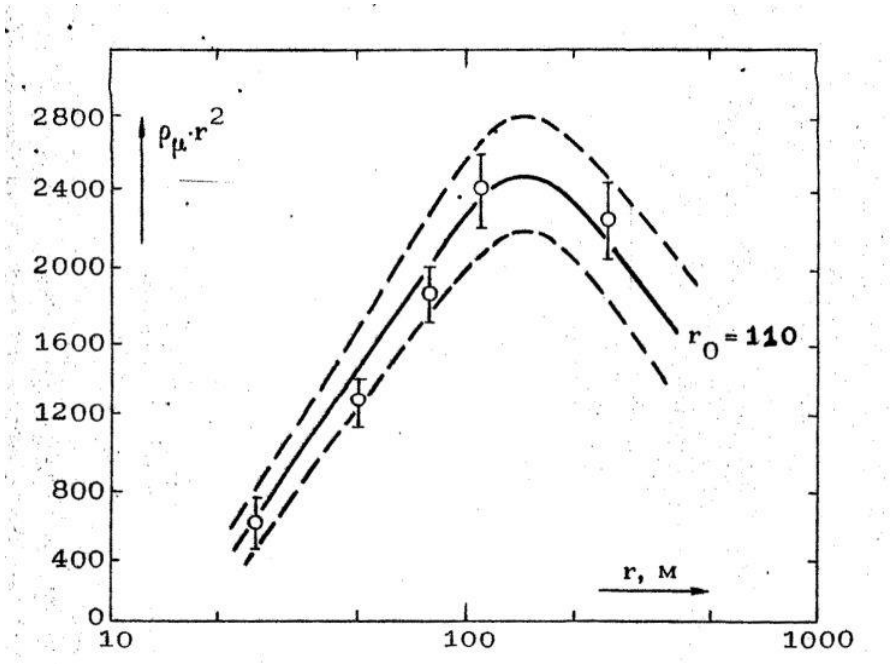


Рис. 2.1. Пространственное распределение мюонов с пороговой энергией 5 ГэВ. Число электронов N_e =10^6 . Кружки- данные [42].

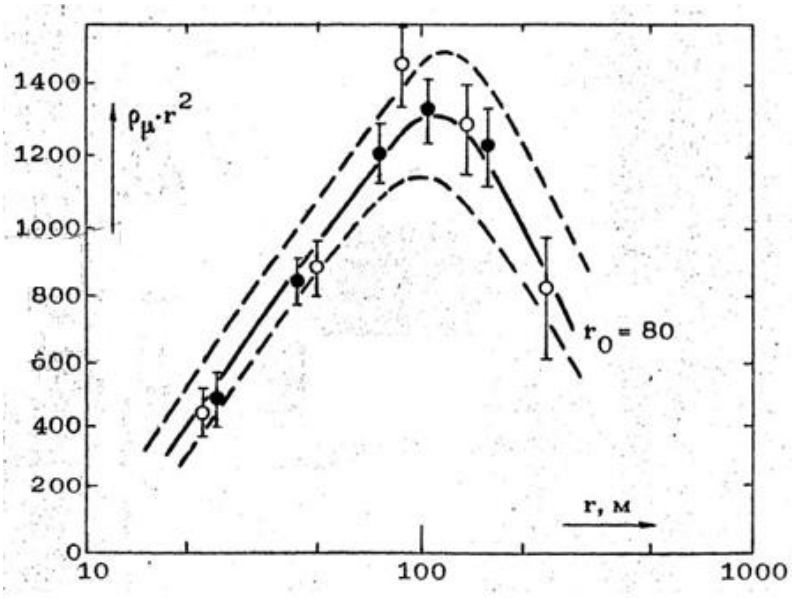


Рис. 2.2. Пространственное распределение мюонов с пороговой энергией 10 ГэВ, N_e =10^6. Пустые кружки- данные [42] , залитые кружки-данные [46].

В ливнях с числом частиц $N_e = 10^6$ получены данные о пространственном распределении мюонов в полном, доступном для установки МГУ, диапазоне расстояний *r* от оси ШАЛ до детекторов мюонов *r*= 2-250 м.

Экспериментальные данные могут быть аппроксимированы формулой типа

$$\rho_\mu(\geq E_\mu, r) = k\ r^{-n}\ exp(-r/r_0) \qquad (2.4)$$

Формула подобного типа с экспоненциальным членом ожидается априори, по данным о форме распределения поперечных импульсов вторичных частиц в актах ядерного взаимодействия.

Измерения на малых расстояниях *r*< 25 м дают возможность определить показатель n , а измерения на больших .расстояниях дают значение параметра r_0. Для пороговой энергии мюонов 10 ГэВ в ливнях с числом частиц $N_e = 10^5$-10^6 показатель n равен

n = 0,55±0,05 и параметр r_0 равен r_0 = 80±4 м (при определении ошибки в параметре r_0 показатель n взят равным точно 0,55).

Если при аппроксимации данных о мюонах с пороговой энергией 5 ГэВ [42] использовать формулу (2.5), то при n = 0,5 параметр равен r_0 = 110±7 м.Получение полного числа мюонов с пороговой энергией 5 и 10 ГэВ путем интегрирования ФПР встречается с определенными трудностями. На установке МГУ в ливнях с N_e =I0^5-10^6 не проводились измерения ФПР мюонов на расстояниях r>250 м. Поэтому при интегрировании приходится пользоваться экстраполяцией экспериментальных данных из области значений *r*< 250 м. Согласно принятой выше аппроксимации экспериментальной ФПР мюонов на расстояниях r> 250 м находится 12% от полного числа мюонов с пороговой энергией 10 ГэВ и 30% - с пороговой энергией 5 ГэВ. Оценить ошибку за счет неточности экстраполяции данных трудно. Если, например, считать ошибкой в экстраполяции ФПР ошибку в определении параметра r_0 в формуле (2.4), то ошибка в определении полного числа мюонов составляет: 10% - для мюонов с пороговой энергией 10 ГэВ и 20% - для мюонов с пороговой энергией 5 ГэВ.

Полное число мюонов в ШАЛ с заданным числом частиц N_e =10^6 для пороговых энергий E_μ = 5 и 10 ГэВ оказывается равно:

$$\mathbf{N_\mu(E_\mu \geq 5\,ГэВ) = 3{,}5 \pm 0{,}7\ 10^4\ и\ N_\mu(E_\mu \geq 10\ ГэВ) = 1{,}8 \pm 0{,}2\ I0^4} \qquad (2.5)$$

При продвижении измерений в область больших значений пороговой энергии мюонов с помощью магнитного спектрометра (см.ниже) удается измерить ФПР мюонов практически во всем диапазоне расстояний, дающих существенный вклад в полное число мюонов.

Отметим, что ошибка в определении числа частиц (электронов) в ШАЛ с помощью установки МГУ за счет неполного измерения ФПР ЭФ компоненты не превышает 10% при $N_e=10^6$.

В результате многолетних измерений на установке МГУ (анализ Г.В. Куликова [24,51]) получены точные данные о зависимости полного числа мюонов с пороговой энергией 10 ГэВ от числа частиц в ШАЛ:

$$\mathbf{N_\mu(E_\mu \geq 10\ ГэВ,\ N_e) \sim N_e^\alpha \alpha = 0{,}78 \pm 0{,}01 \qquad 10^5 < N_e < 10^7} \qquad (2.6)$$

2.2. Энергетический спектр мюонов и их пространственное распределение для пороговых энергий выше 10 ГэВ (данные магнитного спектрометра).

Измерения с помощью магнитного спектрометра, расположенного на глубине 40 м.в.э. под землей, позволяют получить данные о пространственном распределении и о полном числе мюонов для пороговых энергий выше 12 ГэВ (12 Гэв- энергия, теряемиая мюоном в грунте и железе спектрометра), Поток мюонов, проникающих в подземную лабораторию анализируется по импульсам p_μ' (или по энергии $E_\mu'=p_\mu'$, с). На поверхности земли те же мюоны имеют энергию $E_\mu=E_\mu'$ +12 Гэв.Имерение ФПР мюонов с помощью магнитного спектрометра для более высоких пороговых энергий мюонов становится особенно простым , если воспользоваться точно измеренным ФПР мюонов с пороговой энергией 10 ГэВ.Для этого достаточно измерить относительный энергетический спектр мюонов, проходящих через магнитный спектрометр на глубине 40 м.в.э под землей для выбранного расстояния спектрометра от оси ШАЛ и воспользоваться измеренной ранее плотностью потока мюонов на заданном расстоянии от оси ШАЛ.

Таким образом, можно получить абсолютную плотность потока мюонов с пороговой энергией по данным магнитного спектрометра по формуле:

$$\boldsymbol{\rho_\mu(\geq E_\mu, N_e, r) = \rho_\mu(\geq 10\ ГэВ, N_e, r)\,\eta((\geq E_\mu, \geq 12\ ГэВ, N_e, r)} \qquad (2.7)$$

где η – относительный спектр мюонов, измеряемый спектрометром, а $\rho_\mu(\geq 10$ГэВ$,N_e,r)$ – измеренная в предыдущих опытах ФПР мюонов на глубине 40 м.в.э.

В измерение ФПР мюонов может внести погрешность выборка ШАЛ с различным возрастом s. Выбор ШАЛ для измерения ФПР мюонов был сделан с учетом вероятности отбора установкой ШАЛ на поверхности земли. В расчетах вероятности регистрации ШАЛ с различным числом частиц и возрастом s ливня было показано, что для ливней с достаточно большим числом частиц, вероятность регистрации близка к единице.

Энергетический спектр мюонов строился по измерениям на таких рассояниях r и с таким числом частиц, что вероятность регистрации ШАЛ была выше 90% для возраста ливня $0,9<s<1,6$. Результат расчета приведен ранее в гл. 1, рис. 1.2. В такой постановке опыт дает не нарушенный выборкой ливней по возрасту Sрезультат. При получении окончательных данных о плотности потока мюонов необходимо также учесть поправки, связанные с ошибками измерений величин N_e ,r, E_μ. Метод внесения этих поправок изложен ниже при обсуждении анализа экспериментальных данных.

Предварительные измерения энергетического спектра мюонов были выполнены с помощью первого варианта магнитного спектрометра (работы [52,53] и диссертации Я.Олейничака (ПНР) [54]). Максимально измеримый импульс в этих измерениях был равен 90 ГэВ/с. Измерения проводились в течение 700 час со статистикой 504 измеренных мюонов, вошедших в окончательный анализ, на расстояниях r = 6-100 м.

Спомощью второго варианта магнитного спектрометра(§3 гл.1) проведены длительные измерения по программе работы установки МГУ для изучения ШАЛ. Результаты измерений опубликованы в работах [55-61] по материалам этих измерений подготовлены кандидатские диссертации С.М. Рождественского [30] и В.В. Вашкевича [62]. В настоящей работе используются данные за полный цикл измерений 3000 час. работы.

Отбор событийдля анализа проводился в два этапа. На первом этапе были отобраны ливни с плотностью в центральном детекторе ШАЛ потока электронов в центральном помещении (рис.1.16, гл.1), вблизи управляющих счетчиков ρ_e>1,2 $м^{-2}$. Такой критерий позволяет отсеять ливни с числом частиц $N_e<10^4$, не изменяя существенно число регистрируемых ШАЛ с числом частиц $N_e \geq 3\ 10^4$. Выбранные ливни были обработаны на ЭВМ по программе определения основных характеристик N_e , X,Y, s. На втором этапе были выбраны ливни, удовлетворяющие критерию $W_{рег}>0,9$. Число мюонов, зарегистрированных в спектрометре после отбора на первом этапе составило 5750 и на втором этапе 2980.

Отобранные ливни былиразбиты по интервалам расстояний Δr от оси ШАЛ до магнитного спектрометраи числу частиц N_e, которые приведены в табл.2.1. Там же представлены числа зарегистрированных мюонов в этих интервалах.

Таблица 2.1

$\Delta r \backslash \Delta N_e$	$\langle r \rangle \backslash \langle N_e \rangle$	$3\ 10^4$-10^5	10^5 -$3\ 10^5$	$3\ 10^5$-10^6	10^6-$3\ 10^7$
		$5,6\ 10^4$	$1,6\ 10^5$	$5\ 10^5$	$3\ 10^6$
0-4	2,7	82	40	23	4
4-8	6,1	189	69	36	13
8-16	12	367	190	100	28
16-32	23	258	365	211	56
32-64	45	11	327	292	134
64-128	82	-	-	59	110

Для каждого из интервалов ΔN_e, Δr при получении данных о плотности потока мюонов проводится следующая процедура. По формуле $E_\mu' = 0,56/\ \Delta\psi$ (гл.1) каждому значению магнитного отклонения Δψ ставится в соответствие значение энергии мюона E_μ'. Зарегистрированные в данном интервале по ΔN_e, Δr мюоны разбиваются на группы с пороговыми энергиями $E_\mu' \approx 2$ ГэВ (все мюоны, пересекающие железо магнита), 10, 40, 90,190, 490 ГэВ. Значения E_μ' на этом этапе анализа имеют формальное значение, так как для больших пороговых энергий существенную роль могут играть

поправки на инструментальную ошибку измерения магнитного отклонения и рассеяния в железе спектрометра. В табл. 2.2 представлено распределение зарегистрированных событий по выбранным интервалам ΔN_e, Δrи пороговым энергиям E_μ (в таблще 2.2 используется значение пороговойэнергии мюонов на поверхности земли). Здесь представлены прямые экспериментальные данные. В дальнейшем вносятся поправки: а) на зависимость апертуры спектрометра от энергии мюона (при < 10 ГэВ); б) на ошибки в определении расстояния rи энергии E_μ'.

Таблица 2.2 Число зарегистрированных мюонов с пороговой энергией $E_{\mu\ пор}$ в ливнях с различным числом частиц N_e .

N_e =3 10^4-10^5

$E_{\mu\ пор}\backslash\Delta r$	0-4	4-8	8-16	16-32	32-64	64-128	>128
12	82	189	367	258	11	-	-
20	71	171	319	215	8	-	-
50	56	124	210	131	4	-	-
100	48	83	132	60	-	-	-
200	25	48	55	26	-	-	-
500	9	16	19	6	-	-	-

N_e =10^5-3$10^5$

$E_{\mu пор}\backslash\Delta r$	0-4	4-8	8-16	16-32	32-64	64-128	>128
12	40	69	190	365	327	2	-
20	40	62	171	304	239	2	-
50	35	44	105	174	103	1	-
100	21	30	59	86	39	-	-
200	9	14	31	27	10	-	-
500	4	6	9	5	3	-	-

N_e=3 10^5-10^6

$E_{\mu пор}$\Δr	0-4	4-8	8-16	16-32	32-64	64-128	>128
12	23	36	100	211	292	59	-
20	22	32	87	175	262	38	-
50	13	21	56	81	92	7	-
100	6	12	31	43	29	2	-
200	2	9	18	14	29	2	-
500	-	3	5	2	3	-	-

N_e=10^6-3 10^7

$E_{\mu пор}$\Δr	0-4	4-8	8-16	16-32	32-64	64-128	>128
12	4	13	28	56	134	110	14
20	3	13	27	42	105	78	4
50	3	9	20	22	47	16	1
100	2	7	9	11	14	2	-
200	2	4	4	6	6	2	-
500	1	-	3	-	1	-	-

Магнитный спектрометр мюонов позволяет получить данные о соотношении положительно и отрицательно заряженных мюонах. В табл.2.3 сравнивается число положительных и число отрицательных мюонов, зарегистрированных на различных расстояниях от оси ШАЛ.

Таблица 2.3 Число положительных (+) и отрицательных (-) мюонов в различных интервалах расстояний r до оси ШАЛ.

Δr, м\ ΔE_μ, ГэВ	2-40	40-90	90-190	190-490	490-900	>900
<16	+225 -220	125 133	102 115	69 77	15 13	14 33
16-32	+258 -224	107 101	64 65	33 26	3 0	3 7
>32	+353 -325	96 89	30 29	9 11	3 2	1 2

Видно, что во всем доступном для измерений знака диапазоне энергий мюонов ($E_\mu' < 900$ ГэВ) и на всех расстояниях от оси ШАЛ отношение числа положительных к числу отрицательных мюонов не отличается от единицы в пределах статистических ошибок. Диапазон $E_\mu' > 900$ ГэВ имеет чисто формальный смысл и наблюдаемый "избыток" отрицательных мюонов указывает лишь на систематическую ошибку измерения знака в области энергий мюонов, выше максимально измеримой 760 ГэВ.

Чтобы получить истинное распределение по пороговымэнергияммюонов, а также получить истинную, сучетом ошибок вопределении N_e и r, плотность потока мюонов $\rho_\mu(N_e', r', E_\mu')$ необходимо, вообще говоря, решить интегральное уравнение следующего вида:

$$\mathbf{I_{экс}(\geq E_{\mu пор}.', \Delta N_e, \Delta r) = \int dE_\mu' \int dr \int dN_e \iiint F(N_e') \; 2\pi r' \; \rho_\mu(N_e', r', E_\mu'') \; W(N_e', N_e) \; W(r', r) \; W(E_\mu'', E_\mu') \; dN_e dr dE_\mu''} \qquad (2.8)$$

где $I_{экс}(\geq E_{\mu пор}.', \Delta N_e, \Delta r)$- экспериентальные данные табл. 2.2,$W(N_e, N_e')$, $W(r, r')$ и $W(E_\mu, E_\mu')$ - вероятности появления величин N_e, r, E_μ' при их истинных значениях N_e', r', E_μ''.

Такой сложный подход к получению окончательного результата оправдан лишь для мюонов с энергией, близкой к максимально измеримой. Как будет видно, в области пороговых энергий мюонов $E_{\mu пор}$=200 ГэБ достаточно точный ответ (ошибка не более 10%) дает прямое использование данных табл.2.2 и формулы (2.7). Однако, чтобы дать количественные оценки возможных искажений за счет ошибок измерения было предпринято исследование уравнения (2.8). При этом использовался метод последовательных приближений. В первом приближении по данным табл.2.2 и по формулам (2.7) находится вид ФПР мюонов как функции от N_e , rи энергии мюонов E_μ'. С точностью до статистических ошибок эксперимента данные табл.2.2 описываются формулой вида:

$$\rho_{\mu_{(1)}}(\geq E_{\mu пор}, N_e, r) = K \cdot (E_\mu + A)^{-\gamma_1} \cdot \left(\frac{N_e}{10^6}\right)^{\alpha} \cdot r^{-0,55 \cdot q^{\gamma_2}} \cdot \exp\left(-\frac{r}{80} \cdot q^{\gamma_3}\right); \quad q = \frac{E_\mu + 2}{12}$$

(2.9)

где параметры к,А, α, γ_1-γ_3определены экспершентальными данными. В первом приближении к= 1,4 10^4 ; А = 250; α=0,78; γ_1=1,4; γ_2 =0,1 и γ_3=0,62. Для получения следующего приближения в подинтегральное выражение (2.8) подставляется выражение (2.9) и вычисляются ожидаемые значения $I_{экс}(\geq E_{\mu пор}', \Delta N_e, \Delta r)$ (учетом ошибок σ_{Ne} , σ_r и $\sigma_{E\mu'}$(анализ ошибок эксперимента проведен в главе I). В расчете
по (2.8) принимается, что распределения W(x, x') имеют вид кривой ошибок Гаусса со значениями, приведенными в главе I. При этом параметры α, γ_1, γ_2 и γ_3 варьируются и производится сравнение полного набора ожидаемых чисел $I_{ОЖ}$ по (2.8) с экспериментальными значениями по всем интервалам ΔN_e , Δr. Таким путем можно найти наиболее вероятные значения параметров α, γ_1, γ_2 и γ_3 с учетом ошибок измерений. Принцип расчета заключается в последовательном приближении к наиболее вероятным значениям путем фиксирования всех, кроме одного параметра, и последовательной перемене "свободного" параметра. Для решения этой задачи был использован метод Флетчера-Пауэлла, позволяющий по экспериментальным данным о числах $I_{экс}(\geq E_{\mu пор}', \Delta N_e, \Delta r)$ находить наиболее вероятные значения сразу нескольких параметров. Программа расчета была написана В.П.Сулаковым, подробнее расчет изложен в работе В.В.Вашкевича [62]. Сравниваяполученные значения со значениями, полученными в первом приближении, можно оценить, как влияют ошибки измерения на результат. В табл.2.4 приводятся отношения $\rho_{ист}/\rho_{\mu 1}$ в различных интервалах по расстояниям и для различных пороговых энергий мюонов. В таблице приведены значения отношения только в случае превышения единицы более, чем на 5%. Ошибка в определении числа

частиц N_e при всех значениях расстояния r составляет не более 5% . Чтобы продемонстрировать влияние ошибки в определении расстояния r и энергии мюона раздельно приведены данные для двух случаев: а) ошибки в расстоянии r существуют, ошибки в определении E_μнет;

б) ошибки в определении расстояния нет, ошибка в определении энергии E_μ' существует. Видно, что ошибки в определении r сказываются на малых расстояниях r< 8 м, где значение расстояния сравнимо с ошибкой σ=2 м (гл.1). Для больших расстояний влияет на результат лишь для высоких энергий мюонов, для которых ФПГ имеет более сильную зависимость от r . На рис.2.3 показано, как мало изменяется ФПР мюонов за счет ошибки в определении расстояния даже при пороговой энергии мюонов E_μ' =500 ГэВ. Влияние ошибки в определении энергии мюона (напомним, что ошибка в определении энергии мюона связана с рассеянием мюона в железе магнита и с инструментальной ошибкой спектрометра, глава I) зависит от расстояния r , на котором производится измерение. На малых расстояниях от оси ШАЛ, где энергетический спектр мюонов, а-приори, более жесткий, чем на больших расстояниях, влияние ошибки в измерении энергии мюона меньше. На рис. 2.4 демонстрируется изменение результата измерения за счет ошибки $\sigma_{E\mu}$ на примере наблюдения энергетического спектра мюонов на расстояниях r = 6 и 48 м. Видно, что с ростом расстояния отношение $\rho_{ист}/\rho_{\mu 1}$ в области E_μ =200-500 ГэВ изменяется от значений более единицы к значениям менее единицы. Это качественное изменение влияния ошибки измерения связано с изменением вида энергетического спектра мюонов с расстоянием.

Таблица 2.4. Отношение $\rho_{ист}/\rho_{\mu 1}$ учитывающее ошибку определения величин r и $E_{\mu пор}$'

r м $E_{\mu пор}$' ГэВ	100	200	500
0-4	а 0,93 б 1	0,91 1,09	0,92 1,25
4-8	а 1 б 1	1 1,07	1,10 1,15
8-16	а 1 б 1	1 1	1 1,11
16-32	а 1 б 1	1 0,89	0,9 0,68
32-64	а 1 б 1	1 0,75	0,74 0,46
64-128	а 1 б 0,84	0,93 0,67	- -

На больших расстояниях ошибка $\sigma_{E\mu}$ может приводить к значительным завышениям числа регистрируемых мюонов при E_{μ}~ 500 ГэВ (табл.2.4).

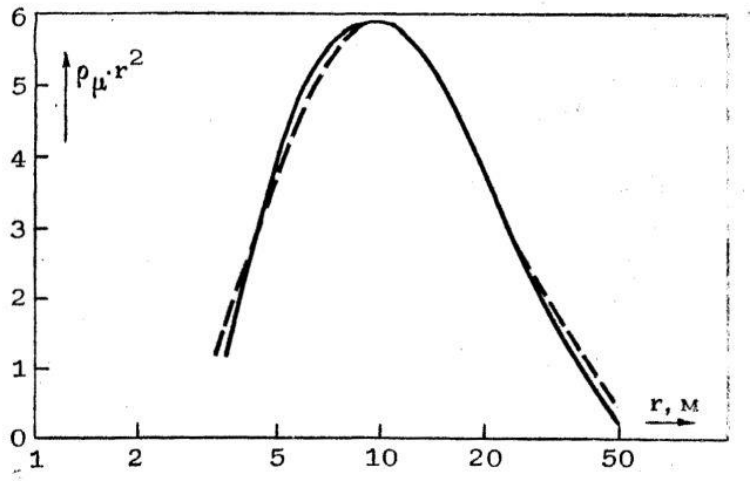


Рис.2.3 Влияние ошибки в определении расстояния r на ФПР мюонов с пороговой энергией E_{μ}=500 ГэВ. Сплошная кривая –исходная ФПР мюонов, пунктир-резултат учета ошибки в определении r.

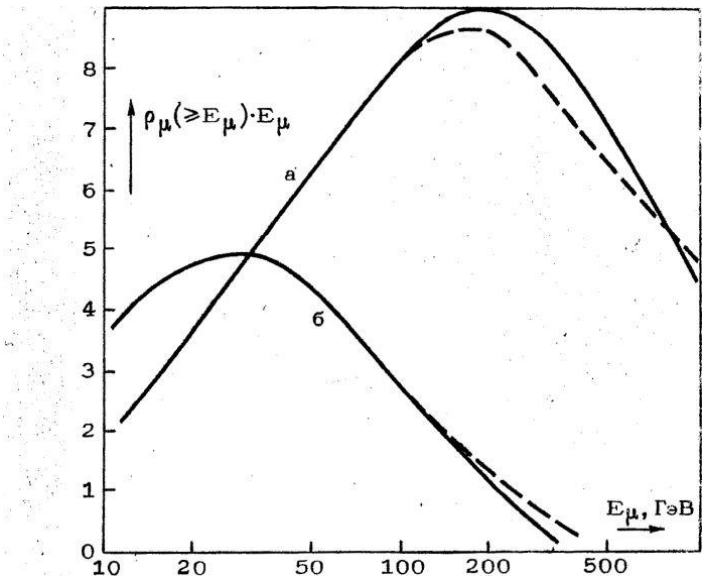


Рис. 2.4. Влияние ошибки в определении энергии мюона на энергетический спектр мюонов, а - r = 6 м, б - r = 48 ы. Сплошная линия - исходный спектр мюонов, пунктир - результат влияния ошибки в определении E_μ.

В то же время на больших расстояниях резко уменьшается статистика событий с большой пороговой энергией мюонов (табл.2.2). В нашем случае влияние методической ошибки в определении энергии мюона оказывается всегда меньше статистической ошибки измерений. Это позволяет в итоге проведенного анализа влияния ошибок измерения величин N_e,r, E_μ' на окончательный результат сделать следующий вывод значения плотности штока мюонов, полученные прямым методом из табл.2.2 с поправками на ошибки в измерении расстояния r и энергии E_μ' , приведенными в табл.2.4, с точностью до статистических ошибок соответствуют истинным значениям плотности потока мюонов во всем диапазоне принятых для анализа расстояний r= 2-100 м, чисел частиц N_e=5 10^4-3 10^6 и пороговых энергий мюонов E_μ'= 20-500 ГэВ.

Окончательный результат анализа: плотности потока мюонов для различных пороговых энергий E_μ , различных расстояний r и различных чисел частиц N_e приведены ниже на рисунках 2.5 и 2.6.

Чтобы улучшить статистическую обеспеченность результата наблюдения зависимости потока мюонов с различной пороговой

энергией от числа частиц в ливне были рассмотрены числа мюонов в круге радиусом R =32 64 м. На рио.2.7 приведены значения $N_\mu(R)$ для различного числа частиц в ливне. Экспериментальные данные для различных пороговых энергий мюонов можно представить в виде $N_\mu(R) \sim N_e^\alpha$. Показатели α для мюонов с различными пороговыми энергиями приведены ниже:

Показатели α в зависимости $N_\mu(R) \sim N_e^\alpha$

E_μ , ГэВ	50	100	200	500
R=32 м	0,76±0,03	0,76±0,04	0,80±0,04	0,70±0,05
N_e =3 10^4–3 10^7				
R = 64 м	0,79±0,10	0,75±0,10	0,86±0,II	0,68±0,3
N_e =10^5– 3 10^7				

Видно, что значение показателя α= 0,78+0,01, измеряемое с высокой точностью для пороговой энергии мюонов 10 ГэВ (§2.1), в пределах ошибок может быть принято и для пороговых энергий мюонов 50-500 ГэВ. Это означает, что ФПР мюонов в анализируемом диапазоне пороговых энергий не зависит от числа частиц в ливне. Этот экспериментальный факт демонстрируется на рис.2.5, где приведены ФПР мюонов, полученные для двух групп ливней: N_e=3 10^4-3 10^5 ($\langle N_e \rangle$=I0^5) и N_e=3 10^5-3 10^7 ($\langle N_e \rangle$=I0^6)согласуются с показателем 0,78

Видно, что ФПР мюонов с пороговыми энергиями 20-500 ГэВ для двух групп ливней, отличающихся по числу частиц на порядок, хорошо согласуются между собой.

На рис.2.8 показано, как растет число регистрируемых мюонов е ростом радиуса круга регистрации R. Для мюонов с пороговой энергией 50-500 ГэВ наблюдается насыщение по числу регистрируемых мюонов, начиная с некоторого значения радиуса R. Это означает, что на опыте зарегистрировано полное число мюонов в целом по ШАЛ. Для мюонов с пороговой энергией 5 и 10 ГэВ насыщение в экспериментальной зависимости по данным установки

МГУеще не было достигнуто.Возможность непосредственной регистрации полного числа мюонов

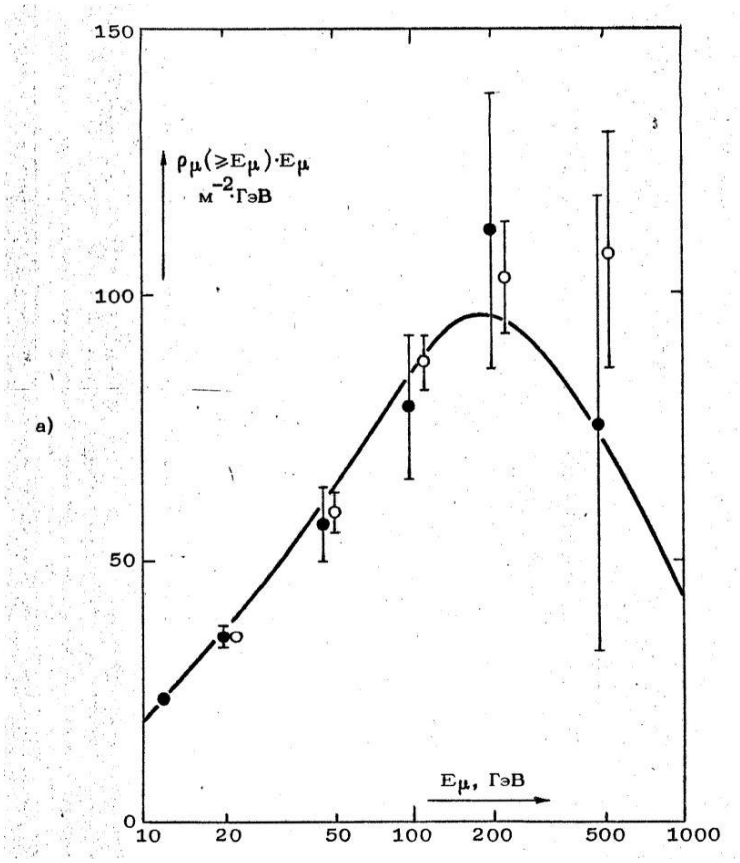


Рис. 2.5. Энергетический спектр мюонов на заданном расстоянии r от оси ШАЛ.♦ - в ШАЛ с числом электронов $N_e = 10^6$. о - в ШАЛ с числом электронов $N_e = 10^5$ (для этого числа частиц плотность потока мюонов умножена на $10^{0.78}$).

На рисунке спектры представлены для разичных расстояний r. Кривые- аппроксимационная формула (2.9)

а) Расстояние r= 6 м.

б) Расстояние r= 12 м.

в) Расстояние r=24 м.

г) Расстояние r=48 м.

д(Расстояние r=96 м.

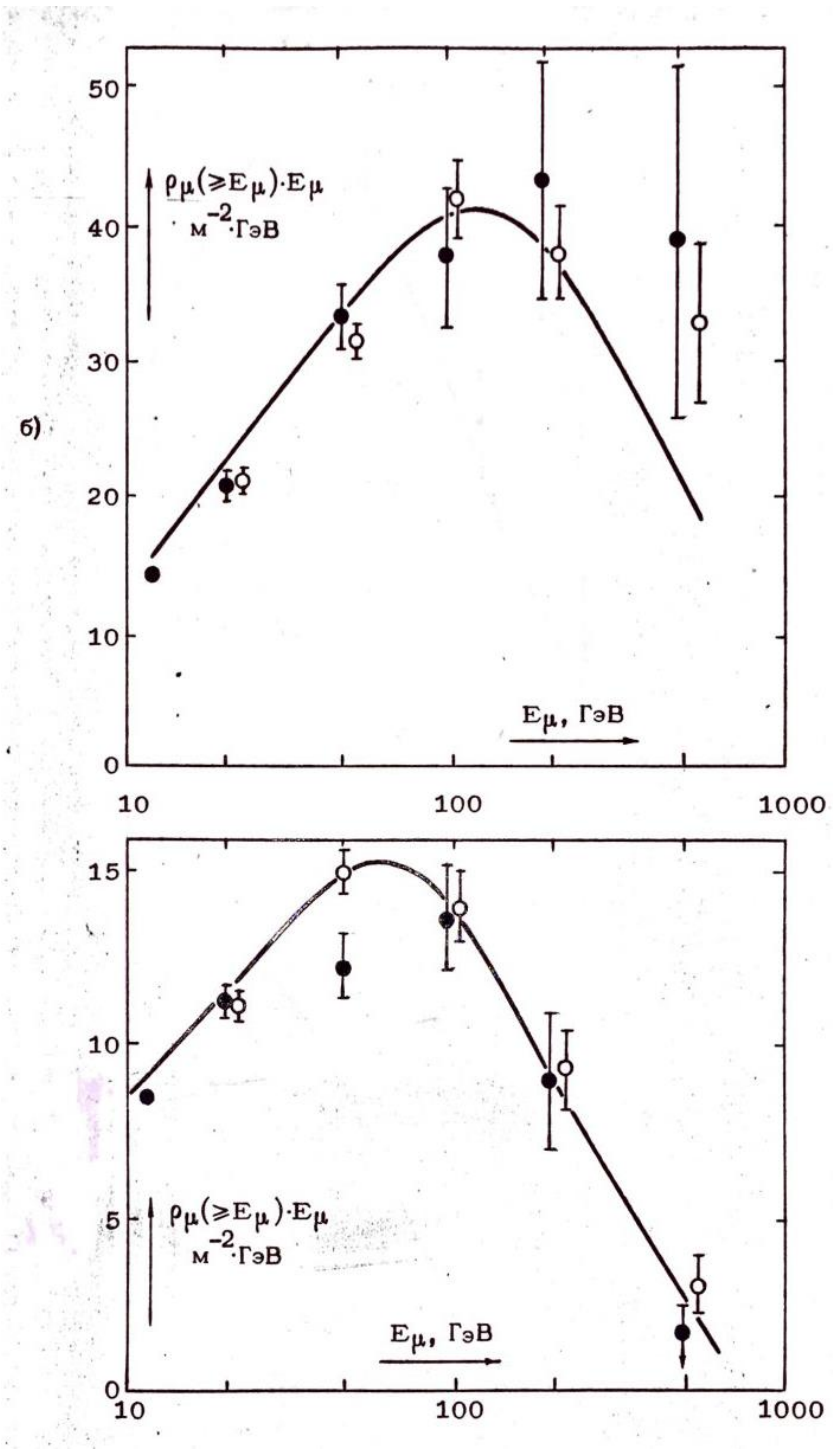

б)
50
40
30
20
10
0
ρμ(≥Eμ)·Eμ
м⁻²·ГэВ
Eμ, ГэВ
10
100
1000
15
10
5
0
ρμ(≥Eμ)·Eμ
м⁻²·ГэВ
Eμ, ГэВ
10
100
1000

Рис. 2.5 б) и в).

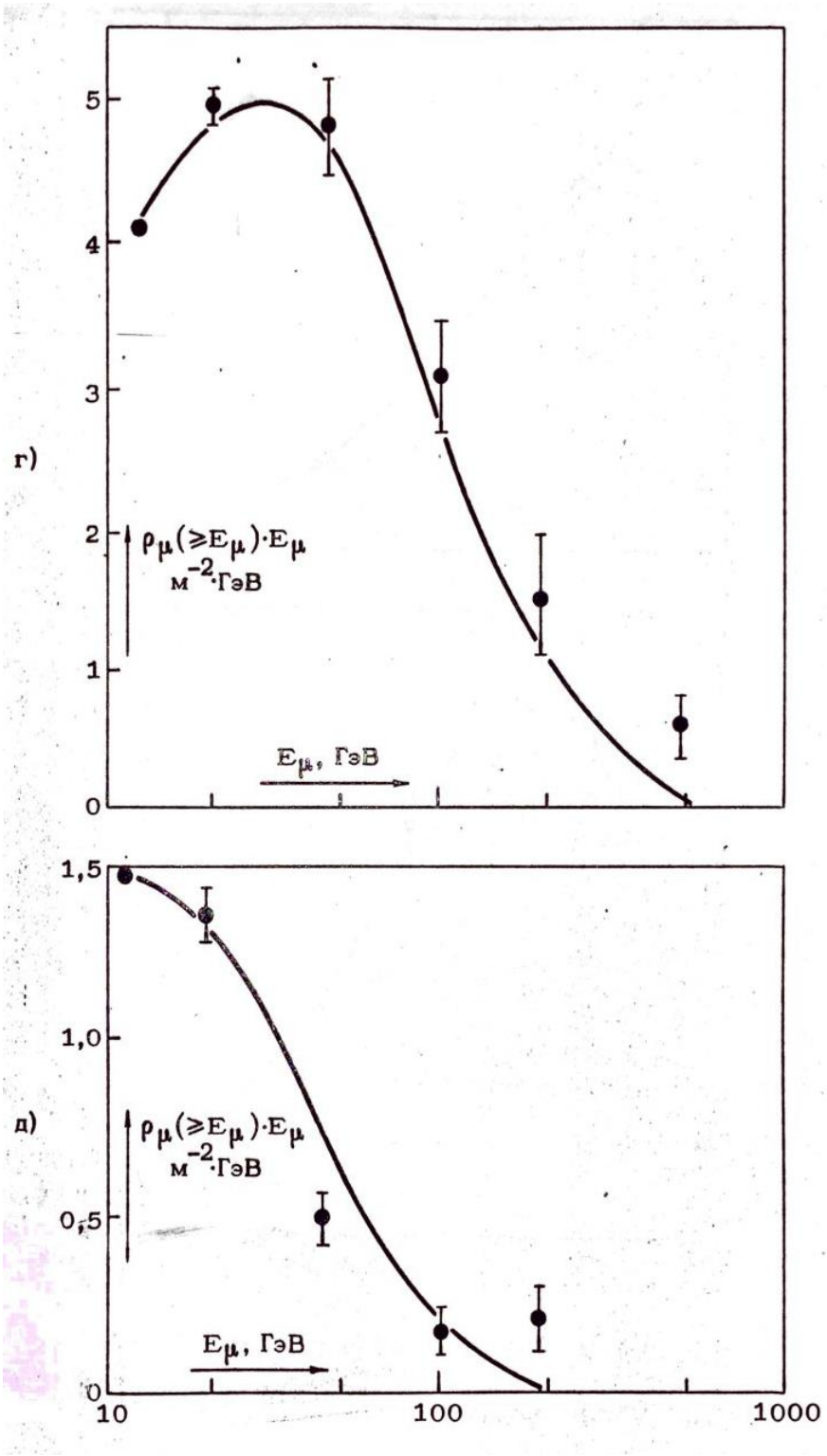

г)
5
4
3
2
1
0
$\rho_\mu(\geq E_\mu)\cdot E_\mu$
$м^{-2}\cdot ГэВ$
E_μ, ГэВ
д)
1,5
1,0
0,5
0
$\rho_\mu(\geq E_\mu)\cdot E_\mu$
$м^{-2}\cdot ГэВ$
E_μ, ГэВ
10
100
1000

Рис. 5 г) и д)

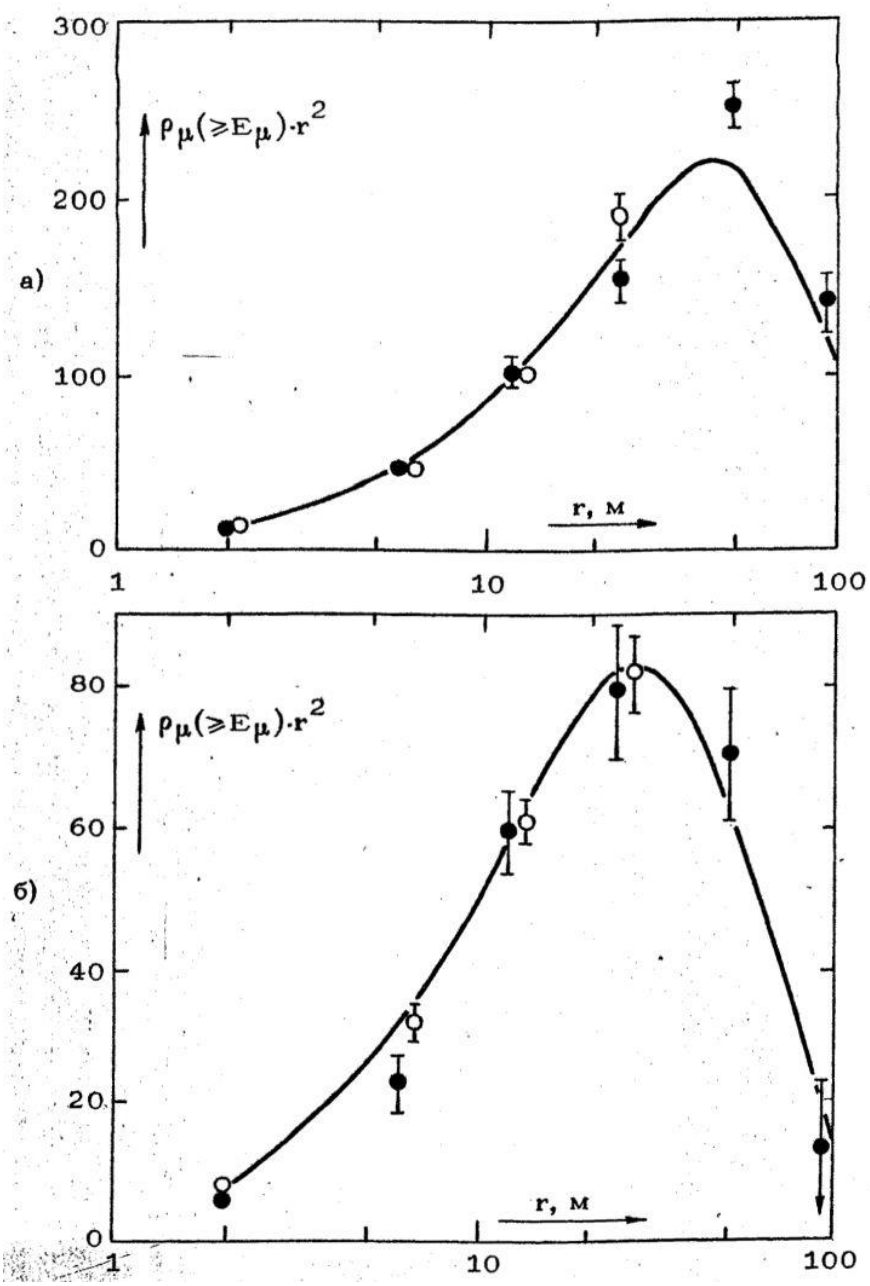


Рис.2.6 Пространственное распределение мюонов с различной пороговой энергией E_μ. Залитые кружки – число электронов $N_e = 10^5$ (плотность потока мюонов умножена на $10^{0,78}$), пустые кружки – $N_e = 10^6$.

а) E_μ = 50 ГэВ. б) E_μ = 100 ГэВ.

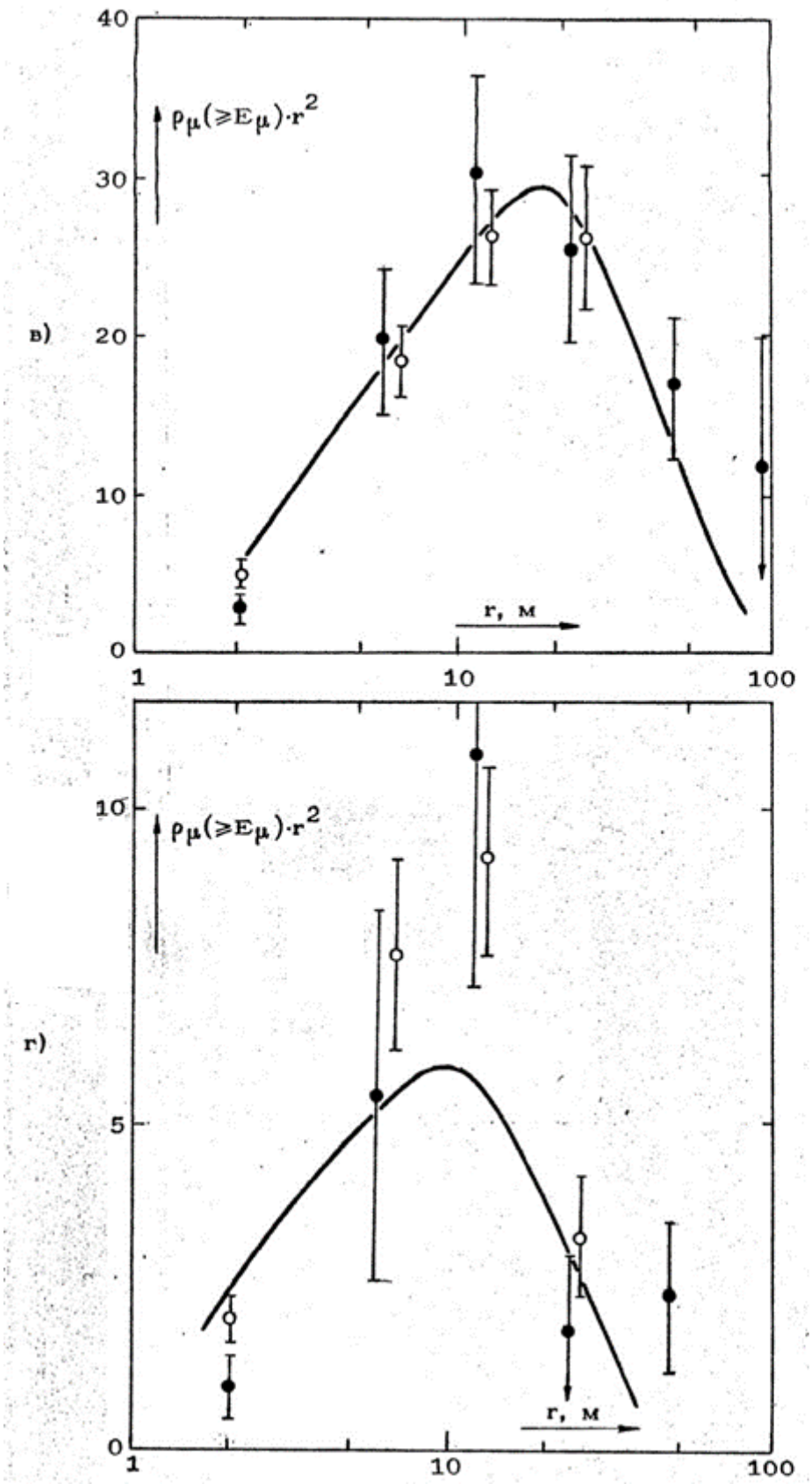


Рис. 2.6 продолжение

в) E_μ = 200 ГэВ. г) E_μ = 500 ГэВ.

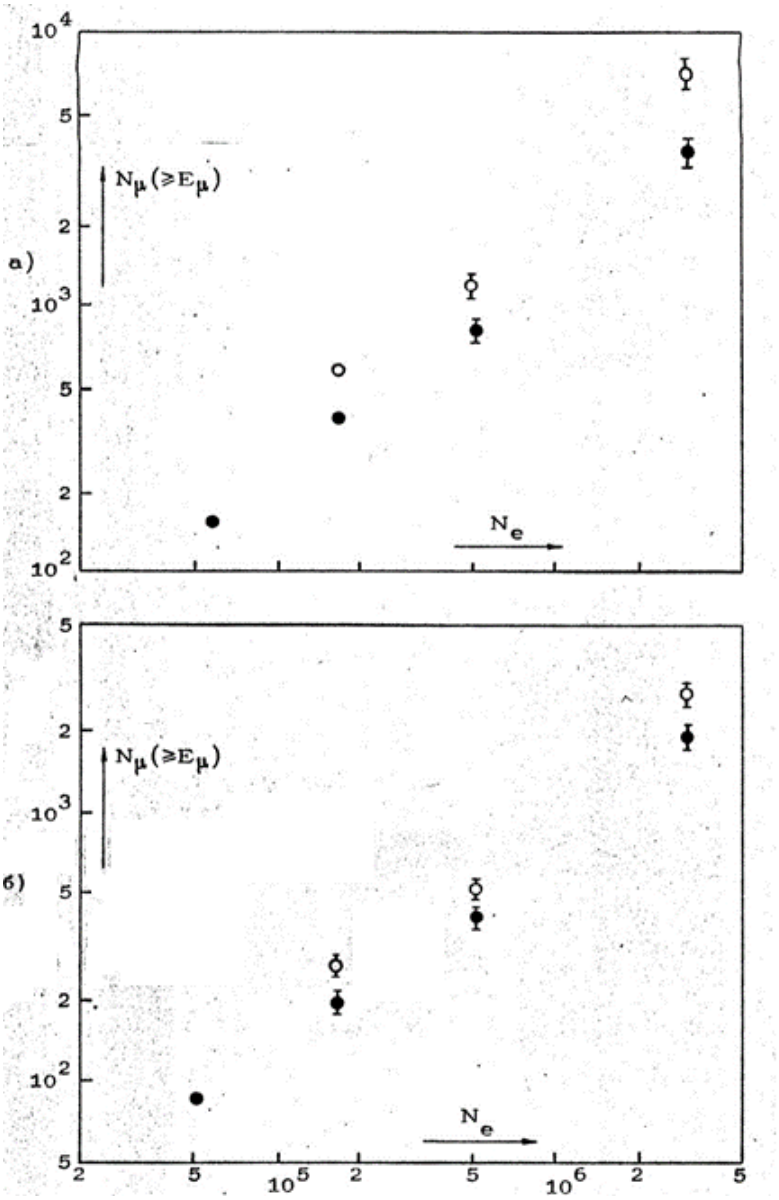
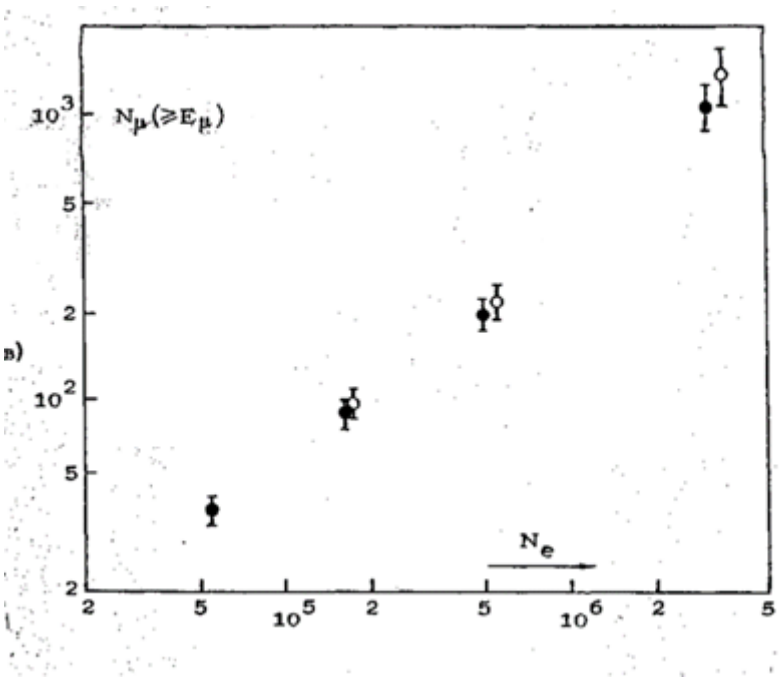


Рис. 2.7. Зависимость числа мюонов от числа электронов в ШАЛ. Залитые кружки- число мюонов в круге R= 32 м, пустые кружки- в круге R=64 м. а) E_μ = 50 ГэВ, б) E_μ = IOOГэВ



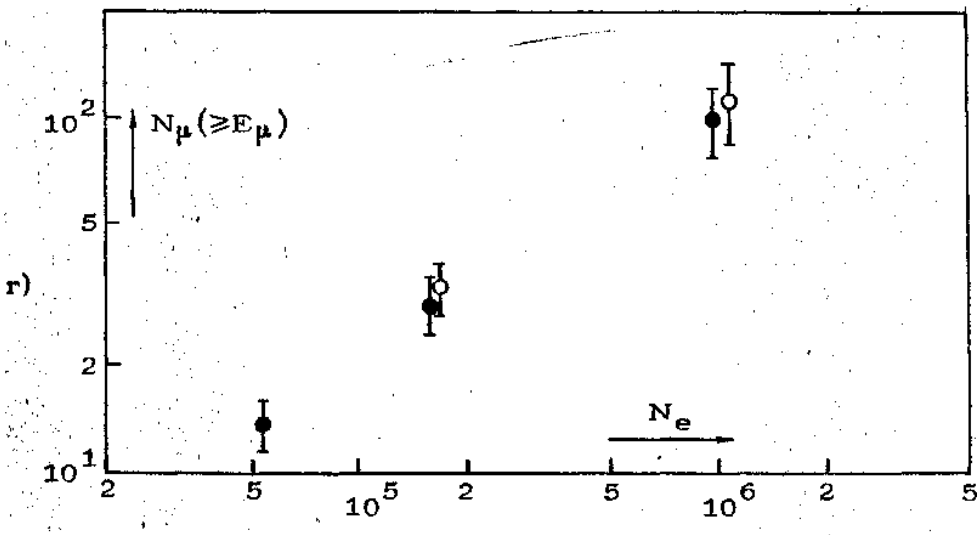


Рис. 2.7. (продолжение) в) E_μ = 200 ГэВ, г) E_μ= 500 ГэВ.

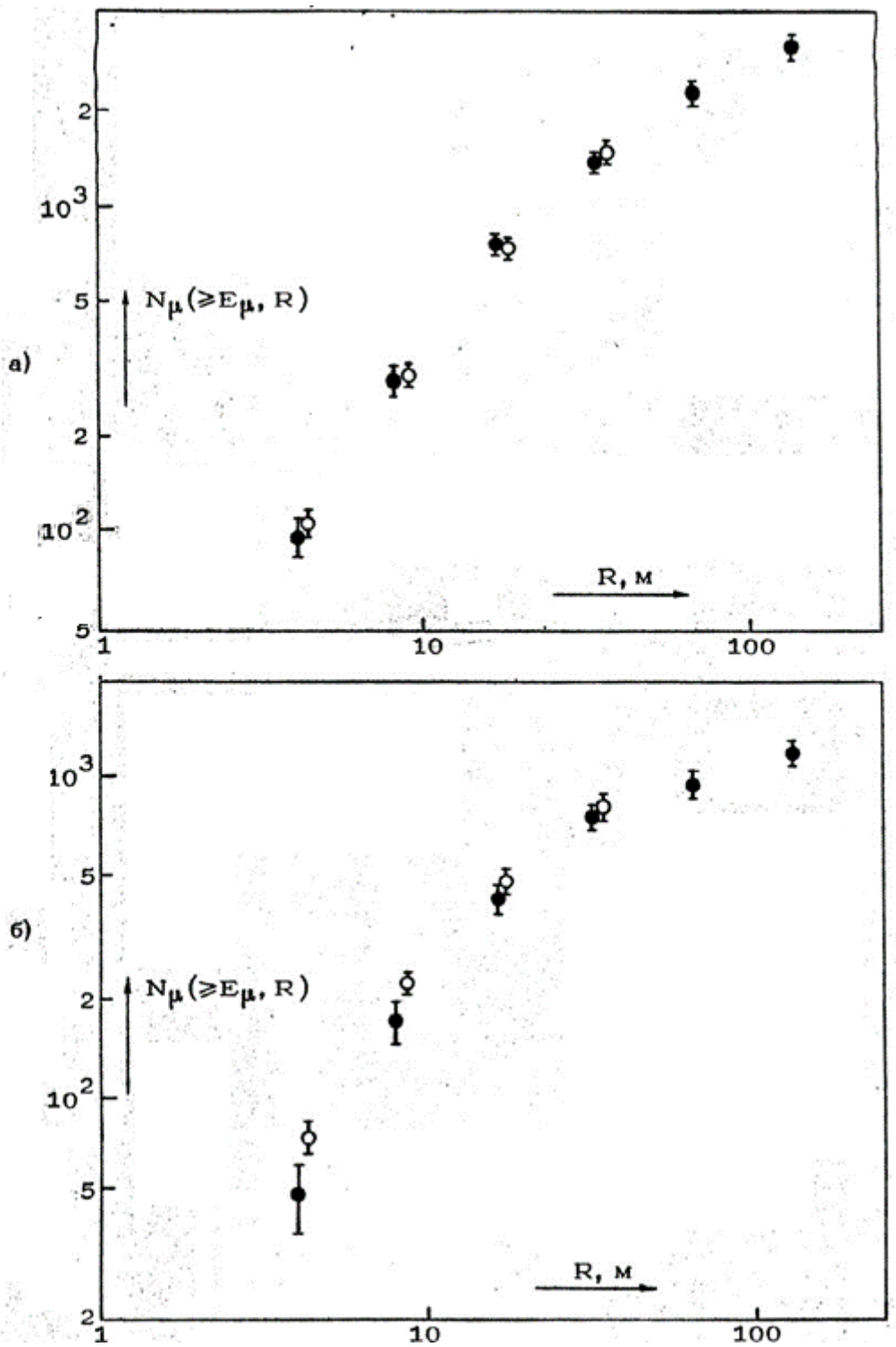


Рис. 2.8 Число мюонов с пороговой энергией E_μ в круге с радиусом R.Залитые кружки-среднее число частиц 10^6. Пустые кружки-10^5 (число мюонов умножено на $10^{0,78}$). а) E_μ=50 ГэВ. б) E_μ=100 ГэВ.

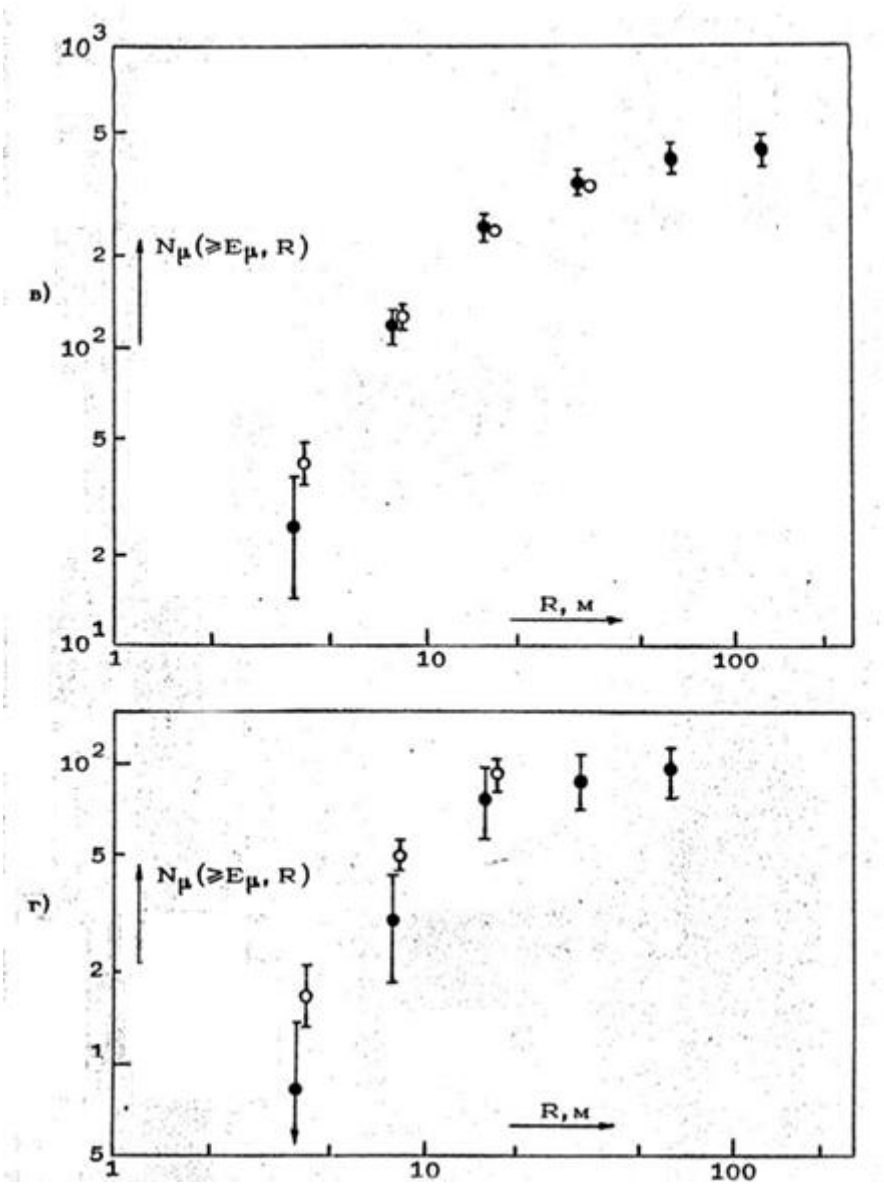


Рис. 2.8 (продолжение). в) E_μ- 200 ГэВ, г) E_μ = 500 ГэВ.

пороговых энергиях 50-500 ГэВ- преимущество измерений с помощью магнитного спектрометра.

В табл.2.6 и на рис.2.9 приведены числа мюонов, полученные суммированием зарегистрированных мюонов по всем интервалам расстояний r. Для пороговой энергии $E_{\mu пор}$ = 500 ГэВ приведено значение, поправленное на эффект просчета мюонов, теряемых на фоне вторичных электромагнитных ливней (фактор + 15%, гл.1)., в скобках приведено значение без этой поправки.

Таблица 2.5. Число мюонов с пороговой энергией E_μ в ШАЛ с числом частиц N_e= $I0^6$.

$E_{\mu пор}$ ГэВ	Настоящая работа	Работа [63]
1	-	$1,0\ 10^5$
2	-	$7,1\ 10^4$
5	$3,5\pm0,7\ 10^4$	$3,3\ 10^4$
10	$1,8\pm0,2\ 10^4$	$1,6\ 10^4$
50	$3,1\pm0,26\ 10^3$	$2,2\ 10^3$
100	$1,2\pm0,11\ 10^3$	
200	438±68	
500	109±37 (95±28	

Там же приведены данные о числе мюонов с пороговыми энергиями 5 и 10 ГэВ (§2.1), а также данные работы английской группы [63]- измерения на установке Хавера Парк, выполненные с помощью магнитного спектрометра, расположенного на поверхности земли и позволившего, поэтому, измерить мюоны более низких энергий, начиная с энергией I ГэВ. В области энергий мюонов 5-50 ГэВ настоящая работа и работа /63/ дают согласующиеся результаты. Этопозволяет по совокупности данных табл.2.5 получить полный поток энергии в мюонной компоненте на уровне наблюдения

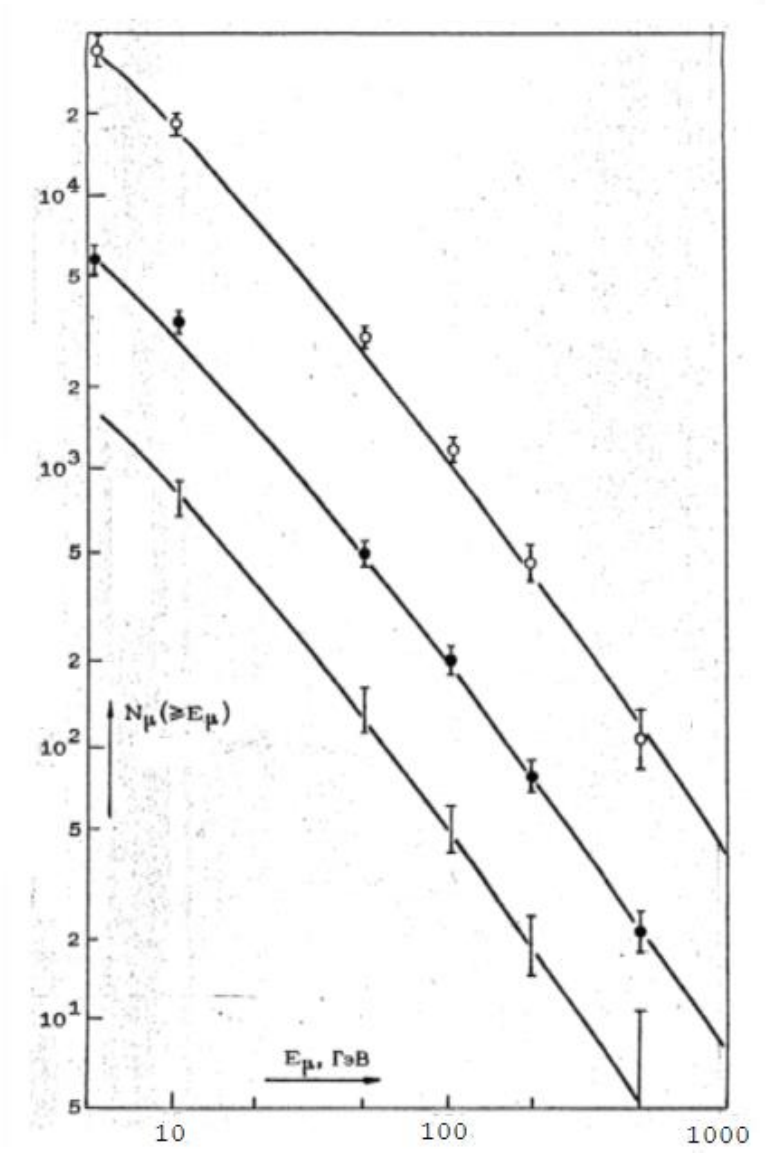


Рис. 2.9. Число мюонов с пороговой энергией E_μ в ШАЛ с фиксированным числом электронов N_e. Залитые кружки $N_e=10^5$ пустые кружки $N_e=10^6$. Кривые - формула (2.9)

(см, параграф 2.4). Приведенные выше экспериментальные данные о потоках мюонов с пороговой энергией 20-500 ГэВ, а также данные о потоках мюонов с пороговой энергией 5 и 10 ГэВ (параграф 2.1) можно описать с точностью до статистических ошибок эксперимента единой аппроксимационной формулой, удобной для получения плотности потока мюонов и полного числа мюонов при промежуточных значениях N_e, rE_μ для плотности потока мюонов и для полного числа мюонов в ШАЛ

$$\rho_\mu(\geq E_\mu, N_e, r) = 1{,}4\cdot 10^4 \cdot \left(\frac{N_e}{10^6}\right)^{0{,}78} \cdot r^{-0{,}55\cdot q^{0{,}1}} \cdot \exp\left(-\frac{r}{80}\cdot q^{0{,}62}\right); \quad q = \frac{E_\mu + 2}{12} \tag{2.10}$$

$$N_\mu(\geq E_\mu, N_e) = 3{,}9\cdot 10^6 \cdot \left(\frac{N_e}{10^6}\right)^{0{,}78} \cdot (E_\mu + 2)^{-1{,}25} \cdot (E_\mu + 250)^{-0{,}4\pm 0{,}05} \tag{2.11}$$

Такой вид аппроксимации описывает также и литературные экспериментальные данные в области меньших пороговых энергий E_μ ~ 1-50 ГэВ [63,64].

На рис.2.6 и 2,10 проводится сравнение непосредственно измеряемых в настоящей работе и в опытах /63,64/ энергетических спектров мюонов на различных расстояниях r от оси ШАЛ с аппроксимационной формулой (2.9). Данные рис 2.10 нормированы к абсолютному значению плотности потока мюонов при пороговой энергии 5 ГэВ,r=300 м и $N_e = 10^6$. Видно, что формула (2.9) правильно описывает экспериментальные данные, в том числе о

мюонах на расстояниях 300-500 м, где нет данных настоящей.

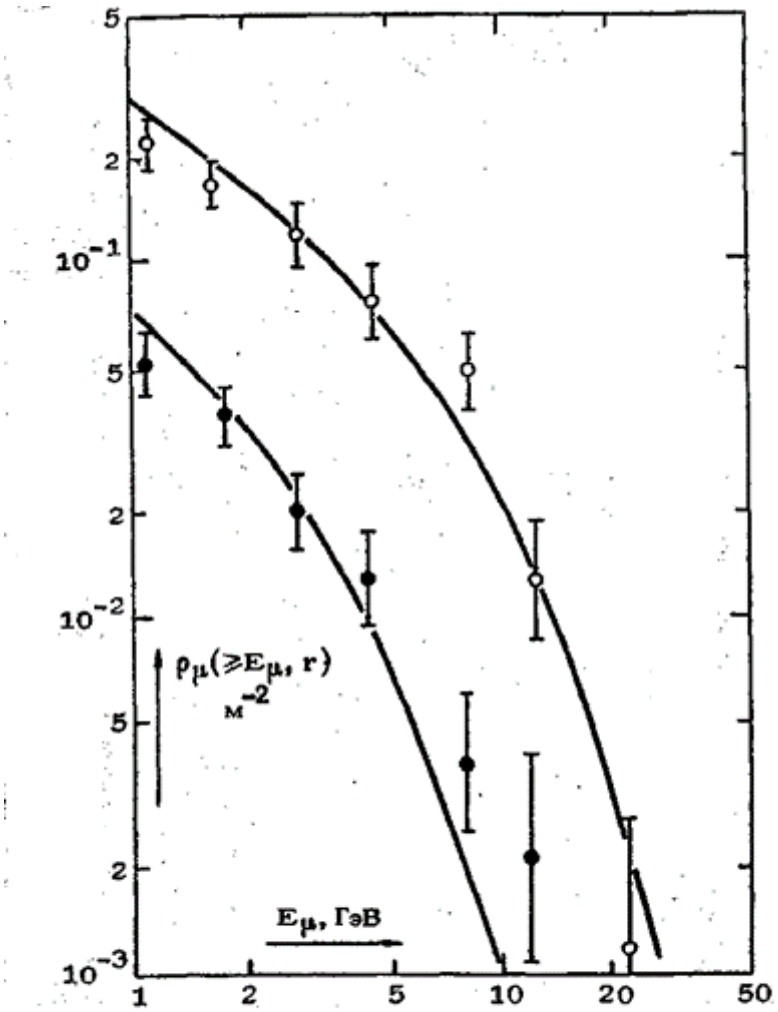


Рис. 2.10. Сравнение данных работы[64] об энергетическом спектре мюонов на больших расстояниях r от оси ШАЛ (пустые кружки-r= 300 м, залитые кружки- r=520 м, сплошые линии- формула 2.11).

работы.

Отметим также согласие данных настоящей работы и работы[65]о ФПР мюонов с пороговой энергией E_μ = 220 ГэВ. В работе [65] мюонный детектор расположен на глубине x_1 =754 м.в.э. под землей. На поверхности земли (глубина наблюдения в атмосфере 920 г/см^) расположена установка для определения основных характеристик ШАЛ: N_e,rs. Чтобы сравнить данные работы [65] с результатами настоящей работы, полученными на глубине в атмосфере x_2 =1030 г/см^2, необходимо учесть поглощение числа электронов ШАЛ

$$N_{e(1)} / N_{e(2)} = exp\left(-\frac{x_1 - x_2}{180}\right)$$

С учетом этого изменения числа частиц N_e наблюдается согласие данных работы [65] и данных настоящей работы (рис.2.II).

В заключение подчеркнем еще раз, что наши результаты об энергетических спектрах мюонов на отдельных расстояниях от оси ШАЛ и в целом по ШАЛ не противоречат предположению о том, что энергетические спектры мюонов не зависят от числа частиц в ШАЛ. В то же время дальнейшее изучение связи между энергетическим спектром мюонов и числом частиц ШАЛнеобходимо. Трудность экспериментального изучения энергетического спектра мюонов в ливнях с различным числом частиц заключается в том, что установка для изучения ШАЛ не может обеспечить равные условия отбора и анализа ливней в широком диапазоне по числу частиц. В ливнях с малым числом частиц нет данных о ФПР мюонов на больших расстояниях от оси ливня. В ливнях с достаточно большим числом частиц ограничена статистика регистрируемых мюонов.

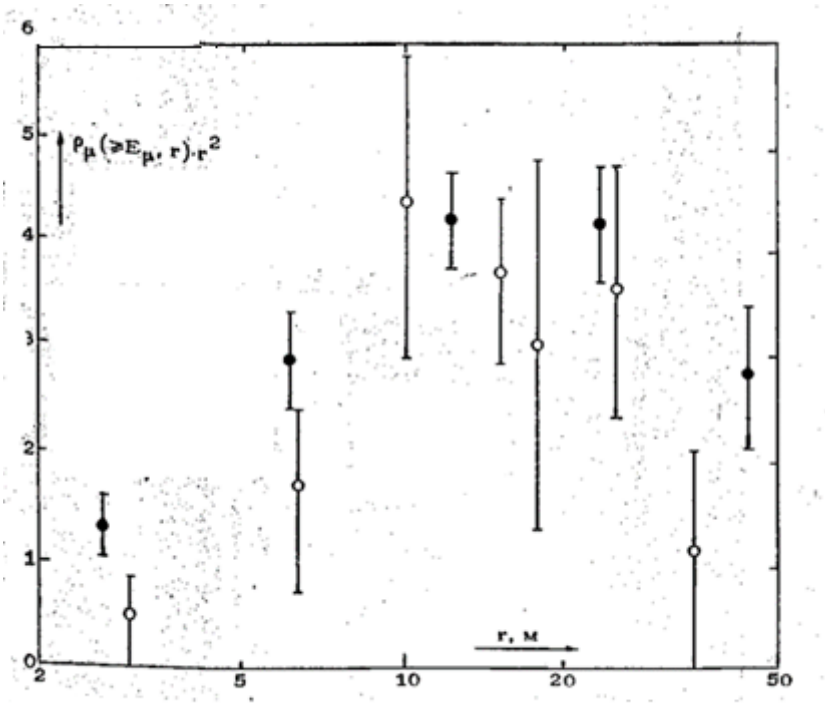


Рис. 2.II. Пространственное распределение мюонов с пороговой энергией E_μ = 200 ГэВ (залитые кружки- настоящая работа и пустые кружки данные [65] с пороговой энергией мюонов E_μ = 220 ГэВ).

Данные приведены для ливней с числом частиц на уровне моря $N_e = 10^5$.

2.3 Энергетический спектр мюонов по данным об интенсивности мюонов в ШАЛ с заданной плотностью потока электронов

Помимо прямых данных об энергетическом спектре мюонов на заданном расстоянии от оси ШАЛ, когда измерения проводятся в ливнях с известными индивидуальными характеристиками ШАЛ - числом частиц, положением оси - магнитный спектрометр позволяет получить интегральную характеристику: интенсивность мюонов с различной пороговой энергией в ливнях с заданной пороговой плотностью потока электронов $I(\geq E_\mu, \geq \rho_e)$. Если плотность ρ_e измеряется в точке регистрации мюона, то интенсивность $I(\geq E_\mu, \geq \rho_e)$ следующим образом связана с основными характеристиками ШАЛ

$$I(\geq E_\mu, \geq \rho_e) = \int_0^\infty \int_{N_e(\rho_e, r)}^\infty 2\pi r \cdot F(N_e) \cdot \rho_\mu(\geq E_\mu, N_e, r)\, dr\, dN_e \qquad (2.12)$$

Здесь $\rho_\mu(\geq E_\mu, N_e, r)$ - ФПР мюонов, $Ne(\rho_e, r)$ - число частиц ШАЛ который создает плотность потока электронов ρ_e в точке регистрации мюона, $F(N_e)$ - распределение ливней по числу частиц. В формуле (2.12) не учтено распределение ШАЛ по возрасту s ЭФ компоненты. Расчеты с учетом экспериментального распределения по s показывают, что интенсивность $I(\geq E_\mu, \geq \rho_e)$ отличается от (2.12) не более, чем на 20%.

При заданном пороге по плотности ρ_e энергетический спектр мюонов $I(\geq E_\mu, \geq \rho_e)$ соответствует ансамблю ливней с достаточно широким распределением по числу частиц. На рис. 2.12 показано распределение ливней по числу частиц, дающих вклад в наблюдаемую интенсивность мюонов с пороговой энергией 10 ГэВ при различных пороговых плотностях ρ_e. Кривые на рис.2.12 - результат расчета по формуле (2.12). ФПР мюонов принята в виде (2.9) в

соответствии с экспериментальными данными §2.I.

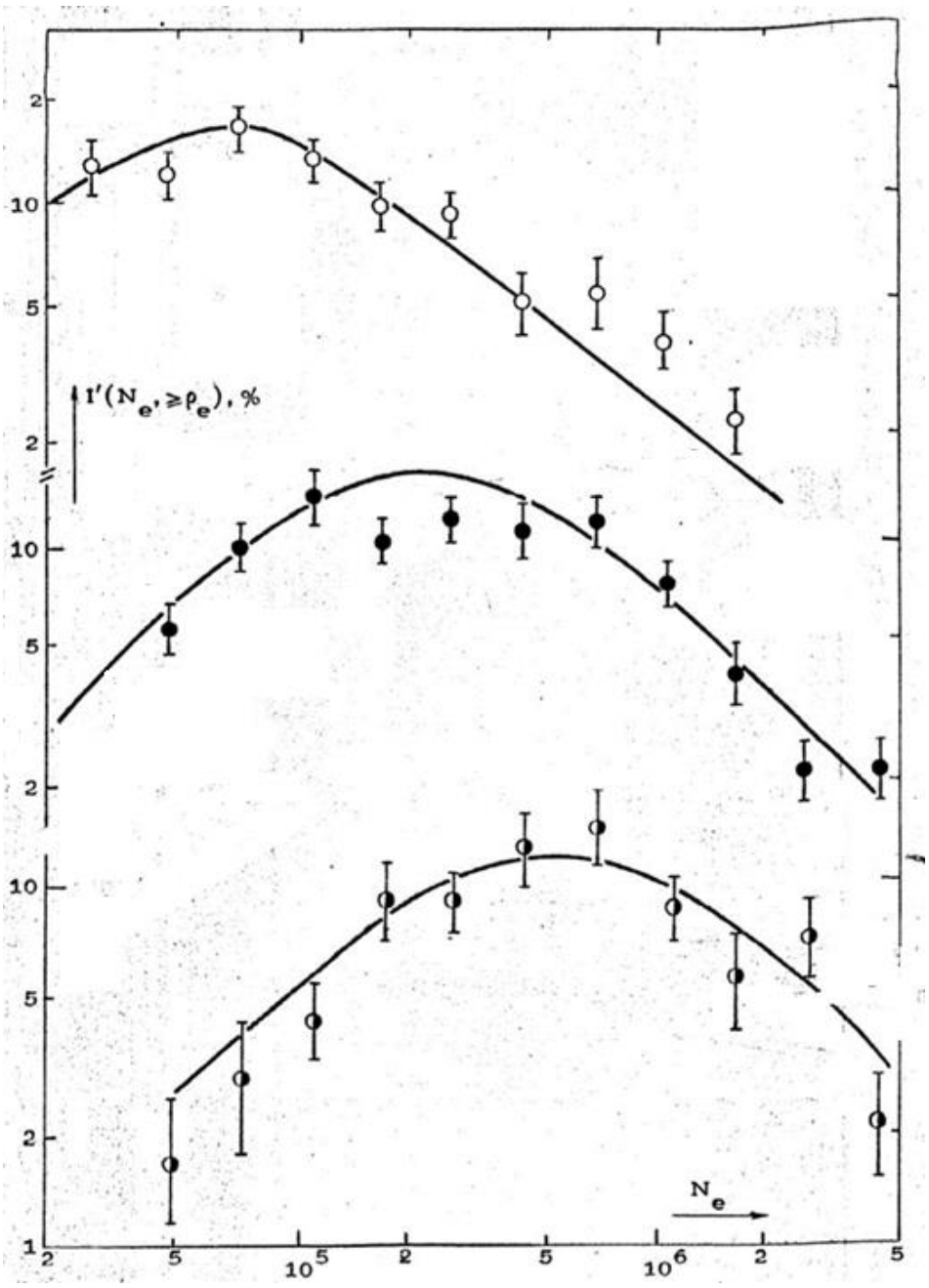


Рис. 2.12 Распределение ШАЛ по числу электронов N_e при отборе по заданной плотности потока электронов ρ_e и при условии регистрации хотя бы одного мюона в магнитном спектрометре. Пустые кружки- $\rho_e=3^{-2}$,залитые кружки- $\rho_e=10м^{-2}$, на половину залитые кружки-$\rho_e=50м^{-2}$.

Спектр по числу частиц в ливне принят в виде[24]:

$$\mathcal{F}(N_e)\,dN_e = \begin{cases} a\left(\frac{N_e}{3\cdot10^5}\right)^{-2,5} d\left(\frac{N_e}{3\cdot10^5}\right) & N_e \le 3\cdot10^5 \\ a\cdot\left(\frac{N_e}{3\cdot10^5}\right)^{-3,1} d\left(\frac{N_e}{3\cdot10^5}\right) & N_e \ge 3\cdot10^5 \end{cases}$$

(2.13)

Здесь a= 6,4 10^{-4} час$^{-1}$ м$^{-2}$ ср$^{-1}$ и ФПР электронов взята в форме Нишимуры-Камата-Грейзена с возрастом s = 1,18.

На том же рисунке приведены экспериментальные данные о распределении ливней по числу частиц для пороговых плотностейρ_e=3; 10; 50 м$^{-2}$, полученные в прямых измерениях. По оси ординат отложена доля в % ливней с числом частиц в логарифмическом интервале $\log(N_{e(i+1)})-\log(N_{e(i0)})=0,2$.Как видно, около 70% отобранных по пороговой плотности потока электронов ливней имеет значения N_e в пределах одного порядка по величине. Переход от пороговых плотностей ρ_e =10-50 м$^{-2}$ к плотностям ρ_e~I м$^{-2}$ соответствует переходу от диапазона по числу частиц N_e~10^5-10^6, изученному в прямых измерениях (параграф 2.2), к диапазонуN_e~10^4-10^5.

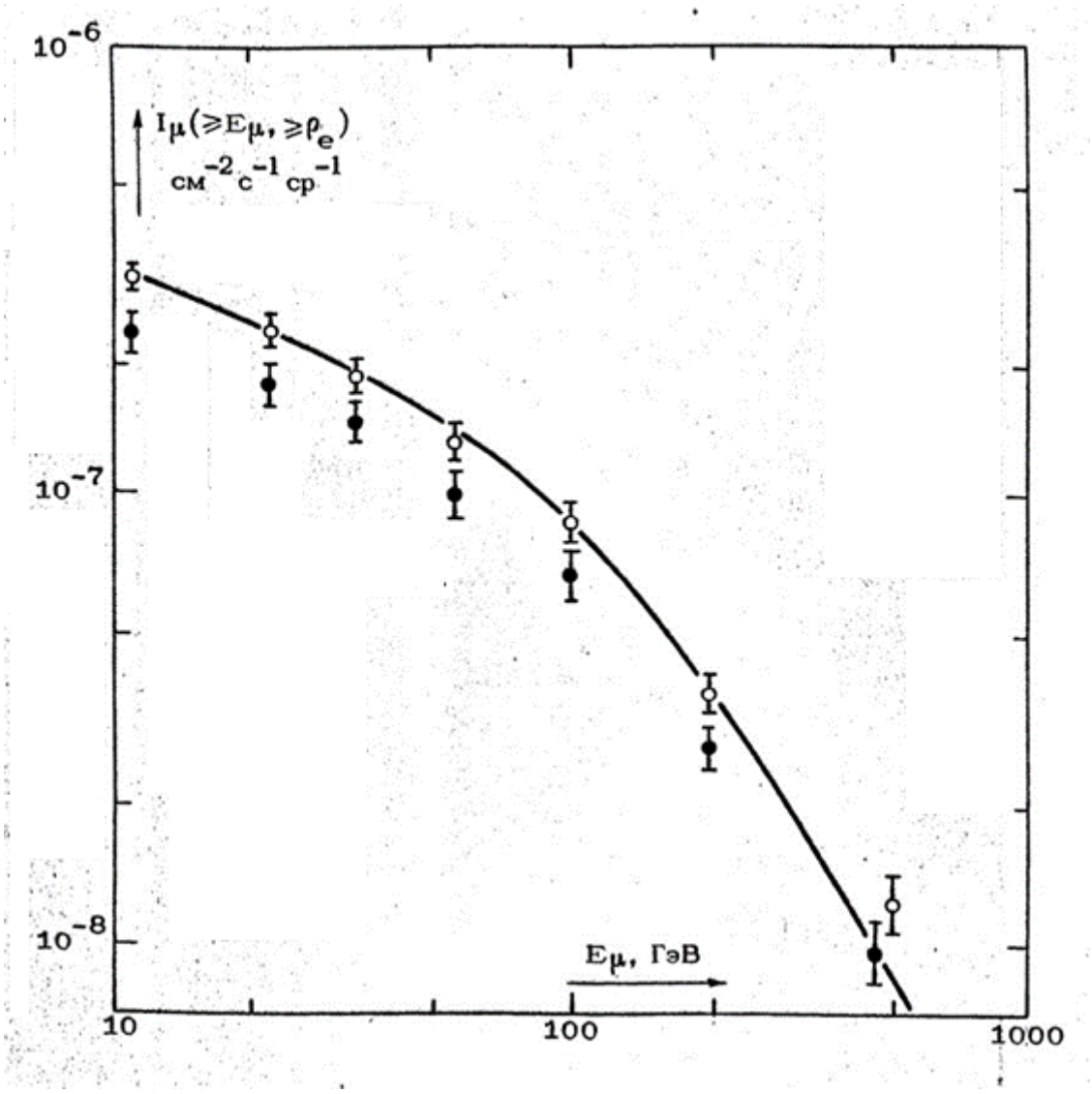
Таким образом, изучение интегральной интенсивности мюоновв ливнях с пороговой плотностью потока электронов ρ_e =1-50 м$^{-2}$ позволяет перекрыть широкий диапазон изменения числа частиц в ШАЛ и получить дополнительные сведения об энергетическом спектре мюонов в ливнях со сравнительно малым числом частиц N_e~10^4-10^5.

Энергетический спектр мюонов $I(\geq E_\mu,\geq\rho_e)$заметно отличается от спектра мюонов в целом по ШАЛ. На рис.2.13 приведен энергетический спектр мюонов для пороговой плотности ρ_e = 10 м$^{-2}$. Кривая - расчёт по формуле (2.12) для ФПР мюонов, принятых в соответствии с прямыми экспериментальными данными в виде (2.9). Зависимость полного числа мюонов от числа частиц принята в виде N_μ~$N_e^{0,78}$независимо от пороговой энергии мюона.

гетический спектр мюонов $I(\geq E_\mu,\geq\rho_e)$заметно отличается от спектра мюонов в целом по ШАЛ. На рис.2.13 приведен энергетический

спектр мюонов для пороговой плотности $\rho_e = 10$ м$^{-2}$. Кривая - расчёт по формуле (2.12) для ФПР мюонов, принятых в соответствии с прямыми экспериментальными данными в виде (2.9). Зависимость полного числа мюонов от числа частиц принята в виде $N_\mu \sim N_e^{0,78}$ независимо от пороговой энергии мюона.

Там же представлен экспериментальный результат, полученный в ливнях с известными характеристиками N_e, r, s. В этом случае плотность потока электронов в точке регистрации мюона вычисляется по измеренной в индивидуальном ливне ФПР электронов. Видно, что энергетический спектр мюонов жестче спектра мюонов в целом по ливню. Причина наблюдаемой разницы становится очевидной, если рассмотреть распределение по расстояниям r от регистрируемого мюона до оси ШАЛ, соответствующее принятому отбору мюонов. На рис.2.14 приведено это распределение (расчет и эксперимент) для мюонов с пороговой энергией 10 ГэВ при отборе ливней с пороговой плотностью $\rho_e = 10$ м$^{-2}$. Видно, что основной вклад в число регистрируемых мюонов вносят мюоны, наблюдаемые на малых расстояниях r=5-30 м (медианное расстояние для мюонов с пороговой энергией 10 ГэВ в целом по ливню 90 м).
На расстояниях r=5-30 м эффективная энергия мюонов значительно выше принятого порога: согласно прямым измерениям (рис.2.6) эффективная энергия мюонов на этих расстояниях 50-500 ГэВ. Это обстоятельство позволяет использовать измерения интенсивности для оценки зависимости энергетического спектра мюонов в области высоких энергий (E_μ =50-500 ГэВ) от числа частиц в ливне, если отбор ливней производится в широком диапазоне пороговых плотностей ρ_e. Для измерений интенсивности $I(\geq E_\mu, \geq \rho_e)$, на установке МГУ используется магнитный спектрометр мюонов, расположенный под землей и центральный детектор плотности потока электронов, расположенный на поверхности земли над магнитным спектрометром (рис.I.16, гл.1). Определение плотности потока электронов с помощью центрального детектора, общая площадь счетчиков которого равна 8 м^2, возможно, начиная с плотности $\rho_e = 0,5$ м$^{-2}$. Центральный детектор расположен в одном помещении с управляющими счетчиками (см.гл.1), осуществляющими отбор ШАЛ.



Рио. 2.13. Энергетический спектр мюонов, регистрируемых в ливнях с пороговой плотностью потока электронов ρ_e=10 м$^{-2}$. Пустые кружки – плотность потока электронов определена по параметрам N_e и r. Залитые кружки- плотность потока электронов определена по центральному детектору. Кривая- расчет по формуле (2.12).

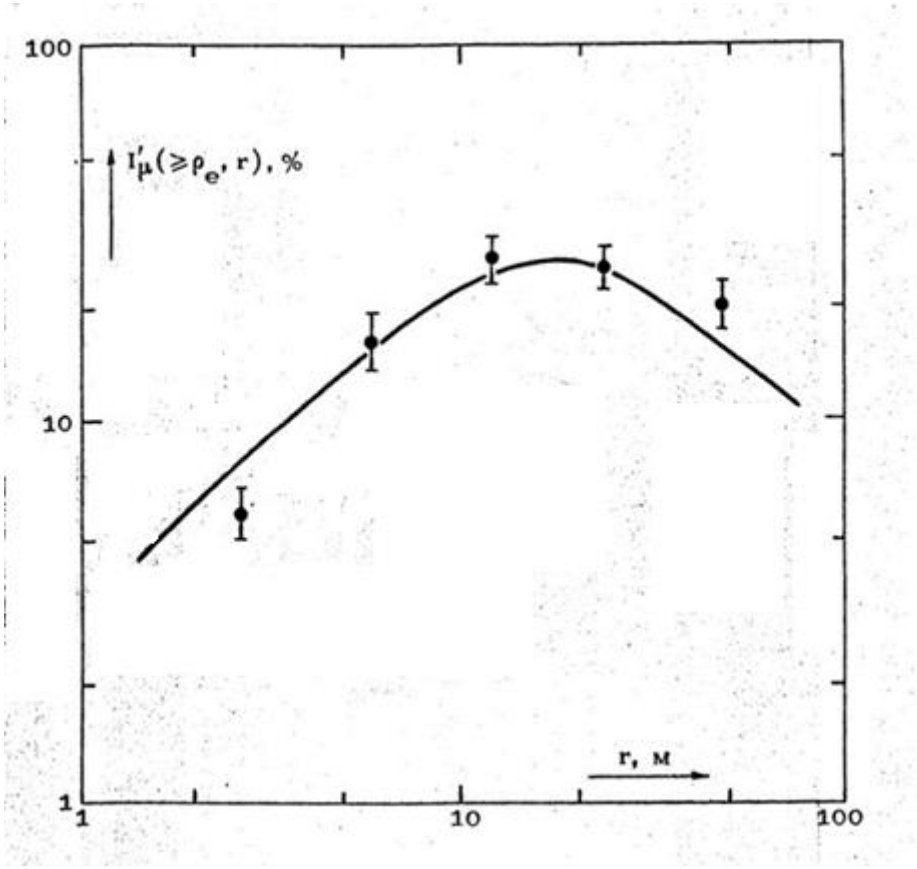


Рис. 2.14. Распределение ШАЛ по расстояниям r при

отборе по пороговой плотности потока электронов ρ_e = 10 $м^{-2}$ и при условии регистрации хотя бы одного мюона в магнитном спектрометре. Кривая - расчет по формуле (2.12).При отборе малых плотностей потока электронов можно с хорошей точностью учесть эффективность отбора ливней. Вероятность регистрации ливней с плотностью равна

$$W_{рег}=(1-\exp(-\rho_e))^2$$

Два обстоятельства: неточечность детектора потока электронов (счетчики детектора расположены в квадрате 6 х 6 м) и разница в уровне расположения детектора потока электронов и магнитного спектрометра мюонов - приводят к тому, что на опыте плотность потока электронов измеряется на расстоянии, отличном от расстояния, на котором регистрируется мюон. Однако, при интегрировании данных по ансамблю ливней, разница врезультате стирается. Для ливней с большим числом частиц измерения плотности проведены двумя способами: I) по известной индивидуальной ФПР электронов $\rho_e(r,N_e,s)$ для расстояния r, соответствующего точке

регистрации мюона и 2) по измерениям с помощью центрального детектора. Оба способа измерения плотности ρ_e дают одинаковый энергетический спектр мюонов; различие наблюдается лишь в абсолютной интенсивности мюонов (рис.2.13). При измерениях с помощью центрального детектора интенсивность мюонов на 25% меньше. Эта разница учитывается при анализе экспериментальных данных.

Экспериментальные результаты измерения интенсивности получены за 1500 часов работы установки[57]. В табл.2.6 приведены числа зарегистрированных мюонов с различными пороговыми энергиями в ливнях с различными плотностями.

Таблица 2.6

Пороговая энергия мюона, ГэВ	12	100	500
ρ_e= 0,5- 0,1 $м^{-2}$	512	137	33
ρ_e=1,0- 3,0 $м^{-2}$	1340	343	84
ρ_e> 3,0 $м^{-2}$	1650	424	78

Ливни с плотностями ρ_e>3 $м^{-2}$ были проанализированы в прямых измерениях (§2.2). Дополнительные данные, анализируемые в этом параграфе относятся к диапазону ρ_e<3 $м^{-2}$.

На рис.2.15 интенсивность мюонов представлена как функция пороговой энергии мюонов. На рис. 2.16 те же данные представлены как функция пороговой плотности потока электронов. В области ρ_e<3 $м^{-2}$ интенсивность мюонов получена с учетом вероятности регистрации заданной плотности ρ_e (при $\rho_e \geq 3$ $м^{-2}$ вероятность регистрации равна I).

Нас интересует, в первую очередь, зависимость энергетического спектра мюонов в области энергий 50-500 ГэВ от плотности потока электронов ρ_e (числа частиц в ливне N_e). Энергетический спектр в области 50-500 ГэВ, представленный на рис.2.15 можно описать в виде $I(\geq E_\mu) \sim E_\mu^{-\gamma}$. Показатели γ для различных пороговых плотностей ρ_e представлены в таблице 2.7.

Таблица 2.7

Пороговая плотность потока электронов, ρ_e $м^{-2}$	0,5	1,0	3	10	50
γ	0,9	0,9	1.0	1,16	1,2
$\pm\Delta\gamma$	0,05	0,05	0,05	0,1	0,15

Видно, что при переходе от плотностей $\rho_e \geq 50$ м (диапазон ливней по числу частиц $N_e = 2\ 10^5 - 2\ 10^6$, изученный в прямых измерениях (§2.2)) к плотностям $\rho_e \geq 0,5$ $м^{-2}$ ($N_e = 10^4$-Ю^5) энергетический спектр мюонов становится несколько жестче, хотя в пределах ошибок эксперимента следует сказать, что изменение спектра не наблюдается. Напомним, что в прямых измерениях на малых расстояниях от оси ШАЛ r=5-30 м также не наблюдалось изменение энергетического спектра мюонов в диапазоне по числу частиц $N_e = 5\ 10^4 - 3\ 10^6$.

Рассмотрим, какой зависимости числа мюонов от числа частиц не противоречат полученные экспериментальные данные. Пусть зависимость числа мюонов от числа частиц имеет вид $N_\mu(\geq E_\mu, N_e) \sim N_e^\alpha$. Вычислим показатель α для мюонов с пороговой энергией 50-500 ГэВ, исходя из наблюдаемого изменения показателя энергетического спектра с изменением плотности потока электронов, считая, что переход от пороговой плотности $\rho_e = 50$ $м^{-2}$ к плотности- $\rho_e = 0,5$ $м^{-2}$ соответствует переходу от среднего числа частиц $\langle N_e \rangle = 6 10^5$ к $\langle N_e \rangle = 2 10^6$ (нелинейность, зависимости ρ_e от N_e связана с изменением показателя спектра по числу частиц при $N_e = 3\ 10^5$, формула (2.13)). Соответствующие показатели α приведены в таблице 2.8.

Таблица 2.8

Пороговая энергия мюонов в ГэВ	50	100	200	500
α	0,75	0,80	0,72	0,63
$\Delta\alpha$	0,05	0,06	0,1	0,15

.

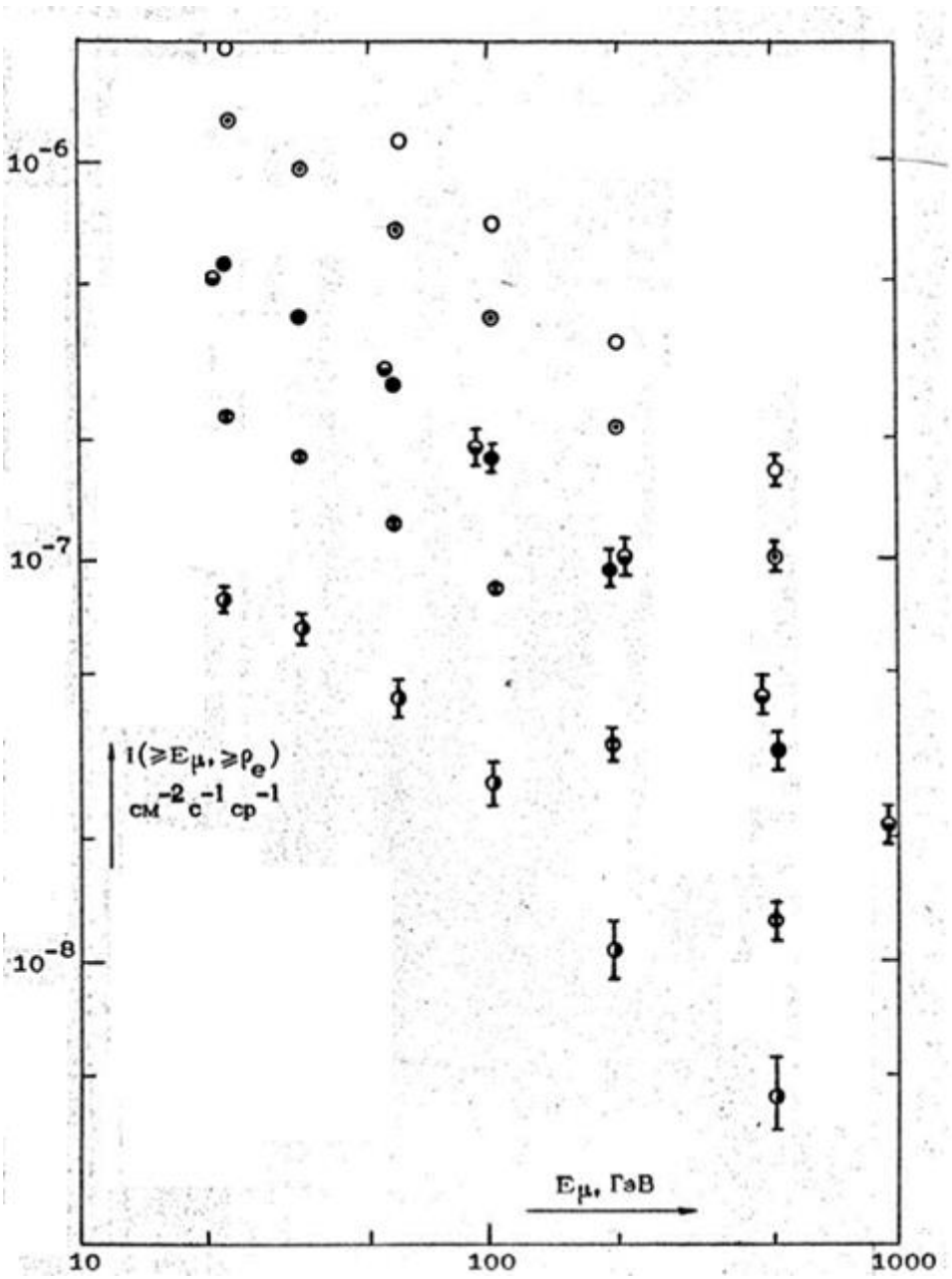


Рис. 2.15. Энергетические спектры мюонов в ШАЛ, отобранных по пороговой плотности потока электронов ρ_e.
пустые кружки- ρ_e=0,5 $м^{-2}$, кружки с точкой- ρ_e=1,0 $м^{-2}$,
залитые кружки- ρ_e=3 $м^{-2}$, кружки с ромбом - ρ_e=10 $м^{-2}$,
кружки с точкой- ρ_e=1,0 $м^{-2}$, кружки залитые справа - ρ_e=50 $м^{-2}$,
кружки залитые снизу данные спектрометра MARS [66].

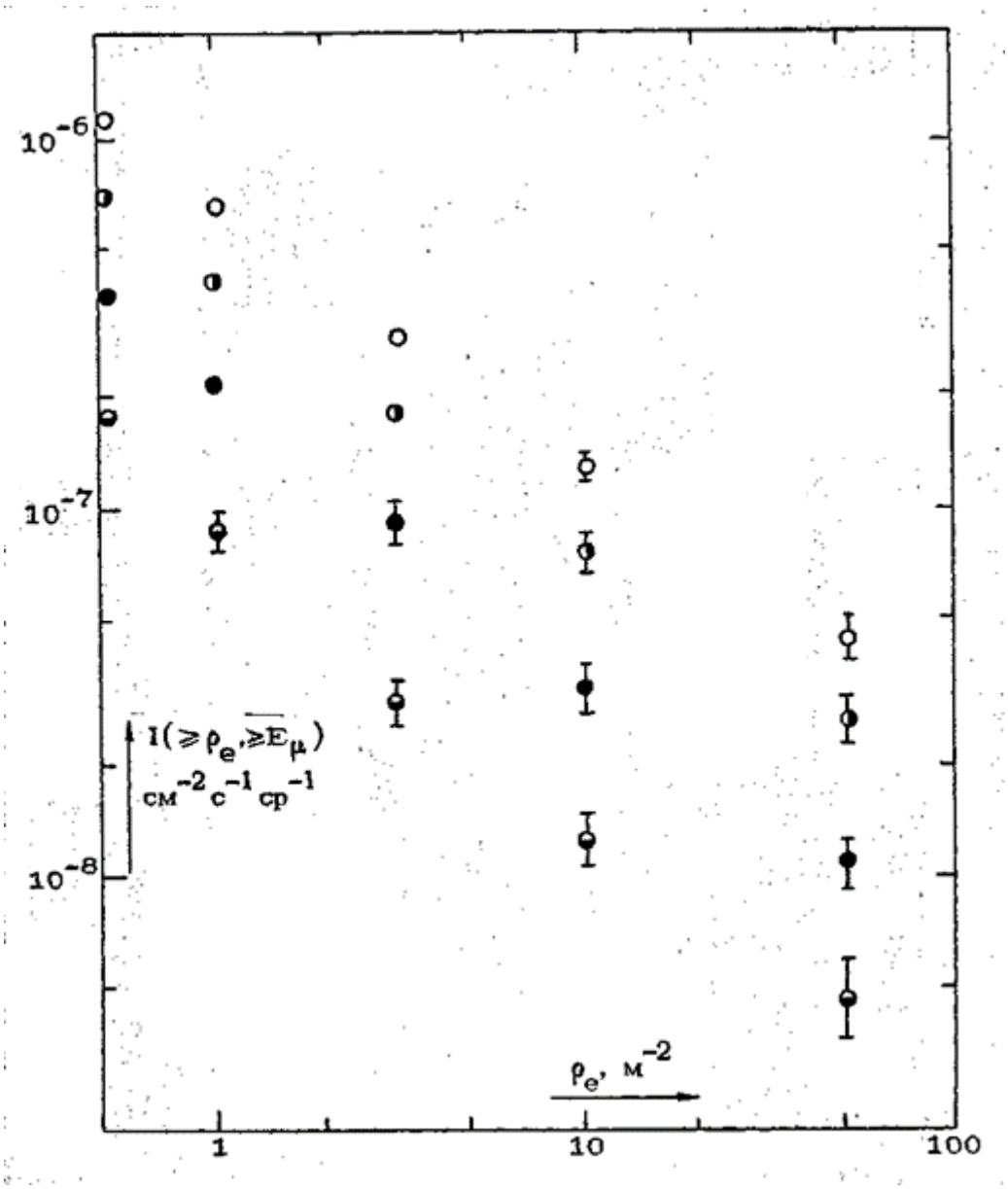


Рис. 2.16 Распределение ШАЛ по плотности потока электронов ρ_e при различных пороговых энергия мюонов, регистрируемых в магнитном спектрометре E_μ.

Пустые кружки - E_μ=50 ГэВ, залитые справа кружки - E_μ=100 ГэВ, залитые кружки - E_μ=200 ГэВ, залитые снизу кружки - E_μ=500 ГэВ.

Используя эти данные о зависимости $N_\mu(\geq E_\mu, N_E)$ и данные прямого эксперимента об энергетическом спектре мюонов в ШАЛ с числом частиц N_e =10^5 -10^6 (рис.2.9)можно получить оценку вида энергетического спектра мюонов в ШАЛ с $\langle N_e \rangle$= 2 10^4. Этот спектр представлен на рис. 2.9 вместе с данными при $\langle N_e \rangle$ =10^5 и 10^6.

Ошибка в определении показателя α приводит к ошибкам в числе мюонов при $\langle N_e \rangle = 2\ 10^4$, обозначенными вертикальными отрезками.

Как видно, спектры в области $\langle N_e \rangle = 2\ 10^4 - 10^6$ в пределах ошибок эксперимента согласуются с принятой выше аппроксимацией (2.10) - сплошные линии на рис.2.9.

Полученные данные при малых числах частиц в ливне представляют интерес при сравнении теории и эксперимента, так как ШАЛ с числом частиц $N_e \sim I0^4$ на уровне моря генерируются первичными частицами с энергией 10^5 ГэВ, для которых характеристики ядерных взаимодействий известны из данных на современных ускорителях.

Простота опыта по измерению интенсивности $I(\geq E_\mu, \geq \rho_e)$ позволяет применять в измерениях мюонов в составе ШАЛ спектрометры, не обеспеченные большой установкой для измерения основных; параметров ШАЛ. Автором были проведены измеренная спектра $I(\geq E_\mu, \geq \rho_e)$ с помощью магнитного спектрометра MARS Дарэмского университета (Англия) в совместной работе [66]. Эти данные представляют интерес, в первую ; очередь, потому, что спектрометр MARS, предназначенный для измерения «одиночных» мюонов сверхвысоких энергий обладал несколько лучшими характеристиками: максимально измеримый импульс в условиях измерений в составе ШАЛ 1475 ГэВ/с, отношение кулоновского рассеяния к магнитному отклонению 10%. Кроме того, всякое независимое измерение позволяет проверить неконтролируемые ошибки опыта. Измерения плотности потока электронов производились с помощью верхнего неэкранированного ряда неоновых трубок? которые являются детектирующими элементами спектрометра. Измерения относились к пороговой плотности потока электронов $\rho_e = 5\ м^{-2}$.

В измерениях на спектрометре MARS в условиях опыта с мюонами ШАЛ имеются определенные трудности. Спектрометр располагался на поверхности земли, поэтому при регистрации ШАЛ в детектирующих рядах спектрометра появлялись значительные помехи от электронно-фотонной и ядерно-активной компонент ШАЛ. В ливнях с большой плотностью электронов помехи исключают возможность измерения энергии мюона. Поэтому опубликованные данные [66] не

могут быть использованы для : измерения абсолютной интенсивности мюонов с заданной пороговой плотностью ρ_e.

В ливнях с плотностью ρ_e=3-10 $м^{-2}$надежно измерялся вид энергетического спектра мюонов. На рис.2.15 данные спектрометра MARSнанесены вместе с данными магнитного спектрометра МГУ. Показатель энергетического спектра мюонов в области 50-500 ГэВ по этим данным γ= 0,95+0,05 хорошо согласуется с данными табл.2.9. Согласие результатов, полученных на двух установках показывает, что измерения в области высоких энергий мюонов вплоть до 500 ГэВ надежны.

Следует отметить, что последующие попытки группы спектрометра MARSизмерить энергетический спектр мюонов с помощью небольшой установки для изучения ШАЛ успеха не имели. Примененная установка не позволила получить данные о мюонах в достаточно широком диапазоне расстояний r от оси ЩАЛ. Опубликованные данные [67] не противоречат данным настоящей работы, но значительно уступают ей по статистике зарегистрированных мюонов в составе ШАЛ с известными характеристиками ЭФ компоненты.

Экспериментальные данные о числе мюонов с различной пороговой энергией в ШАЛ с заданным числом частиц позволяют построить ожидаемый спектр ливней, сопровождающих регистрацию мюона с выбранной пороговой энергией. Очевидно, интенсивность мюонов с пороговой энергией E_μ, сопровождаемых ШАЛ с числом частиц N_e равна:

дифференциально по N_e

$$I(\geq E_\mu, N_e) = \mathcal{F}(N_e) \cdot N_\mu(\geq E_\mu, N_e)$$

и интегрально по N_e

$$I(\geq E_\mu, \geq N_e) = \int_{N_e}^{\infty} \mathcal{F}(N_e')\, dN_e' \cdot N_\mu(\geq E_\mu, N_e') \qquad (2.15)$$

Сопоставляя интегральную интенсивность (2.15) с наблюдаемой интенсивностью "одиночных" мюонов вертикального потока на уровне моря можно оценить число частиц в ливнях, которые практически всегда сопровождают регистрируемый мюон.

На рис. 2.17 такое сопоставление проведено для мюонов с пороговой энергией 500 ГэВ. В соответствии с полученными выше результатами число мюонов в ШАЛ принято равным N_μ ($E_\mu \geq 500$ ГэВ)$=100(N_e/10^6)^{0,63\pm0,15}$

а спектр по числу частиц взят в виде (2.13).

Интенсивность мюонов вертикального потока с пороговой энергией 500 ГэВ по данным [68] равна 10,8 $м^{-2}час^{-1}$ $стер^{-1}$ Из-рисунка видно, что согласно данным настоящей работы мюоны с пороговой энергией 500 ГэВ должны всегда сопровождаться ливнями с числом частиц $N_e \geq 5\ 10^2$. Именно такой результат был получен непосредственно на эксперименте [*69*] в первых измерениях интенсивности мюонов глубоко под землей (соответствующая пороговая энергия мюонов 560 ГэВ). Проведенный анализ позволяет утверждать, что полученный в прямых измерениях энергетический спектр мюонов в ливнях о числом частиц N_e = 5 Ю^4-3 10^6 не испытывает резких изменений при уменьшении числа частиц до $N_e=10^4$.

Экспериментальные данные о числе мюонов в ливнях с заданным числом частиц на уровне моря могут быть описаны зависимостью $N_\mu(\geq E_\mu) \sim N_e^\alpha$ с показателем α слабо зависящим от пороговой энергии мюонов.

E_μ =5-50 ГэВ	$\alpha=0,78\pm0,02$
E_μ =50-200 ГэВ	$\alpha=0,76\pm0,04$
E_μ =200-500 ГэВ	$\alpha=0,70\pm0,05$

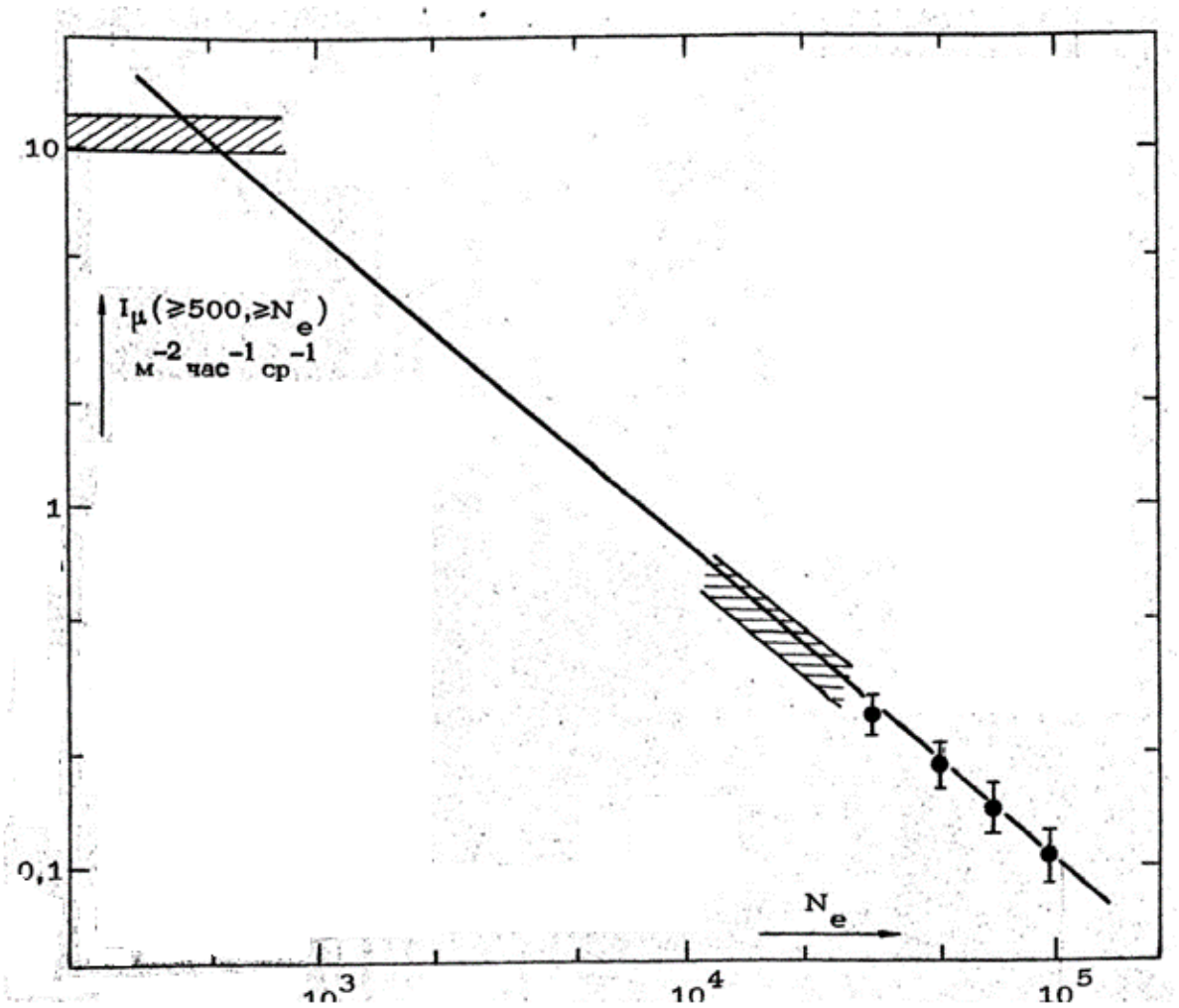


Рис. 2.17.Сопоставление интенсивности "одиночных" мюонов с пороговой энергией E_μ = 500 ГэВ (горизонтальная штриховка) с интенсивностью таких же мюонов в составе ШАЛ с числом частиц $N_e>10^4$.

Залитые кружки-данные "прямых" измерений при $N_e>3\ 10^4$, заштрихованная область- данные измерений в ШАЛ с заданной плотностью потока электронов.

2.4. Определение потока энергии в мюонной компоненте ШАЛ. Средняя энергия мюонов в составе ШАЛ.

Распологая данными об энергетическом спектре мюонов в широком диапазоне энергий E_μ на поверхности земли, можно получить полный поток энергии Φ_μ, который содержит мюонная компонента ШАЛ на уровне моря.

Для расчета потока энергии Φ_μ в ливне с заданным числом частиц воспользуемся формулой (2.17), аппроксимирующей экспериментальные данные об интегральном энергетическом спектре мюонов в составе ШАЛ на уровне моря. Дифференциальная форма того же спектра имеет вид:

$$N_\mu(E_\mu) = 3{,}9 \cdot 10^6 \left(\frac{N_e}{10^6}\right)^{0{,}78} \cdot \left\{ \frac{1{,}65 E_\mu + 313{,}3}{(E_\mu+2)^{2{,}25} \cdot (E_\mu+250)^{1{,}4}} \right\} \qquad (2.16)$$

По определению поток энергии Φ_μ в мюонной компоненте ШАЛ равен

$$\Phi_\mu = \int E_\mu \; N_\mu(E_\mu) \; dE_\mu \qquad (2.17)$$

На рис.2.18 демонстрируется вклад мюонов различных энергий в полный поток энергии, вычисленный для спектра (2.16).

Для интервала энергий E_μ=5-500 ГэВ, где проводятся измерения в настоящей работе, показаны ошибки измерения дифференциального потока мюонов. Видно, что основная доля потока энергии содержится в мюонах с энергией 2-200 ГэВ. Ниже представлены значения потока энергии в ГэВ для мюонов , имеющих энергию в указанных дифференциальных интервалах для двух значений числа электронов ШАЛ N_e:

E_μ	1-5	5-10	10-20	20-50	50-100	100-200	200-500
$N_e=10^6$	1,7 10^5	1,3 10^5	1,4 10^5	1,8 10^5	1,2 10^5	10^5	10^5
$N_e=10^5$	2,8 10^4	2,2 10^4	2,3 10^4	3,0 10^4	2,0 10^4	1,7 10^4	1,9 10^4

Поток энергии Φ_μ в области энергий мюонов, контролируемых в эксперименте (1-500 ГэВ) равен 9,4±1,5 10^5 для $N_e=10^6$ и 1,6±0,2 10^5 для $N_e=10^5$.

Принимая спектр N_μ (E_μ) в области E_μ>500 ГэВ в степенном виде с показателями γ=1,5 (для $N_e=10^5$) и γ=1,58 (для $N_e=10^6$), которые получены в области энергий E_μ=100-500 ГэВ, можно оценить долю энергии, остающуюся не измеренной в прямом эксперименте с магнитным спектрометром. Она составляет $\Phi_\mu(E_\mu \geq 500$ ГэВ)=2,6 10^4 ГэВ для $N_e=10^5$ и $\Phi_\mu(E_\mu \geq 500$ ГэВ)=1,2 10^5 для $N_e=10^6$. Прибавляя эти значения к значениям, полученным в области энергий E_μ = 1-500 ГэВ, контролируемых в эксперименте, получаем полный поток энергии в мюонной компоненте Φ_μ = 10,6±0,5 10^5ГэВ для $N_e=10^6$ и Φ_μ=1,86±0,3 10^5 ГэВ для $N_e=10^5$. При этом доля энергии в мюонах о энергией выше 500 ГэВ составляет $\Phi_\mu(E_\mu \geq 500$ ГэВ)/Φ_μ = 0,11-0,14.

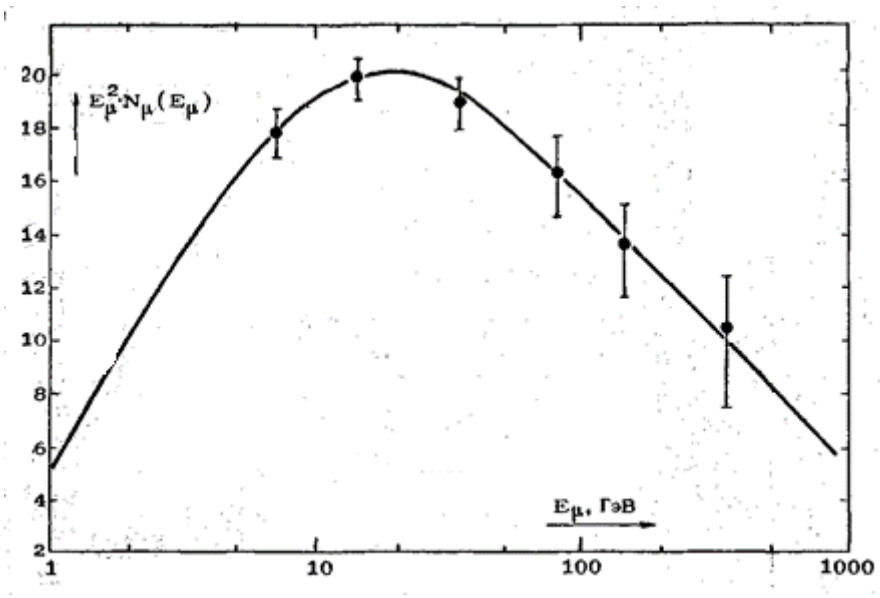


Рис 2.18 Вклад мюонов различных энергий в полный поток ; энергии мюонной компоненты на уровне моря.

Используя экспериментальную оценку энергии первичных частиц, ответственных за ШАЛ с заданным числом электронов на уровне моря по экспериментальным данным о продольном развитии ливней в атмосфере [70,79]:

E_0=13,5 N_e ГэВ для $N_e=10^5$ и

E_0=8,5 N_e ГэВ для $N_e=10^6$

можно оценить долю энергии первичной частицы,потраченную на образование мюонов с различной пороговой энергией E_μ.

E_μ, ГэВ	1	10	100	500
$N_e=10^6$	12,6%	9%	3,8%	1,4%
$N_e=10^5$	13,7%	10%	4,6%	1,9%

Как видно, в мюонах самых высоких энергий (выше 500 ГэВ) содержится лишь небольшая доля первичной энергии - не более 2%. Зная поток энергии в мюонной компоненте Φ_μ и число мюонов с заданным пороговым значением энергии E_μможно получить значение средней энергии мюонов в ШАЛ:

$$\bar{E}_\mu = \frac{\int\limits_{E_{пор}} E_\mu \cdot N_\mu(E_\mu)\,dE_\mu}{\int\limits_{E_{пор}} N_\mu(E_\mu)\,dE_\mu} = \frac{\Phi_\mu(\geq E_{пор})}{N_\mu(\geq E_{пор})}.$$

(2,18)

Численные значения средней энергии зависят от порогового значения E_μ. При E_μ=1 ГэВ средняя энергия равна 10,6±1,5 ГэВ, при E_μ=0,5 ГэВ средняя энергия равна 7,8±1,3ГэВ.

При обсуждении данных о мюонной компоненте ШАЛ возникает необходимость оценить среднюю энергию мюонов на различных расстояниях от оси ШАЛ. Прямые экспериментальные данные настоящей работы дают средние значения энергии мюонов на глубине 40 м.в.э под землей на расстояниях r=10-100 м, где мал вклад в поток энергии мюонной компоненты частиц с энергией с максимально измеримой энергией E_μ= 760 ГэВ. На рис.2.19 представлены эти значения. Там же нанесены значения E_μ при r= 3 и 6 м, которые имеют характер оценки: при получении этих оценок считается, что энергия мюонов о пороговой энергией E_μ' = 500 ГэВ равна E_μ' = 760 ГэВ.

Используя формулу (2.16), аппроксимирующую данные об энергетических спектрах мюонов на поверхности земли, можно получить значения средней энергии мюонов $\langle E_\mu \rangle$ на поверхности земли. На рис.2.19значения $\langle E_\mu \rangle$ представлены сплошной линией.

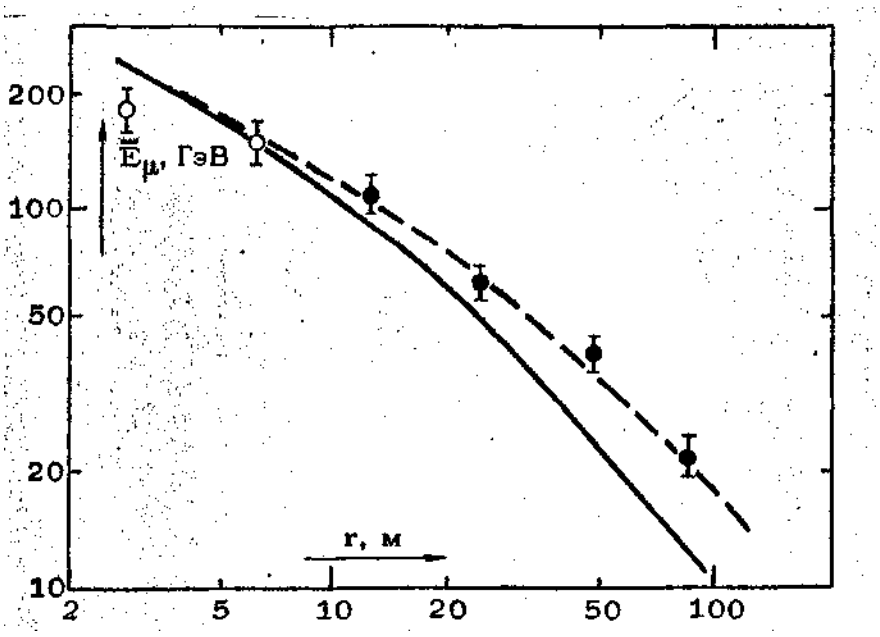


Рис. 2.19.- Средняя энергия мюонов на различных расстояниях r от оои ШАЛ. Залитые кружки-экспериментальные данные, полученные на глубине 40 м.в.э. Пустые кружки – данные полученные на поверхности земли (пороговая энергия мюонов 0,5 ГэВ) и на глубине 20 м.в.э. (пороговая энергия 5 ГэВ). Сплошная кривая - средняя энергия мюонов по формуле (2.18) для мюонов на поверхности земли. Пунктир - то же для мюонов под землей.

На поверхности земли средняя энергия мюонов приблизительно обратно пропорциональна расстоянию от оси ШАЛ:

$$\bar{E}_\mu(r) = \frac{1000}{r}; \quad E_\mu \text{ в ГэВ}; \; r \text{ в м}.$$

2.5. <u>Флуктуации плотности потока мюонов в ШАЛ о ааданным числом частиц. Корреляция ФПР мюонов и возраста ШАЛ</u>

В предыдущих параграфах проведен анализ средних характеристик мюонной компоненты ШАЛ. В принципе, в каждом индивидуальном ливне поток мюонов отличается от среднего, как по абсолютному числу мюонов, так и по их пространственному распределению. Точное изучение флуктуаций потока мюонов встречается с большими экспериментальнымитрудностями. В экспериментах на установке МГУ в варианте 1964 - 1978 г.г.

детекторы потока мюонов располагались лишь в центре установки ШАЛ, поэтому не могло проводиться изучение индивидуальных ФПР мюонов. Однако, определенное представление о флуктуациях ФПР мюонов и полного потока мюонов можно получить исследуя корреляции между возрастом *S*ЭФ компоненты и потоком мюонов. Возможно изучение флуктуации полного числа мюонов с пороговой энергией 10 ГэВ с помощью одного, большого по площади, детектора на таких расстояниях r от оси ШАЛ, где плотность потока мюонов не зависит от вида ФПР мюонов. Такая ситуация возникает на расстояниях, близких к эффективному радиусу мюонной компоненты с заданной пороговой энергией мюонов. С помощью магнитного спектрометра возможно изучение корреляции вида энергетического спектра мюонов о возрастом sЭФ компоненты.

Рассмотрим экспериментальные данные о флуктуациях плотности потока мюонов. Создание детектора большой площади (S_μ = 45,4- м^2 на глубине 40 м.в.э. под землей (рис.1.5, гл.1) позволило поставить вопрос об изучении флуктуаций плотности потока мюонов в индивидуальных ливнях. В первых работах [71,20],выполненных с помощью большого детектора мюонов были изучены флуктуации плотности потока мюонов вблизи оси ШАЛ. Площадь большого детектора была разделена на две половины и были измерены флуктуации отношения ρ_1/ρ_2 плотностей потока мюонов для отдельных частей детектора. Расстояние между центрами половин детектора составляет 6 м. Из распределения событий п отношению ρ_1/ρ_2 следовало, что пространственное распределение мюонов вблизи оси ШАЛ, представленное в виде $\rho_\mu(r)$ r^{-n} имеет показатель n=0,5 и флуктуации значения n не могут быть велики (например, n=1 не может встречаться чаще, чем в 10% случаев).

В дальнейшем, с появлением возможности определения направления оои ливня по направлению мюонов, регистрируемых в искровыхкамерах, были проведены измерения ФПР мюоноввблизи оси ЙАЛ и изучена корреляция ФПР мюонов и возраста s ЭФ компоненты. На рис, 2.20 показаны результаты этих измерений (работы [40 , 45], см также диссертацию Н.П.Ильиной [32]), Существование корреляции ФПР мюонов и возраста ЭФ компоненты подтвердилось при анализе данных большого детектора мюонов Г.В.Куликовым и

В.И.Соловьевой в широком диапазоне по числу частиц в ливне [47]. В этих измерениях направление оси ШАЛ определялось по времени прихода фронта ЭФ компоненты. Результат измерений [47] также представлен на рис.2.20

Экспериментальную зависимость ФПР мюонов от возраста s ШАЛ можно аппроксимировать в следующем виде:

$$\rho_\mu(E_\mu \geq 10, r, s) = K \cdot \left(\frac{\bar{s}}{s}\right)^2 \cdot r^{-0,55 \cdot \left(\frac{\bar{s}}{s}\right)^{\sim}} \cdot \exp\left(-\frac{r}{80}\right)$$

$$K = 5,8 \cdot \left(\frac{N_e}{10^6}\right)^{0,78}; \quad 2 \leq r \leq 50 \text{ м} \qquad 2.19)$$

На рис. 2.20 результаты аппроксимации данных формулой (2.19) показаны сплошными линиями.

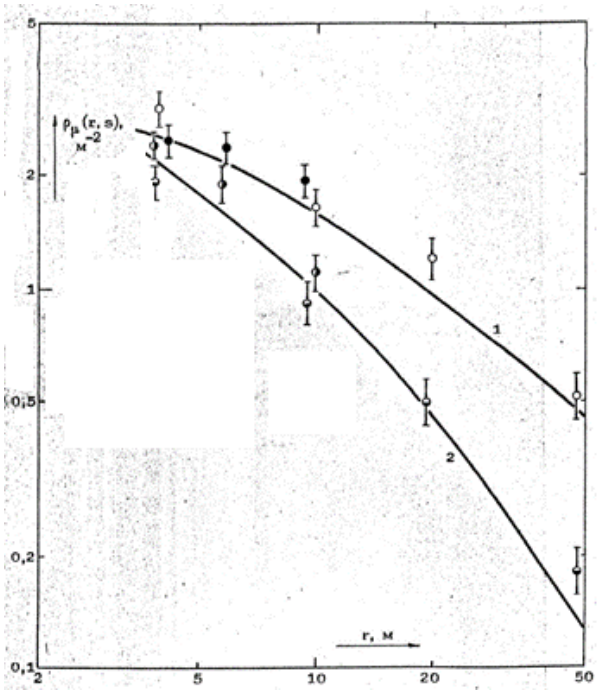


Рис. 2.20 Пространственное распределение мюонов с пороговой энергией 10 ГэВ в ШАЛ с различным возрастом s при $N_e=10^6$.

1- s≥1, (<s>=1,37). Залитые кружки- данные [40]. Пустые кружки- данные [47].

2- s<1,0 (<s>=0,9). Кружки залитые наполовину по вертикали- данные [40]. Кружки залитые наполовину по горизонтали- данные [47].

Кривые- аппроксимационная формула (2.19).

Представленные на рис.2.20 результаты демонстрируют важную тенденцию: корреляция между плотностью потока мюонов и возрастом sуменьшается с уменьшением расстояния до оси ШАЛ в ливнях о фиксированным числом частиц. Такая тенденция соответствует ожидаемой из расчетов: в ливнях с фиксированным числом частиц сильно флуктуирует полный поток мюонов и слабо флуктуирует ФПР мюонов.

В этом случае флуктуации плотности потока мюонов велики на расстояниях r вблизи медианного радиуса мюонной компоненты и уменьшаются (за счет флуктуаций ФПР) с уменьшением расстояния r. К сожалению, проследить корреляцию с возрастом s плотности потока мюонов на расстояниях $r>r_{med}$ = 90 м в ливнях с числом частиц $N_e<10^6$ не удается: ливни с $N_e<10^6$, оси которых регистрируются на расстояниях r>90 м сильно дискриминированы по возрасту s при отборе управляющей системой.

Измерения флуктуаций плотности потока мюонов на расстояниях r ~ 20-80 м, где мало влияние флуктуаций ФПР мюонов, позволяют оценить флуктуации полного потока мюонов в ливне. Первые измерения флуктуаций плотности потока мюонов с пороговой энергией 10 ГэВ были выполнены с помощью детектора площадью (S_μ =6,3 м^2 [72,73,74,75], а затем продолжены с помощью детектора площадью S_μ = 45,4 m^2 .

Анализ результатов измерения флуктуаций потока мюонов в ШАЛ о фиксированным числом частиц явился темой исследования Г.В.Куликова ([51]-кандидатская диссертация). Эта тема выходит за рамки настоящей работы. Укажем здесь на один из основных экспериментальных результатов: относительная дисперсия полного потока мюонов σ_μ/N_μв ливнях с заданным числом частиц N_e равна:

N_e	5 10^5	10^6	2 10^6	4 10^6
σ_μ/N_μ	0,47±0,05	0,50±0,05	0,46±0,04	0,42±0,08

При обсуждении данных о ШАЛ неоднократно возникал вопрос об экстремальных случаях флуктуаций потока мюонов на уровне моря:

существуют ли "безмюонные" ливни и существуют ли ливни практически из одних мюонов?

Для ответа на вопрос о существовании чисто мюонных ливней установка МГУ для изучения ШАЛ запускалась от счетчиков, расположенных под землей. В одном из опытов управление осуществлялось четырехкратными совпадениями групп газоразрядных счетчиков с площадью S_μ = 4 м^2 в каждой группе (часть счетчиков большого годоскопического детектора). В другом опыте управление осуществлялось двукратными совпадениями управляющих счетчиков искрового детектора мюонов, показанного на рис. 1.13, гл.1.

В опыте с управлением от подземных газоразрядных счетчиков все случаи, идентифицированные как большие потоки мюонов сопровождались ШАЛ на поверхности земли. Измерение среднего; соотношения числа мюонов и числа электронов при управлении потоком мюонов показало, что отношение в этом случае несколько выше, чем при управлении от электронной компоненты ШАЛ: N_μ/N_e(управление мюонами)= 1,5 N_μ/N_e (управление электронами), работа [24]. Вместе с тем, наблюдались случаи массового срабатывания счетчиков в нескольких частях детектора площадью около 4 *м*^{2}, которые не сопровождались ШАЛ.

В опыте с искровыми камерами было показано, что все случаи плотных мюонных ливней с направлением частиц ливня ϑ<45° сопровождаются ШАЛ на поверхности земли. Случаи массового срабатывания счетчиков в большом годоскопическом детекторе при управлении от счетчиков в подземном помещении следует интерпретировать, согласно аналогичным событиям, наблюдаемым в искровых камерах, как случаи образования вторичных ливней, генерируемых "одиночными" горизонтальными мюонами в грунте и веществе установки.

Из распределения по N_μ/N_e при отборе ШАЛ по потоку мюонов видно, что "богатые" мюонами ливни в вертикальном направлении встречаются крайне редко: с вероятностью менее 1% наблюдаются ливни с числом мюонов в 4 раза выше среднего. Анализ вопроса о существовании "безмюонных" ливней встречается с не меньшими трудностями. Дело, в первую очередь, в том, что поток мюонов в "средних" ливнях значительно меньше потока электронов. Так в

ливнях с числом частиц $N_e<10^5$,которые регистрируются достаточно часто и для которых статистика событий исчисляется тысячами, число мюонов m, регистрируемых даже на площади большого годоскопического детектора (S_μ =45 м^2) , не превышает 10. Поэтому при дисперсии σ_μ/N_μ= 0,47 ливни без регистрируемых мюонов встречаются достаточно часто, на уровне 1% всех событий. Этот уровень доли "безмюонных" ливней оказывается верхним пределом для ливней с числом частиц $N_e< 10^5$ при ожидаемом уровне от первичных фотонов порядка 0,1%. В ливнях с большим числом частиц ($N_e>10^6$) улучшается возможность измерения "бедных" мюонами ливней, но быстро падает статистика событий и уровенъ доверия к результату измерения доли безмюонных ливней. Поэтому доля безмюонных ливней по данным подземных измерений (см.[76,77,78], безмюонных ливней в диапазоне по числу частиц10^5-10^6 не более 0,5%.

В опыте с магнитным спектрометром была изучена корреляция возраста s и потока мюонов в диапазоне пороговых энергий 20—500 ГэВ. Точность измерения параметра s.в этом опыте достаточно высока для ливней с числом частиц $N_e \geq I0^5$(табл.1.1 гл.1).

Рассмотрим, как связаны между собой число регистрируемых магнитным спектрометром мюонов $I(\geq E_\mu,N_e,r,s)$ и плотность потока мюонов $\rho_\mu(\geq E_\mu,N_e,r,s)$ в ливнях с фиксированным числом частиц и возрастом s. Будем считать, в соответствии с экспериментальными данными [24], что распределение ливней по возрасту s не зависит от числа частиц N_e =10^5-10^6 , в котором происходит изучение ФПР мюонов и возраста s. Экспериментальное распределение φ(s) ,было представлено ранее (Глава 1).Как было показано выше, в том же диапазоне по числу частиц средняя ФПР мюонов также не зависит от N_e, а абсолютное значение плотности потока мюонов ρ_μ пропорционально $N_e^{0,78}$. В этих предположениях число регистрируемых мюонов равно:

$$\mathbf{I(\geq E_\mu,N_e,r,s)=kt\sigma\ 2\pi r\rho_\mu(\geq E_\mu,N_e,r,s)\ \varphi(s)} \quad (2.20)$$

где к –интеграл $\int F(N_e)N_e^{0\cdot78}dN_e$ от нижнего до верхнего предела по N_e. Формула (2.20) аналогична формуле (2.16) лишь флуктуации

потока мюонов в (2.20 полностью обязаны флуктуациям возраста s ШАЛ.

Заметим, что при $\rho_\mu S_\mu << 1$ формула (2.20) описывает также число регистрируемых ливней, содержащих хотя бы один мюон в магнитном спектрометре. Средний возраст ливней, содержащих мюон в магнитном спектрометре отличается от возраста в ливнях с фиксированным N_e. Действительно, когда N_e фиксировано, то

$$\langle s\rangle = \int s\varphi(s)ds \quad \text{при } \int\varphi(s)ds=1$$

а при дополнительном условии налюдения хотя бы одного мюона в спекрометресрденний возраст равен

$$\langle s\rangle = \int s\ \rho_\mu(\geq E_\mu, r, s) S_\mu \varphi(s) ds / \int \rho_\mu(\geq E_\mu, r, s) S_\mu \varphi(s) ds$$

где S_μ – апертура спектрометра.

Если воспользоваться аппроксимацией экспериментальных данных о зависимости $\rho_\mu(\geq E_\mu, r, s)$ при пороговой энергии E_μ =10 ГэВ (формула (2.19)), то средний возраст ливней, содержащих мюоны, оказывается "старше” на Δs=0,05, чем возраст ливней с фиксированным числом частиц. Это изменение возраста реально наблюдается на эксперименте: возраст ливней, содержащих мюоны в магнитном спектрометре равен s=1,23+0,01 в диапазоне ливней по числу частиц $N_e = 10^5$-106 . При этом, однако, число регистрируемых мюонов в магнитном спектрометре $I(\geq E_\mu, N_e, r)$ прямо связано с истинно средней плотностью в ливнях с фиксированным числом частиц (см.(2.20), так как $\rho_\mu(\geq E_\mu, r)$ по определению равно

$$\rho_\mu(\geq E_\mu, r) = \int \rho_\mu(\geq E_\mu, r, s)\varphi(s)ds$$

Чтобы изучить корреляцию ФПР мюонов с возрастом s необходимо экспериментальные данные о мюонах рассмотреть в группах ливней, с

различными значениями возраста. В простейшем случае существует две группы ливней с фиксированным числом частиц: с возрастом sболее среднего <s> и в ливнях с возрастом менее среднего s (<s>=1.18 при N_e= 3 10^5). В этом случае статистика событий в двух группах ливней максимальна. Для этих двух групп ливней имеем следующую связь между $I(\geq E_\mu)$ и $\rho_\mu(\geq E_\mu, r)$:

$$I(\geq E_\mu, r, s \geq \bar{s}) = k \cdot t \cdot \sigma \int_{\bar{s}}^{\infty} \rho_\mu(\geq E_\mu, r, s) \cdot \varphi(s) ds = 0{,}5 \cdot k t \sigma \bar{\rho}_{\mu 1}(\geq E_\mu, r)$$

$$I(\geq E_\mu, r, s < \bar{s}) = k t \sigma \int_{0}^{\bar{s}} \rho_\mu(\geq E_\mu, r, s) \cdot \varphi(s) ds = 0{,}5 k t \sigma \bar{\rho}_{\mu 2}(\geq E_\mu, r)$$

(2.21)

где $\langle\rho_{\mu 1}\rangle$ и $\langle\rho_{\mu 2}\rangle$ средние плотности потока мюонов в ливнях с $s \geq \langle s \rangle$ и $s \ll \langle s \rangle$. Коэффициенты 0,5 следуют из нормировки $\int \varphi(s) ds = 1$.

В табл.2.9 приведено экспериментальное число регистрируемых мюонов с различными пороговыми энергиями на поверхности земли $E_\mu = E_\mu' + 12$ ГэВ, где E_μ' значения под землей, полученные по данным магнитного спектрометра в группах ливней с $s \geq \bar{s}$ и $s < \bar{s}$. Из таблицы видно, что на расстояниях 0-4 м число регистрируемых мюонов практически не зависит от возраста. Выше отмечалось, что для пороговой энергии $E_\mu = 10$ ГэВ аналогичный результат был получен по данным большого годоскопического детектора. С ростом расстояния число регистрируемых мюонов в "молодых" ливнях становится значительно ниже, чем в "старых" ливнях. Это означает, что в ливнях с фиксированным числом частиц ФПР мюонов в молодых ливнях острее, чем в старых. Из данных табл.2.11 с помощью процедуры, учитывающей ошибки в определении расстояния r и энергии E_μ' были получены ФПР мюонов с различной пороговой энергией, представленные на рис.2.21 ($N_e = 10^6$).

Таблица 2.9. Число регистрируемых мюонов в ливнях с различным возрастом s.

r,м \$E_\mu$ГэВ	12	20	46	100	200	500
0-4, s<-s	35	35	28	17	7	4
0-4, s≥-s	32	30	23	12	6	1
4-8, s<-s	48	42	27	18	8	3
4-8, s≥-s	70	65	47	31	19	6
8-16, s<-s	100	87	51	27	17	7
8-16, s≥-s	218	198	130	72	36	10
16-32, s<-s	221	171	79	40	10	1
16-32, s≥-s	411	350	198	100	37	6
32-64, s<-s	280	197	75	28	8	3
32-64, s≥-s	473	359	167	54	15	4

Видно, что полное число мюонов в "старых" и "молодых" ливнях различно, В отличие от измерений с пороговой энергией 10 ГэВ измерения плотности потока мюонов с пороговой энергией 50-500 ГэВ охватывают расстояния $r>r_{мед}$ и тем самым делают измерения полного числа мюонов более надежными. Ниже представлено отношение η числа мюонов в старых и молодых ливнях, которое следует из экспериментальных данных рис. 2.21.

E_μ, ГэВ	50	100	200	500
η	2,5±0,5	2,1±0,4	1,8±0,4	1,75± 0,5

Как видно, число мюонов с пороговой энергией 50-500 ГэВ изменяется в 2±0,5 раза при переходе от"старых" s≥ <s>, залитые кружки- к"молодым" s<<s> ливням. ФПР мюонов также зависит от возраста ШАЛ. В "старых" ливнях ФПР мюонов более пологая.

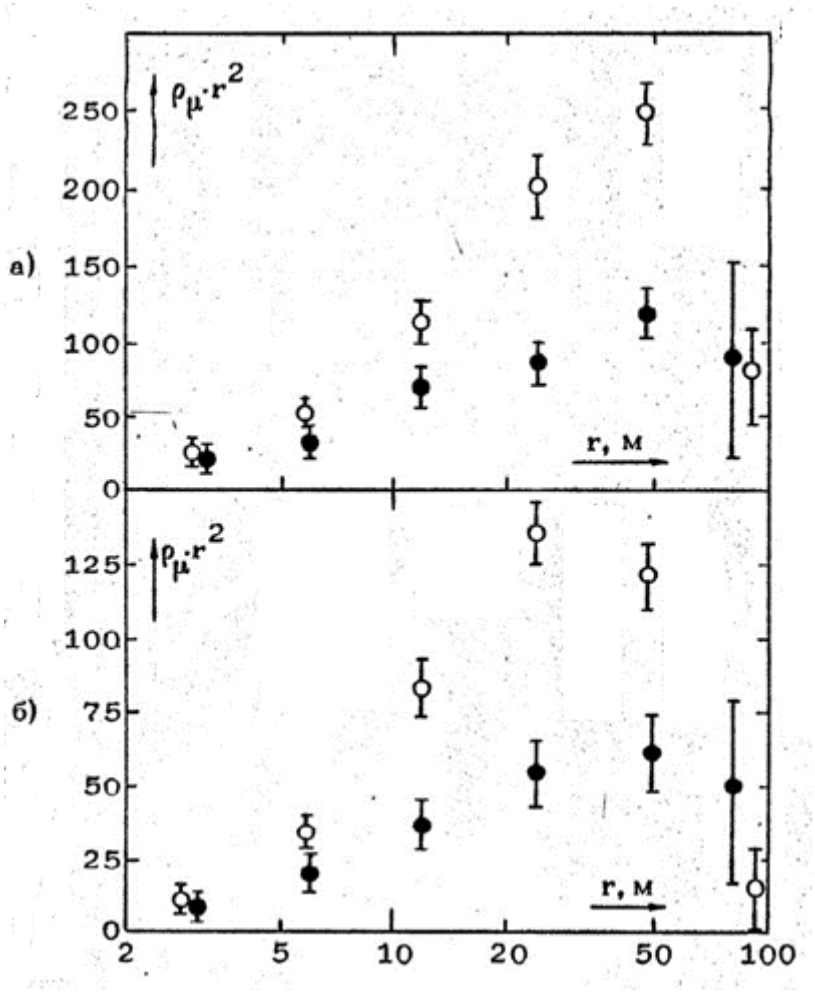


Рис. 2.21. Зависимость пространственного распределения мюонов с различной пороговой энергией E_μ от возраста s.
а- E_μ =50 ГэВ, б -E_μ =100 ГэВ). Пустые кружки- s≥ <s>, залитые кружки- s<<s>. $N_e=10^6$.

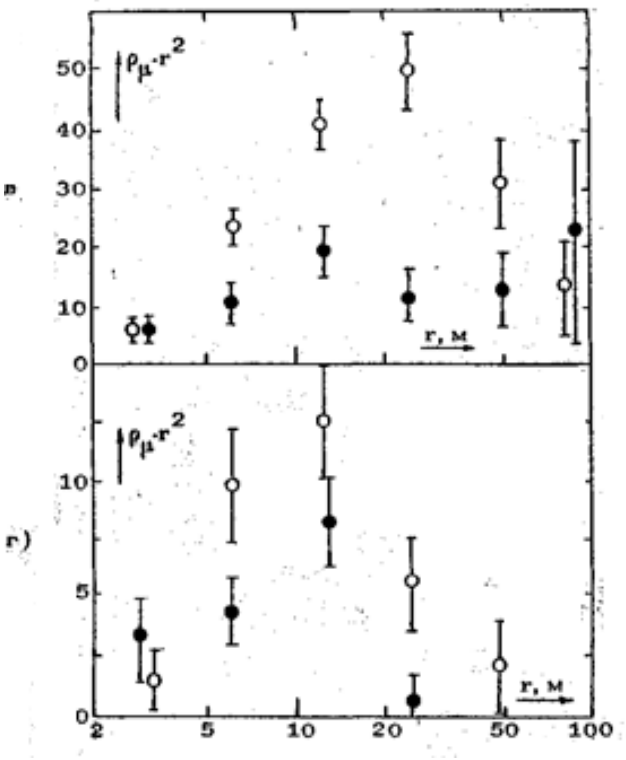


Рис.2.21 (продолжение)в) E_μ =200 ГэВ, г) E_μ =500 ГэВ.

Характерным является появление плато у ФПР мюонов с пороговой энергией 200-500 ГэВ в "старых" ливнях на расстояниях r<10 м, так что пространственное распределение мюонов в этих ливнях может быть аппроксимировано чисто экспоненциальной функцией: с параметрами r_0 =9,6±1,3 м для E_μ =200 ГэВ и r_0=7,4±1,6 для E_μ =500 ГэВ.

Приведенные выше данные о корреляции между возрастом ЭФ компоненты ШАЛ и характеристиками потока мюонов ШАЛ получены путем анализа ливней с различным возрастом. К аналогичным выводам приводит анализ ливней с различным "содержанием" мюонов в ливне с заданным числом электронов. Большой годоскопический детектор потока мюонов с площадью S_μ=45 м^2, расположенный на глубине 40 м.в.э. под землей (пороговая энергия мюонов 10 ГэВ, позволяет регистрировать число мюонов $M(N_e,r)$ на площади этого детектора в индивидуальном ливне с известным числом электронов. При этом можно вычислить для того же ливня среднее ожидаемое число мюонов на площади детектора $\langle M(N_e,r)\rangle$ (r- расстояние от центра детектора до оси ШАЛ). Отбирая ливни с различным содержанием мюонов $M/\langle M\rangle$ можно проследить за изменением возраста

s в этих ливнях. В табл.2.10 представлены данные о среднем возрасте <s> ливней, отобранных по критериям M/<M> = <0,5;<1;≥1;≥2.

В анализе участвуют ливни о числом частиц $N_e \geq 10^5$, в составе которых регистрируется мюон в магнитном спектрометре.

Из таблицы видно, что с увеличением содержания мюонов с пороговой энергией 10 ГэВ растет средний возраст ливней. Корреляция между s и M/<M> усиливается с ростом расстояния r от 12 до 80 м, что согласуется с результатом, полученном при отборе ливней с различным возрастом s (рис. 2.21).

Таблица 2.10

Средний возраст s ШАЛ в ливнях с различным содержанием мюонов $M_\mu/\langle M_\mu \rangle$.

Содержание мюонов	Расстояние r мот оси ШАЛ			
	12	24	45	80
< 0,5	1,21±0,015	1,21±0,015	1,17±0,01	1,19±0,015
< 1,0	1,21±0,006	1,20±0,005	1,19±0,005	1,23±0,01
≥1,0	1,25±0,006	I,23±0,006	1,25±0,005	I,29±0,01
≥2,0	1,33±0,015	1,3I±0,0I5	1,29±0,01	1,36±0,01

При отборе ливней с различным содержанием мюонов прослеживается и корреляция с энергетическим спектром мюонов. Характерно, что количественно корреляция между энергетическим спектром и содержанием мюонов оказывается одинаковой с корреляцией между энергетическим спектром мюонов и возрастом ШАЛ. В табл.2.13 сравниваются результаты измерения отношения числа регистрируемых в магнитном спектрометре мюонов с различной пороговой энергией (интегральгый энергетический спектр мюонов) на различных расстояниях от оси ШАЛ r к общему числу регистрируемых мюонов при двух способах отбора ливней: по возрасту s -таблица 2.13.1 и по содержанию мюонов M/<M> -таблица 2.13.2.

Таблица 2.13-1. Энергетический спектр мюонов ливнях с различным возрастом s.

Возраст s	E_μ, ГэВ	r= 12м	r= 23 м	r=45м
s<¯s	50	0,51±0,07	0,36±0,04	0,27±0,03
s<¯s	100	0,27±0,05	0,18±0,03	0,10±0,02
s<¯s	200	0,17±0,04	0,045±0,014	0,028±0,01
s≥¯s	50	0,60±0,05	0,48±0,034	0,354±0,03
s≥¯s	100	0,33t0,l	0,24±0,024	0,114±0,015
s≥¯s	200	0,165±0,03	0,09+0,015	0,030±0,008

Таблица 2.13-2. Энергетический спектр мюонов в ливнях с различным содержанием мюонов M/<M>.

Содержание M/<M>	E_μ, ГэВ	r= 12м	r= 23 м	r=45м
M<<M>	50	0,48±0,06	0,39±0,035	0,29±0,03
M<<M>	100	0,24±0,04	0,19+0,025	0,085±0,015
M<<M>	200	0,II5±0,028	0,054±0,013	0,023±0,008
M><M>	50	0,67±0,07	0,49±0,04	0,35±0,03
M><M>	100	0,385±0,05	0,26±0,03	0,13±0,02
M><M>	200	0,224±0,04	0,097±0,018	0,036±0,O1

компоненты ШАЛ существует взаимная корреляция. С точки зрения общей феноменологии ШАЛ корреляция между возрастом ЭФ компоненты ШАЛ и характеристиками мюонной компоненты играет важную роль при организации измеренийс помощью комплекснвх установок (выше неоднократно упоминалась необходимость отбора ШАЛ без дискриминации ливней по возрасту (глава 1)).

Краткие итоги главы 2

С помощью детекторов потока мюонов, расположенных на глубинах 20 и 40 м.в.э. под землей, измерена функция пространственного распределения мюонов с пороговой энергией 5 и

IQГэВ в ШАЛ с числом частиц $N_e = 5\,10^4$-3 10^6. В области энергий мюонов выше 10 ГэВ измерения продолжены с помощью магнитного спектрометра. Получены энергетические спектры мюонов в диапазоне пороговых энергий E_μ= 20-500 ГэВ в широком диапазоне расстояний от оси ШАЛ r= 2,5-I00 м в ливнях со средним числом частиц в диапазоне N_e= 5 10^4-3 $I0^6$. В этих диапазонах параметров E_μ , N_e и r экспериментальные данные о плотности потока мюонов могут быть описаны следующей аппроксимационной формулой:

$$\rho_\mu(\geq E_\mu, N_e, r) = 1{,}4\cdot 10^4 \cdot \left(\frac{N_e}{10^6}\right)^{0{,}78} \cdot (E_\mu + 250)^{-1{,}4} \cdot r^{-0{,}55 q^{0{,}1}} \cdot \exp\left(-\frac{r}{80}\cdot q^{0{,}62}\right); \quad q = \frac{E_\mu + 2}{12}$$

(2.22)

Данные настоящей работы согласуются с литературными данными в области пороговых энергий 5-50 ГэВ, а формула (2.22) описывает как данные настоящей работы, так и литературные данные в диапазоне расстояний rдо 500 м при *пороговых* энергиях 1-50 ГэВ.

Для мюонов с пороговой энергией 50 ГэВ и выше впервые измерены плотности потока мюонов на всех расстояниях, которые вносят основной вклад в полное число мюонов (90%). При этом в ливнях с числом частиц $\langle N_e \rangle = 10^6$ контролируется не мерее 90% от полного числа частиц (электронов). В этих ливнях измерения отношения числа мюонов с пороговой энергией выше 50 ГэВ к числу частиц в ШАЛ проводятся с ошибкой не более 15%.

В ливне с числом частиц $\langle N_e \rangle = 10^6$ число мюонов с пороговой энергией E_μ на поверхности земли может быть представлено в виде:

$$\mathbf{N_\mu\ (\geq E_\mu) = 3{,}9\ 10^6\ (E_\mu + 2)^{-1{,}25} (E_\mu + 250)^{-0{,}4}}$$

(2.23)

Зависимость полного числа мюонов с пороговой энергией E_μ= 20-500 ГэВ от числа частиц N_e по данным магнитного спектрометра не противоречит известной для мюонов с пороговой энергией 10 ГэВ зависимости $N_\mu(\geq E_\mu) \sim N_e^\alpha$где показатель α слабо зависит от числа

частиц и равен α= 0,78±0,01, для E_μ =10 ГэВ; α =0,78±0,04 для E_μ=20-50 ГэВ; α=0,76±0,04 для E_μ =50-200 ГэВ и α=0,70±0,05 для E_μ ≥500 ГэВ.

По данным об энергетическом спектре мюонов в ШАЛ вычислен поток энергии, находящийся в мюонной компоненте ШАЛ на уровне моря: (10,6±1,5) 10^5 ГэВ при $N_e=10^6$. При пороговой энергии мюонов на поверхности земли 1 ГэВ средняя энергия мюонов оказывается равна 10,6±1,5 ГэВ.

Прослежена корреляция между возрастом sэлектронно-фотонной компоненты ШАЛ и характеристиками потока мюонов. Полное число мюонов с пороговой энергией E_μ =50-500 ГэВ в "старых" ливнях (s≥ <s>) в два раза выше, чем в "молодых" s<<s>). Наблюдается различие в пространственном распределении мюонов для старых и молодых ливней. В старых ливнях функция пространственного распределения мюонов более пологая, чем в молодых ливнях.

ГЛАВА 3. НАБЛЮДЕНИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ МЮОНОВ В ВЕЩЕСТВЕ.

Практически все типы детекторов мюонов, используемые в настоящей работе, способны регистрировать помимо мюона вторичный ливень, генерируемый мюоном в веществе, содержащемся в детекторе и окружающем детектор. В случае годоскопического детектора из газоразрядных счетчиков (рис.1.5) вторичный ливень выглядит как группа сработавших соседних счетчиков; в искровых камерах видны следы электронов ливня (рис.1.14); в сцинтилляционных счетчиках и ионизационных камерах наблюдаются амплитуды импульсов значительно превышающие амплитуды ионизационного пика от одного мюона.

Данные о вторичных ливнях представляют интерес, в первую очередь потому, что по вторичным ливням можно проводить оценку энергии мюона в области, не охваченной измерениями с помощью магнитного спектрометра. Вместе с тем, вторичные ливни носят характер "шума" в измерениях плотности потока мюонов1 (гл.1, §1.2 и1.4) и точные сведения о них необходимы для введения поправок в результаты.Сопоставление экспериментальных данных о вторичных ливнях с теорией взаимодействия мюонов позволяет

экспериментально проверить предположение о том, что на глубине 20-40 м.в.э. под землей нет других частиц, кроме мюонов (гл.1, §1.7), Вообще говоря, не исключено, что при первичных энергиях ~10^5-10^7 ГэВ, ответственных за ШАЛ, рождаютсяновые типы частиц и, в частности, частицы с большой проникающей способностью [80,81,82].

Рассмотрим отдельно данные о "чисто" электронно-фотонных ливнях,генерируемых мюонами в электромагнитных взаимодействиях (процессы образования δ-электронов, тормозногоизлучения, рождения электронно-позитронных пар) и об электронно-ядерных ливнях, генерируемых мюонами через взаимодействие фотонов электромагнитного поля с ядрами вещества

3.1 Электромагнитные взаимодействия мюонов.

Электромагнитная теория взаимодействия заряженных частиц предсказывает определенную зависимость вероятности генерации ливня с заданным энерговыделением от энергии мюона.

Комплексная установка (магнитный спектрометр и расположенный под ним многорядный детектор, рис.1.15 гл.I) позволила получить экспериментальную зависимость вероятности Wсоздания вторичного ливня с числом частиц n_e от энергии мюона. Частицы вторичного ливня могут наблюдаться как в искровых камерах нижнего ряда магнитного спектрометра (под толстым (I м) слоем железа), так и в искровых камерах многорядного детектора, прослоенных свинцом. Ранее, в гл.1, §1.4. были рассмотрены экспериментальные данные о ливнях под слоем железа в связи с тем, что они мешают измерениям импульса мюона в магнитном спектрометре (рис. 1.12 в главе 1). На рис. 3.1 показаны аналогичные данные о ливнях под слоем свинца, полученные с помощью искровых камер многорядного детектора, при измерениях потока мюонов в составе ШАЛ. Для свинца были проведены расчеты появления вторичных ливней в искровых камерах с учетом условий регистрации электронов в камерах. Согласие с экспериментом получено в случае использования каскадных кривых Иваненко-Самосудова [35] с учетом поглощения мягких электронов в стеклянной стенке камеры (толщиной I см) в предположении, что

эффективно регистрируются в камере лишь электроны, проходящие под углом θменее 30° к направлению электрического поля. Расчет каскадных кривых в таких предположениях был проведен в работе [83].Значение порогового угла $\theta_{пор}$=30° было выбрано так, чтобы получить согласие между результатом эксперимента и расчета. Поэтому следует считать, что абсолютное значение вероятности генерации ливня из n_e частиц в искровых камерах калибровано по результатам измерений с помощью комплексного детектора. Прохождение мюона через свинец разыгрывалось методом Монте-Карло. Учитывались три упомянутых выше процесса электромагнитного взаимодействия мюона. В этом расчете были получены как вероятности появления ливней в отдельных рядах, так и вероятность появления комбинаций лишней, в многорядном детекторе в целом. Эксперимент и расчет показывают (рис.3.1), что вероятность появления ливней с пороговым числом частиц n_e =2-3 в одном ряду детектора имеет область «квази-линейной» зависимости от энергии мюона.

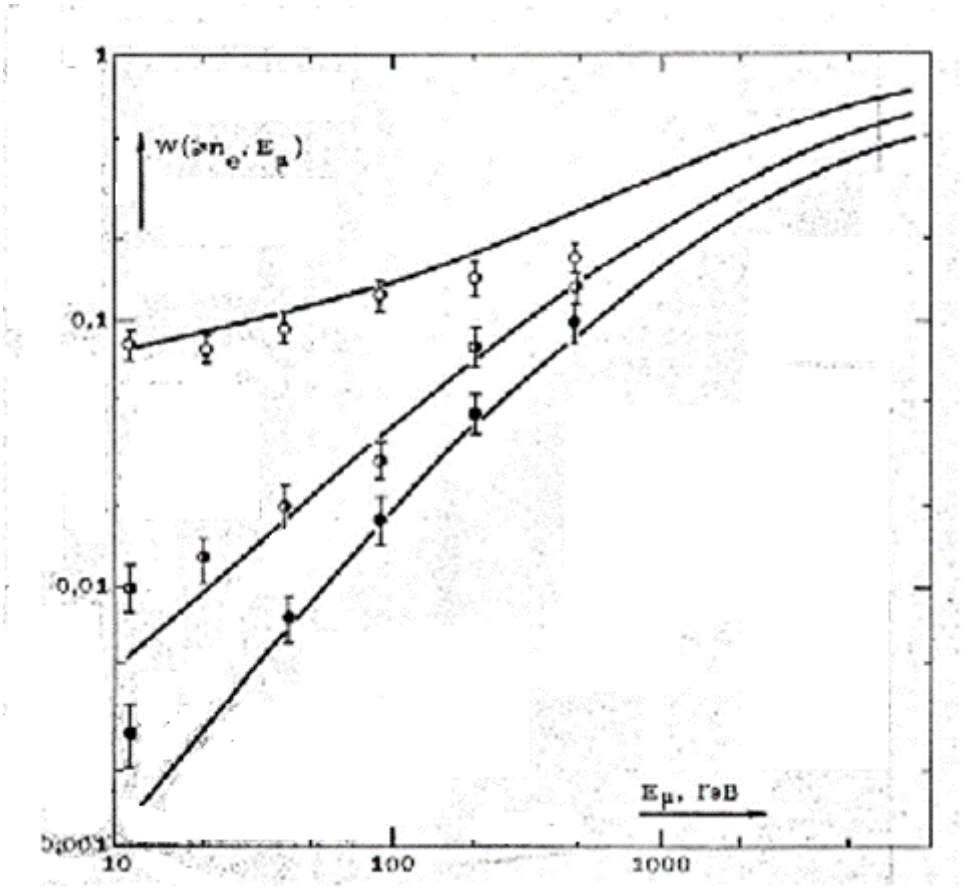


Рис. 3.1 Вероятность появления электронного ливня с числом

треков в искровой камере n_eв зависимости от энергии мюона E_μ. Пустые кружки -n_e=1; залитые наполовину кружки-n_e=2; залитые кружки- $n_e \geq 3$. Кривые- расчет, см. текст.

Границы "линейной" зависимости $W(n_e,E_\mu)$от энергии мюона зависят от выбранного порога по числу частиц n_eв ливне.Линейнаязависимость вероятности $W(n_e,E_\mu)$от энергии E_μ мюона позволяет оценивать среднюю энергию мюонов по экспериментальным средним значениям вероятности для выбранной группы мюонов. Так, для мюонов , выбранных на заданном расстоянии r от оси ШАЛ, по вероятности $\langle W(n_e,E_\mu)\rangle$можно оценить среднюю энергию мюонов на расстоянии r.Этим способом были проведены оценки средней энергии мюонов в зависимости от расстояния r в работах [84,85] еще до создания магнитного спектрометра.
На рис.3,2 показан результат такой оценки в сравнении с истинными средними значениями, полученными в опыте с магнитным спектрометром (рис.2.19, гл.2). Как видно, оценка энергии по вторичным ливням давала значения, близкие к истинным. Еще одним полезным примером использования оценки энергии мюонов по вторичным ливням является оценка энергии мюонов в пучках, наблюдаемых на глубине 40 м.в.э. под землей[86, 87]. Пучки мюонов - редкое явление, и поэтому наблюдение их с помощью магнитного спектрометра со сравнительно малой апертурой затруднительно. В этом случае оценка энергии по вероятности появления вторичных ливней с помощью сравнительно больших искровых детекторов незаменима. Подобным методом широко пользуется группа Института физики АН Гр.ССР, работы [88, 89, 90].

Наблюдение вторичных электронно-фотонных ливней, в принципе, позволяет продвинуть измерения вверх по энергии мюонов за пределы, достигнутые с помощью магнитного спектрометра.Рассмотрим возможности измерения энергии мюонов по характеристикам вторичных ливней в области энергии E_μ>>500 ГэВ, где данные магнитного спектрометра отсутствуют. Одной из подходящих характеристик является спектр вторичных ливнейпо числу частиц. Спектры вторичных ливней по числу частиц были

измерены в опыте с многорядным детектором (рис,1.7, гл.1) [91] для мюонов в составе ШАЛ. В качестве детекторов вторичных ливней использовались ионизационные камеры. Газоразрядные счетчики, включенные в годоокоп, окружали ионизационные камеры и позволили наблюдать "треки" мюонов, создающих ливни, регистрируемые ионизационными камерами. Площадь ионизационных камер составляла 15 м^2. Время работы установки 2600 час.

На рис. 3.3 представлены экспериментальные данные в диапазоне чисел частиц n_e = 80+800, приведена вероятность появления вторичного ливня с числом частиц более n_e в потоке мюонов ШАЛ с числом частиц N_e= 2 10^5. Там же даны теоретически ожидаемые вероятности, рассчитанные для различного вида экстраполяции энергетического спектра мюонов в область $E_\mu >> E_{кр}$=500 ГэВ. В области энергий мюонов $E_\mu < E_{кр}$ энергетический спектр взят в виде аппроксимации (2.22) данных магнитного спектрометра (гл.2):

$$N_\mu(E_\mu)dE_\mu = 1{,}1\cdot 10^6\cdot\left\{-\frac{1{,}65E_\mu + 313{,}3}{(E_\mu+2)^{2{,}25}\cdot(E_\mu+250)^{1{,}4}}\right\}dE_\mu \qquad (3.1)$$

и в области $E_\mu > E_{кр}$

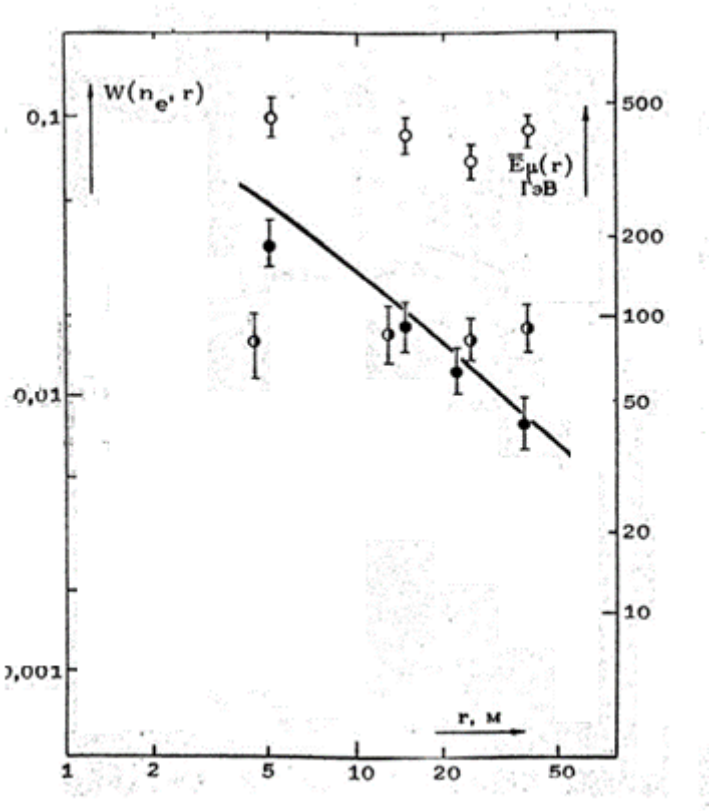


Рис. 3.2. Вероятность появления электронного ливня с числом треков n_eв одном ряду искровых камер в зависимости от расстояния r до оси ШАЛ. Пустые кружки-n_e=1; залитые наполовину кружки-n_e=2; залитые кружки- $n_e \geq 3$.Правая ось ординат- средняя энергия мюонов. Кривая получена по данным магнитного спектрометра для вероятности $W(n_e \geq 3, r)$.

испытываются аномально жесткие спектры, характерные для «прямого» рождения мюонов в каскадном процессе

$$N_\mu(E_\mu)\,dE_\mu = c \cdot E_\mu^{-2}\,dE_\mu \quad ; \quad E_\mu \geq E_{кр} \tag{3.2}$$

с различными значениями $E_{кр}$: I. $E_{кр}=E_0$,2. $E_{кр}$ = 2000ГэВ, 3. $E_{кр}$ =1000ГэВ и 4. $E_{кр}$ = 500 ГэВ. Как видно из рис.3.3, спектр ливней в области $n_e<10^3$ согласуется с ожидаемым по данным магнитного

спектрометра и слабо чувствует изменение энергетического спектра мюонов в области E_μ>500 ГэВ.Необходимы измерения вторичных ливней с числом частиц $n_e=10^3-10^4$, чтобы оценить вид энергетического спектра мюонов в областиE_μ=500-5000 ГэВ.

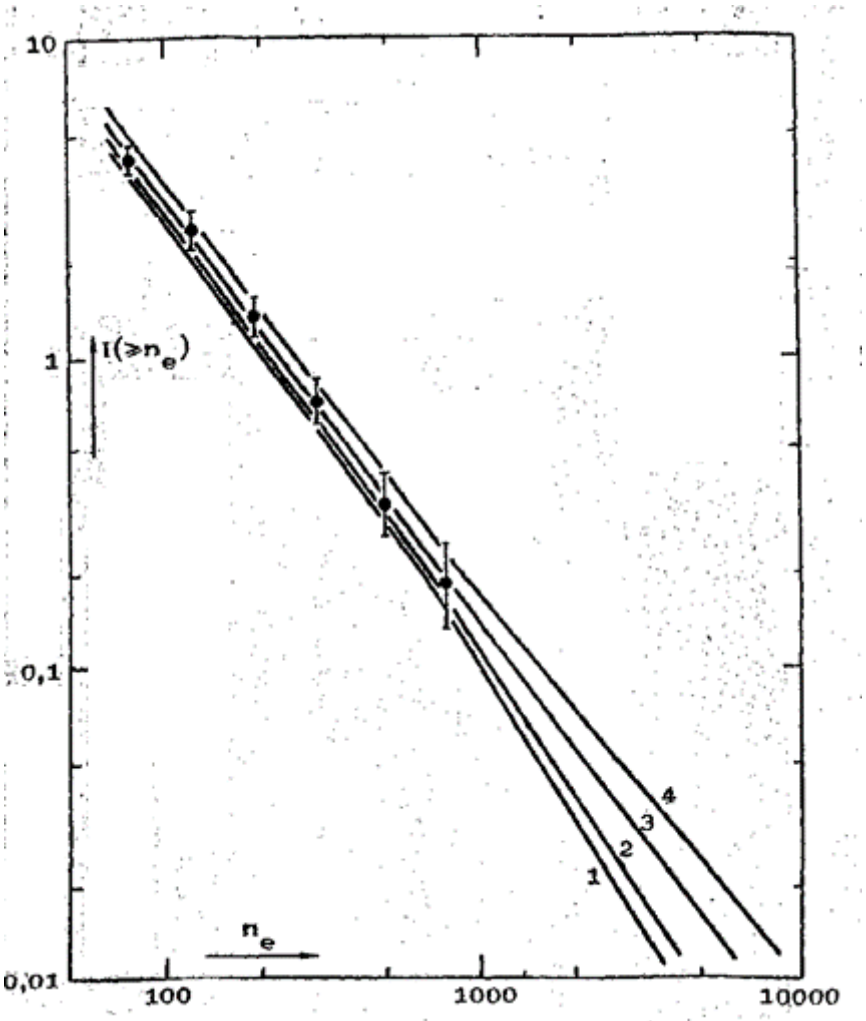


Рис. 3.3 Спектр по числу вторичных электронов n_e в ливнях, генерируемых мюонами в составе ШАЛ с N_e = 2.10^5 . Кружки - экспериментальные данныеполученные по ионизационным камерам. 1,2,3,4-- ожидаемые спектры для различных видов энергетического спектра мюонов в составе ШАЛ, см.текст.

Для получения достаточной статистики событий необходимо применять установки с площадью ~150 $м^2$, на порядок больше площади, использованной в установке МГУ из ионизационных камер.

Другой метод оценки энергии мюонов возможен при применении многорядных детекторов вторичных ливней. Теоретические расчеты прохождения мюонов через детектор из m рядов показывают [83], что характеристикой, чувствительной к энергии мюонов является

число k рядов детектора, в которых наблюдаются ливни с числом частиц, превышающем заданное пороговое значениеn_e. Для детекторов, примененных в установке МГУ: из 4-х рядов искровых камер (рис.1.13) и из 8-и рядов искровык камер (рис.1.15) для порогового числа частиц n_e=3результат расчета приведен на рис.3.4. Из рис.3.4 видно, чтовероятность наблюдения событий с кратностью «к» вторичных ливней вышенекоторой (к≥4 для m= 8 и k=4 для m=4)сильно зависит от энергии мюона. Это позволяет по экспериментальным данным о событиях с k≥ 4 оценить вид спектра мюонов в областиE_μ> 1000 ГэВ.

В табл.3.1 приведены экспериментальные и ожидаемые числа событий с кратностью k=4(m=4) и к≥4 (m=8) в ШАЛ о числом частиц $N_e \geq 10^5$ для установок с площадью детектора S_μ=4 м^2(время T работы отдельных установок указано).

Для испытания снова выбраны энергетические спектры мюонов типа (3.1)-(3.2).Как видно, аномально жесткие энергетические спектры 3 и 4 противоречат экспериментальным данным. Экстраполяция спектра (2.22) в область энергий E > 500 ГэВ, спектр (3.I), согласуетсяс экспериментом. Экспериментальные данные 4-х рядного детектора, полученные в длительном сеансе измерений (T=1600 час) для мюонов в составе ШАЛ с числом частиц$N_e \geq 3\ 10^5$ (в области за изломом первичного спектра) позволяют отвести гипотезу о существенных потерях энергии первичных частиц на образование мюонов сверхвысоких энергий (E_μ> 10^4ГэВ).

Таблица 3.1 Ожидаемое число событий сk≥ 4 для спектров 1-4 (номера спектров по формуле (3.2)с различными $E_{кр}$) и экспериментальное число событий (правая колонка).

Число рядов детектора, время работы	Спектр (3.2) 1	Спектр (3.2) 2	Спектр (3.2) 3	Спектр (3.2) 4	Эксперимент, число событий
m=4 T=1600	1,4	2,4	3,5	5,1	1
m=8 T=200	27	38	56	86	36

В табл.3.2 приведены экспериментальные данные о числе 3-х и 4-х рядных ливней в ШАЛ с $N_e \geq 3\ 10^5 r<16$м иожидаемое число таких событий в случае, если поток мюонов с $E_\mu \geq 10^4$ГэВ уносит долю η от энергии первичной частицы.

Расчет ожидаемого числа событий с к=3 и к=4 проводится следующим образом.

Известно, что спектр по числу частиц $N_e \geq 3\ 10^5$ (за его изломом)имеет вид:

$$\mathcal{F}(N_e)\,dN_e = 6{,}4\cdot 10^{-4}\cdot\left(\frac{N_e}{3\cdot 10^5}\right)^{-3{,}1} d\left(\frac{N_e}{3\cdot 10^5}\right) \qquad N_e \geq 3\cdot 10^5 \tag{3.3}$$

Здесь интенсивность ШАЛ с заданным числом частиц представлено в единицах $м^{-2}$ $час^{-1}$ $ср^{-1}$.

Считаем, что число мюонов с энергией E_μ в области $E_\mu > 10^4$ ГэВ описывается аномально жестким спектром

$$N_\mu(E_\mu) = a\left(\frac{N_e}{3\cdot 10^5}\right)^{\alpha}\cdot\left(\frac{E_\mu}{10^4}\right)^{-2} \tag{3.4}$$

где коэффициент а определяется согласно сделанному предположению о потоке энергии в мюонах с энергией выше 10^4 ГэВ равен ηE_0 , что дает$\mathbf{a=\eta E_0/(10^4\ \ln(E_0/10^4))}$и при этом показатель α принимается равным 1. Вероятность $W(к,m,E_\mu)$ появления события с числом сработавших рядов искровых камер k задана согласно рис. 3.4. Ожидаемое число событий I(к) за время t на площади установкиS_μ равно:

$$\mathbf{I(k)=tS_\mu\int dN_e\int dE_\mu\ F(N_e)N_\mu(E_\mu)W(k,m,E_\mu)} \tag{3.5}$$

В расчете контролируется также общее число мюонов с пороговой энергией 10 ГэВ, проходящих через детектор за время t в радиусе R=16 м от оои ШАЛ. При этом используются формулы (2.5) и (2.6), аппроксимирующие экспериментальные данные о плотности потока мюонов с пороговой энергией 10 ГэВ. По формуле

(3.5)подсчитывается число событий ck= 3 и 4, вызываемых мюонами с энергией $E_\mu \geq 10^4$ ГэВ, которые, а-приори,считаются заключенными в радиусе r=16 м от оси ШАЛ. В табл. 3.2 приводится результат расчета для детектора о площадью S_μ=4 м^2, проработавшего в течение t= 1600 час.

Таблица 3.2

	Общее число мюонов	Число событий к=3	Число событий к=4
Эксперимент	1648	1	1
Теория η=0,1	1648	22	20
" " η=0,05	1648	11	10
" " η=0,015	1648	3	3

Из табл.3.2 видно, что эксперимент противоречит предположению о существенных (η=0,05-0,1) потерях анергиипервичнойчастицы на генерацию мюонов сверхвысокой энергии ($E_\mu \geq 10^4$ ГэВ).

Приведенные примеры оценки потока мюонов сверхвысокой энергии показывают, что многорядный детектор даже сравнительно малой площади (4 м^2) оказывается эффективнее, чем детектор, измеряющий спектр вторичных ливней по числу частиц. Это связано с тем, что в многорядном детекторе мюон сэнергией E_μ ~ 10^3 -10^4 ГэВ создает изучаемые события с вероятностью близкой к I (рис. 3.4). G увеличением числа рядов m улучшается разрешение детектора по энергии мюона. Впринципе, детектор с большим числом рядов может обеспечить измерение энергии отдельного мюона (впервые предложение о таком способе измерения энергии высказано в работе[17]). Расчет прохождения мюонов через детектор из 100 рядов искровыхкамерслоями свинца по 4 см, показывает[83],что такой детектор обеспечивает разрешение по энергии мюона 20% для E_μ= I0^4 ГэВ). При этом можно пользоваться способом счета "сработавших" рядов. "Сработавшим" называется ряд, в котором наблюдается вторичный ливеньс числом частиц выше порога n_e. Для

детектора сдостаточно толстыми слоями свинца, когда можно пренебречь проникновением ливней из ряда в ряд, вероятность события с числом сработавших рядов k из общего числа

рядовтравна:

$$\mathbf{W(k,m)=C_m^k\ W_1^k\ (1-W_1)^{m-k}} \qquad (3.6)$$

где W_1 - вероятность "срабатывания" одного ряда.
В расчете методом Монте-Карло учитывается проникновение ливней изрядав ряд для реального детектора, использующего тонкие слои свинца (4 см).
На рис. 3.5показан результат расчета вероятности W(k,m) для 100-рядного детектора. На рис,3.6 приведены примеры прохождения мюона с энергией 10^3 и 10^4 ГэВ через детектор.

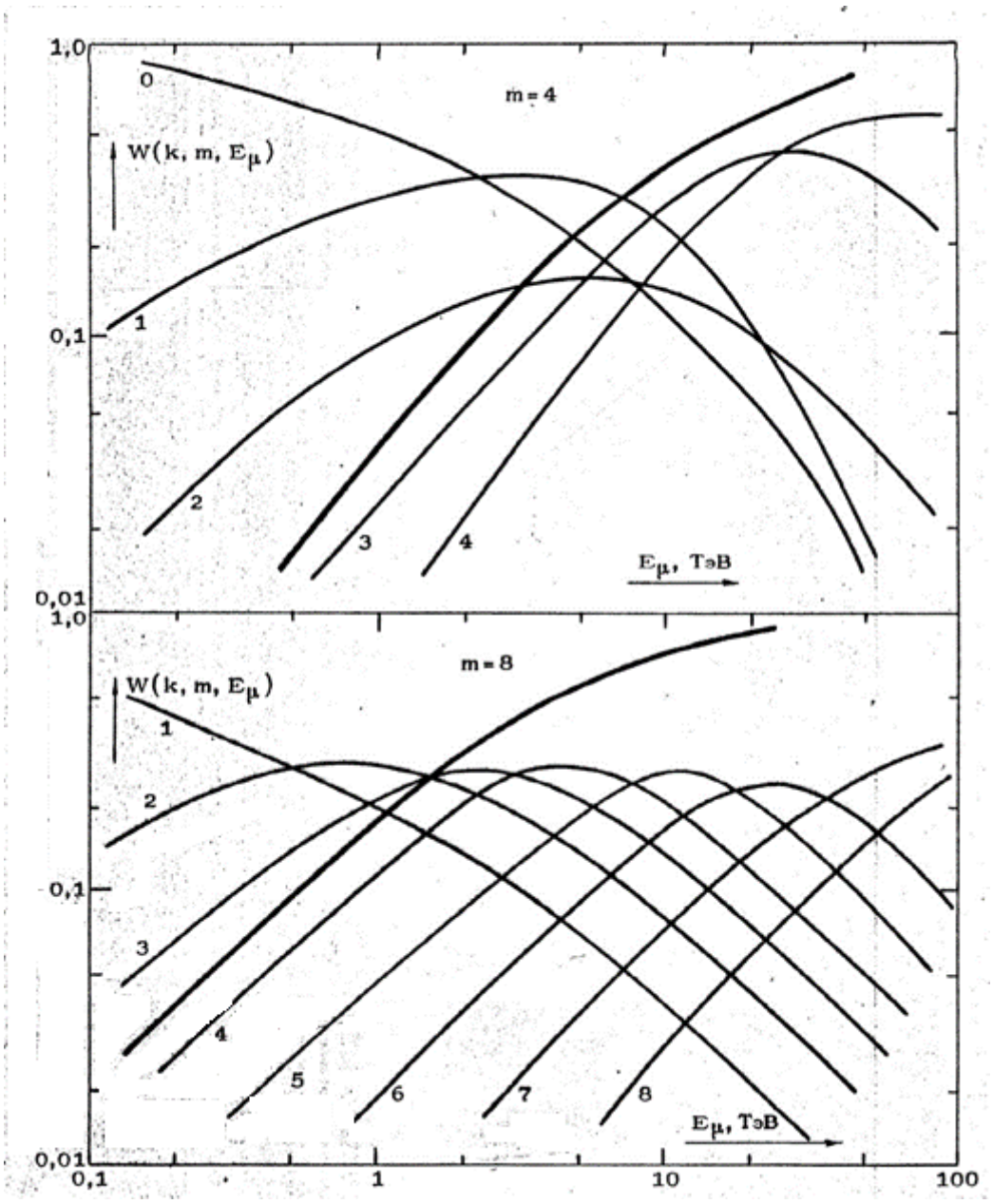


Рис. 3.4. Вероятность появления К ливней с числом треков $n_e \geq 3$в

детекторе из m рядов в зависимости от энергии мюона E_μ.

Выделены кривые для к≥3 m=4, верхняя панель, и k=4m = 8- нижняя панель.

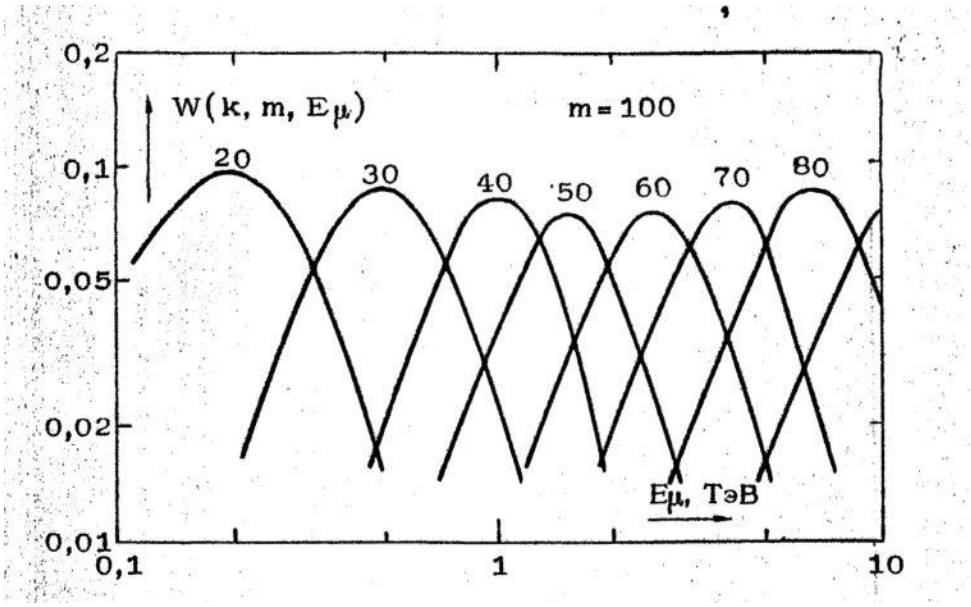


Рис. 3.5. Вероятность появления К ливней в детекторе из 100 рядов. Цифры на кривых - значения К.

В настоящее время имеется реальная перспектива создания мюонного спектрометра из сотен рядов. В опытах на нейтринных пучках ускорителей и в опытах по оценке времени жизни протона работают установки подобного рода из сотен рядов неоновых трубок и пропорциональных счетчиков с площадью каждого ряда S_μ= 100 $м^2$[92,93]. С такой площадью детекторспособен регистрировать мюоны с энергией 10^4 ГэВ в ШАЛ с числом частиц N_e> 3 10^5 с частотой около 10^{-2} $час^{-1}$ (при наиболее крутом спектре мюонов типа I, формула (3.1)). В области энергий мюонов E_μ< 10^3ГэВ подобный "парный" спектрометр (основным процессом, приводящим к появлению кратных ливнейявляется образование пар $e^\pm$) может бытьпрокалиброван по показаниям магнитного спектрометра. Эти оценки сделаys в предположении, что с помощью применяемого многорядного детектора можно различать "чисто" электронно-фотонные ливни, анализируемые в данном параграфе, от электронно-ядерных, см. следующий параграф.

3.2. "Ядерные" взаимодействия мюонов.

Как известно, мюоны, обладая спектром фотонов электромагнитного поля, способны инициировать фотоядерные взаимодействия γA .В результате такого взаимодействия рождаются адроны и вторичный ливень имеет характер электронно-ядерного. В экспериментах с детекторами из искровых камер

E_μ - 1 ТэВ			E_μ - 10 ТэВ			
о	о	о	о	56	139	20
о	о	о	о	13	25	87
о	4	о	о	2	4	5	21
о	о	о	26	о	2	1	5
о	9	о	о	о	11	о	о
о	3	о	о	21	2	21	о
о	о	о	о	28	40	46	о
о	о	о	о	5	о	11	7
о	18	0	1	о	о	1	о
о	3	1	о	о	о	5	6
о	о	о	1	о	1	о	4
4	о	о	3	о	о	о	1
1	о	о	О	2	1	22	4
3	4	5	10	о	2	35	1
1	2	9	2	1	21	10	4
7	о	1	о	22	12	6	23
1	о	о	о	7	3	1	1
1	1	о	о	24	63	О	6
о	о	о	о	7	о	о	2
о	о	о	1	1	1	3	о
о	о	о	о	1	49	1	о
2	о	о	о	о	38	8	5
о	о	о	о	2	18	2	2
о	о	о	о	910	315	1	О
о	5	о	о	1334	460	о	4
о	1	о	о	306	123	о	о

Рис. 3.6. Примеры ожидаемых событий в детекторе из 100 рядов. Цифры - число треков в электронном ливне в одном ряду детектора.

возможно наблюдать вторичные адроны, проникающие черездостаточно толстые слои свинца (> 4 см) и тем самым отличать вторичные "ядерные" ливни от чисто электромагнитных. Как показывают эксперименты в области энергий мюонов 10*100 ГэВ, "ядерные" вторичные ливни генерируются с вероятностью в десятки раз меньше, чем чисто электромагнитные ливни с той же энергией. Поэтому "ядерные" вторичные ливни при наблюдении мюонов в составе ШАЛ - весьма редкое явление.

В сеансе измерений [85] с детектором из 4-х рядов искровых камер (рис.1.13, гл.1) за время 3500 час работы наблюдалось лишь

4 ливня, генерированных в свинце детектора, которые содержали не менее трех вторичных проникающих частиц (проникающей считалась частица, проходящая через два слоя свинца).

В 17 случаях "ядерные" ливни были генерированыв слое грунта над многорядным детектором. Место взаимодействия определялось как точка схождения наблюдаемых проникающих частиц. Требование трех проникающих частиц во вторичном ливне позволялоопределить место взаимодействия в грунте с точностью <0,5 м. В 16 случаях из 17 число электронов в первом ряду камер; превышает 10. При прохождении через слои свинца происходит поглощение и генерация новых электронов.Интенсивность наблюдаемых "ядерных" ливней из грунта можно представить в виде

$$I_я(n_e \geq 10, n_{пр} \geq 3, \geq N_e) = (3,5 \pm 1) \cdot 10^{-4} \cdot \left(\frac{N_e}{10^5}\right)^{-0,75} м^{-2} час^{-1} ср^{-1} \qquad (3.7)$$

или для ШАЛ с заданным числом частиц

$$\mathbf{I(n_e \geq 10, n_{пр} \geq 3, N_e) = (2 \pm 0,7)\ 10^{-2} (N_e/10^5)^{0,75}} \qquad (3.8)$$

Ожидаемое число "ядерных" ливней можно оценить принимая, что наблюдаемые ливни генерированы в эффективном слое грунта $\Delta x \sim \lambda_п \sim 150$ г/см^2 по формуле

$$I_я(\geq \varepsilon, N_e) = \frac{\Delta x \cdot 6 \cdot 10^{23}}{A} \cdot \int A^{\beta} \cdot \sigma(E_\mu, \geq \varepsilon) \cdot N_\mu(E_\mu, N_e) dE_\mu \qquad (3.9)$$

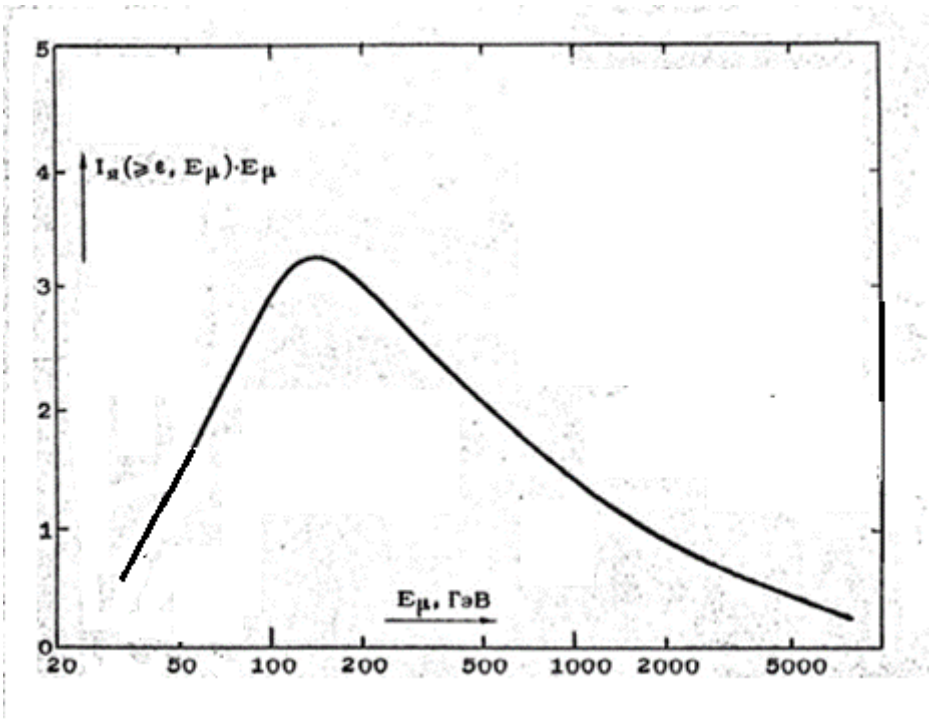
где $\sigma(E_\mu, \geq \varepsilon)$-сечение взаимодействия мюона с выделениемэнергии выше порога ε во вторичный "ядерный" ливень, А- атомный номер вещества, в котором произошло взаимодействие.Сечение$\sigma(E_\mu, \geq \varepsilon)$ядерного взаимодействия мюонов сэнергией до 200 ГэВ изучалось на ускорителях [94,95,96]. Получены теоретические выражения для $\sigma(E_\mu, \geq \varepsilon)$, согласующиеся с экспериментом [97,98]. Обнаружен эффект затенения нуклонов в ядре, благодаря которому показатель β в формуле (3.9) несколько меньше I: β=0,92 [99,100].Для оценки интенсивности ядерных ливней, генерированных мюонами^ в составе ШАЛ воспользуемся выражением для

дифференциального сечения $\sigma(E_\mu,\varepsilon)$, полученном О.Г.Ряжской /101/ по результатм расчета Хэнда

$$\frac{d\sigma}{d\nu} = \frac{\alpha\sigma_{h\nu}}{2\pi}\frac{d\nu}{\nu}\left\{1+(1-\nu^2)\cdot\ln\frac{2M\cdot E_\mu(1-\nu)}{\mu^2\cdot\nu} - \left(1+\frac{\nu\cdot E_\mu}{2M}\right)\cdot\left[2(1-\nu)+\frac{\nu^2}{2}\right]\cdot\ln\frac{\left(\frac{2M}{E_\mu}+\nu\right)(1-\nu)}{\nu\left(\frac{\mu^2}{E_\mu^2}+1-\nu\right)} - \frac{\nu^2}{2}\left(1-\frac{\mu^2\cdot\nu}{2(1-\nu)M\cdot E_\mu}\right)\right\} \qquad (3.10)$$

Здесь $\nu=\varepsilon/E_\mu$, M - масса нуклона, m_μ - масса мюона, $\sigma_{h\nu}=1,2\ 10^{-28}$ см^2 - сечение взаимодействия фотона на нуклоне. Для грунта получаем согласие с экспериментальной интенсивностью (3.7) при значении ε=30-40ГэВ.Такое значение соответствует множественности пионов$n_{пр}$=3, требуемой при отборе вторичных ливней.

На рис.3.7 показан вклад мюонов различных энергий в число ядерных ливней с $\varepsilon\geq$30 ГэВ (энергетический спектр мюонов ШАЛ принят в виде (2.10) (гл.2).



Рис, 3.7. Вклад мюонов различных энергий в числоядерных ливней с пороговойэнергией ε=30 ГэВ.

Видно, что основной вклад в генерацию наблюдаемых ливней вносят мюоны с энергией $E_\mu< 10^3$ ГэВ, т.е. в области, где сечение

ядерного взаимодействия мюонов хорошо изучено.

Появление вторичных ядерных ливней с проникающими частицами в подземных мюонных детекторах оказывается важным фоновым эффектом при изучении редкого явления пучков мюонов. Частота пучков с числом частиц ≥5 в ШАЛ счислом частиц $N_e \geq 10^5 \sim 10^{-3}$ $час^{-1}м^{-2}$ сравнима с частотой ядерных ливней с тремя проникающими частицами (3,5 10^{-4} $час^{-1}м^{-2}$,при$N_e \geq 10^5$). Поэтому лишь с помощью детекторов из искровыхкамер удается различать оба явления [102,40]. Критерием"пучка мюонов" является параллельность частиц в составе пучка.

3.3. Измерения спектра по числу частиц во вторичных ливнях, генерируемых в слоях свинца частицами не входящими в состав ШАЛ.

Наряду с изучением взаимодействий мюонов, входящих в состав ШАЛ, с помощью многорядного детектора из искровых камер и сцнитилляционных счетчиков (гл.1) были проведены измерения ливней, генерируемых частицами, не ассоциированными с ШАЛ [103,104,34]. Эти измерения не связаны прямо с основным направлением работы по изучению мюонной компоненты ШАЛ, однако их результаты, как показано ниже, могут оказать влияние на направление дальнейших исследований мюонной компоненты ШАЛ. Работа по изучению взаимодействия частиц космического излучения на небольших глубинах под землей представляет самостоятельный интерес с точки зрения изучения космических лучей умеренных первичных энергий (10^3-10^5 ГэВ). Напомним, что проводится измерение числа частиц во вторичном ливне с помощью многорядного детектора. С помощью сцштилляционных счетчиков, расположенных под слоями свинца, измеряется амплитуда ионизации, вызванной прохождением частиц ливня. Измерения проводятся в единицах "релятивистских частиц" - р.ч. В контрольном опыте (п 6 гл.1) получено соотношение между числом частиц n_e во вторичном ливне в условиях, принятых в расчетах по электромагнитной каскадной теории, и амплитудой, выраженной в единицах р.ч. Так как электроника, используемая для регистрации амплитуды в сцинтилляционных счетчиках позволяла проводить измерения лишь в сравнительно узком интервале амплитуд ($A_{макс}/A_{мин}$= 2 $I0^2$), то измерения спектра по числу частиц в ливнях проводились в три этапа (периода), отличающихся напряжением, подаваемым на фотоэлектронные умножители (ФЭУ) сцинтилляционных счетчиков.

Управление установкой осуществлялось следующим образом: в первом и втором периодах работы отбор ливней производился по сигналу от среднего ряда сцинтилляционных счетчиков (в первом периоде пороговое значение амплитуды было равно $A_{пор}$=0,3 р.ч., во втором периоде $A_{пор}$= 40 р.ч.), требовалась также, чтобы через верхний и нижний ряды сцинтилляционных счетчиков проходила хотя бы одна заряженная частица ($A_{пор}$= 0,3 р.ч.). В третьем периоде установка срабатывала, если в любом из сцинтилляционных счетчиков амплитуда превышала некоторое, достаточно большое пороговое значение ($A_{пор}$=200 р.ч. в течение 3100 час работы и $A_{пор}$=500 р.ч. в течение 2600 час работы).

По показаниям искровых камер производился отбор событий по направлению прихода частиц, генерирующих ливень. Общим требованием для всех трех периодов работы установки было прохождение геометрической оси события (ось ливня и направление генерирущей ливень частицы) через пять или более рядов искровых камер $m \geq 5$. Дифференциальный спектр ионизаций для событий, удовлетворяющих этому требованию, представлен на Рис.3.8. Здесь по оси ординат отложена интенсивность событий, умноженная на A^3, а по оси абсцисо - ионизация , выраженная в р.ч. В области >4 р.ч. для перехода от ионизации к числу частиц в ливне следует воспользоваться связью n_e=4A (р.ч.) (см.главу 1, п. 6).
На Рис.3.9 показаны характерные картины событий, наблюдаемые в искровых камерах, при отборе по критериюm≥5. Обратим внимание на то, что между последовательными рядами сцинтилляционных счетчиков и искровых камер имеется достаточно толстый слой свинца (7 радиационных единиц). Это приводит к сравнительно быстрому поглощению электромагнитного ливня,наблюдаемого с помощью установки. Так, если в сцинтилляционном счетчике наблюдается около 10^3 электронов, то в первом после сцинтилляционного счетчика ряду искровых камер ожидается около 300 частиц, а в следующем ряду –лишь около 30 частиц. Хотя в большинстве событий наблюдается одиночный трек частицы, генерирующей ливень (рис,3.9а), примерно в 10% случаев этот трек теряется на фоне частиц ливня (рис.3.9б). Чтобы исключить возможность искажения изучаемого спектра событий за счет

наклонных ливней или ливней не электромагнитной природы, был применен более жесткий критерий отбора: требовалось прохождение геометрической оси события через шесть или более рядов искровых камер – m ≥6 и наличие трека одиночной заряженной частицы хотя бы в двух любых искровых камерах.

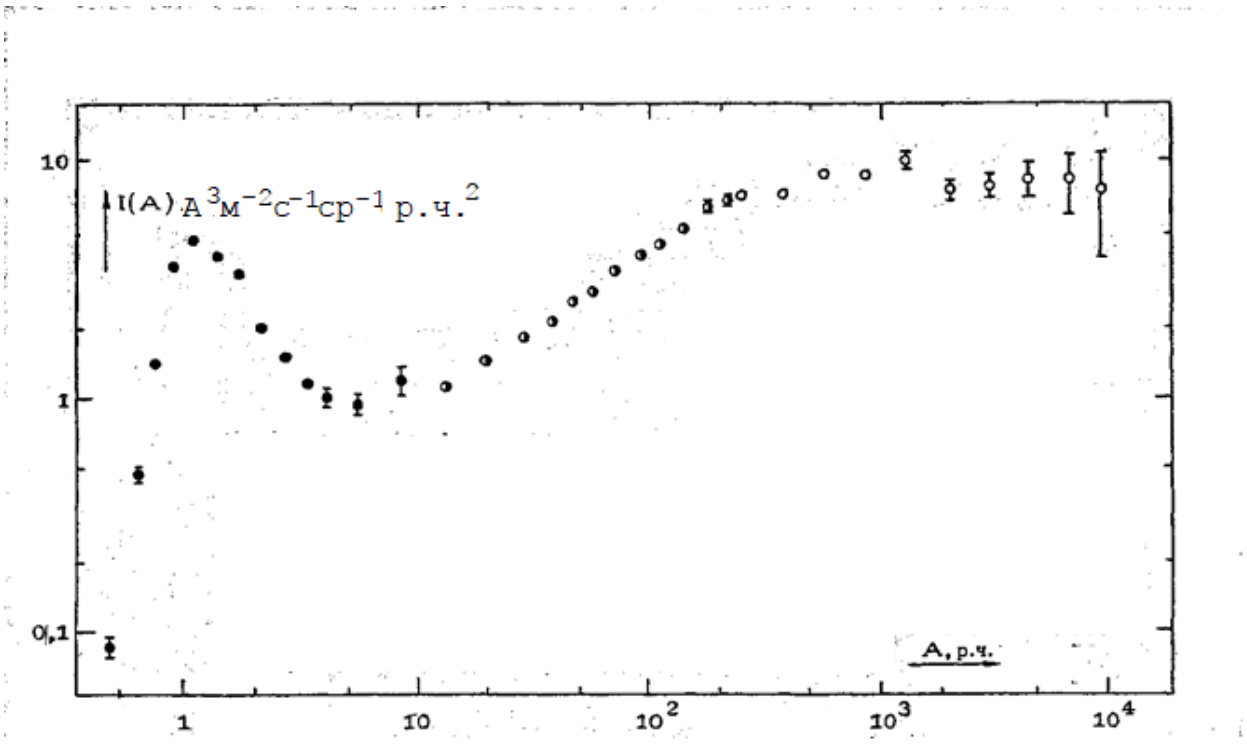


Рис. 3.8. Дифференциальный спектр амплитуд I(A) в сцинтилляционных счетчиках, полученный за три периода работы установки. Залитые кружки- первый период, полупустые кружки – второй период и пустые кружки- третий период.

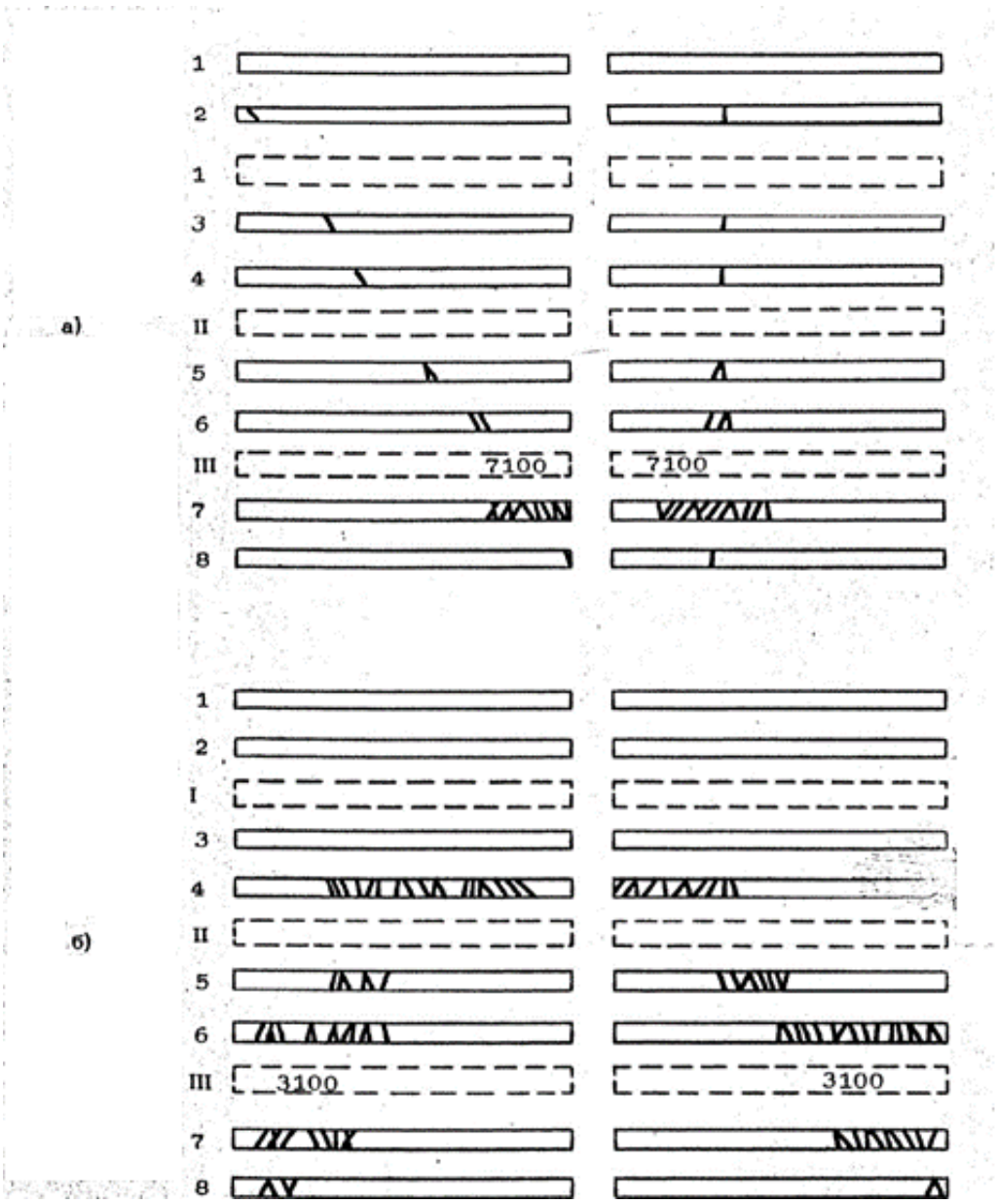


Рис. 3.9. Примеры регистрации событий в многорядном детекторе Д (две проекции детектора). 1-8 - ряды искровых камер, 1-Ш - ряды сцинтилляционных счетчиков.а - виден трек мюона, б - трек мюона потерян на фоне электронного ливня.

Для таких событий с хорошей точностью (I°) определяется зенитный угол по показаниям искровых камер. На рис.3.10 представлено угловое распределение отобранных по критерию: число мюонов в искровых камерах $\mu \geq 2$ для ливней с числом частиц $n_e \geq 800$.

Заметим, что вид экспериментального углового распределения связан, в первую очередь, с геометрическим фактором отбора. Рассчитанное с учетом геометрии отбора угловое распределение

ливней с энергией "первичных" гамма-квантов 100 ГэВ и 2000 ГэВ нанесено на рис.3.10 сплошными линиями. Видно,что ожидаемое угловое распределение слабо зависит от энергии ливня и в пределах ошибок согласуется с экспериментальным. Эффективный телесный угол Ω установки при отборе ливней по критерию $m \geq 6$ по той же причине слабо зависит от вида углового распределения генерирующих частиц: для изотропного распределения Ω=0,98 стер и для анизотропного (мюоны с энергией 2000 ГэВ) – Ω=1,01 стер. Дифференциальный спектр ливней по числу частиц в диапазоне n_e = 40-4 10^4, отобранных по критерию $m \geq 6$, $\mu \geq 2$,полученный по всем трем периодам работы установки, представлен на рис.3.11. Этот спектр может быть описан в ограниченном диапазоне по числу электонов в ливне степенным законом:

$$I(n_e)\,dn_e = a \cdot n_e^{-\gamma-1}\,dn_e \qquad (3.11)$$

со значениями коэффициентов γ и a :

при n_e=40-500

$$\gamma+1 = 2{,}31 \pm 0{,}05; \qquad a = 0{,}83 \pm 0{,}06 \ м^{-2} с^{-1} стер^{-1} ряд^{-1}$$

и при n_e=3 10^3-4 10^4 **$\gamma+1=3{,}12 \pm 0{,}1$ $a=243 \pm 25$ $м^{-2}$ $с^{-1}$ $ср^{-1}$ $ряд^{-1}$**

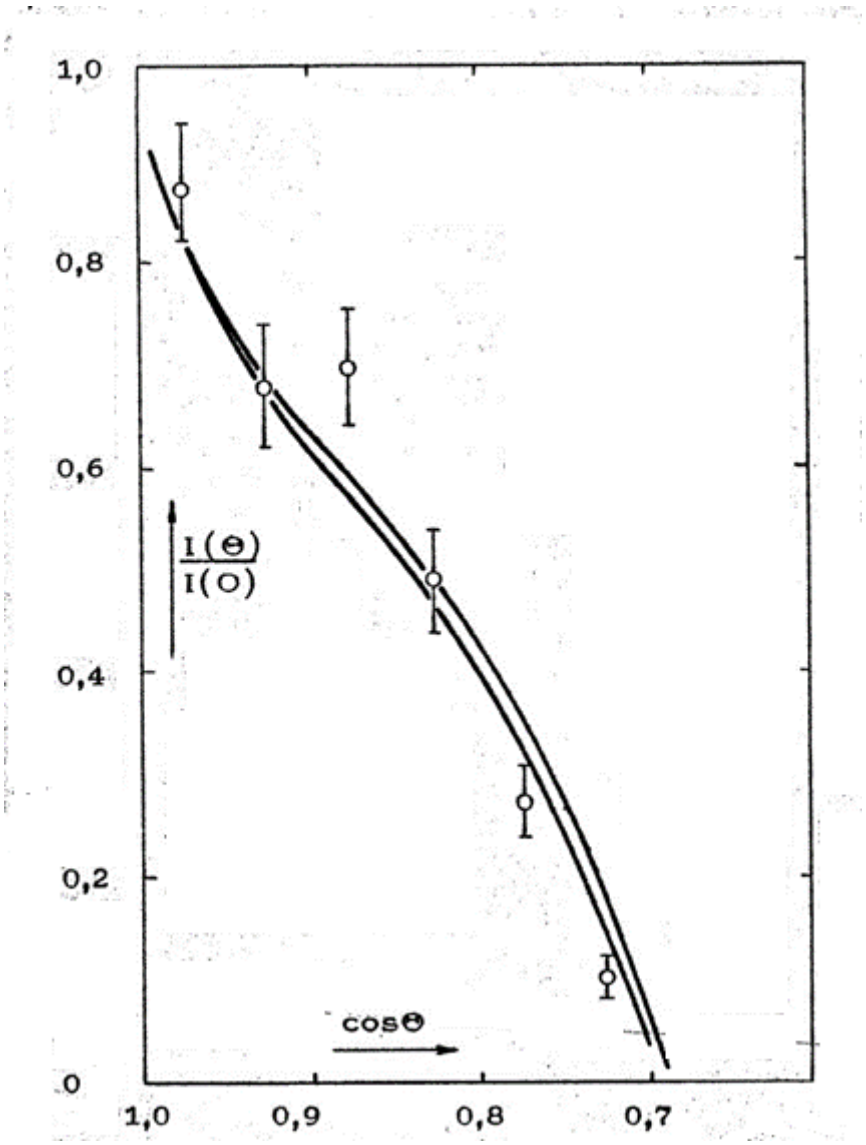


Рис. 3.10. Угловое распределение событий типа $m \geq 6, \mu \geq 2$. Кружки – эксперимент, пороговое число электронов n_e=800.

Кривые-расчет: 1 - энергия γ-квантов 100 ГэВ,

2- энергия γ -квантов 2000 Гэв.

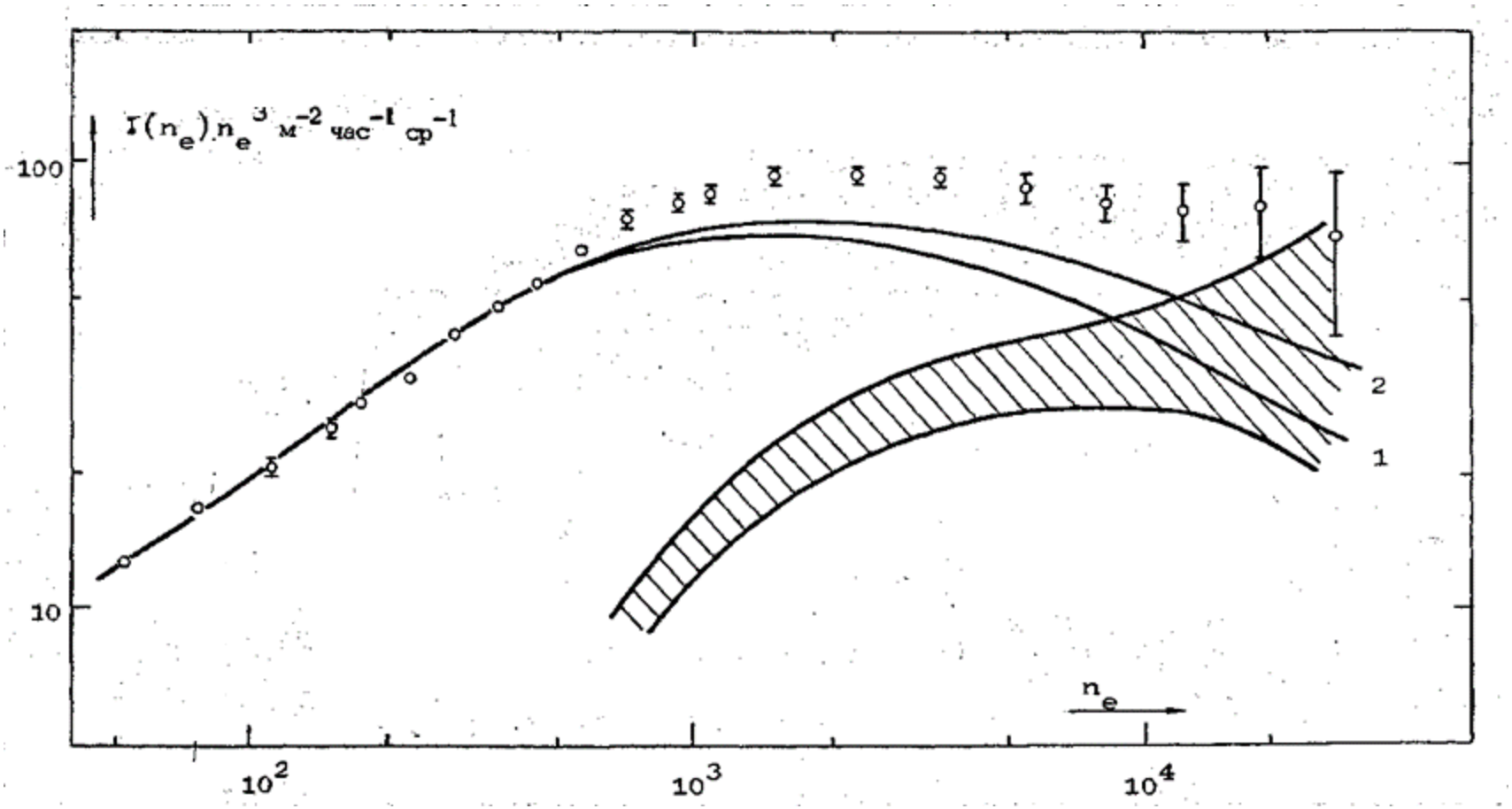


Рис. 3.II. Спектр ливней по числу вторичных электронов n_e. Кружки - эксперимент, кривые — расчет для энергетических спектров мюонов: 1 –при $\gamma_п$ = 2,65 и 2 - при $\gamma_п$ = 2,50. Разность между экспериментом и кривой-I показана штриховкой.

Изменение критерия отбора событий по направлению оси ливня не сильно изменяет показатель степени в распределении ливней по числу частиц. Самый общий критерий- набюлюдение ливня хотя бы в одном ряду камер –приводит в распределению с показателем $\gamma+1=2,96\pm0,06$ ($n_e \geq 3\ 10^3$), который близок к значениюполученному спри самом строгом отборе. Ниже представлено, как изменяется показатель спектра по числу частиц в ливне при изменении отбора по числу m искровых камер, через которые проходит ось события

m	3	5	6	7
Разность показателей	-0,08	0,06	0,16	0,20
Ошибка	0,06	0,05	0,11	0,14

Результат также слабо зависит от числа сцинтилляторов , участвующих в измерении полной ионизации, созданной частицами события.

Спектр по амплитудам сигналов в одном сцинтилляторе, регистрирующем максимальную ионизацию в данном ливне по амплитудам суммарного сигнала по всем 24 сцинтилляторам детектора имеет одинаковые в пределах ошибок значения показателя γ и коэффициента а.

Сравним экспериментальный спектр дивней по числу частиц с ожидаемым от мюонов космических лучей. Мюоны, пересекая свинцовую мишенб детектора , образуют электроны, гамма-кванты и электронно-позитронные пары высокой энергии, которые дают начало электронно-фотонным ливням, в конечном счете, рагистрируемым сцинтилляционными счетчиками.

Чтобы учесть все особенности геометрии установки и получения сигнала о числе частиц в ливне,, расчет ожидаемого спектра амплитуд сцинтилляционных счетчиков был проведен методом Монте-Карло.

Для заданного исходного энергетического спектра мюонов, ожидаемого на глубине 40 м.в.э. под землей, были получены спектры гамма-квантов и электронов (позитронов) по энергии ε, генерируемых на единице пути мюона в свинце. Сечения электромагнитного

взаимодействия мюонов со свинцом были взяты в виде, приведенном в работе [37]. Для заданной энергии и заданного зенитного угла θ события случайным образом выбирается место рождения гамма-кванта или электрона в свинцовой мишени установки. Толщина свинца в установке мала по сравнению с пробегом поглощения мюонов рассматриваемых энергий, поэтому можно принять, что возникновение гамма квантов и электронов происходит равномерно по веществу установки. Случайным образом выбирается азимутальный угол оси события. Развитие электронно-фотонного ливня принимается в соответствии с каскадными кривыми Иваненко-Самосудова [35] для свинца. Число частиц рассчитывается для глубин расположения сцинтилляционных счетчиков. Флуктуации числа частиц на уровне наблюдения с учетом ошибки измерения вводятся с постоянной дисперсией $\sigma_{ne}/ne=20\%$. В соответствии с экспериментальными данными [34] вводится неоднородность светосбора по блоку сцинтиллятора. Пересечение оси события с плоскостью ряда сцинтилляционных счетчиков задает место высвечивания.

Розыгрыш событий производился для заданной энергии ε частиц, инициирующих ливень и заданного зенитного угла в события. Энергия изменялась в широком диапазоне: от 1 ГэВ до 10^5 ГэВ с шагом 0,1 в логарифмической шкале. Зенитный угол варьировался по значениям cosθ с шагом 0,1. Всего было разыграно 10^6 ливней.

В качестве исходного энергетического спектра мюонов в вертикальном направлении было принято выражение из работы [105]

$$f(E_\mu)dE_\mu = c\cdot 0{,}185\left[\frac{0{,}68}{1+\frac{E_\mu+3}{100}} + \frac{0{,}041}{1+\frac{E_\mu+3}{650}}\right](E_\mu+3)^{-2{,}65}\cdot dE_\mu \qquad (3.12)$$

где параметры $\gamma_{пк}=2{,}65$ и $n_к/n_п=0{,}16$. Коэффициент c=1,05 для $E_\mu<100$ ГэВ и $c=1{,}15\ [1+0{,}15\log(E_\mu/20)]^{-1}$для $E_\mu>100$ ГэВ.

Здесь последний член учитывает рост с энергией сечения неупругого взаимодействия адронов. Это выражение соответствует экспериментальным данным о мюонах, полученным о помощью больших

горизонтальных спектрометров[15,16,106]. Кроме того, испытывалось выражение (3.12) для вертикальнокго спектра мюонов с показателем спетра пионов и каонов $\gamma_{пк}$ =2,5, которое аппроксимирует экспериментальные данные вертикального спектрометра MARS [38,68]. Переход от спектра на поверхности земли типа (3.12) к спектру под землей на глубине 40 м.в.э. производился с учетом потерь энергии мюонов в грунте.

Для отбора разыгрываемых ливней принимались те же геометрические критерии, что и при отборе экспериментальных ливней. На рис. 3.II показан результат расчета для событий m≥6. Неопределенность абсолютной нормировки находитсяв пределах 10-15%. Из сравнения эксперимента и расчета для энергетического спектра мюонов типа (3.12) видно, что, если в области ливней с числом частиц n_e< 500 имеется хорошее согласие в пределах статистических ошибок, составляющих 3%, то все 10 точек экспериментального дифференциального спектра, начиная с числа частиц n_e= 1000 лежат выше ожидаемых значений более, чем на три статистических ошибки. Сравнение с ожидаемым спектром для энергетического спектра мюонов типа (3.12) с показателем $\gamma_{пк}$ =2,5 показывает, что более жесткий спектр, полученный на спектрометре MARS, ближе к данным настоящей работы. Однако, и этот спектр не gозволяет количественно объяснить экспериментальные данные настоящей работы. Формально экспериментальные данные настоящей работысогласуются со спектром типа (3.12) с параметром $\gamma_{пк}$=2,35±0,05. В работе [34] рассмотрены возможные причины методического характера, которые могли бы привести к уположению экспериментального спектра амплитуд. Рассмотренные эффекты не позволяют количественно объяснить наблюдаемое расхождение эксперимента и теории. Достоверность этого расхождения укрепляется тем фактом, что более пологий спектр по числу электронов во вторичных ливнях под слоями свинца наблюдается уже третьим поколением установок, используемых в подземном помещении НИИЯФ МГУ на глубине 40 м.в.э. Первая работа [107] была выполнена с помощью больших ионизационных камер высокогодавления

(площадь каждой камеры 100 x 25 см^2, площадь установки 4 м^2). В этой установке не осуществлялось измерение трека частиц, генерирующих ливень. Во второй работе [108] использовалась мозаика из небольших ионизационных камер, наполненных до атмосферного давления (площадь одной камеры 25 x 25 см^2, площадь установки 12 м^2). Трек частицы, генерирующей ливень, наблюдался с помощью 5 рядов газоразрядных счетчиков, включенных в годоскоп (рис.1.7 гл.1). Описанная в настоящем параграфе работа является продолжением этих работ. Электроника регистрации амплитуд ионизации во всех трех работах различна; в последней работе изменено вещество, в котором наблюдается ионизация (сцинтиллятор вместо газа в ионизационных камерах). В то же время результаты измерений во всех трех работах согласуются: при числе частиц $n_e>10^3$ показатель спектра по числу частиц во вторичных ливнях меньше теоретического:' $\Delta\gamma$ = 0,3. Этот результат феноменологически можно представить, как наблюдение избытка вторичных ливней по сравнению с ожидаемым от мюонов космических лучей (на рис.3.II, спектр "избыточных" ливней нанесен штрихами).

Аномально жесткий спектр вторичных ливней, генерируемых проникающей компонентой космических лучей, был также получен в работах группы ФИАН (см.обзор этих работ [109]), выполненных с помощью ионизационного калориметра из свинца, расположенного под землей, на глубине 20 мвэ (уровень гор) и в работах[110,111] (Тбилисский ГУ), выполненных о помощью ионизационного калориметра из железа, расположенного на глубине 150 м.в.э. под землей.

Возникшее противоречие между экспериментом и теорией неоднократно обсуждалось [112,113,114,119]. Были предложены гипотезы, объясняющие эксперимент: а) в области энергий адронов E_h =I-I0 ТэВ происходит быстрый рост сечения «прямой» генерации мюонов; б) в области энергий мюонов E_μ I ТэВ растет сечение фотоядерного взаимодействия мюонов; в) существуют новые проникающие адроны с большой массой; г) при взаимодействии мюона со свинцом эффективно проявляется процесс излучения фотонов на кристаллах

свинца [109].

Накопление данных об энергетическом и угловом распределени мюонов космических лучей в области энергий E_μ~I ТэВ и уточнение данных ускорителей о сечениях генерации чармованных частиц привело гипотезу а) к количественному противоречию с экспериментом. Согласно работам [115,116] доля "прямых" мюонов > в актах множественного рождения частиц составляет не более 0,3% при энергии E_μ>I ТэВ. Для объяснения результата, приведенного на рис.3.11, необходимо' "прямое" рождение мюонов о долей 2% при энергии мюона 1 ТэВ [25].

Для измерения сечения фотоядерного взаимодействия мюонов В области больших передаваемых энергий ε ~ I ТэВ необходимо применить надежный способ разделения "ядерных" ливней от электромагнитных. Эта задача оказалась достаточно сложной. Наиболее достоверное разделение вторичных ливней по их природе достигнуто при регистрации нейтронов в установке, использующей 100- тонный сцинтилляционный детектор (работы [117, 118]. В работе [118] получена эффективность регистрации нейтронов 97±3% и продемонстрировано практические полное разделение ядерных и электромагнитных ливней (доля сомнительных событий ~1%). Согласно последним результатам [117] работы этой группы сечение фотоядерных взаимодействий мюонов практически постоянно вплоть до энергий мюонов 4 ТэВ (энергии регистрируемых ливней ε~I ТэВ). Эксперимент согласуется со слабым ростом сечения, типа

$$\sigma_{\gamma p} = 114{,}3 + 1{,}647 \cdot \ln^2(0{,}0213\,\varepsilon) \quad \text{мкбарн}$$

ε -энергия фотона в Гэв

Для объяснения данных рис,3.II необходимо допустить, что фотоядерное сечение растет как $\sigma(\geq\varepsilon, E_\mu) \sim E_\mu^{0,5}$, начиная с энергий мюонов E_μ = 0,1 Тэв [112].

Использование нейтронных борных счетчиков для разделения вторичных ливней по природе менее эффективно: число регистрируемых

нейтронов в одном ливне мало и происходит достаточно сильное перемешивание событий. Поэтому данные работ [119,120], использующих борные счетчики, менее надежны.

В работе [121] применен еще один эффективный способ разделения ливней: по числу наблюдаемых остановок пионов в сцинтилляторе детектора. При изучении ливней с большой передаваемой энергией $\varepsilon >$ I ТэВ число останавливающихся пионов в "ядерном" ливне велико и позволяет достаточно надежно различать ливни по их природе. В этой работе благодаря огромной площади детектора (225 $м^2$) удалось продвинуть измерения до энергий ε= 3-10 ТэВ. При энергиях ε>3 ТэВ доля ядерных ливней заметно возрастает (в ~2 раза), хотя статистические ошибки не позволяют сделать более точный вывод. Возрастание сечения фотоядерного взаимодействия при столь высокихпередаваемых энергиях прямо не связано с обсуждаемым экспериментом. Возможно, однако, что во взаимодействиях мюонов самых высоких энергий рождаются частицы, создающие ливни, регистрируемые в обсуждаемом эксперименте, см. [113].

Существуют и другие методы разделения "ядерных" и электромагнитных ливней: по длине каскада в калориметре [122,109] по прусутствию проикающих частиц см. предыдущий параграф). Эти методы не позволяют достоверно идентифицировать природу индивидуальных ливней, так как для разделения используется информация о сравнительно редких процессах (несколько последовательных взаимодействий адронов в "ядерном" каскаде, несколько проникающих частиц). Поэтому данные, полученные этими методами менее надежны. В целом, можно утверждать, что в настоящее время опыты по измерению сечения фотоядерных взаимодействий при передаваемых энергиях $\varepsilon >$ I ТэВ ; еще не дали окончательных результатов.

Для проверки гипотезы в) были поставлены опыты по измерению пробега поглощения спектра вторичных ливней в грунте. В работе [123] сравнивалась интенсивность ливней, регистрируемых одинаковыми установками на глубинах 20 и 40 м.в.э. Измерения показали, что

пробег поглощения частиц, инициирующих ливни в области наблюдаемого избытка (рис.3.11) должен быть не менее $L_п$ = 100 м.в.э.

В работе [124] ,измерялась интенсивность электронно-ядерных ливней с пороговыми энергиями ε = 5-20 ГэВ на умеренных глубинах Z под веществом- фильтром в диапазоне Z =0-20λ_p ,где λ_p –пробег для взаимодействия адронов. Экспериментальные результаты показали, что на глубинах Z<5 λ_p основной вклад в число электронно-ядерных ливней вносят адроны, а на глубинах Z > 5 λ_p- мюоны. Данные [124] не противоречат существованию дополнительной компоненты, генерирующей электронно-ядерные ливни и поглощающейся с пробегом $L_п$> 50 м.в.э., если ее поток составляет менее $I_x=10^{-8}$см$^{-2}$ с$^{-1}$ ср$^{-1}$при пороговой энергии частиц E_x = 800 ГэВ. По оценкам, приведенным в той же работе, поток дополнительной компоненты, равный принятому пределу I_x , может объяснить избыток больших линией, представленный на рис,3.II.

В работе [125] на глубине 20 м.в.э. был проведен поиск нейтральных частиц, способных генерировать вторичные ливни с энергией $\varepsilon \geq$ I ГэВ, Нейтральные частицы не были обнаружены. Верхний предел для потока нейтральных частиц под землей согласно этой работе I_x = 3 10^{-9} см$^{-2}$ с$^{-1}$ ср$^{-1}$.

Проведенные работы, а также совокупность имеющихся в настоящее время данных о проникающей компоненте космических лучей не закрывают возможность существования заряженных проникающих частиц, отличных от мюонов, поглощающихся с пробегом $L_п$> 50 м.в.э., если их поток составляет небольшую долю от потока мюонов,

Обсудим подробнее гипотезу о существовании проникающих частиц нового типа. Впервые эта гипотеза была высказана в 1966 г. в работе [114]. В основу предположения о существовании новых "частиц было положено простое соображение: адрон, представляющий собой связанное состояние двух конституентов - с большой M и малой m массой - в акте взаимодействия теряет, в среднем, небольшую долю своей энергии $\Delta E/E=m/M$ и поэтому обладает большой проникающей способностью. С появлением конституентой теории элементарных частиц ситуация,

подобная принятой, стала обычной: все тяжелые мезоны, содержащие кварки С,В.. построены таким образом. Трудность гипотезы оказалась в том, что время жизни этих тяжелых частиц должно быть мало $\tau_0 < 10^{-12}$ а для объяснения опыта в космических лучах необходимо, чтобы частица прошла без распада путь в атмосфере, т.е. чтобы ее время жизни было $\gamma\tau_0 >$ 3 IO-6 с. С появлением теории суперсимметрии обсуждаются связашые состояния S кварков с обычными кварками. Время жизни таких связанных состояний пока не ограничено экспериментальными данными.

В работе [126] рассмотрен конкретный вариант объяснения результата, показанного на рис.3.II в предположении существования квазистабильного адрона, состоящего из двух кварков: M_x~10-30 ГэВ и m_q = 0,3 ГэВ. Предполагается, что на уровне моря имеется вертикальный поток X -частиц, составляющий 10-30% от потока мюонов при импульсах ~ТэВ/с. Такое значение потока х-частиц позволяет объяснить противоречие ьежду даннымивертикального магнитного спектромтера MARS [68] и данными гориронтального спектрометра MUTRON [16], отмеченное в работе [127]. Энергетический спектр X -частиц принят подобным спектру первичных частиц космических лучей с показателем γ_x=1,7. Интенсивность х-частиц цри пороге I ТэВ принята равной $I_x(\geq 1$ ТэВ = 10^{-8} см$^{-2}$ с$^{-1}$ ср$^{-1}$.

Для связанного состояния M_x , m_q средний коэффициент неупругости равен $K=m_q/M_x$. Степенной спектр X -частиц поглощается в веществе с пробегом поглощения $L_п=3\lambda_p/K\gamma$ (пробег 3 λ_p соответствует взаимодействию за счет одного легкого кварка). Для грунта λ_p = 100 г/см^2 и для грунта $L_п$=60-180 м.в.э. Заметим, что при таком пробеге поглощения поток X -частиц сильно поглощается при пересечении атмосферы под углами θ =84°, когда толщина атмосферы 10^4 г/см^2, которые характерны для частиц, наблюдаемых в спектрометре MUTRON. Пооэтому поток х -частиц при импульсах порядка 1 ТэВ/с может быть заметен в вертикальном спектрометре MARS и не заметен (на фоне мюонов) в горизонтальном спектрометре.

Вторичные ливни с энергией $\varepsilon \sim I$ ТэВ, избыток которых наблюдается в обсуждаемом эксперименте, инициируются в актах ядерного взаимодействия x-частиц с большой потерей энергии, т.е. в таких актах, когда во взаимодействии участвует тяжелый конституент. Очевидно, что сечение таких взаимодействий значительной меньше, чем сечение взаимодействия со средним коэффициентом неупругости. Для получения согласия с экспериментом достаточно, чтобы сечение взаимодействия x- частиц с большой передачей энергии было σ_{xA} =15 - 30 мбарн для свинца (пробег для взаимодействия в свинце $\lambda_{=}$ - 5 10^3 - 10^4 г/см^2), что означает - 0,5-1 мбарн/ нуклон, если σ_{xA}=A σ_{xp}.
Частицы, принятые для объяснения результата, представленного на рис. 3.11, позволяют также объяснить результаты измерения спектра вторичных ливней, проведенные в [III] с помощью ионизационного калориметра из железа, расположенного на глубине 150 мвэ под землей. При пробеге поглощения X –частиц $L_п$ =100 м.в.э. их интенсивность на глубине 150 м.в.э. еще достаточно велика, чтобы дать "избыток" ливней с энергиями I ТэВ ($\Delta\gamma$ = 0,2) наблюдаемый в работе[III] для спектра всех регистрируемых ливней. Понятно также, почему на больших глубинах под землей (550 м.в.э., работа [117] и 800 м.в.э., работа [121]) не наблюдается аномалии в спектре ливней с передаваемой энергией ~ I ТэВ.

В последнее время гипотеза о существовании проникающих тяжелых частиц стимулируется и другими данными в области физики космических лучей. Появились сообщения о корреляции направления частиц, генерирующих ШАЛ с числом частиц $N_e \sim 10^5$-10^6 с направлением на известный рентгеновский источник CygX3 . Наблюдаемое соотношение N_μ/N_e в выделенных по направлению ШАЛ исключает обычное объяснение такой корреляции излучением гамма-квантов высокой энергии. Поэтому обсуждаются гипотезы о существовании нейтральных тяжелых суперсимметричных частиц [128, 129], которые обладают свойствами, близкими к принятым выше.
Если предположить, вслед за [128] , что в первичномкосмическом излучении существуют не только нейтральные, но и заряженные

первичные X -частицы, то обсуждаемый в этом параграфе опыт также может найти объяснение. Поток первичных X -частиц с импульсами ~I ТэВ/с, ответственных за генерацию наблюдаемых ливней, составляет малую долю от первичных протонов ($\sim 10^{-3}$). Отметим, что заряженные X-частицы полностью изотропизируются на пути от источника к Земле и поэтому нельзя ожидать корреляции в направлении X -частиц на источник.

Из проведенного обсуждения видно, что гипотеза о существовании квазистабильных тяжелых проникающих частиц, предложенная в 1966 г. [114] па основании экспериментальных данных об аномально жестком спектре вторичных ливней на глубине 40 м.в.э. под землей, заслуживает дальнейшего исследования. Окончательным доказательством существования тяжелых проникающих частиц было бы классическое измерение массы частиц по значениям импульса и пробега частиц, останавливающихся в установке. С помощью комплекса из магнитного спектрометра и многорядного детектора, используемых в настоящей работе постановка такого опыта возможна (необходимо создание новой системы управления для отбора останавливающихся частиц и достаточно длительная эксплуатация установки).

Поиск тяжелых проникающих частиц в составе ШАЛ возможен путем измерения разности времени прихода проникающих в подземную лабораторию частиц и времени прихода фронта частиц ШАЛ.

Краткие итоги, глава 3.

С помощью многорядных детекторов, расположенных на глубине 40 мвэ под землей, регистрируются вторичные электронно-фотонные ливни, образуемые заряженными частицами проникающей компоненты ШАЛ. Магнитный спектрометр позволил измерить зависимость вероятности образования ливней в слоях свинца с небольшим числом электронов (n_e=2-3), регистрируемых в искровых камерах, от энергии мюонов в диапазоне энергий E_μ= 10-500 ГэВ. Результат измерения согласуется с расчетом вероятности образования ливней мюонами. В области энергий

мюонов 10-500 ГэВ вероятность образования ливня с $n_e \geq 3$ в искровых камерах квазилинейно растет с энергией мюона. Это позволяет проводить оценки средней энергии мюона по данным о вероятности образования ливней с $n_e \geq 3$ в искровых камерах.

Расчет вероятности образования нескольких малых ливней в многорядном детекторе дает сильную зависимость вероятности появления 3-х или 4-х кратных ливней от энергии мюона, в области $E_\mu \sim 1$-10 ТэВ.

Наблюдаемая низкая интенсивность 3-х (4-х) кратных электромагнитных ливней в многорядных детекторах ставит верхний предел для потока мюонов сверхвысоких энергий. Экспериментальные данные исключают существенные энергетические потери первичной частицы на образование мюонов сверхвысоких энергий: так, например, потери на образование мюонов с энергией
$E_\mu > 10$ ТэВ не могут быть порядка 10% от первичной энергии,
в том числе в ливнях с первичной энергией $E_0 > 3\ 10^6$ ГэВ - за изломом в первичном спектре.

В диапазоне по числу электронов n_e = 80-800 измерен спектр вторичных ливней, генерируемых частицами проникающей компоненты ШАЛ в свинце детектора. Экспериментальный спектр по числу электронов согласуется с ожидаемым от мюонов ШАЛ, энергетический спектр которых измерен о помощью магнитного спектрометра (гл.2).

В составе ШАЛ на глубине 40 м.в.э. регистрируются проникающие ливни, в основном, генерируемые в грунте над многорядными детекторами. В области регистрируемых передаваемых энергий $\varepsilon \geq 30$ ГэВ частота проникающих ливней согласуется с ожидаемой за счет фотоядерных взаимодействий мюонов ШАЛ.

Наряду с изучением взаимодействия частиц, входящих в состав ШАЛ, проведены (с помощью многорядного детектора из сцинтилляционных счетчиков и искровых камер) измерения спектра вторичных ливней, генерируемых в слоях свинца частицами, не ассоциированными с ШАЛ. В области передаваемых энергий $\varepsilon \sim$I ТэВ наблюдается избыток ливней по сравнению с ожидаемым от мюонов

космических лучей. Этот результат ставит вопрос о существовании проникающей компоненты космических лучей, отличной от мюонов.

Для частиц ШАЛ , проникающих под землю на глубину 40 м.в.э., характеристики взаимодействия согласуются с ожидаемыми для мюонов.

ГЛАВА 4. МЮОННАЯ-КОМПОНЕНТА ШАЛ И ХАРАКТЕРИСТИКИ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ЧАСТИЦ ПРИ СВЕРХВЫСОКИХ ЭНЕРГИЯХ.

Исследование мюонной компоненты ШАЛ является частью комплексного исследования ШАЛ с целью получения сведений о первичном космическом излучении при энергиях E0 > 105 ГэВ и о взаимодействии частиц столь высокой энергии с ядрами атомов воздуха. Для исследования ШАЛ характерно, что экспериментальные данные позволяют скорее проверять совокупность принятых предположений о параметрах взаимодействия частиц с ядрами атомов воздуха и о составе первичного излучения, чем проводить однозначные измерения этих параметров. Анализ экспериментальных данных обычно заключается в их сравнении с ожидаемыми характеристиками ШАЛ, полученными в расчетах. Расчеты выполняются для различных моделей взаимодействия частица-ядро. Многие детали взаимодействия, известные по экспериментальным данным, полученным на ускорителях, не принимаются во внимание в моделях, так как расчет характеристик ШАЛ - сложная математическая процедура и реализуются лишь варианты расчетов, использующих достаточно простые модели взаимодействия. Поэтому дополнительное исследование чувствительности данной характеристики ШАЛ к параметрам взаимодействия, не вошедшим в модель является одной из важных задач анализа эксперимента. При анализе экспериментальных данных, проводимом в настоящей главе, мы пользуемся имеющимися в литературе результатами "модельных" расчетов. В частности, большой вклад в эту область исследования внесли работы Г.Б.Христиансена, Н.Н.Калмыкова и Ю.А.Фомина, проводимые специально для сравнения с экспериментальными данными,

полученными на установке МГУ. В этих расчетах учитывается главная особенность эксперимента - с помощью установки МГУ изучаются параметры ШАЛ в ливнях о фиксированным числом частиц(электронов) на уровне моря. Во многих других расчетах результаты получены для фиксированной первичной энергии. Последние нельзя прямо сравнивать с экспериментом, так как отбор ливней с фиксированным числом электронов на уровне моря приводит к перестройке ансамбля егистрируемых ливней. Анализ и физическая интерпретация экспериментальных результатов о мюонах в составе ШАЛ проводились постоянно по мере накопления экспериментальных данных. В 60-70-е годы наилучшее согласие с данными о числе мюонов с пороговыми энергиями 5 и 10 ГэВ в ливнях с числом электронов давала модель двух файрболов - модель СКР [130] при постоянном составе космических лучей по ядрам, известном в то время в области энергий E0 <I02 ГэВ (В.Л.Гинзбург,С.И.Сыроватский [131]) при этом, однако, наблюдалось противоречие между экспериментальной функцией пространственного распределения (ФПР) мюонов с пороговой энергией 10 ГэВ и ожидаемой ФПР в модели СКР при принятом тогда распределении поперечных импульсов

со средним значением <pt> =0,32 ГэВ/с.

Новый цикл измерений на ускорителях с энергией частиц в лабораторной системе до сотен ГэВ показал, что средний поперечный импульс медленно растет с энергией и для взаимодействий, ответственных за рождение мюонов с пороговой энергией 10 ГэВ, распределение поперечных импульсов имеет вид:

$$\varphi(p_\perp) = \frac{p_\perp}{\langle p_\perp \rangle^2} \exp\left(-\frac{2p_\perp}{\langle p_\perp \rangle}\right)$$

$$\frac{1}{p_\perp}\cdot\varphi(p_\perp)=a\exp\left(-\frac{p_\perp^2}{p_1^2}\right)+b\exp\left(-\frac{p_\perp^2}{p_2^2}\right)$$

со средним значением <pt>=0,4 ГэВ/с [132].

Расчеты по модели СКР с учетом нового вида распределения поперечных импульсов дали согласие с ФПР мюонов с пороговой энергией 5 и 10 ГэВ [133]. В то же время ускорительные данные при энергиях адронов порядка 102-103 ГэВ дали основания для разработки модели скейлинга [134], которая резко противоречила модели СКР при сверхвысоких энергиях $E_0=10^6-10^7$ ГэВ. Расчеты по модели скейлинга числа мюонов с пороговой энергией 10 ГэВ в ШАЛ с числом частиц Ne = 10^5-10^6(работы [135,136] показали, что в области первичных энергий $E_0=10^6-10^7$ ГэВ модель скейлинга противоречит экспериментальным данным, если состав космических лучей постоянен. Появились гипотезы о резком изменении состава космических лучей в сторону обогащения тяжелыми ядрами при переходе к сверхвысоким энергиям. Некоторые экспериментальные данные: излом в спектре протонов при $E_0=10^3$ ГэВ [137], данные о времени прихода адронов [138], первые данные прямого экспериментального измерения состава при энергиях $E_0=10^3$ ГэВ [139]- указывали на такое изменение состава первичных частиц. В работе [140] Калмыков и Христиансен показали, что предположение об изменении состава космических лучей в сторону увеличения доли тяжелых ядер не "спасает" модель скейлинга; в модели скейлинга не удается одновременно объяснить данные о мюонах и данные об адронах высокой энергии, получаемые на Тяыпанской высокогорной станции ФИАН (Нестерова, Никольский и другие [141]. Для объяснения данных о ШАЛ необходимо нарушение '"скейлинга" в характеристиках адрон-ядерного взаимодействия.

Дальнейшие эксперименты на ускорителях в области энергий $\sqrt{s}$=30-60 ГэВ и $\sqrt{s}$=500 ГэВ показали, что "скейлинг" в характеристиках взаимодействия нуклон-нуклон не соблюдается: с ростом энергии

взаимодействия растет сечение неупругого взаимодействия и растет множественность частиц в “центральной" области значений фейнмановской переменной $x << 0,1$.

Отметим еще раз, что данные космических лучей в области сверхвысоких энергий до появления точных ускорительных данных предсказывали нарушение скейлинга. Экспериментальные данные о числе мюонов с пороговыми энергиями 10-500 ГэВ в ШАЛ -с фиксированным числом электронов N_e ~10^5-10^6, вошли в основу "фонда" данных, противоречащих модели скейлинга [142,143].

Для объяснения данных космических лучей в области сверхвысоких энергий были предложены феноменологические модели с нарушением "скейлинга": модель Иваненко, Рогановой и Каневского [144], модель Вдовчика и Вольфендейла [145]. Авторы этих моделей феноменологически вводят "нескейлинговую" компоненту среди рождающихся в "центральной" области $X<<0,1$ пионов и каонов с множеотвенностью n, которая растет с энергией как $n(E_0)\sim E_0^{\alpha}$ где $\alpha=0,5$ в модели [144].

Более строгий подход к объяснению экспериментальных данных базируется на последовательной физической теории множественного рождения частиц при сверхвысоких энергиях. Множественное рождение частиц с относительно малыми передаваемыми импульсами (к ним относятся подавляющее большинство рождающихся частиц и, в частности, частицы центральной области $X<0,1$ удачно описывается моделью кварк-глюонных померонных струн (КГС), развитой в работах К.А.Тер-Мартиросяна и Б.А.Кайдалова[146,147]. Эта модель позволила описать экспериментальные данные ускорителей о взаимодействии нуклон-нуклон в области энергий 10^3-10^5 ГэВ, в том числе рост сечения взаимодействия и нарушение скейлинга в "центральной" области. Модель КГПС может быть использована и при энергиях 10^6 - 10^7 ГэВ. Н.Н.Калмыков и Г.Б.Христиансен предложили [148] использовать теорию КГПС для описания взаимодействия нуклон-ядро атома воздуха (N-A) . Для перехода от параметров нуклон-нуклонного взаимодействия к взаимодействию N-A они использовали аддитивную

кварковую модель (АКМ). В этом подходе в индивидуальном акте взаимодействия нуклон-ядро может "участвовать" различное число кварков: от одного до трех. В этом рассмотрении глюоны условно входят в состав кварка. Известно, что около половины импульса нуклона приходится на глюоны и их участие во взаимодействии с ядром необходимо учитывать.

С ростом числа "участников" увеличивается эффективная множественность взаимодействия, уменьшается эффективный параметр X вторичных частиц. Вероятность "участия" кварков в акте взаимодействия с ядром зависит от величины сечения элементарного взаимодействия кварк-кварк. Так как сечение элементарного взаимодействия растет с энергией, то с энергией растет и среднее число участников взаимодействия. Расчет по АКМ показал, что за счет роста сечения элементарного взаимодействия при энергиях $E_0 \sim 10^6$-10^7 ГэВ в акте взаимодействия нуклон-ядро атома воздуха эффективная множественность рождения частиц вырастает до значений, необходимых для объяснения экспериментов по изучению ШАЛ. В работе [149] взаимодействие нуклон-ядро рассмотрено более последовательно в рамках модели КГС. Распределение рождающихся частиц по параметру X согласно этой работе практически не отличается от результата работы [148[. Результаты расчетов Калмыкова и Христиансена числа мюонов с пороговой энергией 10 ГэВ в ШАЛ с фиксированным числом частиц $N_e \sim 10^5$ -10^6 и числа адронов ШАЛ на уровне гор в рамках теории КГПС дают согласие с экспериментальными данными. Таким образом, теория КГС оказывается надежным инструментом анализа как экспериментальных данных ускорителей, так и данных космических лучей, получаемых в области энергий, превышающих ускорительные. В настоящее время - в связи с получением детальных сведений о взаимодействии нуклон-нуклон при энергиях, близких к энергиям космических лучей, ответственных за генерацию ШАЛ, и успешным развитием теории множественного рождения частиц - центральным вопросом при анализе данных о ШАЛ становится надежное определение энергетического спектра первичных частиц и их ядерного состава. Решение вопроса о

составе космических лучей особенно интересно в области энергий $E_0=10^6-10^7$ ГэВ, где по данным ШАЛ был открыт излом в энергетическом спектре первичных частиц [10]. Экспериментальные данные об энергетическом спектре мюонов в составе ШАЛ с энергией $E_0=10^6-10^7$ ГэВ важны для проведения оценок возможного выноса энергии из наблюдаемого в атмосфере электронно-ядерного ливня. Излом в спектре космических лучей получен по данным о спектре ливней по числу частиц. Неоднократно высказывались гипотезы, пытающиеся объяснить излом в спектре по числу частиц выносом существенной доли первичной энергии в "ненаблюдаемую" компоненту ШАЛ такую, например, как мюоны (нейтрино) с энергией ≥1000 ГэВ. Экспериментальные данные настоящей работы позволяют отвести эту гипотезу (гл.2 и 3).

Детальный анализ экспериментальных данных о мюонах в составе ШАЛ на основе современной теории взаимодействия адрон-ядро позволяет, в принципе, уточнять как параметры теории взаимодействия, так и данные о составе первичных космических лучей. В настоящей главе анализ экспериментальных данных, описанных выше (гл. 2) проводится с использованием результатов расчетов развития- ШАЛ, выполненных в отделе частиц сверхвысоких энергий под руководством Г.Б.Христиансена и Н.Н.Калмыкова по модели КГС. ШАЛ, генерируемые первичными ядрами с атомным номером А, рассматриваются в рамках модели "суперпозиции": ливень, наблюдаемый на уровне моря, считается состоящим из А ливней, генерируемых нуклонами с энергией E_0/A . Во многих работах показано (см., например, [150]), что модель суперпозиции позволяет простым путем получить те же значения параметров ШАЛ, которые дает более строгий расчет, учитывающий последовательную фрагментацию первичного ядра.

Чувствительность экспериментально измеряемых характеристик шонной компоненты к ряду особенностей взаимодействия частиц при сверхвысоких энергиях (образование струй, генерация очарованных частиц, генерация нуклон-антинуклонных пар, возможное образование кварк-глюонной плазмы при взаимодействиях А-А) обсуждаются отдельно (параграф 4.3).

4.1. Краткое описание модели взаимодействия, используемой в расчетах развития ШАЛ.

Необходимость создания реально действующей математической программы расчета развития ШАЛ ограничивает возможности учета всего многообразия деталей акта взаимодействия частица-ядро атома воздуха.Ниже приводятся основные характеристики акта взаимодействия частица-ядро, принятые в модели взаимодействия. Эта модель соответствует модели КГС с параметром Δ= 0,12. Последние ускорительные данные о сечении неупругого взаимодействия, средней множественности, распределении по множественности в индивидуальных событиях при энергиях $\sqrt{s}$=540-900 ГэВ позволяют определить параметр Δ с точностью 0,12+0,03 (А.Б.Кайдалов, доклад на сессии отделения ; ядерной физики, декабрь 1985 г.). Для оценки чувствительности результатов расчетов к параметру Δ используется также модель КГС значением Δ= 0,07 (результаты опубликованы ранее [59].

Модель взаимодействия адрон-ядро атома воздуха.

Неупругое взаимодействие нуклона с ядром атома воздуха происходит с пробегом для взаимодействия λp равным

$$\lambda_p = \begin{cases} \lambda_0 & E_0 < 190 \text{ ГэВ} \\ \lambda_1 / \left(1 + 0{,}068 \cdot \ln \frac{E_0}{100}\right) & E_0 \geq 190 \text{ ГэВ} \end{cases}$$

$$\lambda_0 = 92 \text{ г/см}^2 \qquad \lambda_1 = 96 \text{ г/см}^2 \qquad (4.1)$$

Доля энергии Xp=Ep'/Ep, которую сохраняет нуклон при взаимодействии флуктуирует от 0 до I. Среднее значение коэффициента неупругости <K>=1-<Xp> для взаимодействия нуклон-ядро атома воздуха принято равным <K>= 0,6 при энергии E_p= 100 ГэВ, в соответствии с

экспериментальными данными ускорителей [151]. С ростом энергии E_p коэффициент неупругооти медленно растет в соответствии с моделью КГС (при энергии Ер =I0^7 ГэВ, <К> =0,78). Энергия КE_p тратится на рождение вторичных пионов и каонов. В основной модели не рассматривается рождение других частиц (в §4.3 обсуждаются варианты дополнительных расчетов с учетом рождения нуклон-антинуклонных пар, рождения очарованных частиц). Для пионов принято, что число нейтральных пионов составляет половину от заряженных. Нейтральные пионы являются единственным источником образования электромагнитной компоненты ШАЛ. В модели рассматриваются лишь заряженные каоны в количестве, равном 10% от числа пионов. Инклюзивное сечение $1/\sigma\ d\sigma/dx$ рождения вторичных частиц берется в соответствии с теорией КГПС для взаимодействия с ядром. Оно имеет нескейлинговый вид и иллюстрируется на рис.4.1, где приведено сечение $1/\sigma\ d\sigma/dx$ для заряженных пионов при двух значениях энергии налетающей частицы E_0= 100 и 10^7 ГэЗ. Средняя множественность вторичных частиц растет с энергией Е0 в соответствии с моделью КГС. Зависимость $\langle n\rangle(E_0)$ представлена на рис.4.2.В расчете методом Монте-Карло рассматриваются флуктуации множественности в индивидуальных актах взаимодействия. В теории КГПС, вид распределения по множественности $f(n/\langle n\rangle)$ зависит от энергии нуклона. В модели взаимодействия принято упрощение: распределение $f(n/\langle n\rangle)$ не зависит от энергии E_0 имеет вид известного распределения Слеттера. Взаимодействие заряженного пиона (каона) с ядром воздуха имеет следующие характеристики. Пробег взаимодействия равен:

$$\lambda_{\pi,K} = \begin{cases} \lambda_{0\,\pi,K} & E_{\pi,K} < 134 \text{ Гэв} \\ \lambda_{1\,\pi,K} \Big/ \left(1 + 0{,}084 \cdot \ln \dfrac{E_{\pi,K}}{100}\right) & E_{\pi,K} \geq 134 \text{ Гэв} \end{cases} \qquad (4.2)$$

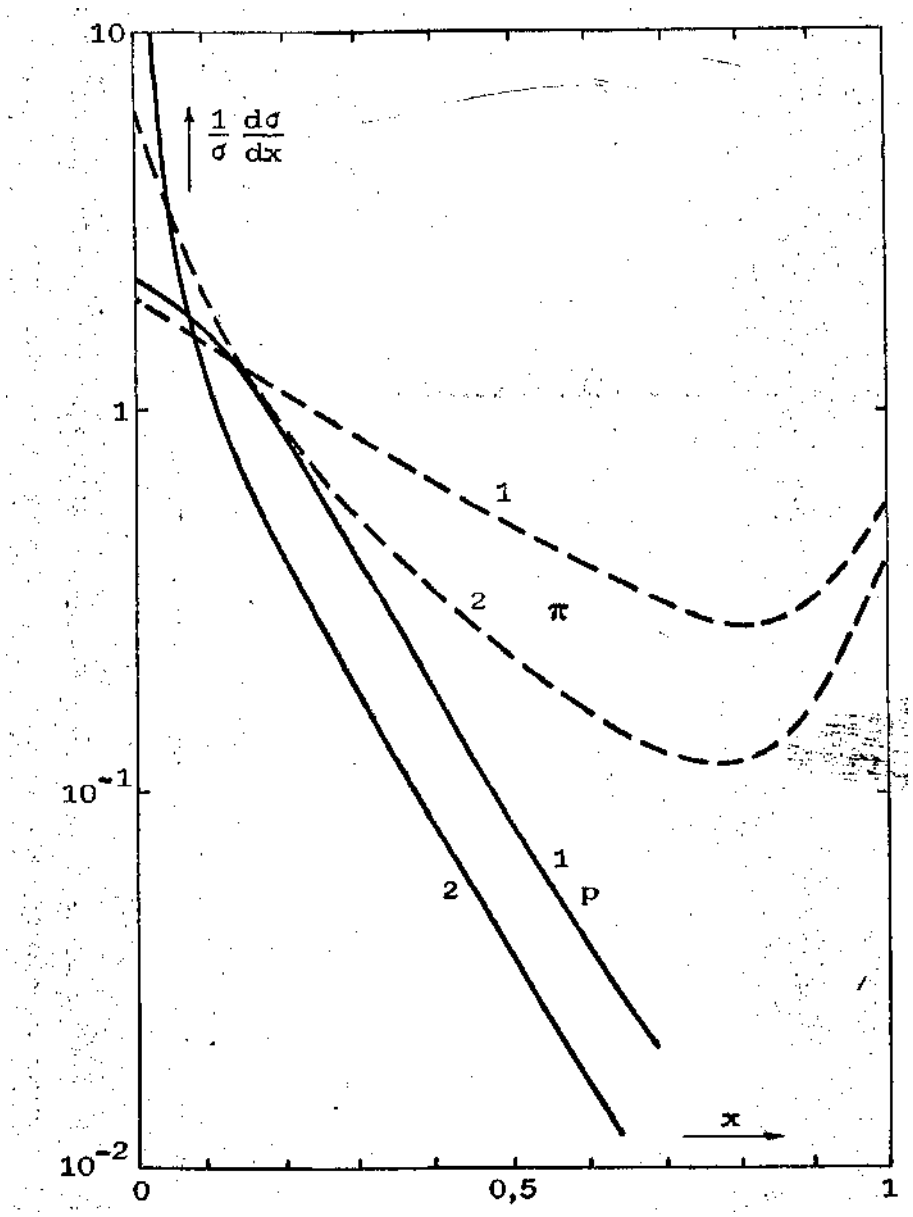


Рис. 4.1 Распределение вторичных частиц по параметру X в модели КГПС.

Сплошные линии- столкновения нуклон- ядро. Штрихованные линии- столкновения пион- ядро.

1-Энергия налетающей частицы 100 ГэВ.

2-Энергия налетающей частицы- 10^7 ГэВ.

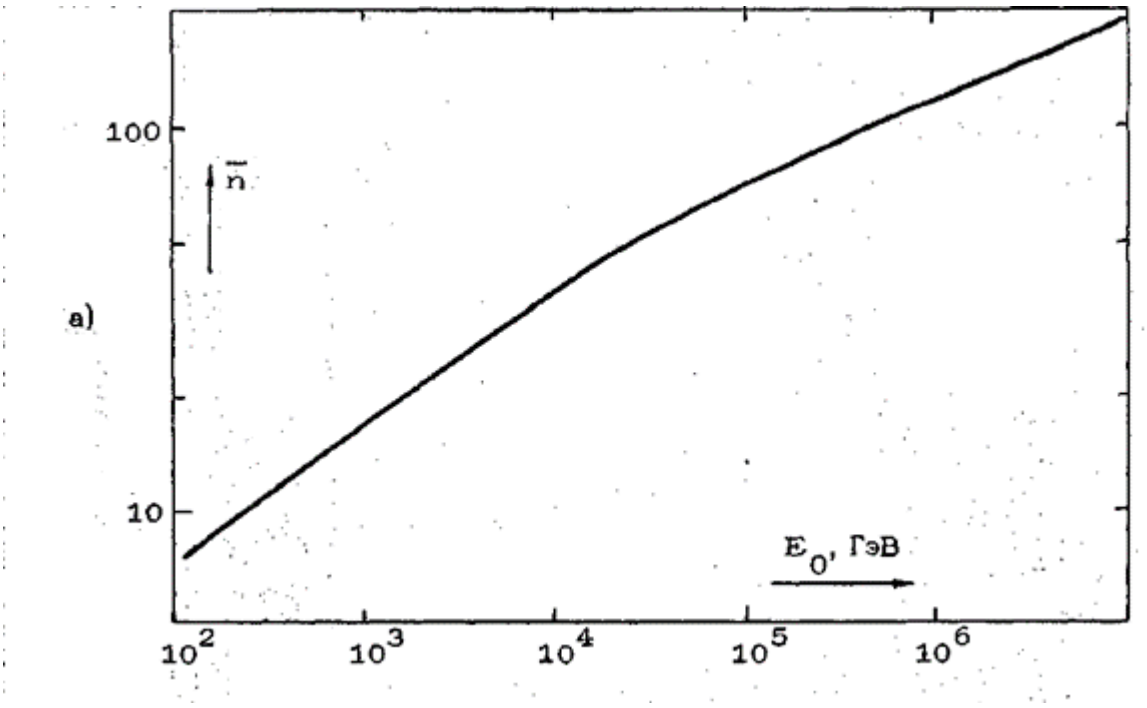


Рис. 4.2а Полная множественность вторичных частиц по модели КГС.

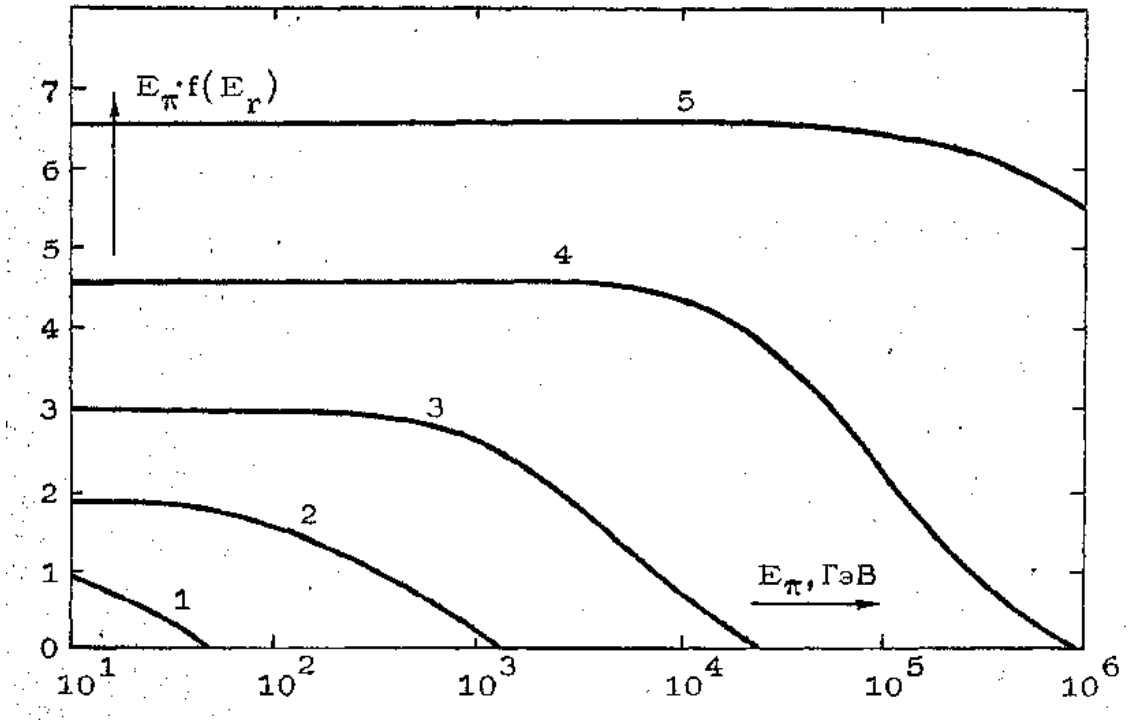


Рис. 4.2 б. Энергетический спектр вторичных частиц по модели КГПС. I-E_0=72 ГэВ,2- E_0=2,3 10^3 ГэВ,3- E_0 =7,3 10^4 ГэВ, 4- E_0=2,3 10^6ГэВ, 5- E_0= 7,5 10^7.

λ_0п=122 г/см2 λ_1п=125 г/см2

λ_0к=136 г/см2 λ_1к=140 г/см2

Значение коэффициента неупругости К = I- «эффект лидирования»- учитывается в распределении вторичных частиц по параметру . Инклюзивное сечение рождения вторичных частиц соответствует теории КГС и иллюстрируется на рис.4.1.

Для расчета пространственного распределения мюонов необходимо принять модель углового распределения вторичных частиц в акте взаимодействия. Принято, что вторичная частица приобретает угол $\vartheta = p_t/p$ относительно направления налетающей частицы с равномерным распределением по азимутальному углу. Распределение по поперечным импульсам принято в виде суммы двух компонент:

$$\frac{1}{p_\perp}\varphi(p_\perp) = 11{,}7\exp\left(-11\,p_\perp^2\right) + 2{,}92\exp\left(-2{,}9\,p_\perp^2\right) \qquad (4.3)$$

со средним значением <pt>=0,4 ГэВ/с.

Распределение (4.3) получено в эксперименте на ускорителе для pp столкновений с энергией Ер =200 ГэВ [132]. Близкие данные получены для столкновений пион-нуклон с энергией Еп=100 ГэВ. Экспериментально известно [152], что в области значений импульсов pt> 3 Гэв/с сечение E d3σ/dp3 в столкновениях протон-ядро растет как $A^{1,1}$. Этот рост, однако, очень слабо увеличивает значение среднего поперечного импульса-на два процента для ядра атома воздуха по сравнению с pp столкновением. В области значения $p_t<4<p_t>$, которая полностью перекрывает область значений p_t , к которым чувствительна ФПР мюонов, распределение (4.3) справедливо для столкновений протон-ядро и пион- ядро.

В основной модели среднее значение $<p_t>$ считается постоянным. В дополнительных расчетах были учтены наблюдаемые экспериментально на ускорителях корреляции среднего значения с индивидуальной множественностью и с параметром X, которые показали весьма малую чувствительность результата –ФПР мюонов - к этим деталям акта взаимодействия (4.3.).Принятая модель позволяет рассчитывать характеристики ШАЛ, наблюдаемые в настоящей работе: плотность потока мюонов с различной пороговой энергией на расстоянии r от оси ШАЛ, полное число мюонов в ливнях с фиксированным числом электронов. Математическая сторона этих расчетов выходит за рамки настоящей работы. Отметим здесь лишь принципиальные особенности расчета.

Для первичных энергий $E_0<10^7$ ГэВ и пороговых энергий E_μ ≥200 ГэВ расчет пространственного распределения может быть проведен полным методом Монте-Карло (М-К), когда судьба всех частиц - участников каскада взаимодействий рассмотрена индивидуально (включая и углы последовательного рождения частиц). Для меньших пороговых энергий мюонов такой метод расчета реально не осуществляется. Здесь

используется метод разыгрывания судьбы лишь частиц высоких энергий. Взаимодействие частицы высокой энергии E_i на глубине X в атмосфере приводит к потере энергии KE_i на вторичные частицы. Энергия вторичных частиц KE_i , выделяемая на глубине X дает начало парциальной ядерной лавине, для которой заранее подсчитаны искомые параметры ШАЛ: N_{ei}, s_i , $\rho_{\mu i}(\geq E_\mu, r)$. Такой "неполный*' метод М-К может быть проверен в области пороговых энергий $E_\mu \geq 200$ ГэВ при $E_0 = 10^7$ ГэВ, где имеются данные расчета, выполненные "полным" методом М-К. Согласие результатов, полученных обоими методами доказывает применимость "неполного" метода М-К. Расчеты характеристик ШАЛ проводятся в точном соответствии с условиями эксперимента: для тех же диапазонов по числу электронов, тех же диапазонов по расстояниям до оси ливня. Переход от характеристик ШАЛ, полученных в расчете для фиксированных энергий первичной частицы, к характеристикам ШАЛ для фиксированного числа частиц, проводится в соответствии со схемой, предложенной в работе Калмыкова[153]. Напомним эту схему на примере получения ФПР мюонов $\rho_\mu(\geq E\mu, Ne, r)$с пороговой энергией E_μ.В

расчете методом М-К для различных фиксированных значений энергии E_0 первичной частицы получаются двумерные распределения: $W(\rho_{\mu i}(\geq E\mu, r), Ne)$. Здесь r -среднее расстояние в рассматриваемом кольце вокруг оси ШАЛ. Результат расчета для каждого значения энергии (рассматриваются энергии в диапазоне $E_0 = 10^4 - 10^7$ ГэВ) аппроксимируется в виде двумерного распределения Гаусса W(x,y) для логарифмов значений $x = \ln N_e$ и $y = \ln \rho_\mu$ с дисперсиями $\omega_e(E_0)$; $\omega_\mu(E_0)$ и средними значениями <x> ; <y> и коэффициентом корреляции q между x и y. Зависимость средних значений <x>,<y> от энергии E_0 (в рассматриваемом диапазоне энергий)аппроксимируется в виде:

$$y = \ln \rho_\mu = K_\mu + \alpha_\mu \cdot \ln E_0 \; ; \quad x = \ln N_e = K_e + \alpha_e \cdot \ln E_0$$

Интегральный спектр первичных частиц по энергиям E_0 берется в виде: $\ln I(E_0) = b - \gamma \ln E_0$. Тогда средняя плотность потока мюонов при фиксированном числе частиц (электронов) равна

$$\bar{\rho}_\mu = \frac{K_\mu}{K_e^{\alpha_\mu/\alpha_e}} \cdot N_e^{\alpha_\mu/\alpha_e} \cdot \exp \mathcal{D} \qquad (4.4)$$

где

$$\mathcal{D} = -\frac{\omega_\mu^2}{2} - \frac{\gamma \alpha_\mu \omega_e^2}{\alpha_e^2} + \frac{\omega_e^2 \alpha_\mu}{2\alpha_e} + \frac{\gamma \cdot q \cdot \omega_\mu \cdot \omega_e}{\alpha_e}$$

Распределение по $y' = \ln\rho_\mu$, имеет вид Гаусса с дисперсией ω_μ' равной

$$\omega_\mu'^2 = \omega_\mu^2 - 2q\,\omega_\mu\omega_e\alpha_\mu/\alpha_e + \omega_e^2\alpha_\mu^2/\alpha_e^2 \qquad (4.5)$$

В случае первичного ядра с атомным номером А соответствующие формулы имеют вид

$$\bar{\rho}_\mu = \frac{K_\mu}{K_e^{\alpha_\mu/\alpha_e}} \cdot N_e^{\alpha_\mu/\alpha_e} \cdot A^{1-\alpha_\mu/\alpha_e} \cdot \exp\left(\frac{\mathcal{D}}{A}\right)$$

$$\omega_\mu'^2 = \frac{1}{A}\left(\omega_\mu^2 - 2q\,\omega_\mu\omega_e\frac{\alpha_\mu}{\alpha_e} + \omega_e^2 \cdot \frac{\alpha_\mu^2}{\alpha_e^2}\right) \qquad (4.6)$$

Практически для $A \geq 4$ экспоненциальный член в выражении (4.6) считать равным 1.

Для ливней с фиксированным числом электронов вклад первичных частиц с атмомным номером А отличается от подобного вклада в частицы с заданной первичной энергией $P_A\ E_0^{-(\gamma+1)}$, где P_A выражено в долях единицы, так что полный вклад всех групп первичных ядер составляет 1. При переходе к спектру по числу электронов заменой E_0 на $N_e = к_e\ E_0^{\alpha e}$ получаем вклад тех же групп ядер

$$p_A \cdot \exp\left(\frac{d}{A}\right) \cdot \frac{K_e^{\gamma/\alpha_e}}{\alpha_e} \cdot A^{-\gamma+\frac{\gamma}{\alpha_e}} \cdot N_e^{-\left(\frac{\gamma}{\alpha_e}+1\right)} dN_e$$

$$d = \frac{\omega_e^2}{2} \cdot \frac{\gamma}{\alpha_e} \cdot \left(\frac{\gamma}{\alpha_e} - 1\right) \qquad (4.7)$$

Поэтому доля P_{Ae} первичных частиц, ответственных за появление ШАЛ с числом электронов Ne равна

$$\mathcal{P}_{Ae} = \frac{p_A \cdot exp\left(\frac{d}{A}\right) \cdot A^{-\gamma+\frac{\gamma}{\alpha_e}}}{\sum_A p_A \cdot exp\left(\frac{d}{A}\right) \cdot A^{-\gamma+\frac{\gamma}{\alpha_e}}} \qquad (4.8)$$

При этом доля протонов P1e для ливней с фиксированным числом электронов на уровне моря выше, чем доля протонов p1 в спектре первичных частиц. В результате плотность потока мюонов для ливней, генерируемых всем ансамблем первичных частиц, равна:

$$\bar{\rho}_\mu\left(\geq E_\mu, r_i, N_e\right) = \sum_A \mathcal{P}_A \cdot \rho_\mu\left(\geq E_\mu, r, N_e, A\right) =$$

$$= \frac{K_\mu}{K_e^{\alpha_\mu/\alpha_e}} \cdot N_e^{\alpha_\mu/\alpha_e} \cdot \frac{\sum_A p_A \cdot exp\left(\frac{d}{A}\right) \cdot A^{-\gamma+\frac{\gamma}{\alpha_e}} \cdot A^{1-\alpha_\mu/\alpha_e} \cdot exp\left(\frac{D}{A}\right)}{\sum_A p_A \, exp\left(\frac{d}{A}\right) \cdot A^{-\gamma+\frac{\gamma}{\alpha_e}}} \qquad (4.9)$$

Полное число мюонов в ливнях с заданным числом электронов согласно экспериментальной процедуре равно

$$N_\mu\left(\geq E_\mu\right) = \sum_i \bar{\rho}_\mu\left(\geq E_\mu, r_i, N_e\right) \cdot \pi \cdot \left(r_{i+1}^2 - r_i^2\right) \qquad (4.10)$$

где $\pi(r_{i+1}^2 - r_i^2)$ - площадь кольца, в котором получена экспериментальная плотность потока мюонов $\rho_{\mu i}$. Следует обратить внимание на то, что средняя плотность потока мюонов (4.9), рассчитываемая для некоторого состава первичных частиц, отличается от плотности, соответствующей одному сорту первичных частиц со средним атомным номером $\langle A\rangle = \Sigma A_i p_i$, когда

$$\overline{\rho_\mu} = \frac{K_\mu}{K_e^{\alpha_\mu/\alpha_e}} \cdot N_e^{\alpha_\mu/\alpha_e} \cdot \overline{A}^{1-\alpha_\mu/\alpha_e}$$

в случае отбора ливней с фиксированным числом мюонов очевидно действуют формулы, аналогичные формулам (4.4)-(4.9), но индексы е и μ во всех коэффициентах К и α меняются местами.

4.2 Сравнение результатов расчета характеристик ШАЛ,выполненного в рамках основной модели КГПС, с экспериментальными данными.

Как показано в предыдущем параграфе базовым результатом расчета в рамках принятой модели взаимодействия являются характеристики ШАЛ в ливнях, генерированных первичными протонами с различными значениями первичной энергии E_3. Прежде чем переходить к сравнению с экспериментом окончательных результатов расчета характеристик ливней с фиксированным числом электронов приведем некоторые результаты расчетов для ливней с заданной энергией первичного протона. Зависимость числа электронов от энергии протона для модели КГПС с параметрами Δ=0,12 и К=0,6 приведена на рис. 4.3 - кривая 1. В отдельных областях значений энергии E_0 зависимость $Ne(E_0)$ может быть представлена в степенном виде $N_e=k_eE_0^{\alpha e}$ со следующими коэффициентами k_e и α_e:

E_0	$2,5\ 10^4$	$2,5\ 10^4$-$4\ 10^5$	$4\ 10^5$-$3\ 10^6$	$>3\ 10^6$
k_e	$6,9\ 10^{-4}$	$2,1\ 10^{-3}$	$4,6\ 10^{-3}$	$7,2\ 10^{-3}$
α_e	1,38	1,27	1,21	1,18

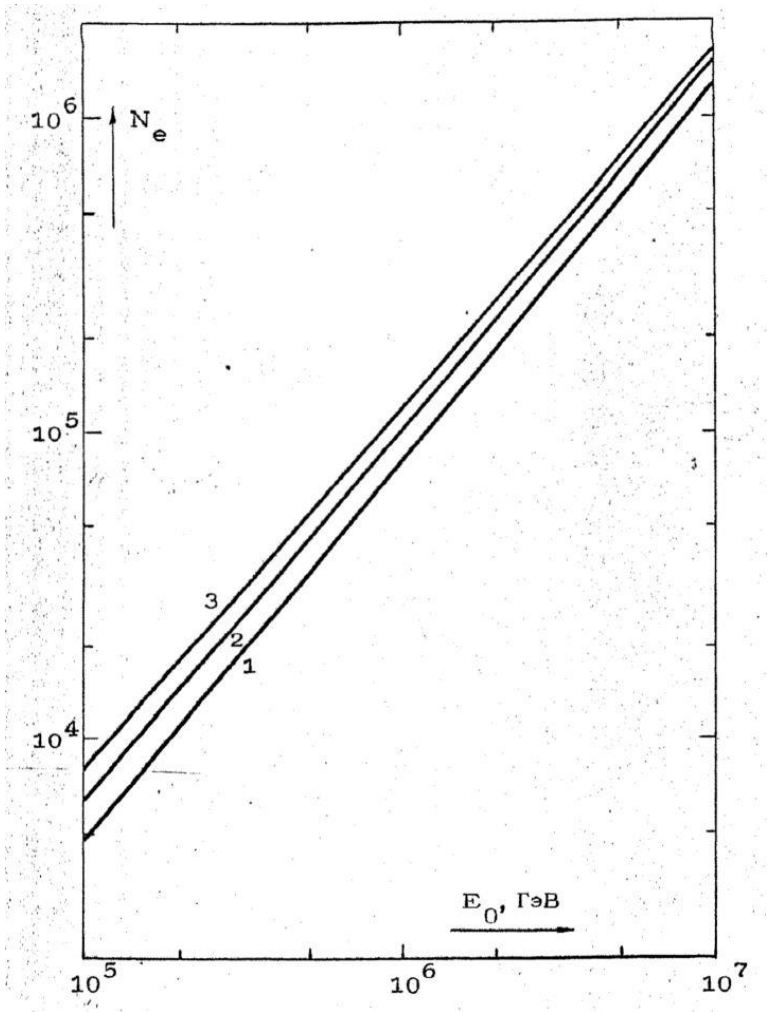


Рис. 4.3. Зависимость числа электронов в ШАЛ на уровне моря от первичной энергии протона E0. Результаты расчета по модели КГПС для различных параметров Δ и коэффициента неупругости К при энергии E_0= 100 ГэВ: I. Δ = 0,12; К=0,6 2. Δ = 0,12; К=0,5 3. Δ = 0,07; К=0,5

В табл.4.1 представлены значения коэффициентов $k_\mu(\geq E_\mu, r)$ и $\alpha_\mu(\geq E_\mu, r)$ зависимости плотности потока мюонов $\rho_\mu(\geq E_\mu, E_0, r)=k_\mu E_0^{\alpha\mu}$ от энергии протона E_0. Медленное изменение показателя $\alpha\mu(\geq E\mu, r)$ с изменением расстояния r означает, что ФПР мюонов с заданной пороговой энергией постепенно изменяется с энергией E_0 первичных

протонов. Изменение ФПР мюонов с пороговой энергией E_μ=100 и 200 ГэВ демонстрируется на рис.4.4. Здесь результаты расчета нормированы по полному числу мюонов к значениям при $E_0 = 10^6$ ГэВ. Как видно, ФПР мюонов медленно изменяется с энергией E_0. Характерным является уменьшение эффективного радиуса пространственного распределения мюонов с увеличением первичной энергии протона. Например, для

Таблица 4.1. Значения коэффициентов k_μ, α_μ в зависимости $\rho_\mu(\geq E_\mu, E_0, r) = к_\mu E_0^{\alpha_\mu}$ по модели КГПС с параметрами Δ=0,12 к=0,6.

E_μ\r		6	12	24	48	96
10	k_μ	8,0 10^{-7}	6,3 10^{-7}	4,3 10^{-7}	2,6 10^{-7}	I, 3 10^{-7}
10	α_μ	0,910	0,900	0,890	0,873	0,853
50	k_μ	8,7 10^{-7}	6,6 10^{-7}	4,8 10^{-7}	2.5 10^{-7}	4,9 10^{-8}
50	α_μ	0,893	0,868	0,842	0,805	0,749
100	k_μ	8,5 10^{-7}	6.5.I0^{-7}	4.2.I0^{-7}	1.8 10^{-7}	6,9 10^{-8}
100	α_μ	0,867	0,838	0,795	0,731	0,638
200	k_μ	8,1.10^{-7}	6,0 10^{-7}	3,5.10^{-7}	I,4.I0^{-7}	4,1.I0^{-8}
200	α_μ	0,839	0,793	0,725	0,627	0,478
500	k_μ	7,1 10^{-7}	4,8 10^{-7}	2,1 10^{-7}	8,I.I0^{-8}	-
500	α_μ	0,778	0,694	0,580	0,394	-

мюонов о пороговой энергией E_μ= 100-200 ГэВ медианный радиус зависит от энергии E_0 как

$$r_{мед}(E_0, k=1) \sim E_0^{-\beta}$$

где β=0.07 (4.11)

Изменение ФПР мюонов с энергией протона приводит к зависимости ФПР мюонов от атомного номера первичного ядра при использовании модели суперпозиции для взаимодействий ядро-ядро. Для ливней с заданной энергией первичного ядра медианный радиус ФПР мюонов равен:

$$r_{мед}(E_0, A) = r_{мед}(E_0, A=1) \cdot A^{\beta} \qquad (4.12)$$

Это означает, например, что медианный радиус пространственного распределения мюонов с пороговой энергией E_μ= 100-200 ГэВ в ливнях, генерированных ядром железа в 1,3 раза больше, чем в ливнях, генерированных протоном (при равных энергияхпервичных частиц). Коэффициенты k_μ и α_μ в зависимости полного числа мюонов от энергии первичного протона $N_\mu(\geq E\mu, E_0) = k_\mu E_0^{\alpha\mu}$ представлены в таблице 4.2.

Таблица 4.2. Значения коэффициентов k_μ и α_μ в зависимости ($\geq E\mu$, E_0).

Eμ	10	50	100	200	500
kμ	$2.78\ 10^{-2}$	$9,6\ 10^{-3}$	$4,2\ 10^{-3}$	$1,7\ 10^{-3}$	$4,8\ 10^{-4}$
αμ	0,835	0,800	0,783	0,770	0,758

Приведем также характеристики флуктуаций числа электронов и плотности потока мюонов на различных расстояниях от оси ШАЛ в ливнях с фиксированной энергией первичного протона, полученные в рамках модеди КГПС с параметрами Δ = 0,12 и К=0,6.

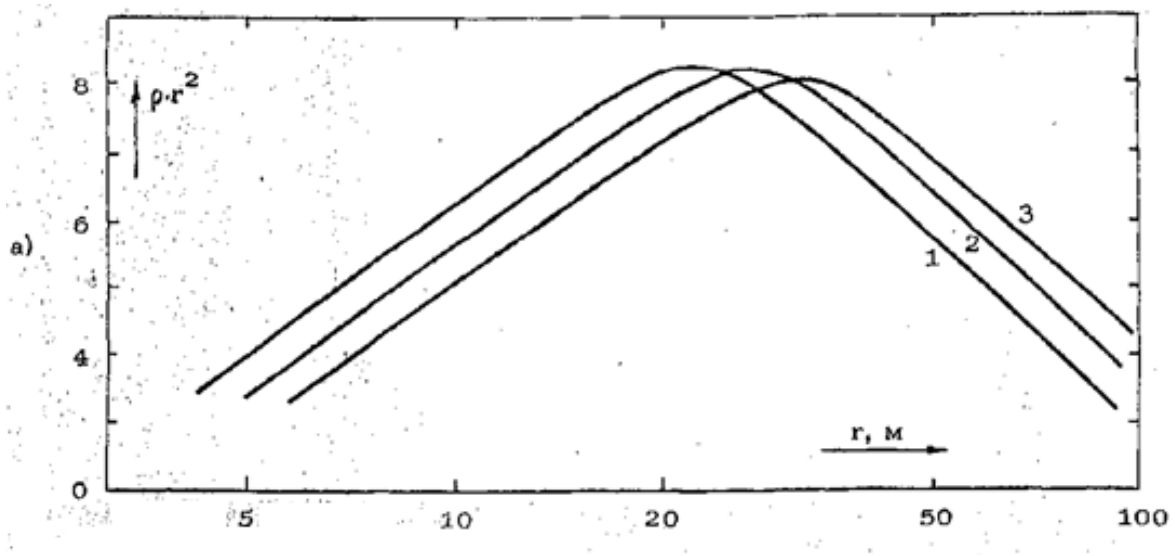
Для первичных энергий протона E_0= 10^6 и E_0=10^7 ГэВотносительные дисперсии числа электронов составляют $\sigma e/Ne$=0,450 и $\sigma e/Ne$=0,405. В табл.4.3 представлены относительные дисперсии плотности потока мюонов на различных расстояниях от оси ШАЛ и коэффициенты корреляции, соответствующих потоков мюонов с числом электронов в ливне.

Таблица 4.3 а. Значения относительных дисперсий σμ/ρμ для различных пороговых энергий мюонов.

Eμ ГэВ\ r,м	10\ σμ/ρμ	50\ σμ/ρμ	100\ σμ/ρμ	200\ σμ/ρμ	500\ σμ/ρμ
4-8	-	0,13	0,063	0,056	0,25
8-16	0,16	0,07	0,056	0,18	0,54
16-32	0,12	0,05	0,17	0,43	1,1
32-64	0,084	0,15	0,40	0,86	-
64-128	0,05	0,34	0,80	-	-

Таблица 4.3 б. Значения коэффициентов корреляции qeμ между плотностью потока мюонов и числом электронов в ливне для различных пороговых энергий мюонов.

Eμ ГэВ r,м	10\ qeμ	50\ qeμ	100\ qeμ	200\ qeμ	500\ qeμ
4-8	-	0.93	0,73	-0,61	-0,97
8-16	0,96	0,78	-0,62	-0,95	-0,96
16-32	0,93	-0,39	-0,95	-0,96	-0,93
32-64	0,84	-0,93	-0,96	-0,93	-
64-128	0,20	-0,96	-0,94	-	-



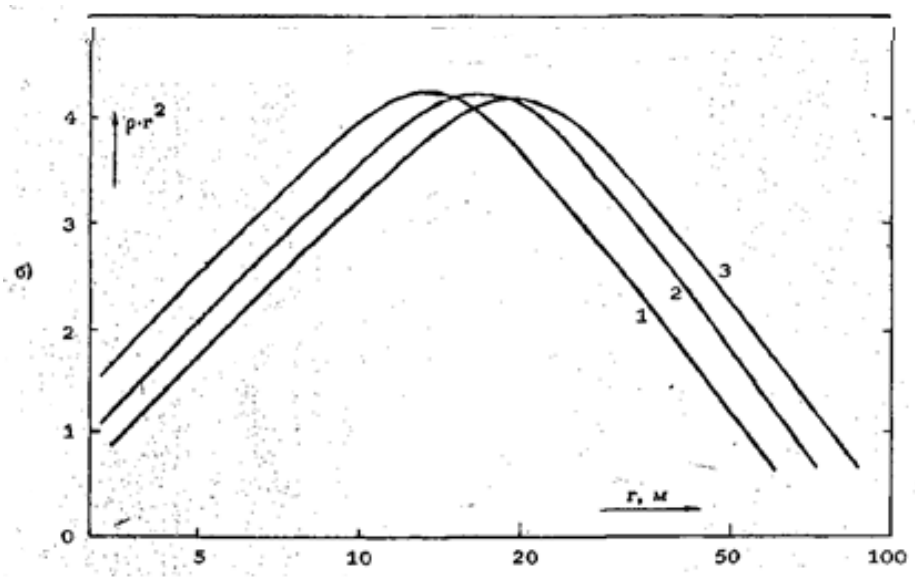


Рис. 4.4. Зависимость ФПР мюонов с пороговой энергией E_μ от энергии первичного протона E_0.

а) $E\mu$=100 ГэВ; б) $E\mu$ = 200 ГэВ. 1.$E_0=10^5$ ГэВ, 2. $E_0=10^6$ ГэВ;3. $E_0=10^7$ ГэВ. Результаты нормированы по полному числу мюонов при $E_0= 10^6$ Гэв.

Приведенных данных о ШАЛ, генерируемых первичными протонами с заданной энергией достаточно, чтобы рассчитать (в соответствии о процедурой, изложенной в параграфе 4.1) характеристики мюонной компоненты в ливнях с фиксированным числом электронов, если известен ядерный состав первичного космического излучения и используется модель суперпозиции взаимодействия ядро-ядро.

При анализе ШАЛ принято рассматривать ядерный состав лишь в грубом приближении - в виде суммы нескольких групп ядер с различными средними атомными номерами. Данные ШАЛ обычно не позволяют получить более детальные сведения о составе первичных частиц. Примем для дальнейшего анализа, что первичное излучение состоит из пяти групп

ядер со следующими атомными номерами:

A	1	4	15	31	56

По современным данным, в области сравнительно малых первичных энергий E0<I03 ГэВ распределение первичных частиц (с заданной энергией на частицу) по этим группам ядер можно считать равным [154]:

A = I	4	15	31	56	
P_A,% 38	17	16	20	9	(I вариант)

Принимая ядерный состав (I) в качестве первого приближения проведем сравнение экспериментальных данных, полученных в настоящей работе с расчетом, выполненным в рамках модели КГПС о параметрами Δ= 0,12 и К = 0,6.

Начнем анализ с данных о ШАЛ с числом электронов $Ne=10^6$.В этих ливнях, как показано в главах I и 2, наиболее полно проводится измерение ФПР мюонов и электронов и методически точно получено соотношение $N_\mu(\geq E_\mu)/N_e$ в широком диапазоне пороговых энергий мюонов E_μ. На рис.4,5 проводится сравнение экспериментального энергетического спектра мюонов $N_\mu(\geq E_\mu)$ в ливнях с числом электронов $N_e=10^6$ с расчетом: кривая 1,ядерный состав (I), показатель энергетического спектра первичных частиц, ответственных за ливни с $N_e=10^6$ γ= 2,1.

Видно, что эксперимент и расчет согласуются по виду энергетического спектра, однако, имеется различие

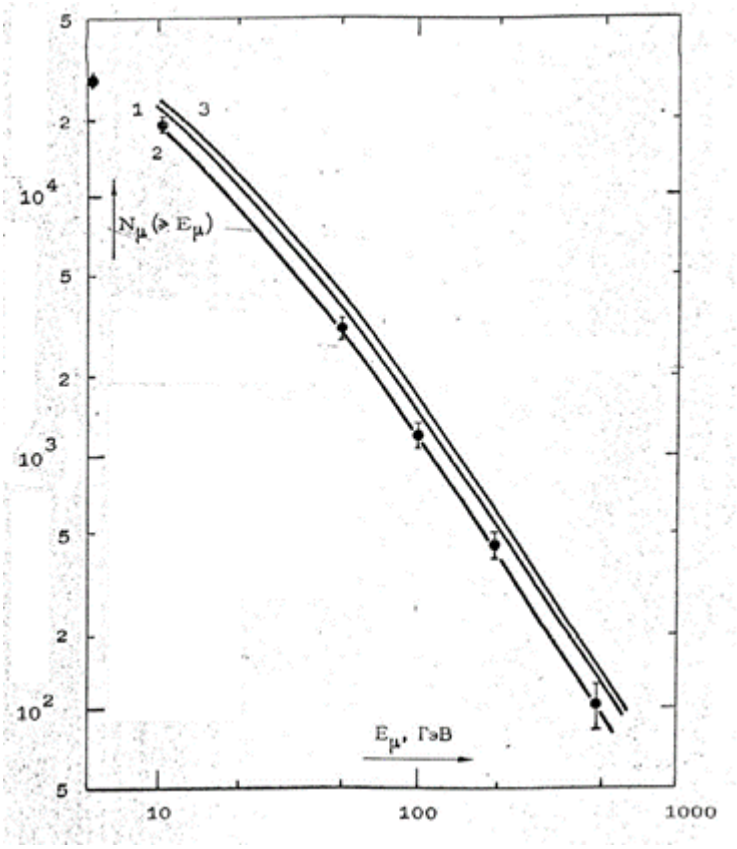


Рис. 4.5 Энергетический спектр мюонов в ШАЛ с числом электронов Ne=106 . Точки- эксперимент. Кривые- расчет по модели КГПС:

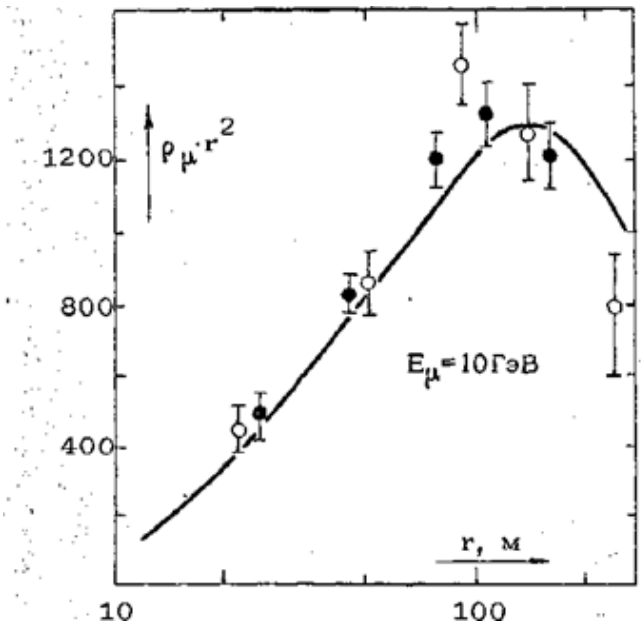
Δ =0,12 К=0,6 ; состав первичных частиц (1)

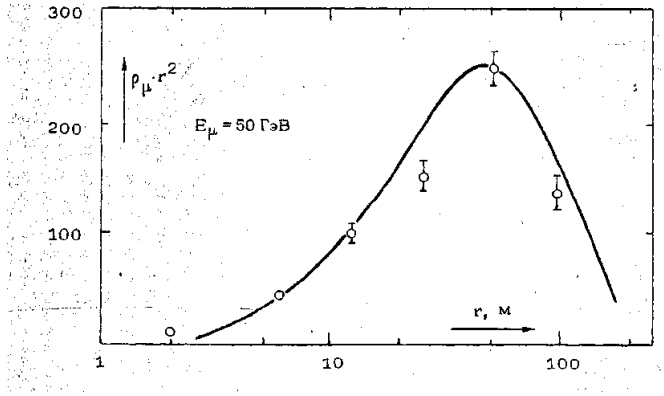
Δ =0,09 К=0,6 ; тот же состав первичных

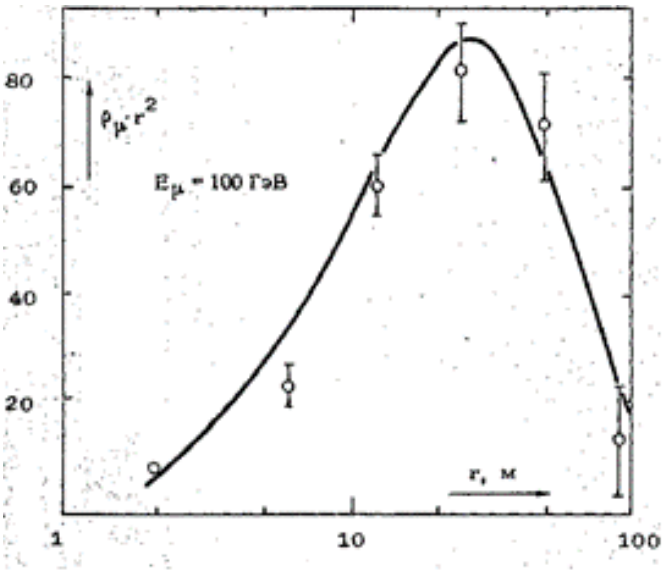
Δ =0,09 К=0,6 ; состав (II).

(25%) в абсолютном значении числа мюонов. Уменьшением параметра Δ=0,12 модели КГПС в пределах допустимого по современным данным ускорителей разброса можно добиться согласия и по абсолютному числу мюонов (кривая 2, Δ = 0,09; К = 0,6 рис.4.5).

Следует подчеркнуть, что данные настоящей работы, полученные с помощью магнитного спектрометра, дают показатель в энергетическом спектре мюонов в области энергий - 100 - 500 ГэВ γ_μ=1,55+0,05 в отличие от известного в литературе значения γ_μ= 2,2+0,1 полученного в работе [155] без применения установки, способной достаточно точно определять характеристики ШАЛ:N_e,x,y,s.


1200
800
400
$\rho_\mu \cdot r^2$
E_μ=10ГэВ
r, м
10
100


300
200
100
$\rho_\mu \cdot r^2$
E_μ = 50 ГэВ
r, м
1
10
100


80
60
40
20
$\rho_\mu \cdot r^2$
E_μ = 100 ГэВ
r, м
1
10
100

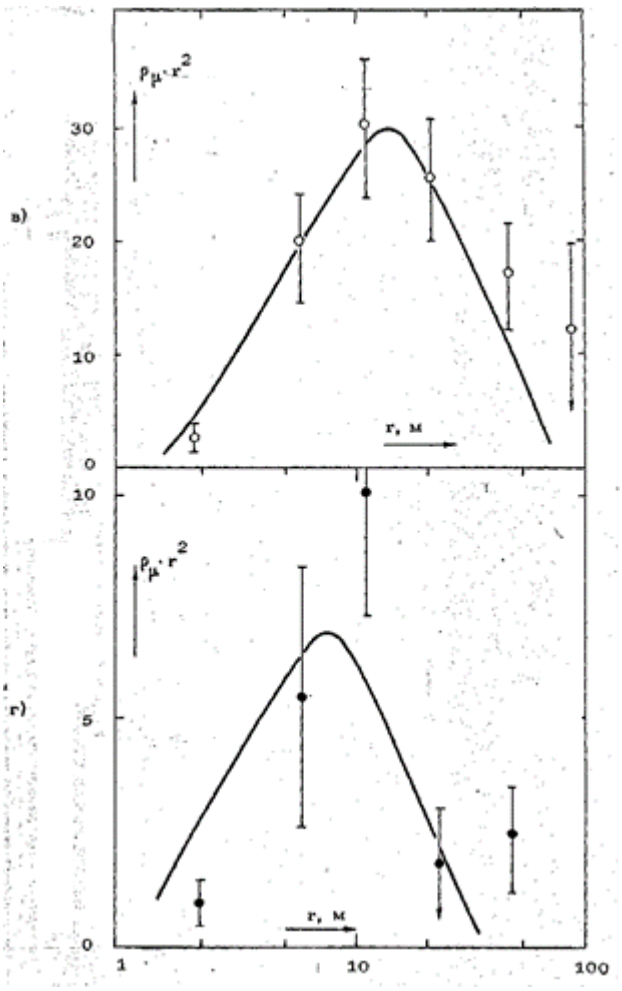


Рис. 4.6 Сравнение экспериментальной ФПР мюонов (точки)с различной пороговой энергией Eμ с ФПР,рассчитанной по модели КГС с Δ=0,12 и К=0,6.Пороговая энергия мюонов сверху вниз по рисунку E_μ=10,50,100, 200,500 ГэВ.

Согласие вида энергетического спектра мюонов, рассчитанного в рамках модели КГС, с экспериментом в широком диапазоне пороговых энергий мюонов показывает, что эта модель согласуется с экспериментом и по потоку энергии в мюонной компоненте.

Экспериментальные результаты не оставляют места для непредвиденныхпотерь существенной доли энергии первичных частиц на мюоны высоких энергий. Результаты расчета ФПР мюонов в рамках модели КГПС (Δ= 0,09-0,12, К= 0,6) согласуются с экспериментальными данными в широком диапазоне пороговых энергий мюонов - рис.4.6.

Видно, что на расстояниях $r<2r_{мед}$, где находится не менее 80% от

полного потока мюонов ФПР мюонов полностью согласуется с ожидаемой. Заметим, что пространственное распределение мюонов, полученное в настоящей работе при пороговых энергиях 100-500 ГэВ, данные индийской группы [65] о ФПР мюонов с пороговой энергией 220 ГэВ, а также данные о "кривых раздвижения" мюонов при пороговых энергиях $E\mu$= 500-2000 ГэВ [156] не находили удовлетворительного объяснения [156,157] при использовании модели скейлинга.В частности, согласно модели КГПС в мюонах с энергией выше 500 ГэВ содержится 9,4% энергии всей мюонной компоненты или 1,8% от энергии первичных частиц, что согласуется с экспериментальной оценкой, полученной в главах 2 и 3: в ливнях с $N_e = 10^6$ доля энергии в мюонах с энергией выше 500 ГэВ не более 12% от энергии мюонной компоненты и не более 2% от энергии первичных частиц.

В литературе эти данные объясняли либо I) увеличением среднего поперечного импульса в актах ядерного взаимодействия, ответственных за рождение частиц-родителей мюонов высокой энергии [156], либо 2) преобладанием тяжелых ядер в составе первичного излучения [138]. В первом случае приходилось считать, что средний поперечный импульс пионов (каонов) равен $\langle p_t \rangle$ = 0,6 ГэВ/с при энергиях взаимодействия $E \sim 10^5$ ГэВ. Современные ускорительные данные показывают, что средний поперечный импульс растет слабее энергией взаимодействия и равен $\langle p_t \rangle$=0,42 ГэВ/с при E= $1{,}5.10^5$ ГэВ. Расчеты по модели КГС объясняют экспериментальные данные о ФПР мюонов без привлечения предположений о росте поперечного импульса - за счет повышения высоты генерации пионов (каонов), связанного с быстрым развитием ядерного каскада. Указания на большую высоту генерации пионов (каонов) - родителей мюонов высоких энергий были получены до развития модели КГС в расчетах с использованием феноменологической модели высокой множественности’ [158,159] а также в расчетах функции генерации пионов по глубине в атмосфере такой, которая дает согласие с экспериментальной ФПР мюонов при заданном (из ускорительных данных) распределении пионов по поперечным импульсам, работы [160, 161] рис.4.7. Расчеты по модели КГПС придают экспериментально

наблюдаемому сравнительно широкому пространственному распределению мюонов определенный физический смысл: пионы (каоны)-родители мюонов- генерируются на сравнительно больших высотах в связи с ростом сечения взаимодействия адронов и "мягким" распределением рождающихся частиц по фейнмановскому параметру X. Важно подчеркнуть, что при использовании модели КГС не требуется делать предположение о большой доле тяжелых ядер в первичном излучении, чтобы объяснить наблюдаемую ФПР мюонов. Ядерный состав (II), предложенный Мэрилендской группой [138] в связи с данными о времени прихода адронов по отношению к фронту электронно-фотонной компоненты ШАЛ и использованный в литературе для объяснения ФПР мюонов и соотношения Nμ/Ne при модели скейлинга противоречит экспериментальным данным настоящей работы, см. рис.4.5, кривая 3, если используется модель КГПС.

A	=	I	56
P_A, %	=	40	60

вариант (II)

Таким образом, модель КГПС с параметрами Δ= 0,09-0,12 и К=0,6 дает объяснение всему комплексу экспериментальных данных о мюонах высоких энергий в составе ШАЛ при числе электронов Ne=106, если принят состав первичного излучения (I). Возникает вопрос, насколько чувствительны экспериментальныеданные

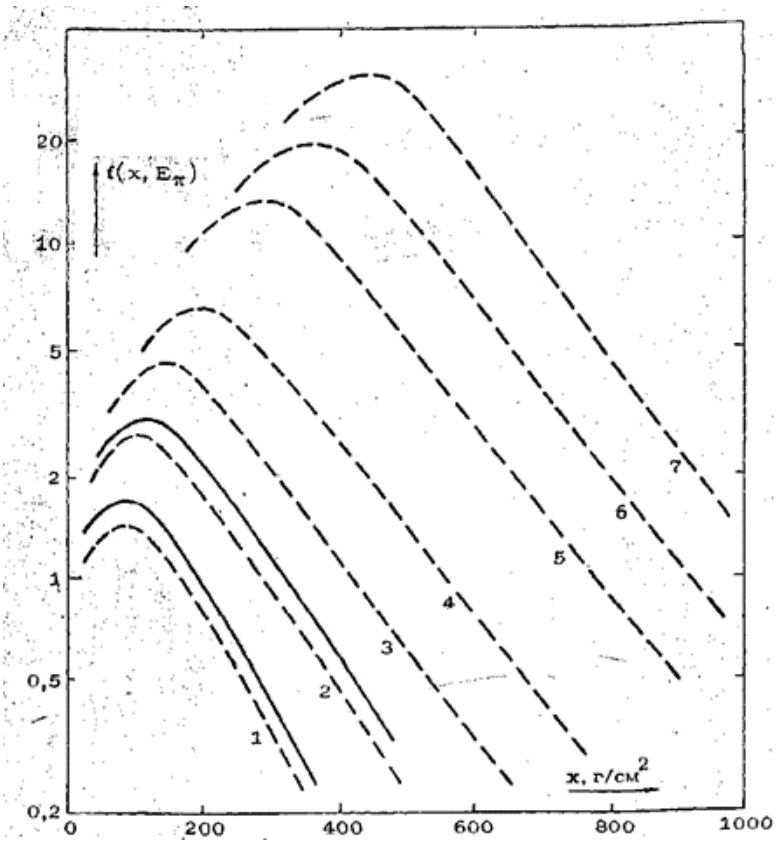


Рис. 4.7, Функция генерации пионов по глубине в атмосфере (число пионов, генерируемых в I г/см2) для ливня с числом электронов на уровне моря Ne=106. Сплошные кривые - расчет по модели КГПС. Штрихованные кривые - подбор функции генерации пионов по данным о ФПР мюонов, работа [161].I - пионы-родители мюонов с энергией Eμ≥500 Гав. Далее энергии мюонов в интервалах:2 - 200-500 ГэВ, 3 - 100-200 ГэВ, 4 - 50-100 ГэВ, 5-20-50 ГэВ, 6-10-20 ГэВ,7- 5-10 ГэВ.

к ядерному составу первичного излучения и к тем изменениям модели КГПС, которые допустимы в настоящее времям в связи с неопределенностью экспериментальных данных в области сверхвысоких энергий на ускорителях. В §4.4 отдельно рассмотрен вопрос о чувствительности ФПР мюонов к тем деталям взаимодействия адрон-ядро и ядро-ядро, которые не вошли в основную модель взаимодействия. Проанализируем здесь чувствительность среднего числа мюонов в ливне

с фиксированным числом электронов к ядерному составу и параметрам Δ и К модели КГС.

Анализ ошибок экспериментального значения отношения был проведен в главах I и 2. Оптимальной пороговой энергией мюонов, обеспечивающей наилучшую точность в определении числа мюонов, оказывается энергия E_μ= 100 ГэВ. При этой пороговой энергии мюонов еще велика статистическая точность определения числа мюонов, в ливнях с числом, электронов $\langle N_e \rangle = 10^6$ ($N_e > 3\ 10^5$) – 8% (168 зарегистрированных мюонов) и малы систематические ошибки в измерении энергии мюонов. Для мюонов с пороговой энергией E_μ= 100 ГэВ измерена ФПР во всем диапазоне расстояний, на которых находятся мюоны (95% от их полного числа), рис.4.6 б. Суммарная ошибка в определении полного числа мюонов с пороговой энергией Eμ =100 ГэВ в ливнях с $N_e=10^6$ составляет 10%.

При заданных параметрах модели КГС (Δ = 0,12; К = 0,6) оценим чувствительность отношения $N_\mu(E_\mu \geq 100)/Ne$ к изменению ядерного состава первичного излучения. Для оценки примем следующую модель ядерного состава: если доля протонов равна P_1 , то доли остальных рассматриваемых групп ядер равны между собой к составляют:

A	1	4	15	31	56
P_A	P_1	$(1-P_1/4$	$(1-P_1/4$	$(1-P_1/4$	$(1-P_1/4$

Вариант (III)

На рис.4.8.приведена зависимость числа мюонов с пороговой энергией Eμ= 100 ГэВ в ливне с числом электронов $N_e=10^6$ от доли протонов P1 в ядерном составе (Ш). Число мюонов $N_\mu(E_\mu \geq 100)$ для доли протонов P_1 =0,5 принято за единицу. Там же нанесен диапазон экспериментальных значений числа мюонов (вертикальная линия), связанных с ошибкой измерения: 15% (здесь учтена ошибка как в определении числа мюонов, так и в определении полного числа электронов 10%, гл. 1).Видно, что из экспериментальных данных при заданной модели адрон-ядерного взаимодействия можно оценить долю

протонов P_1 с ошибкой ±0,15. Однако, как отмечалось выше, в настоящее время модель адрон-ядерных взаимодействий в области сверхвысоких энергий еще не установилась окончательно. Имеется неопределенность в параметре теории Δ= 0,12±0,03; необходимо уточнение коэффициента неупругости в адрон-ядерном взаимодействии К = 0,55±0,05 (при E_0 = 10О ГэВ).Расчеты числа мюонов и числа электронов при различных параметрах Δ и К позволяют оценить изменение отношения Nμ/Ne в пределах указанных неопределенностей параметров Δ и К . На рис. 4.3 помимо результата расчета при Δ =0,12; К = 0,6 показан результат расчета числа электронов для модели КГПС с параметрами Δ = 0,12; К = 0,5 и Δ = 0,07;К=0,5. На рис.4.9 показано, как изменяется ФПР мюонов и полное число мюонов с пороговой энергией E_μ =100 ГэВ при изменении параметров Δ и К . В обоих случаях приведены данные для первичных протонов с энергией E_0=3.10^{6}ГэВ. Из этих расчетов следует, что отношение $N_\mu(E_\mu \geq 100)/N_e$ изменяется при изменении параметра Δ в пределах ±0,03 - на ±11% и при изменении коэффициента неупругости в пределах ±0,05- на ±9%. Поэтому в настоящее время можно оценить долю протонов в первичном излучении по экспериментальному значению отношения $N_\mu(E_\mu \geq 100)/N_e$ лишь с точностью ±20%.

Проанализируем далее зависимость характеристик мюонной компоненты от числа электронов в ШАЛ. На рис.4.10 сравниваются ФПР мюонов с пороговой энергией E_μ= 100 и 200 ГэВ, рассчитанные для ливней с числом электронов N_e =10^6 и 10^5(модель КГПС с Δ= 0,12, К = 0,6) в предположении, что ядерный состав (I) не изменяется с первичной энергией. Результаты нормированы по полному числу мюонов. На рис.4.II сравниваются энергетические спектры мюонов в тех же ливнях на расстояниях от оси ливня r=6 м и r=48 м. Видно, что вид пространственного распределения и энергетического спектра мюонов слабо зависит от числа электронов в ШАЛ. Небольшое изменение вида ФПР и энергетических спектров на заданном расстоянии от оси ливня не противоречит экспериментальным данным (см.рис.2.5 и 2.6 главы 2).

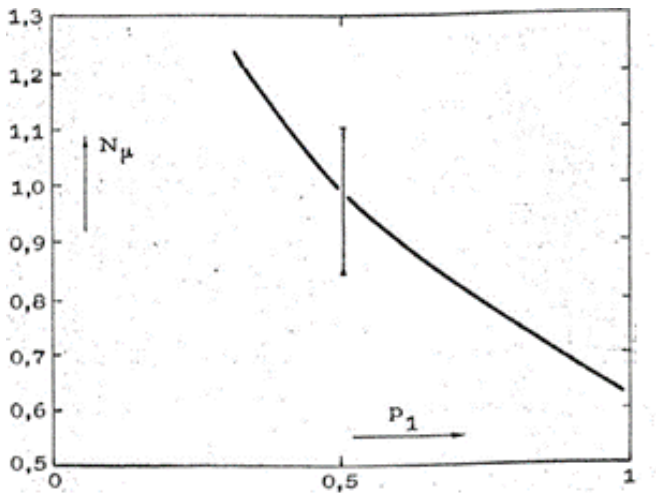


Рис. 4.8 Зависимость числа мюонов с пороговой энергией E_μ = 100 ГэВ в ШАЛ с числом электронов $N_e=10^6$ от доли протонов P_1 в первичном излучении. Число мюонов при доле протонов P_1 =0,5 принято за единицу.

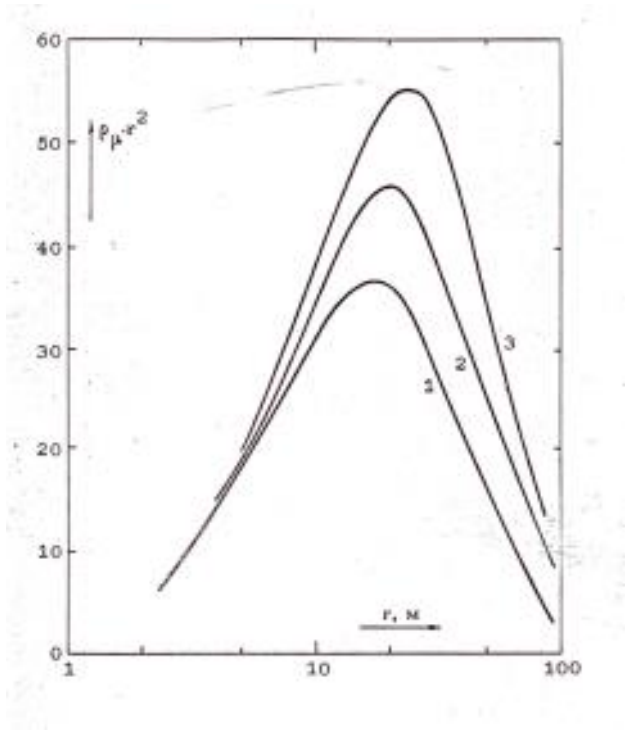


Рис. 4.9 Зависимость ФПР мюонов с пороговой энергией 100 ГэВ от параметров модели КГПС Δ и К. Число частиц ШАЛ 10^6.
1-Δ=0,07 , К=0,5;
2-Δ=0,12 , К=0,5;
3 Δ=0,12 , К=0,6.

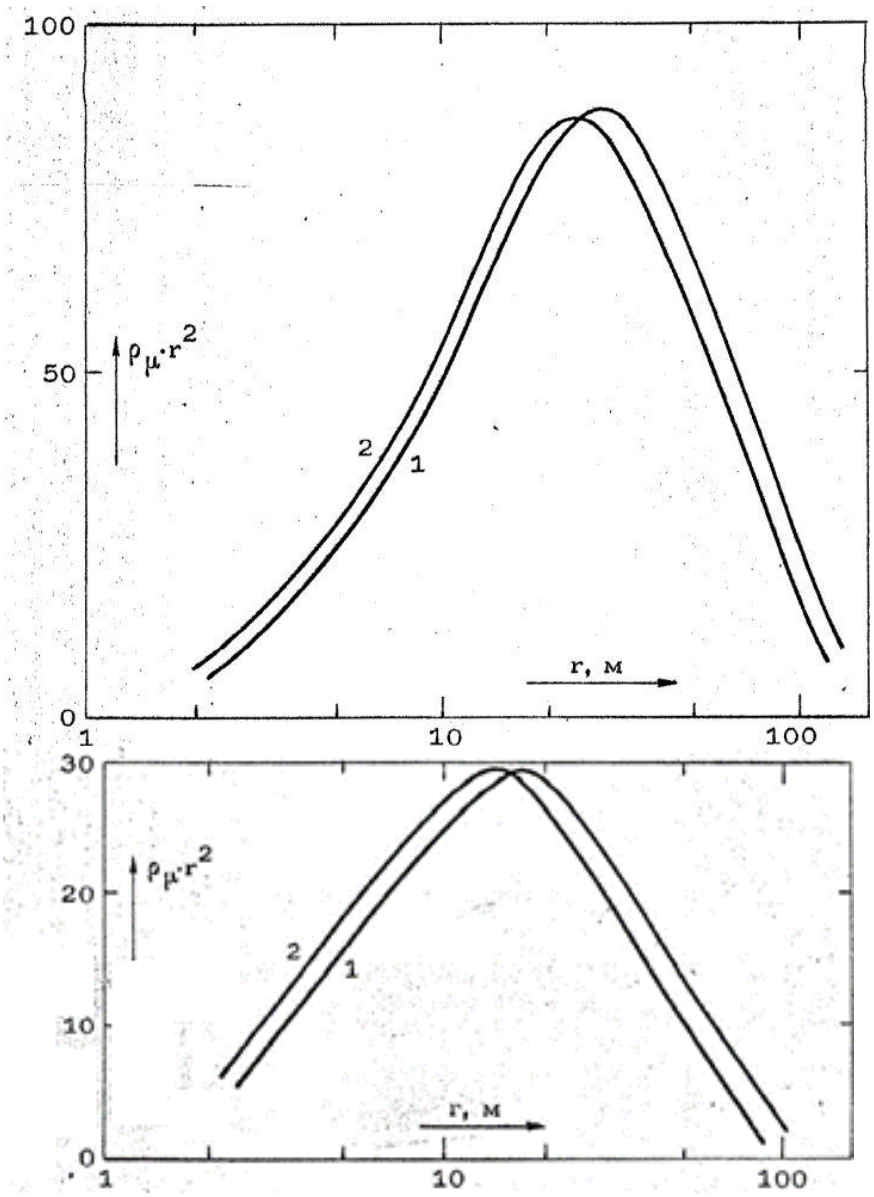


Рис 4.10 Зависимость ФПР мюонов с пороговой энергией Eμ от числа частиц ШАЛ Ne. Ядернй состав первичных частиц задан в виде(I).
1-$N_e=10^5$; 2- $N_e=10^6$. Верхний рис. E_μ=100 ГэВ. Нижний рис. E_μ=200 ГэВ.

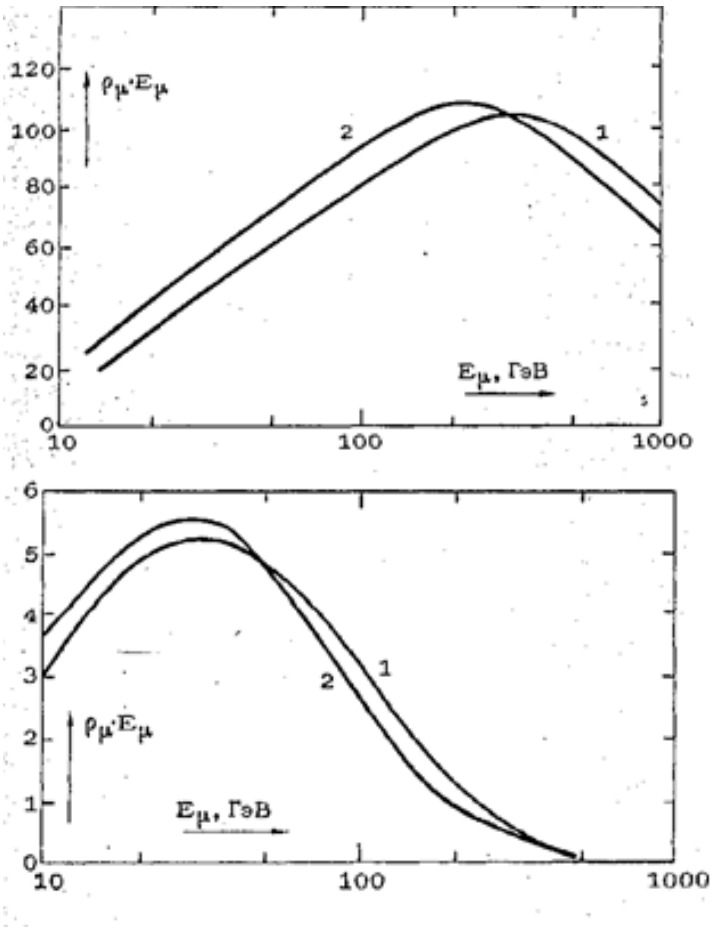


Рис. 4.11 Зависимость энергетического спектра мюонов на расстоянии r от оси ШАЛ от числа частиц ШАЛ Ne
Верхний рис. r= 6 м, нижний рис. r=48 м. 1- $N_e=10^5$, 2- $N_e=10^6$.

Слабая зависимость вида ФПР мюонов от числа электронов - как в расчете, так и на эксперименте - облегчает задачу изучения зависимости полного числа мюонов от числа электронов в ШАЛ. В постановке эксперимента по изучению ШАЛ имеется трудно преодолимый недостаток: в ливнях со сравнительно малым числом электронов N_e ~3 10^4-3 10^5 экспериментальные данные о потоке мюонов на больших расстояниях от оси ШАЛ, r>32м, неизбежно подвергаются выборке по возрасту S электронно-фотонной ^компоненты (см. главы 1 и 2). Достоверными являются данные о мюонах в круге радиусом R= 32 м. Зависимость потока мюонов в круге радиусом R=32 м от числа электронов связана не только с зависимостью от полного числа

электронов, но и с изменением ФПР мюонов. Расчет показывает, что зависимость потока мюонов в круге с радиусом R=32 м от числа частиц N_e связана не только с непосредственной зависимостью от N_e, но и с изменением ФПР мюонов с N_e. В табл.4.4 представлены рассчитанные показатели α в зависимости $N_\mu \sim N_e^\alpha$: 1) для полного числа мюонов и 2) для числа мюонов в круге радиусом R= 32 м. Приведены результаты расчета по модели КГПС с Δ= 0,09; К=0,6 в предположении постоянного ядерного состава (I).

Таблица 4.4 Показатели α в зависимости $N_\mu \sim N_e^\alpha$, $N_\mu(R=32) \sim N_e^\alpha$.

E_μ ГэВ	10	50	100	200	500
α в $N_\mu \sim N_e^\alpha$	0,68	0,64	0,63	0,61	0,60
α в N_μ(32м)~ N_e^α	0,72	0,685	0,76	0,63	0,61
Эксперимент	0,78	0,76	0,76	0,80	0,70
Ошибка эксп.	O,01	0,03	0,04	0,04	0,05

Видно, что показатели α для числа мюонов в круге R =32 м приближаются к показателям для полного числа мюонов с ростом пороговой энергии мюонов. Для мюонов с пороговой энергией 100 ГэВ показатель для числа мюонов в круге R = 32 м отличается от показателя для полного числа мюонов менее, чем на 0,03. В этом методическое преимущество экспериментальных данных о зависимости при пороговой энергии Eμ~ 100 ГэВ по сравнению с данными при пороговой энергии 10 ГэВ, которые изучены с большей статистической точностью [24]. В табл.4.4 приведены экспериментальные данные о зависимости числа мюонов в круге R=32 м (глава 2). Как видно, экспериментальные показатели α при пороговых энергиях мюонов Eμ = 100-500 ГэБ отличаются от расчетных на 2-3 ошибки. Значение показателя α является характерным следствием модели адрон-ядерного взаимодействия и,в частности, зависит от вида инклюзивного спектра вторичных частиц и его зависимости от первичной энергии адрона. Так, в модели КГПС с ростом параметра Δ от 0,09 до 0,12 показатель α слабо растет (на 0,02). Но при этом абсолютное отношение N_μ/N_e увеличивается и для

получения согласия расчета и эксперимента требуется увеличить долю протонов в ядерном составе первичного излучения. Так при параметре Δ =0,12 доля протонов p_1 должна быть увеличена до 65%, чтобы объяснить абсолютное число мюонов с пороговой энергией E_μ= 100 ГэВ при N_e= 10^6. В то же время даже при значении Δ = 0,12 остается значительное расхождение в экспериментальной и расчетной зависимости $N_\mu(N_e)$. Нам представляется более естественным искать объяснение различия между экспериментальной и теоретической зависимостью $N_\mu(N_e)$ в изменении ядерного состава первичных частиц с ростом их энергии. Анализу этого вопроса посвящен §4.5 настоящей главы.

4.3 Характеристики потока мюонов высокой энергии и ряд особенностей взаимодействия частиц сверхвысокой энергии.

При выполнении расчетов характеристик ШАЛ по полной (и достаточно громоздкой) схеме, описанной в предыдущих параграфах, не удается учесть ряд деталей взаимодействия при сверхвысоких энергиях, которые, в принципе, могут изменить результат расчета. Чувствительность наблюдаемых характеристик мюонной компоненты ШАЛ к более тонким деталям взаимодействия проверена в расчетах полным методом Монте-Карло при фиксированной энергии первичного протона E_0=10^6-10 ГэВ). Проверено также, как изменяется поток мюонов и их пространственное распределение при переходе от простой модели суперпозиции, использованной в §§4.1-2 для расчета характеристик ШАЛ, генерируемых первичными ядрами, к более детализированной модели взаимодействия ядро-ядро воздуха.

а. *Роль генерации частиц различного сорта в акте множественного рождения.*

В основной модели КГС считается (§4.I), что в акте взаимодействия адрон-ядро воздуха рождаются лишь пионы (заряженные и нейтральные) и каоны (заряженные), доля которьх относительно заряженных пионов постоянна (10%). Эксперимент на ускорителях и теория множественного рождения дают более подробные сведения о составе вторичных частиц.

В работах [162,163] даны, например, сечения рождения заряженных и нейтральных каонов, сечения рождения барионов и антибарионов (pp^-, nn^-, $\Lambda\Lambda^-$). Ниже, в пункте (б), рассмотрены данные о рождении очарованных частиц. Особенностью рождения вторичных частиц различного сорта согласно эксперименту на ускорителях и теории является различная зависимость сечения их рождения от первичной энергии адрона. Поэтому можно, в принципе, ожидать изменения зависимости наблюдаемых характеристик ШАЛ - числа мюонов и числа электронов на уровне моря - от энергии первичного протона, если более точно учтены процессы рождения вторичных частиц различного сорта. Расчеты методом М-К числа мюонов и числа электронов в ШАЛ, проведенные Н.Н.Калмыковым и М.В.Мотовой о учетом рождения барион-антибарионных пар и зависимости сечения рождения каонов от энергии взаимодействия показывают однако, что зависимость этих характеристик ШАЛ от энергии первичных протонов изменяется весьма слабо. Так, в зависимости числа мюонов от первичной энергии протонов $N_\mu(\geq E_\mu, E_0) \sim E_0^\alpha$ показатель α увеличивается на 0,03, что не изменяет выводов, сделанных по результатам расчетов по основной модели.

Роль рождения каонов была проверена путем сравнения двух вариантов расчета: I) пионы являются единственным сортом вторичных частиц, 2) вторичные частицы состоят из пионов и каонов $K^\pm$, $K0$, анти-$K0^-$, сечение рождения которых взято в соответствии с работой [162[. На рис 4.12 приведено отношение числа мюонов с различной пороговой энергией, полученное в этих двух вариантах расчета. Видно, чго учет рождения каонов приводит к небольшому увеличению числа мюонов с ростом их пороговой энергии, что приводит к небольшому уменьшению показателя энергетического спектра мюонов в области E_μ=50-500 ГэВ $\Delta\gamma$=0,06. Экспериментально наблюдаемый показатель γ = I,55+0,05 согласуется с результатом расчета, учитывающем рождение каонов.

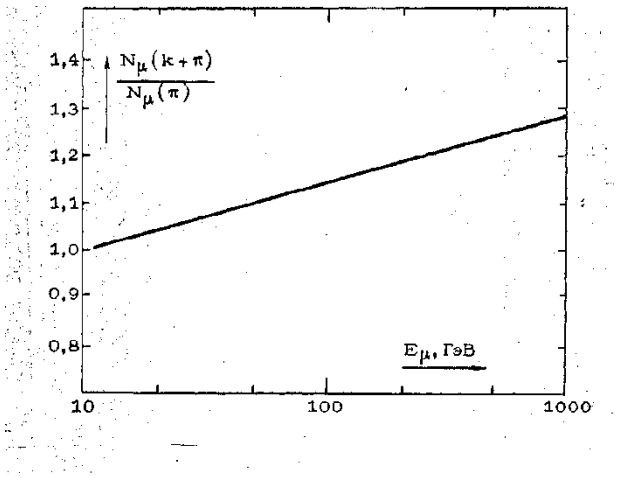


Рис. 4.12 Отношение числа мюонов, рассчитанных по модели взаимодействия, учитывающей рождение пионов и каонов к числу мюонов, рассчитанных по модели, учитывающей только рождение пионов.

Рождение каонов практически не изменяет ФПР мюонов. Это связано с тем, что небольшое увеличение среднего поперечного импульса каонов по сравнению с пионами (§ I) (на 15%) компенсируется изменением соотношения между энергией мюона и энергией частицы-родителя: для пионов это соотношение в среднем равно E_π/E_μ=1,3, а для каонов $E_к/E_\mu$= = 4,7. Поэтому углы рождения каонов, ответственных за мюоны с заданной энергией оказываются меньше, чем углы рождения соответствующих пионов. Так как вклад каонов в число наблюдаемых мюонов остается всегда меньше, чем вклад пионов, то ФПР мюонов пионного происхождения практически маскирует ФПР мюонов, образованных каонами.

С рождением каонов связан интересный вопрос об асимметрии положительных и отрицательных мюонов в составе ШАЛ. Эксперимент показывает (глава 2), что отношение числа положительных к числу отрицательных мюонов не отличается от единицы во всем диапазоне энергий мюонов, доступном для наблюдения: E_μ = 10-500 ГэВ. В то же время, в принципе, существует возможность появления положительного избытка мюонов, связанная с асимметрией рождения- положительных и

отрицательных каонов в актах взаимодействия адронов с ядрами аомов воздуха. Эта асимметрия связана с различием в кварковом содержании К+(us^-) и К-(u^-,s) частиц. тиц. Присутствие. u -кварка в составе налетающих на ядро атома воздуха адронов делает рождение К+ каонов более вероятным (в области фрагментации). Реальная асимметрия рождения К+/К- зависит от параметров X и pt рождающихся частиц. В опытах на ускорителях имеются данные об асимметрии ^ для различных значений X и pt. Наиболее полные данные получены в работе [164] при энергии налетающих частиц E=175 ГэВ.

Для оценки асимметрии рождения мюонов разного знака в составе ШАЛ воспользуемся следующей упрощенной схемой. Будем считать, что мюоны появляются в результате распада каонов и пионов, рождающихся в актах взаимодействия нуклонов и пионов с ядрами воздуха с эффективным параметром X= 0,2 и поперечным импульсом pt = 0,4 ГэВ/с. Для этих значений X и p_t по данным работы [164] асимметрия рождения каонов $\eta_к$ равна: в актах взаимодействия нуклонов $\eta_к$ =2,2 и в актах взаимодействия пионов в среднем для однородной смеси пионов двух знаков $\eta_п$=1,2.

Принимая, что при развитии ШАЛ доля актов взаимодействия пион-ядро атома воздуха составляет $q_п$ а доля актов взаимодействия нуклон ядро q_N =1-$q_п$ получаем ожидаемую асимметрию рождения каонов в лавине ШАЛ

$$\eta = (1-q_\pi)\cdot 2{,}2 + q_\pi \cdot 1{,}2 = 2{,}2 - q_\pi \qquad (4.13)$$

Найдем далее асимметрию рождения мюонов разного знака в лавине ШАЛ. Будем считать, что в лавине ШАЛ пионы разного знака симметричны и асимметрия мюонов связана лишь с асимметрией рождения каонов, доля которых по отношению к пионам составляет 10%. В этом предположении число положительных и отрицательных мюонов равно:

$$n_{\mu^+} = n_\pi \cdot \left(\frac{W_\pi}{2} + \frac{W_K \cdot \eta}{1+\eta} \cdot 0{,}1 \right)$$

$$n_{\mu^-} = n_\pi \cdot \left(\frac{W_\pi}{2} + \frac{W_K \cdot 0{,}1}{1+\eta} \right) \qquad (4.14)$$

Здесь Wп и Wк -вероятность распада пионов и каонов. Их отношение R_μ равно

(4.15)

$$R_\mu = \frac{n_{\mu^+}}{n_{\mu^-}} = \frac{W_\pi + \frac{0{,}2 \cdot \eta}{1+\eta} \cdot W_K}{W_\pi + \frac{0{,}2 \cdot W_K}{1+\eta}}$$

Экспериментально измеряется отношение Rμ мюонов разного знака, поэтому полезным является соотношение

$$\eta = \frac{0{,}2\, R_\mu \cdot W_K + W_\pi (R_\mu - 1)}{0{,}2\, W_K - W_\pi (R_\mu - 1)}$$

(4.16)

полученное из (4.15).

Таким образом, используя принятую схему расчета, можно по экспериментальным данным об асимметрии мюонов разного знака получить среднюю асимметрию каонов в лавине ШАЛ и оценить по (4.13) долю актов взаимодействия пион-ядро, участвующих в образовании наблюдаемых мюонов.

При энергиях мюонов E_μ= 100-500 ГэВ (средняя энергия 300 ГэВ) экспериментальное значение η= 0,95+0,11 (табл.2.4 главы 2). Считая по верхней оценке, что η= 1,06 и принимая, что эффективная глубина в атмосфере, на которой рождаются мюоны таких энергий равна X = 50 г/см2 (согласно расчетам по модели КГС), так что вероятность

распада $W_п$ =0,4 и W_k = 0,7, получаем верхнюю оценку асимметрии рождения каонов η= 1,5. Отсюда следует согласно (4.13), что доля актов взаимодействия пион-ядро воздуха, ответственных за рождение мюонов со средней энергией 300 ГэВ составляет не менее 75% от всех взаимодействий. Такая оценка согласуется с прямым расчетом вклада взаимодействий пион-ядро воздуха – 75% по модели КГС (для мюонов со средней энергией 300 ГэВ).

б. *Рождение очарованных частиц и поток мюонов в ШАЛ.*

Распады очарованных частиц на мюоны, в принципе, могут проявиться как дополнительный источник мюонов в составе ШАЛ.

До сих, пор эксперимент на ускорителях не дал окончательного результата о зависимости сечения рождения очарованных частиц от энергии налетающих адронов в области предельных энергий √s = 540-900 ГэВ. Воспользуемся для оценки влияния рождения очарованных частиц на характеристики мюонной компоненты ШАЛ результатами теоретических расчетов рождения чарма, дающими максимальные значения сечения. Так, в работе Д.А.Славнова [165], выполненной с учетом третьего порядка в теории возмущений КХД, получено сечение σ_c = 10 мбарн для pp -столкновений с энергией √s = 1430 Г$В (E_0 = 106 ГэВ), что составляет $\sigma_c/\sigma_{полн}$ = 0,17. Для расчета ШАЛ примем, что сечение рождения чарма в столкновениях с ядрами атомов воздуха зависит от энергии адрона следующим образом

$$\sigma_c = \sigma_{полн} \cdot \left(1 + \frac{4 \cdot 10^3}{\sqrt{E_0}}\right)^{-1} \qquad (4.17)$$

что дает отношение $\sigma_c/\sigma_{полн}$ =0,2 при E_0=106 ГэВ.

Будем считать, что с сечением (4.17) рождается пара частиц Λc и D. Распределение этих частиц по параметру X независимо отэнергии налетающего адрона равно:

$$\text{для } \Lambda_c \quad \sigma(x) = const \text{ и для } D \quad \sigma(x) = x(1-x)^3 \qquad (4.18)$$

Мода распада на мюоны составляет для Λc ~5% и для D -10%.

Распределение по поперечным импульсам очарованных частиц было принято в виде

$$\frac{1}{p_\perp}\frac{d\sigma_c}{dp_\perp} = \frac{1}{\langle p_\perp\rangle^2}\exp\left(-\frac{2p_\perp}{\langle p_\perp\rangle}\right) \qquad (4.19)$$

со средним значением $\langle p_t\rangle$ =0,8 ГэВ/с.

Расчет в соответствии с описанной моделью рождения очарованных частиц показал [60], что при энергии первичного протона 3 10^6 ГэВ число дополнительных мюонов от распадов очарованных частиц в области пороговых энергий мюонов 200- 500 ГэВ составляет менее 1% от полного числа мюонов. При таком малом числе дополнительных мюонов не изменяется и ФПР мюонов при тех же пороговых энергиях.

в. *ФПР мюонов и эффекты корреляции поперечного импульса частиц с продольным импульсом и множественностью частиц.*

В расчете ФПР мюонов в ШАЛ с фиксированной энергией первичного протона была учтена корреляция поперечного импульса частиц с их продольным импульсом - так называемый "эффект чайки". Экспериментальные данные [166,132] об этом эффекте при энергии налетающего адрона E = 100 ГэВ можно аппроксимировать следующей формулой

$$\langle p_\perp\rangle = 0{,}3 + 0{,}13\left(\ln\left[(1-x)^{-1}\right]\right)^{0{,}3} \qquad (4.20)$$

Результат расчета показал, что ФПР мюонов во воем изучаемом диапазоне расстояний оказывается нечувствительной к "эффекту чайки": в пределах 5% плотность потока мюонов не изменяется, при учете эффекта. Результат расчета зависит лишь от вида распределения поперечных импульсов, усредненного по всем параметрам X вторичных

частиц.

Другим корреляционным эффектом, наблюдаемым в опытах на ускорителях, является зависимость среднего поперечного импульса от множественности частиц в акте взаимодействия. Экспериментальные данные работы [167], полученные при энергии взаимодействия $\sqrt{s}$=540 ГэВ, можно аппроксимировать следующей формулой

$$\langle p_{\perp} \rangle = 0{,}32 + 0{,}0647 \left(\ln \left[1 + \frac{2 \cdot n}{\langle n \rangle} \right] \right)^{1{,}4} \qquad (4.21)$$

В табл.4.5 приведено отношение плотностей потока мюонов, полученное в результате расчетов ФПР мюонов по модели КГПС с учетом корреляции (4.2I) и без нее. Первичная энергия протонов E_0 =3 10^6ГэВ. Видно, что с корреляцией типа (4.21) связан небольшой эффект возастания плотности потока мюонов на расстояниях $r>2r_{мед}$(значения медианого радиуса приведены в таблице, последняя колонка).

Таблица 4.5.

E_μ\r, м	6	12	24	48	96	$r_{мед}$, м
200 ГэВ	0,95	1,0	1,04	1,16	1,3	13
500 ГэВ	1,0	1,1	1,16	1,25	-	7

Отметим, что экспериментальная корреляция среднего поперечного импульса и множественности частиц получает интересную интерпретацию в квантовой хромодинамике (КХД) [168]: большие поперечные импульсы связаны со сравнительно "жестким” рассеянием партонов нуклона, а жесткое рассеяние сопровождается усиленным излучением глюонов, которое, в конечном счете, приводит к увеличению множественности частиц. Эта интерпретация получает дополнительное экспериментальное подтверждение: в событиях с большой множественностью наблюдается больше струй частиц, прямо связанных с жестким рассеянием партонов. Непосредственное влияние рождения струй частиц на ФПР мюонов

явилось предметом специальных расчетов.

г. *Рождение струй частиц и ФПР мюонов.*

Эксперимент на ускорителях доказал существование жесткого рассеяния партонов, фрагментирующих после рассеяния в струю частиц с большим поперечным импульсом (для струи в целом). Пионы (каоны) струи могут распадаться на мюоны, группа которых, в принципе, обладает высоким значением поперечного импульса. Однако, в отличие от струи адронов мюоны "струи" при наблюдении на уровне моря расходятся на сравнительно большие расстояния и, в результате, генетически выделенная группа мюонов теряется на фоне, общего потока. Приведем оценку плотности потока мюонов в центре струи, на расстоянии r=3 м от оси струи. Пусть энергия адронов струи равна $E_{стр}$= 10^5 ГэВ, высота рождения струи $H_{стр}$ =20 км. Тогда плотность потока мюонов $\rho(E_\mu \geq 10$ГэВ,r=3м)=0,03 $м^{-2}$ согласно обычному расчету ФПР мюонов при заданной энергии адрона, генерирующего лавину $E_{стр}$ = 10^5 ГэВ на высоте первого взаимодействия H. Сравним эту плотность потока мюонов в струе с плотностью общего потока мюонов при первичной энергии протона E_0. Так, например, при E_0= 10^6 ГэВ оценим плотность потока мюонов на расстоянии r′ , где ожидается центр струи при поперечном импульсе струи p_t . Возьмем наиболее яркий случай большого поперечного импульса в струе: p_t=50 ГэВ/с. Тогда $r'=H_{стр}\ p_t c/E_{стр}$ =10м. Потность общего потока мюонов на этом расстоянии оказывается равна $\rho(E_\mu \geq 10$ГэВ,r=10м)=0,04 $м^{-2}$, т.е. практически равна плотности потока мюонов в струе. В этих условиях выделение мюонов струи на фоне общего потока мюонов ШАЛ затруднительно. Для струй, приобретающих, меньшие поперечные импульсы, выделение мюонов струи еще труднее. Уменьшение высоты рождения струи не дает значительного выигрыша в соотношении плотности потока мюонов струи и общего потока мюонов, так как с уменьшением высоты уменьшается расстояние r′, на котором находится центр струи и увеличивается плотность общего потока мюонов.

В отличие от мюонной компоненты струя ЭФ компоненты, рожденная в глубине атмосферы , сильно выигрывает по сравнению с общим

потоком ЭФ компоненты, генерируемой выше в атмосфере и испытывающей большее поглощение. Стволы ЭФ компоненты наблюдаются экспериментально и дают яркое подтверждение существования процесса генерации струй при сверхвысоких энергиях [169,170].

Образование струй мюонов, не проявляющих себя как отдельное образование, вместе с тем изменяет среднюю ФПР мюонов. Первые расчеты ФПР мюонов с пороговой энергией E_μ=200 ГэВ с учетом рождения струй [171] показали, что,если предположить быстрый рост сечения рождения струй с энергией налетающего адрона, то можно получить заметный эффект изменения ФПР мюонов на больших расстояниях от оси ШАЛ. В настоящее время расчеты ФПР мюонов можно проводить, опираясь на экспериментальные сечения образования струй, полученные на ускорителях и на предсказания КХД в области энергий, превышающих ускорительные.

Для формирования средней ФПР мюонов важно лишь инклюзивное распределение родителей мюонов (пионов и каонов) по поперечным импульсам и поэтому в расчете средней ФПР мюонов достаточно лишь учесть влияние рождения струй на инклюзивное распределение частиц по поперечным импульсам. Инклюзивное распределение $Ed3\sigma/dp3 \sim 1/p_t \; d\sigma/dp_t$ заряженных пионов хорошо изучено при энергиях взаимодействия $\sqrt{s}$ = 540 ГэВ. Расчеты по КХД проверяются по этим экспериментальным данным. Наибольший эффект изменения инклюзивного распределения $1/p_t \; d\sigma/dp_t$ с ростом энергии налетающего адрона дает вариант КХД, рассмотренный в работах Грибова,Левина,Рыскина [172,173] в которых наряду с процессом жесткого рассеяния партонов ($p_{tстр}$ =10-20 ГэВ/с) рассмотрены «полужесткие» процессы рассеяния с поперечными импульсами струи $p_{tстр} \geq 2$ ГэВ/с, сечение рождения которых при сверхвысоких энергиях оказывается близким к полному сечению неупругого взаимодействия адронов. В работе [173] содержатся все необходимые для расчета распределения E d3σ/dp3 формулы. Результаты расчета по этим формулам распределения E d3σ/dp3 для первичных энергий протона E_0 =10^5-10^7 ГэВ можно аппроксимировать в следующем виде

$$E\frac{d^3\sigma}{dp^3} = A\cdot\frac{q^9}{(q+p_\perp)^9}\ ; \quad \langle p_\perp\rangle = \frac{q}{3} \qquad (4.22)$$

где A = 450 мб для пионов одного знака и $q = 1{,}3\cdot\left(\frac{E_0}{1{,}5\cdot10^5}\right)^{0{,}27}$ ГэВ/с

(4.22)

При E_0 = 1,5.10^5 ГэВ этот результат совпадает с данными коллайдера. Согласно работе [173] при сверхвысоких энергиях $E_0 \geq 10^7$ ГэВ множественность адронов, рожденных в "полужестких" струях, близка к полной множественности частиц во взаимодействии. Для оценки максимального влияния рождения струй на ФПГ мюонов, было предположено, что все частицы в акте взаимодействия с множественностью, равной множественности по модели КГПС распределены по поперечным импульсам в соответствии с (4.22).В расчете методом М-К получены ФПР мюонов с пороговой энергией E_μ=200 и 500 ГэВ в двух вариантах: с учетом рождения струй по [173], то-есть при распределении по поперечным импульсам (4.22) и в обычной модели КГС, когда распределение по поперечным импульсам не зависит от энергии налетающего адрона и равно (4.3). В табл.4.6 приведено отношение результатов этих двух расчетов для плотности потока мюонов на различных расстояниях от оси ШАЛ.

Видно, что эффект рождения струй увеличивает плотность потока мюонов на больших расстояниях от оои ШАЛ (r>2r). На этих расстояниях находится не более 1% от полного потока мюонов ШАЛ. ФПР основного потока мюонов остается без изменений.

Подчеркнем,, что приведенный выше результат получен при использовании предсказаний КХД в области сверхвысоких энергий. В принципе, можно ввести феноменологически такое сечение рождения струй, которое сильно изменяет инклюзивное распределение 1/pt dσ/dpt по поперечным импульсам и, тем самым, сильнее изменит ФПР мюонов. Так, в работе [171] были рассмотрены в качестве одного из вариантов расчета сечения рождения струй, которые превышают современные оценки для сверхвысоких энергий.

Таблица 4.6

E_μ\r м	6	12	24	48	96	$r_{мед}$
200 ГэВ	1	1	1	1,2	1,4	13
500 ГэВ	0,95	1	1,2	1,9	-	7

В модели Антонова-Иваненко [174] для объяснения данных о ШАЛ в стратосфере и объяснения широкого пространственного распределения адронов с энергией $E_h \geq 0,5$ ГэВ, наблюдаемого на Тянь-Шаньской станции ФИАН [141] в ШАЛ с $E_0 \geq 3\ 10^6$ ГэВ, введен эффект рождения частиц в центральной области быстрот со средним поперечным импульсом $\langle pt \rangle = 2\ (E_0/10^5)^{0,3}$ Гэв/с. Эта модель была использована в расчете методом М-К пространственного распределения мюонов с пороговой энергией 200 и 500 ГэВ. В табл.4.7 представлены отношения плотностей потока мюонов, рассчитанные по модели [174], и по модели КГПС для ШАЛ, генерированных первичным протоном с энергией 3.10^6 ГэВ. Полный поток мюонов с заданной пороговой энергией здесь нормирован к результату расчета по модели КГПС. Видно, что ФПР мюонов, рассчитанная в предположениях модели Антонова-Иваненко, отличается от модели КГПС значительно больше, чем ФПР, рассчитанная в предположении рождения струй по КХД.

Таблица 4.7

E_μ\r м	6	12	24	48	96	$r_{мед}$ КГПС	$r_{мед}$ А-И
200 ГэВ	0,56	0,66	1,0	1,8	9,0	13	22
500 ГэВ	0,43	1,0	2,4	15	-	7	19

д. Особенности взаимодействия ядро-ядро и характеристики потока мюонов.

В модели развития ШАЛ, принятой в расчете характеристик мюонной компоненты при фиксированном числе электронов на уровне

моря было предположено, что первичное ядро с атомным номером А создает А ливней, генерированных нуклонами с энергией E_0/A (модель суперпозиции). В этой модели не рассматривается роль первого взаимодействия ядра с ядром воздуха в образовании мюонов. Выше указывалось, что традиционная модель последовательной фрагментации первичного ядра в столкновениях с ядрами атомв воздуха, заимствованная из области энергии взаимодействия 1-10 ГэВ/нуклон дает результаты, близкие к модели суперпозиции. Однако, в последнее время характер взаимодействия ядро-ядро при сверхвысоких энергиях пересматривается. Экспериментальные данные группы JACEE [175-178] при энергиях налетающего ядра > I ТэВ/нуклон указывают на аномально большое число нуклонов, участвующих во взаимодействии с ядром мишени. Наблюдается большая множественность частиц – около 10^3 - при столкновении ядра кальция с ядром углерода [175].

Экспериментально получено указание на рост среднего поперечного импульса с ростом плотности энергии взаимодействия так, что для плотности энергии взаимодействия > I ГэВ/фм3 средний поперечный импульс вторичных частиц становится равным <pt> ~ I ГэВ/с. Так как плотность энергии взаимодействия растет с атомным номером налетающего ядра, то наблюдаемый рост поперечного импульса можно представить в виде

$$\langle p_\perp \rangle = 0{,}4 \cdot A^{0{,}3} \text{ ГэВ/с} \qquad (4.23)$$

Данные группы JACEE во многих теоретических работах рассматриваются как указание на возможность образования в столкновениях ядро-ядро при энергиях E_0> I ТэВ/нуклон так называемой кварк-глюонной плазмы [179,180,181,182].В свете этих экспериментальных и теоретических указаний интересно рассмотреть, как измениться ФПР мюонов и их полное число, если модель суперпозиции заменить моделью, учитывающей.конкретные характеристики первого взаимодействия ядро-ядро, заимствованные из опытов группы JACEE.

Для расчета примем следующую схему: ядро о атомным номером А

испытывает первое взаимодействие на глубине X_1,равной пробегу для взаимодействия ядра А в атмосфере $\lambda_{взА}$, рассчитываемого с учетом роста сечения нуклон-нуклонного взаимодействия. Для энергии $E_0 = 10^6$ ГэВ при росте сечения взаимодействия нуклон-ядро воздуха с энергией нуклона типа (4.1) получены следующие значения пробегов для взаимодействия ядер А:

А	4	15	31	56
$\lambda_{взА}$ г/см^2	37,5	22	16	12

Рассмотрим первый акт взаимодействия ядро-ядро воздуха в соответствии с работой [182], которая позволяет получить распределение вторичных частиц по быстроте в согласии с экспериментам группы JACEE. Согласно [182] нуклоны налетающего ядра делятся на две группы: участвующие во взаимодействии и не участвующие во взаимодействии. Первые приводят к рождению вторичных частиц, вторые в дальнейшем образуют парциальные ШАЛ, начальная энергия которых равна E_0/A. Распределение вторичных частиц по поперечным импульсам во взаимодействии ядро-ядро воздуха примем в виде

$$\frac{1}{p_\perp}\frac{d\sigma}{dp_\perp} = \frac{1}{\langle p_\perp \rangle^2} \cdot \exp\left(-\frac{2p_\perp}{\langle p_\perp \rangle}\right) \qquad (4.24)$$

со средним значением <pt> ,которое зависит от атомного номера ядра как (4.23).

Расчет полного числа мюонов о различной пороговой энергией выполнен по этой охеме в работе [183]. В табл.4.8 приведено отношение чиола мюонов, полученного с учетом принятых особенностей первого взаимодействия ядро-ядро к числу мюонов, полученному в модели суперпозиции.

Таблица 4.8

E_μ ГэВ\A	4	15	31	56
200	1,05	1,15	1,2	1,3
500	1,1	1,2	1,4	1,6

Полученное сравнительно небольшое увеличение полного числе мюонов заметно изменяет плотность потока мюонов на больших расстояниях от оси ШАЛ, так как высота первого акта взаимодействия велика и пионы (каоны) в первом взаимодействии приобретают повышенный поперечный импульс. Продемонстрируем этот эффект для ядерного состава (I), удовлетворяющего экспериментальном данным о мюонах в ливнях с числом электронов $N_e=10^6$. Рассчитаем среднюю ФПР мюонов, ожидаемую для всего ансамбля ливней, генерируемых различными ядрами, при фиксированном числе электронов. В ливнях, генерируемых протонами ФПР мюонов остается такой же, как получено ранее (§2 этой главы)по модели КГС. В ливнях, генерируемых ядрами, ФПР мюонов складывается из результата, полученного ранее по модели суперпозиции и вклада первого взаимодействия ядро-ядро воздуха. Число мюонов, генерированных в первом взаимодействии, распределяется по расстояниям r от оси ШАЛ в соответствии с распределением поперечных импульсов (4.24) и простой геометрической связью между высотой первого взаимодействия H, энергией мюонаEμ и поперечным импульсом, p_t : $r=Hp_tc/E_\mu$. В табл.4.9 приведено отношение плотности потока мюонов, рассчитанное по такой схеме, учитывающей особенности первого взаимодействия ядра с ядром атома воздуха, к плотности потока мюонов, полученной ранее по модели суперпозиции.

Таблица 4.9

E_μ ГэВ\r	6	12	24	48	96
200	1	1	1	1,4	2,5
500	1	1	1,25	3	-

Как видно, учет особенноотей первого взаимодействия ядра приводит

лишь к изменению ФПР мюонов на больших расстояниях от оси. ШАЛ $r>2r_{мед}$ и несколько увеличивает полный поток мюонов (в соответствии с табл.4.8).

В итоге проведенного в этом параграфе анализа мы видим, что ФПР основного потока мюонов - находящихся на расстояниях от оси ливня $r<2r_{мед}$ является устойчивой характеристикой ШАЛ, которая практически не чувствительна к деталям ядерного взаимодействия, не учтенным в основной модели КГС, принятой для анализа экспериментальных данных. На больших расстояниях от оси ливня $r>2r_{мед}$ ФПР мюонов может заметно измениться за счет рождения струй адронов или за счет вклада первого взаимодействия тяжелых ядер. Этот вывод иллюстрируется на рис.4.13, где проводится сравнение средней экспериментальной ФПР мюонов с пороговыми энергиями 200 и 500 ГэВ с расчетными. Здесь вместе с результатом, полученным в основной модели КГС для ядерного состава (I) приведены результаты, полученные умножением отношений $\rho_\mu \backslash \rho_{\mu осн}$ из таблиц 4.6-4.9 на среднюю плотность потока мюонов ρ_μ при $N_e=10^6$, полученную в основной модели. Рисунок дает качественное представление о том, какие из рассмотренных деталей ядерного взаимодействия при сверхвысоких энергиях играют наиболее существенную роль при формировании ФПР мюонов на больших расстояниях от оси ливня. Видно, что рождение струй адронов в соответствии с предсказаниями КХД (даже с учетом рождения “полужестких” струй согласно работе [173] пока не может быть замечено по данным о ФПР мюонов. Экспериментальные данные о ФПР мюонов допускают рост сечения струй

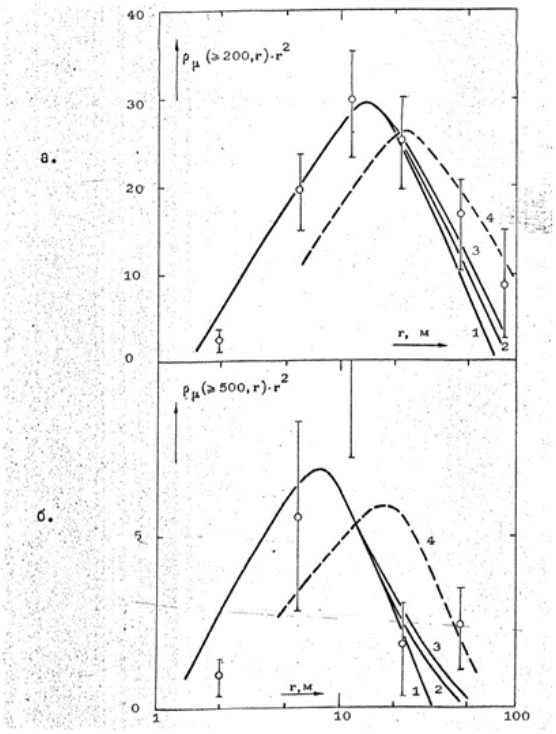
адронов сильнее, чем 

Рис. 4.13 Сравнение экспериментальной ФПР мюонов с пороговой энергией 200 ГэВ (а) и 500 ГэВ (б) с расчетами, учитывающими различные возможные эффекты:

1 - основная модели КГС,

2 - с учетом рождения струй п КХД,

3 - с учетом особенностей первого взаимодействия ядро-ядро,

4 - с учетом рождения частиц по модели Антонова-Иваненко.

предсказывает КХД. В то же время сравнительно большое изменение поперечного импульса частиц, рождающихся в центральной области согласно модели Антонова-Иваненко, которое дает объяснение результатам Тяньшанской станции ФИАН по пространственному распределению адронов с энергией > 0,5 ТэВ, количественно не согласуется с данными о ФПР мюонов с пороговой энергией E_μ = 200 и 500 ГзВ. Данные о пространственном распределении адронов подвергаются критике в связи с методической трудностью выделения

отдельных адронов на фоне большой плотности адронов вблизи оси ШАЛ [193]. По-видимому, истинная ФПР адронов на уровне гор еще уже и для объяснения ФПР адронов на уровне гор и мюонов с пороговой энергией E_μ = 200 и 500 ГэВ (на расстояниях $r>2r_{мед}$ нет необходимости вводить слишком большие сечения рождения струй с большими поперечными импульсами.

Для надежного обнаружения эффектов, связанных с новыми явлениями при взаимодействии ядро-ядро, очевидно, необходимо разделять ливни, генерируемые протонами от ливней, генерируемых первичными ядрами. Попытка такого разделения анализируется в следующем параграфе.

4.4 ФПР мюонов в ШАЛ с различным возрастом электронно-Фотонной компоненты.

Флуктуации развития ШАЛ от первичных протонов и различие} в характеристиках ШАЛ, генерируемых первичными ядрами с различными атомными номерами, приводят к распределению ШАЛ по возрасту S ЭФ компоненты. На рис.4.14 показана зависимость возраста S от атомного номера первичной частицы при фиксированном числе электронов N_e (приведен результат расчета по модели КГПС и модели суперпозиции для $N_e= 10^6$). Вертикальными отрезками показана дисперсия возраста для каждого из ядер. Среднее значение возраста для всего ансамбля ливней, генерируемых первичными частицами с ядерным составом типа (I) выделено горизонтальной прямой. Видно, что принятое на эксперименте (глава 2, §2,5) разделение ливней на две группы: с $S<\langle S\rangle$ и $S\geq\langle S\rangle$ позволяет качественно разделить ливни по атомному номеру первичных ядер. В группе "молодых" ливней подчеркивается роль первичных протонов (доля протонов в этой группе по расчету

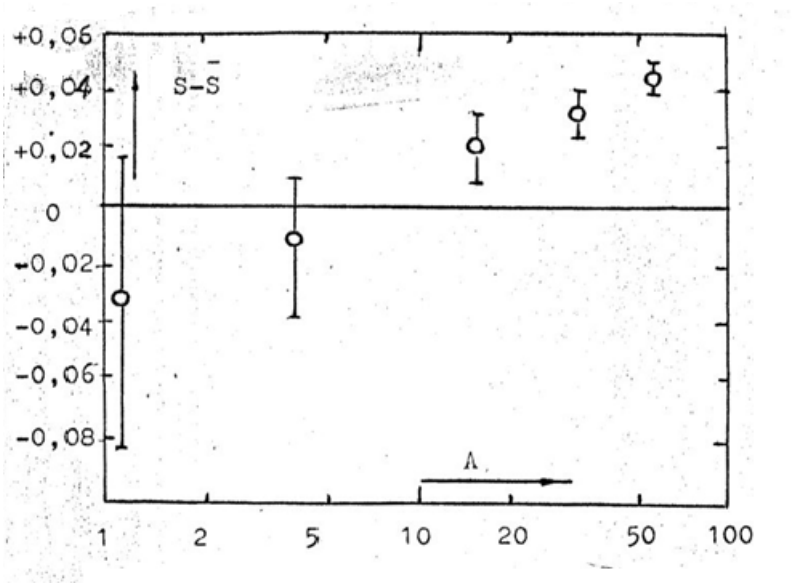


Рис. 4.14 Зависимость возраста S ЭФ компоненты ШАЛ от атомного номера первичной частицы (расчет). Число электронов ШАЛ $N_e=10^6$. Вертикальные отрезки- дисперсия значений S. Горизонтальная прямая- среднее значение возраста для ансамбля ливней, генерируемых первичными частицами с составом (I).

составляет 71% и доля ядер гелия 29%). В группе "старых" ливней подчеркнута роль ядер - здесь доля протонов составляет 11%, ядер гелия 7%, а остальных ядер 82%. Приведенные цифры получены без учета экспериментальной ошибки в измерении возраста и лишь иллюстрируют ситуацию. Различие в возраоте ЭФ компоненты связано о различием темпа развития каскада ядерных взаимодействий в верхней половине атмосферы и естественно ожидать существование корреляции потока мюонов высокой энергии и их ФПР с возрастом S. Расчет ФПР мюонов с пороговой энергией E_μ демонстрирует такую корреляцию. На рис. 4.15 приведен результат расчета ФПР мюонов с пороговой энергией E_μ = 100 и 200 ГэВ дли ливней с возрастом S <<S> и S≥<S> . Там же нанесены экспериментальные данные. Видно, что наблюдается корреляция полного числа мюонов и их пространственного распределения на расстояниях $r < 2r_{мед}$ с возрастом S , которая согласуется с расчетом. На расстояниях $r > 2r_{мед}$ экспериментальные данные указывают на уменьшение корреляции ФПР мюонов и

возраста S. Естественно связать

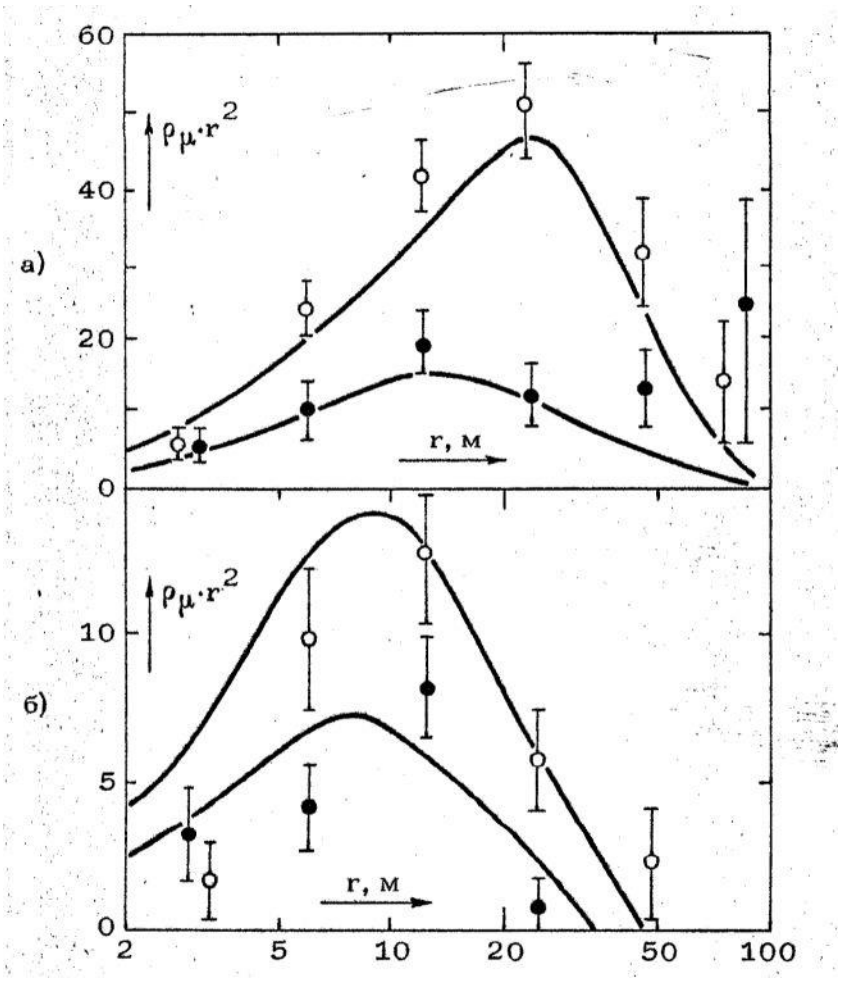


Рис. 4.15 Пространственное распределение мюонов с пороговой энергией E_μ =200 ГэВ (а) и E_μ =500 ГэВ (б) в ливнях о различным возрастом S. Пустые кружки- «старые» ливни, S≥<S>. Залитые кружки- «молодые» ливни, S <<S>.

этот эффект с увеличением роли факторов, уполаживающих ФПР мюонов на этих расстояниях в ливнях, генерируемых протонами (большие сечения генерации струй адронов, см. предыдущий параграф 4.3). К сожалению, статистика регистрируемых мюонов на больших расстояниях от оси ШАЛ недостаточна для окончательных выводов. Так, в ливнях с S <<S> на расстоянии ≥64 м зарегистрировано три мюона с пороговой энергией E_μ = 200 ГэВ вместо, ожидаемого среднего числа мюонов 0,2. Для решения этого интересного вопроса необходимо проводить

измерения со спектрометром мюонов,обладающим большой апертурой, ~1 $м^2$ср, на установках, способных измерять возраст электронно-фотонной компоненты ШАЛ.

4.5 Ядерный состав и энергетический спектр первичного космического излучения, генерирующего ШАЛ с характеристиками, наблюдаемыми на опыте.

Анализ экспериментальных данных о мюонах высокой энергии в ливнях с фиксированным числом электронов, проведенный в предыдущих параграфах, показывает, что современная модель взаимодействия частиц (нуклонов, ядер и пионов) с ядрами воздуха, основанная на экспериментальных данных ускорителей, полученных при энергиях, близких к изучаемым в космических лучах позволяет объяснить основные свойства мюонной компоненты ШАЛ: функцию пространственного распределения мюонов с пороговыми энергиями вплоть до 500 ГэВ, энергетический спектр мюонов на различных расстояниях от оси ливня, энергетический спектр мюонов в целом по ШАЛ. Вместе с тем для количественного вычисления абсолютного отношения числа мюонов к числу электронов в ШАЛ, необходимо делать определенные предположения о ядерном составе первичного излучения. Целью анализа, проводимого в настоящем параграфе, является проверка ряда гипотез о ядерном составе первичных частиц в окрестности излома первичного энергетического спектра- при энергии E_0 ~3 $I0^6$ ГэВ в связи с тем, что экспериментально изучаемый диапазон ливней по числу частиц N_e~10^5-10^6 относится именно к этой области спектра первичных частиц. В основу анализа, как и ранее, положена модель КГПС для взаимодействия адронов с ядрами воздуха и модель суперпозиции для взаимодействия первичных ядер с ядрами атомов воздуха. Излом в энергетическом спектре первичных частиц установлен по данным об изломе спектра по числу частиц ШАЛ [10]. Данные об энергетическом спектре мюонов высокой энергии в составе ШАЛ с числом частиц в области излома спектра(глава 2) показывают, что излом в спектре по числу частиц не связан с непредвиденными потерями первичной энергии на мюоны высокой энергии. Это

подтверждает объяснение излома в спектре по числу частиц изломом в энергетическом спектре первичных частиц. В литературе обсуждается два варианта возникновения излома в первичном энергетическом опектре космических лучей: 1) диффузионная модель выхода частиц из Галактики [184-186] и 2)модель излома за счет потерь энергии частиц при прохождении через область высокой плотности электромагнитного излучения [187]. Эти модели дают качественно различающиеся варианты излома “парциальных” энергетических спектров отдельных групп ядер. В первой модели "точка излома” $E_{изл}^{A}$ зависит от заряда ядра Z как $E_{изл}^{A}=ZE_{изл}^{p}$ – точки излома спектра протонов $E_{изл}^{p}$. Во второй модели точка излома практически не зависит от заряда ядра. Поэтому, в первой модели с ростом энергии в области излома ядерный состав изменяется в направлении уменьшения доли протонов с ростом энергии, а во второй –ядерный состав остается постоянным. В результате зависимость среднего числа мюонов от числа электронов в ШАЛ в области $N_e>10^5$ оказывается различной для этих двух моделей излома энергетического спектра первичного излучения.

Рассмотрим количественные данные о зависимости $N_\mu(\geq E_\mu,N_e)$ с учетом модели излома первичного энергетического спектра.На рис.4.16 представлены парциальные энергетические спектры первичных ядер, испытывающие излом в соответствии с диффузионной моделью. Изменение показателя парциальных спектров в точке излома $\Delta\gamma=0,7$ позволяет объяснить наблюдаемое изменение показателя ξ спектра по числу частиц $\Delta\xi=0,5$. Значение показателя дифференциального энергетического спектра до излома принято равным $\gamma = 2,65$ в соответствии с экспериментальными данными спутников "Протон" [137]. Ядерный состав до излома спектров не задается моделью, и является предметом оценки по экопериментальным данным о ШАЛ. На рис.4.16 показан в качестве примера вариант ядерного состава типа (III, §4.2) с долей протонов $P_1=0,65$, который, как показано ниже, удовлетворяет экспериментальным данным о зависимости $N_\mu(\geq E_\mu,N_e)$ при использовании модели КГС с параметрами $\Delta=0,09$, $K=0,60$.

В таблице 4.10 показано, как изменяется ядерный состав первичных частиц с ростом первичной энергпи в случае принятого варианта излома парциальных спектров ядер.

Таблица 4.10Ядерный состав первичных частиц согласно принятой модели излома первичного спектра

E_0 ГэВ\ A	A=1	A=4	A=15	A=31	A=56
3 10^6	0,65	0,0875	0,0875	0,0875	0,0875
10^7	0,48	0,10	0,14	0,14	0,14
3 10^7	0,36	0,07	0,13	0,22	0,22

Во второй модели излома первичного спектра ядерный состав с ростом первичной энергии не изменяется: парциальные спектры ядер в ом случае испытывают излом $\Delta\gamma$ = 0,5 при $E_{изл}$ = 3 $I0^6$ ГэВ независимо от атомного номера первичного ядра.

Вычисление среднего числа мюонов с пороговой энергией при фиксированном числе электронов проводится по формулам (4.6)- (4,9) с учетом излома спектра в каждой из групп первичных ядер.

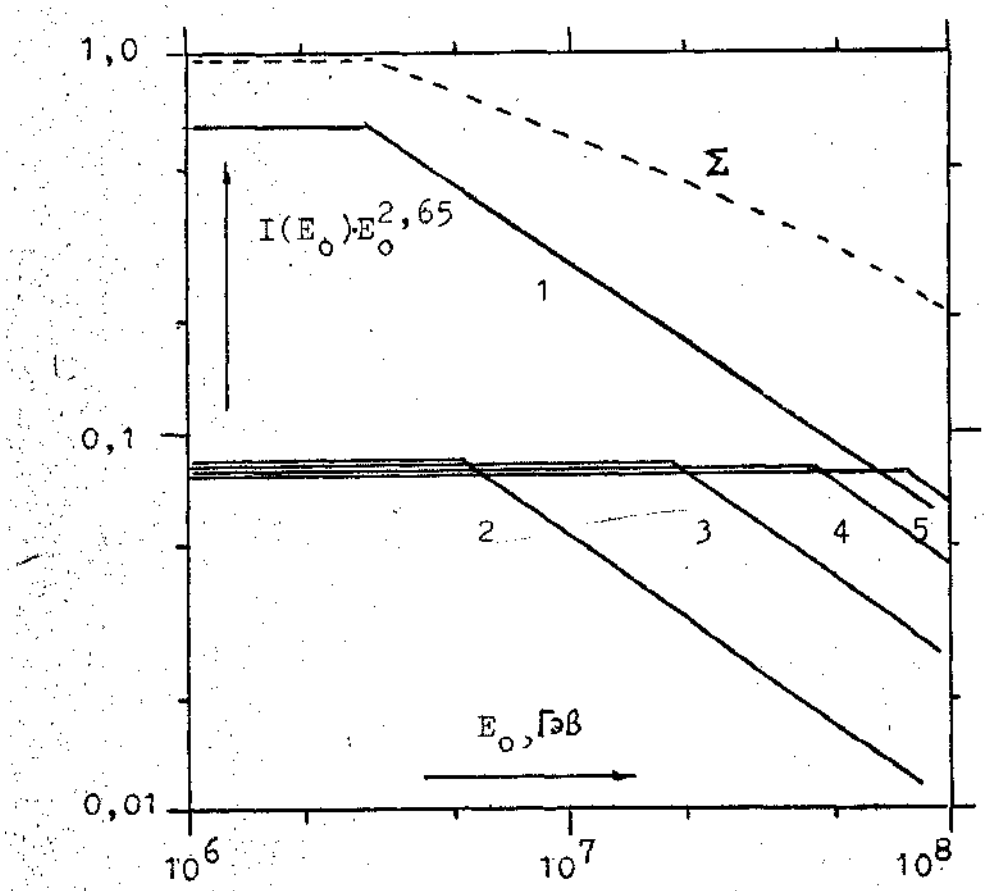


Рис. 4.16 Энергетический спектр первичных частиц в области излома (диффузионная модель).1- протоны; 2 - ядра гелия; 3 - ядра группы A = 15; 4 - ядра группы A = 31; 5 - ядра группы A = 56. Пунктир - сумме всех первичных частиц. Парциальные спектры испытывают излом $\Delta\gamma$= 0,7.

Результат суммирования числа мюонов, вычисленного для отдельных групп" ядер при одном и том же числе электронов на уровне моряN_e, представлен на рис.4.17 для пороговой энергии мюонов E_μ=100 ГэВ. Как видно, зависимость числа мюонов от числа электронов оказывается различной для рассматриваемых двух моделей излома первичного энергетического спектра. Уменьшение доли протонов с ростом энергии E_0 в области $E_0>E_{изл}$ вслучае диффузионной модели приводит к более быстрому росту среднего числа мюонов с ростом числа электронов.

Отметим, что небольшой эффект того же типа, связанный с отбором ливней с фиксированным числом электронов, действует и в области до излома первичного спектра протонов (рис. 4.17) Он связан с медленным изменением показателя степени α_e в зависимости числа электронов от первичной энергии протона (параграф 4.2) Ne~Ерαe. Этот эффект приводит к тому, что показатель $\alpha=\alpha_e/\alpha_\mu$ в зависимости $N_\mu(\geq E_\mu,N_e)\sim N_e^\alpha$ отличается от значения, ожидаемого по формуле (4.6). Очевидно, что этот эффект действует независимо от модели излома первичного энергетического спектра.

На рис.4.18 проводится сравнение результатов расчета зависимости $N_\mu(N_e)$ для двух моделей излома первичного энергетического спектра с экспериментом. Здесь представлены прямые экспериментальные результаты, полученные для числа мюонов о пороговой энергией 100 ГэВ в круге радиуса R=32 м от оси ШАЛ и результаты расчета в тех же условиях. Видно, что диффузионная модель дает необходимую для объяснения эксперимента - более сильную, чем ожидается при постоянном ядерном составе – зависимость

$N_\mu(N_e)$. Согласие эксперимента с диффузионной моделью демонстрируется также в табл.4.11, где сравниваются результаты расчета показателя α в области $\langle N_e \rangle = 1,6\ 10^5 - 3\ 10^6$ для различных пороговых энергий мюонов, регистрируемых в круге R=32м с экспериментальными значениями.

Таблица 4.11 Значения показателя α в зависимости $N_\mu(\geq E_\mu, N_e, R=32\ м) \sim N_e^\alpha$

Модель\E_μ	10	50	100	200	500
Эксперимент	0,78	0,76	0,76	0,80	0,70
Ошибка эксп	0,01	0,03	0,04	0,04	0,05
Модель 1	0,77	0,745	0,74	0,73	0,725
Попр. м.1	0,79	0,76	0,76	0,75	0,74
Модель 2	0,72	0,69	0,65	0,63	0,625
Попр. м.2	0,75	0,72	0,68	0,66	0,65

Значения показателя, полученные в расчетах по модели КГС с учетом роста сечения рождения каонов с ростом энергии, даны с индексом попр. 1 и 2.

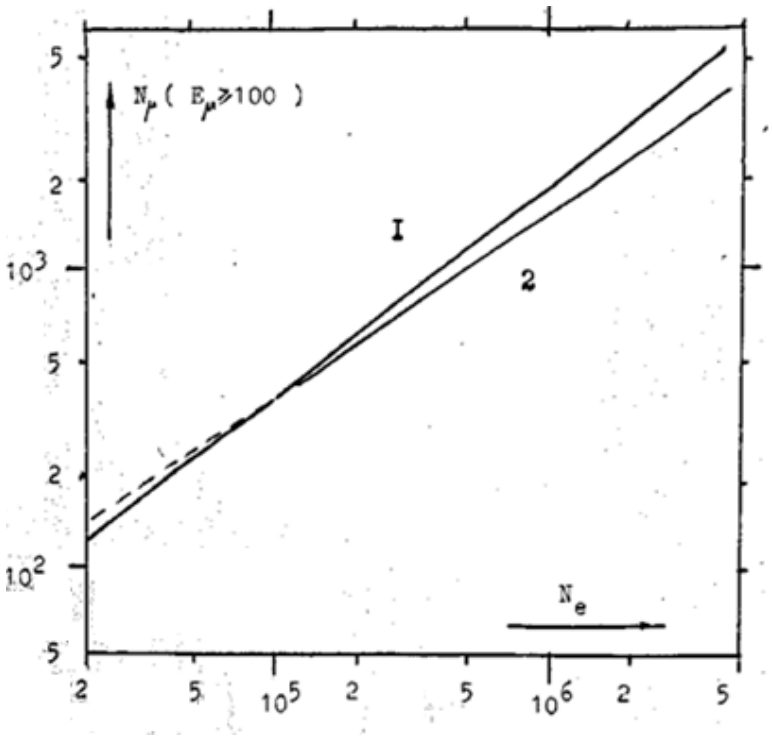


Рис. 4.17 Зависимость числа мюонов N с пороговой энергией Eμ =100 ГэВ от числа электронов Ne. 1-Расчет по первой модели излома первичного энергетического спектра. 2-Расчет по второй модели излома первичного энергетического спектра.

Сплошные кривые с учетом изменения α_e в зависимости $N_e \sim E_p^{\alpha e}$ с ростом энергии протона E_p. Штриховая линия- показатель α_e не изменяется с энергией.

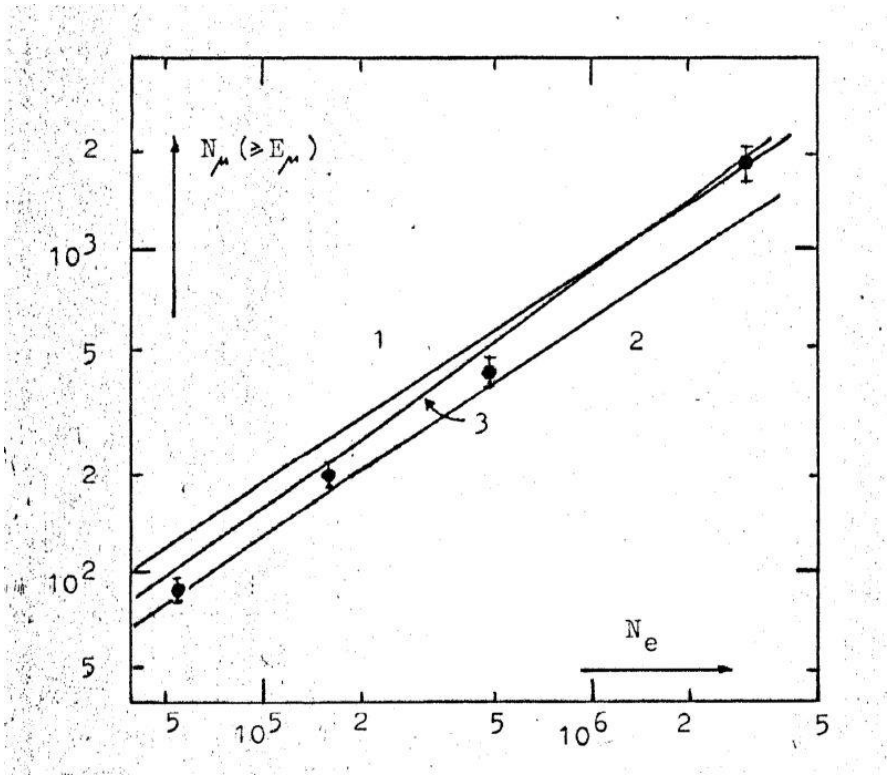


Рис. 4.18 Зависимость число мюонов с пороговой энергией 100 ГэВ в круге с радиусом 32 м от числа электронов Ne на уровне моря.
Залитые кружки- эксперимент.
Линии- расчет по модели КГС, для нескольких моделей излома спектра:
1-Δ=0,09 К=0,6; ядерный состав (I),
2-Δ=0,07 К=0,5; ядерный состав (II),
3-Δ=0,09 К=0,6; ядерный состав изменяется в соответствии с диффузионной моделью, доля протонов до излома p_1=0,65.

Из табл. 4.II видно, что различие в зависимости $N_\mu(E_\mu,R,N_e)$ для двух моделей излома первичного энергетического спектра увеличивается с пороговой энергией Eμ изучаемых мюонов. Так, разность показателей α при пороговой энергии E_μ= 10 ГэВ составляет Δα= 0,04-0,05 а при пороговой энергии E_μ =200 ГэВ Δα=0,09-0,I.

Чувствительность зависимости $N_\mu(N_e)$ к модели излома связана с тем, что в диффузионной модели излома о ростом энергии первичных частиц растет средний атомный номер А. Как было показано выше - формула (4.6) - число мюонов растет с атомным номером пропорционально $A^{1-\alpha\mu/\alpha e}$. С ростом пороговой энергии мюонов показатель α_μ уменьшается (табл.4.2) и чувствительность числа мюонов к атомному номеру увеличивается. Физической причиной более сильной чувствительности к атомному номеру А числа мюонов с большими значениями пороговой энергии является большая чувствительность потока мюонов высокой энергии к высоте рождения частиц-родителей, связанная с зависимостью вероятности их распада от высоты (от плотности атмосферы).

В связи с этим нам представляется, что данные настоящей работы

о зависимости числа мюонов с пороговой энергией выше 100 ГэВ от числа электронов являются более подходящим экспериментальным материалом для проверки гипотез о природе излома первичного энергетического спектра, чем данные о мюонах с пороговыми энергиями E_μ=5-10 ГэВ, несмотря на то, что данные о мюонах с малыми пороговыми энергиями получены с большей статистической точностью. Есть и еще одна методическая причина, которая уменьшает чувствительность данных о мюонах о пороговыми энергиями 5-10 ГэВ к изменению ядерного состава первичных частиц. Как подчеркивалось выше (глава 2), данные о потоках мюонов с пороговой энергией 5-10 ГэВ получены на расстояниях значительно меньших эффективного радиуса мюонной компоненты с этими пороговыми энергиями. В зависимости $\rho_\mu(R,N_e)\sim N_e^\alpha$ плотности потока мюонов на этих расстояниях от числа электронов Ne показатель α приближается к единице и чувствительность результата к атомному номеру первичной частицы уменьшается. Так, например, на расстояниях R~10-80 м, где проводятся, в основном, измерения потока мюонов в зависимости от числа электронов показатель α согласно расчетам (табл. 4.1) на Δα= 0,04 больше, чем для зависимости полного числа мюонов от числа электронов. В связи со сравнительно слабой зависимостью подобных данных к изменению ядерного состава первичного излучения следует относится с осторожностью к выводам о постоянстве ядерного состава, сделанным на основе этих данных [190,191].

Экспериментальные данные настоящей работы о зависимости числа мюонов с пороговой энергией I00 ГэВ и выше (рис.4.18), табл.4.11) говорят в пользу диффузионной модели излома первичного энергетического спектра, для которой характерно увеличение среднего атомного номера ядер первичного излучения в области энергий E0>Еизл - за изломом спектра. В модели [186], взятой для сравнения с экспериментом, доля протонов в первичном излучении уменьшается на 25% при увеличении энергии протонов от точки излома $E_{ризл}$ = 3 10^6 ГэВ до E_0 =2 $I0^7$ ГэВ -предельной энергии, изучаемой в настоящем эксперименте.

Оценка абсолютной доли протонов в первичном излучении по данным о среднем соотношении плотности потока мюонов и числа электронов $\rho_\mu(R,N_e)\sim N_e^\alpha$ пока неопределенна. Модель взаимодействия адронов с ядрами воздуха еще допускает такие изменения основных параметров Δ и К , которые не позволяют полностью использовать точность экспериментальных данных (§ 4.2). В области до излома первичного спектра протонов $E_0 < 3\ 10^6$ ГэВ ($N_e \sim I0^5$) более вероятным значением доли протонов p_1 при параметрах модели КГПС Δ=0,09, К=0,6 представляется значение p_1 =0,65. В то же время допустимы значения p_1= 0,4 (Δ = 0,07; К = 0,5) и p_1 = 0,9 (Δ=0,15; К = 0,6). Однако, последнее значение не позволяет получить согласие с экспериментом в области $N_e \geq 10^6$ даже в случае действия диффузионной модели излома спектра (слишком мало в этом случае влияние ядер на результат вычисления числа мюонов). Безусловно противоречат экспериментальным данным при использовании современной модели взаимодействия адронов высокие значения доли тяжелых ядер (например, 60% ядер железа по предположениям Мэрилендской группы) в области до излома первичного спектра.

Данные о флуктуациях числа мюонов с пороговой энергией E_μ= 5-10 ГэВ в индивидуальных ливнях с фиксированным числом электронов уже давно указывали на сравнительно большую долю протонов среди первичных частиц в области энергий $E_0 \sim 10^6 - 10^7$ ГэВ [51,72,73,190,192,193]. Применение современной модели взаимодействия адронов не изменяет этого вывода. На рис. 4.19 показаны экспериментальные данные [51] о дисперсии числа мюонов с пороговой энергией 10 ГэВ σ_μ/N_μ в ливнях с фиксированным числом электронов на уровне моря и данные [189] об аналогичной дисперсии на уровне гор в сравнении с расчетом (модель КГПС Δ= 0,09; К = 0,6- диффузионная модель излома первичного спектра, доля протонов p_1 =0,65 до излома). Видно, что экспериментальные данные не противоречат расчету.

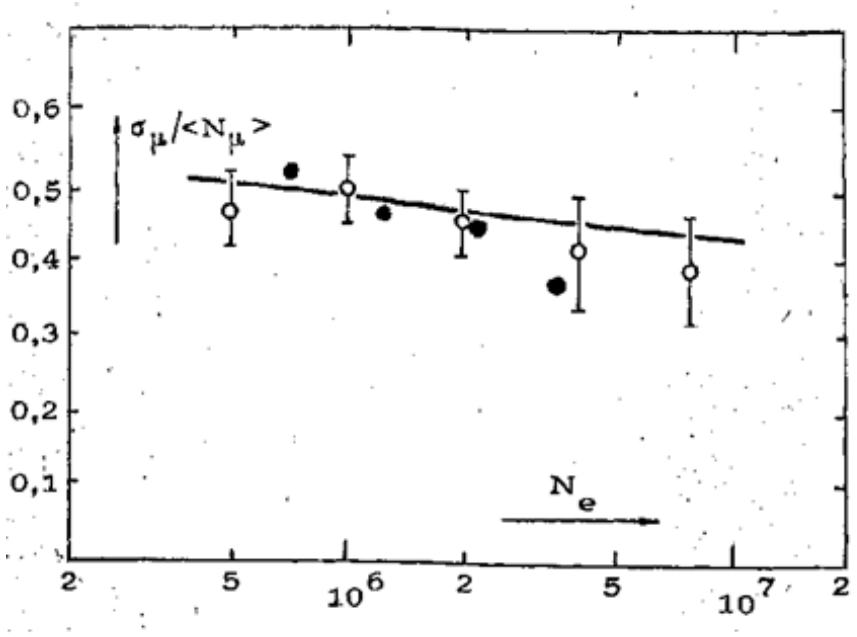


Рис. 4.19 Дисперсия σ_μ/N_μ числа мюонов с пороговой энергией E_μ как функция числа электронов ШАЛ. Пустые кружки- E_μ =10 ГэВ, уровень моря данные [51].Залитые кружки- E_μ=5 ГэВ, уровень гор, данные [189].

Вместе с тем заметим, что экспериментальные данные о флуктуациях слабо чувствительны к доле протонов в первичном излучении, если доля протонов близка к 50%. На рис.4.20 приведен результат расчета дисперсии σ_μ/N_μ для различных значений доли протонов, если ядерный состав принят в виде (III), §4.2. Очевидно, изменение доли протонов от 65% до 40%, ожидаемое по диффузионной модели излома первичного спектра трудно заметить по данным о флуктуациях N_μ при фиксированном N_e. Поэтому заключение о постоянстве ядерного состава в районе излома первичного энергетического спектра, сделанное в [190] на основе данных о флуктуациях отношения N_μ/N_e, в индивидуальных ливнях носит скорее качественный характер - в этой области нет резкого изменения ядерного состава, которое могло бы быть замечено по экспериментальным данным.

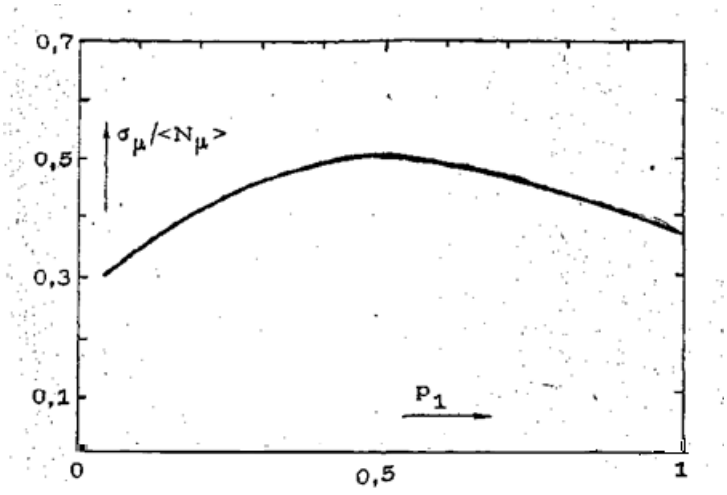


Рис. 4.20 Зависимость дисперсии σ_μ/N_μ числа мюонов с пороговой энергией 10 ГэВ от доли протонов p_1 в составе первичного излучения. Число электронов на уровне моря $N_e=10^6$.

Чувствительность опытов по изучению ядерного состава путем измерения отношения N_μ/N_e в индивидуальных ливнях может быть увеличена, если перейти к изучению потоков мюонов с пороговыми энергиями $E_\mu \geq 100$ ГэВ.

Данные настоящей работы показывают, что в реальной постановке опыта, когда изучаются потоки мюонов на расстояниях r от оси ШАЛ не более 30-50 м увеличение пороговой энергии мюонов от 5-10 ГэВ до, например, E_μ=200 ГэВ приводит к уменьшению показателя α_μ зависимости $\rho_\mu(r,E_0)\sim E_0^{\alpha\mu}$ на $\Delta\alpha_\mu=0,06$. При этом число регистрируемых мюонов $\rho_\mu(r,E_0)S_\mu$ (S_μ - площадь мюонного детектора) в ливнях, генерируемых ядром с атомным номером A, становится более чувствительным к значению A: $\rho_\mu S_\mu\sim A^{1-\alpha\mu/\alpha e}$. Количественно это означает, что число регистрируемых мюонов в ливнях , генерируемых ядрами железа при пороговой энергии E_μ =200 ГэВ отличается в 4,5 раза от числа мюонов в ливнях, генерируемых протонами (при пороговой энергии мюонов 10 ГэВ аналогичное оотношение равно 3). В этой связи хорошие перспективы имеет опыт по изучению флуктуаций отношения N_μ/N_e с помощью сцинтилляционного телескопа Баксанокой

подземной нейтринной станции ИЯИ АН СССР.

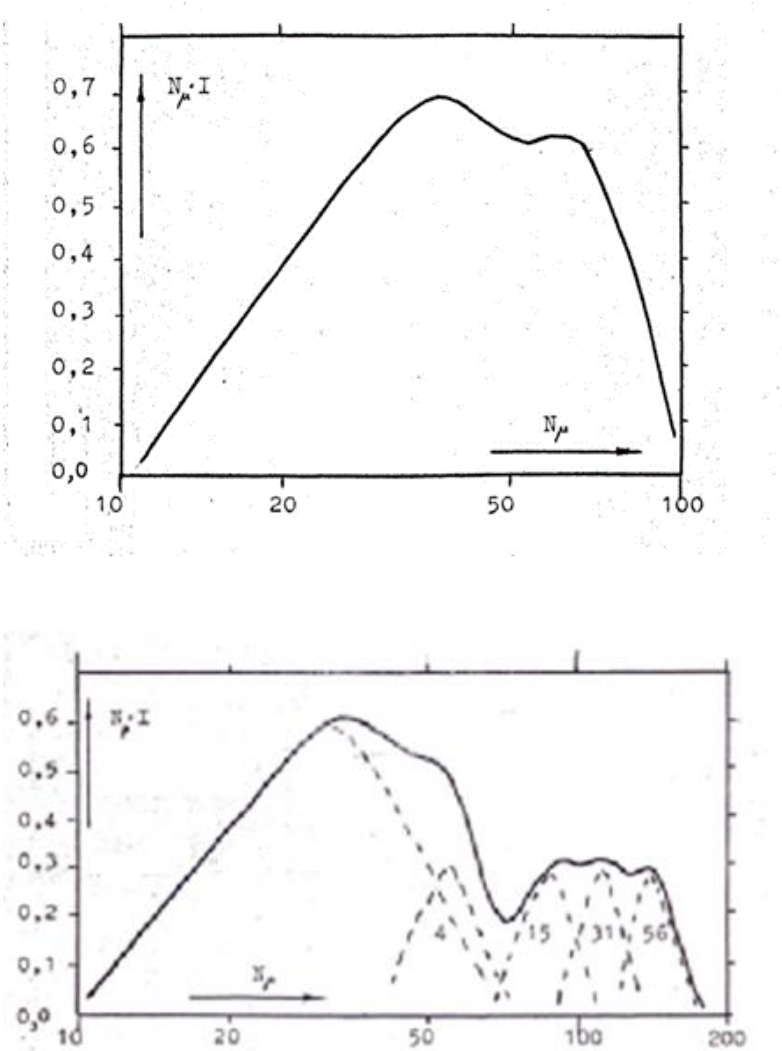


Рис. 4.21. Распределение ливней по числу регистрируемых мюонов $\rho_\mu(\geq E_\mu, r) S_\mu$ при фиксированном числе электронов N_e. Ядерный состав (III). Доля протонов p_1 =0,4.

Верхняя панель: E_μ =10 ГэВ. S_μ =40 м2. N_e=3 10^6 r=14 м

Нижняя панель: E_μ =200 ГэВ. S_μ=225 м^2 (Баксанский детектор). N_e=3 10^6, r=14 м.

Пороговая энергия мюонов, регистрируемых этим телескопом, близка к 200ГэВ. Площадь детектора мюонов велика S_μ= 225 м^2. Для выполнения подобного опыта необходимо дополнить имеющийся детектор

установкой для измерения числа электронов в ШАЛ напороговой энергией E_μ= 200 ГэВ) через детектор площадью S_μ = 225 м^2 проходит, в среднем, 75 мюонов. Это значение есть результат усреднения значений чисел мюонов в ШАЛ, генерируемых первичными частицами с различным атомным номером. Согласно модели КГПС, описывающей экспериментальные данные настоящей работы, число мюонов, ожидаемое в ливнях от протонов, составляет 33, а числа мюонов в ливнях, генерируемых ядрами с атомным номером А в $A^{0,37}$ раза больше, чем в ливнях от протонов. На рис 4.21 сравниваются ожидаемые распределения ливней по числу регистрируемых мюонов при фиксированном числе электронов - для установки МГУ (пороговая энергия мюонов 10 ГэВ, площадь детектора 40 м^2) и для Баксанского детектора (пороговая энергия мюонов 200 ГэВ, площадь детектора 225 м^2). Ядерный состав первичного излучения принят в виде (III) при доле протонов p_1=0,40. Учтены статистические флуктуации в числе регистрируемых мюонов и дисперсия, связанная с физическими флуктуациями развития ШАЛ. Видно, что Баксанский детектор, работающий в сочетании с наземной установкой для регистрации электронов ШАЛ, способен разделить ливни на две группы: а) ливни, генерируемые легкими ядрами (протонами и ядрами гелия) и б) ливни, генерируемые ядрами с атомным номером А >15. Ожидаемая частота рассмотренных ливней ~800 год-1 позволяет получить достаточно богатый статистический материал для получения ядерного состава космических лучей при сверхвысоких энергиях.

Краткие итоги главы 4.

Экспериментальные сведения о потоках мюонов в составе ШАЛ с фиксированным числом электронов на уровне моря принадлежат к тем данным о космических лучах, которые анализируются в связи с обсуждением экстраполяции картины ядерного взаимодействия адрон-ядро, ядро-ядро из области, контролируемой экспериментальными

данными ускорителей в область сверхвысоких энергий (>10^5 ГэВ), где данные космических лучей являются единственными.

Экспериментальные данные о соотношении полного числа мюонов с пороговой энергией E_μ= 5-500 ГэВ и числа электронов в составе ШАЛ, полученные в настоящей работе, вошли в основной фонд экспериментальных данных космических лучей, анализ которых позволил отвергнуть экстраполяцию модели скейлинга в область сверхвысоких энергий до появления надежных данных о нарушении скейлинга на ускорителях.

Разработанная в настоящее время модель взаимодействия адрон-ядро (с нарушением скейлинга) - модель кварк-глюонных струн (КГС) Кайдалова и Тер-Мартиросяна - позволяет проводить количественный анализ совокупности экспериментальных результатов о мюонах в составе ШАЛ.

На основе этой модели проведен анализ экспериментальных данных о мюонах, который позволяет сделать следующие выводы.

1.Функция пространственного распределения (ФПР) мюонов с пороговой энергией E_μ= 5-500 ГэВ получает объяснение в модели КГС на расстояниях $r<2r_{мед}$, где находится не менее 80% от полного числа мюонов. Для модели КГС характерно сравнительно быстрое развитие каскада вторичных взаимодействий (за счет увеличения сечения взаимодействий нуклонов и пионов с ростом их энергии и смягчения инклюзивных спектров рождающихся во взаимодействии частиц). Поэтому высоты рождения мюонов (в распадах пионов и каонов) оказываются велики и ФПР мюонов основного потока находит объяснение в предположении практического постоянства среднего поперечного импульса вторичных частиц (для пионов $\langle p_t \rangle$=0,4 ГэВ/с).

2.Основной вклад в рождение мюонов с пороговой энергией E_μ=5-500 ГэВ вносят акты взаимодействия пион-ядро воздуха. Например, мюоны с пороговой энергией E=100 ГэВ в 75% случаях возникают в распадах пионов и каонов, генерированных в актах взаимодействия пион-ядро воздуха. Этим объясняется большая степень симметрии потоков положительных и отрицательных мюонов в составе

ШАЛ, несмотря на существование положительной асимметрии рождения К+ и К- каонов в актах взаимодействия нуклон-ядро.

3.Экспериментальный вид энергетического спектра мюонов в диапазоне E_μ=5-500 ГэВ согласуется с ожидаемым по модели КГС,в которой источником мюонов являются распады пионов и каонов.

Сечение генерации заряженных каонов на уровне 10% от сечения генерации заряженных пионов практически не изменяет ФПР мюонов, и лишь делает энергетический спектр мюонов несколько жестче ($\Delta\gamma$=0,06 в диапазоне энергий мюонов E_μ =10-500 ГэВ).

Рождение очарованных частиц с предельно допустимыми (теоретически) сечениями - до σ_c =10 мбарн при E_0 = 10^6 ГэВ - не приводит к заметным эффектам в изучаемом диапазоне энергий мюонов (пороговые энергии Eμ < 500 ГэВ).

4.Рождение струй адронов с большими поперечными имлулъсам может изменить ФПР мюонов с пороговой энергией 200-500 ГэВ на больших расстояниях от оси ШАЛ$r>2r_{мед}$. Экспериментальные значения плотности потока мюонов с энергией > 200 ГэВ на больших расстояниях от оси допускают рождение струй адронов с сечениями, превышающими предсказания современной теории (КХД). В то же время расчет в конкретных предположениях модели рождения струй, принятой для объяснения аномально широкого пространственного распределения адронов с энергией E_h ≥0,5 ТэВ (по данным Тяньшанской станции ФИАН) противоречит экспериментальным данным о ФПР мюонов с пороговой энергией 200-500 ГэВ.

5.Экспериментальная зависимость числа мюонов $N_\mu(\geq E_\mu, N_e)$ с пороговой энергией E_μ =100 ГэВ и выше от числа электронов в области $\langle N_e \rangle = 10^5$-3 10^6 на уровне моря противоречит расчетам по модели КГС в предположении постоянства ядерного состава первичного излучения в области излома энергетического спектра ($E_{изл}$ ~ 3 10^6 ГэВ). Диффузионная модель излома энергетического спектра, предсказывающая уменьшение доли протонов на 25% с ростом энергии E_0 за изломом на порядок позволяет объяснить экспериментальную зависимость $N_\mu(\geq E_\mu, N_e)$.

6. Экспериментальные данные настоящей работы о корреляции полного числа мюонов и их ФПР с возрастом электронно-фотонной компоненты ШАЛ указывают на возможность экспериментального разделения ливней, генерируемых легкими ядрами (протонами, и ядрами гелия), и ливней, генерируемых ядрами с атомным номером А >15, по возрасту ШАЛ: $s<<s>$ и $s>>s>$. Подобное разделение возможно также по содержанию мюонов в ШАЛ с фиксированным числом электронов: $N_\mu<<N_\mu>$ и в $N_\mu \geq <N_\mu>$. В последнем случае разделение улучшится, если использовать детектор мюонов с пороговой энергией 100 ГэВ и выше (например, БаксанскиЙ детектор ИЯИ АН СССР).

7. Раздельное изучение ФПР мюонов с пороговой энергией 200 ГэВ и выше, на расстояниях $r>2r_{мед}$ в ливнях, генерируемых легкими и тяжелыми ядрами, позволило бы получить дополнительную информацию о процессах генерации струй адронов с большими поперечными импульсам и возникновения «горячей» (с импульсами $p_t>$ 1ГэВ/с) кварк-глюонной плазмы во взаимодействиях ядро-ядро.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Для измерения характеристик потока мюонов в составе ШАЛ о фиксированным числом электронов в течение ряда лет были созданы три типа детекторов:

1) детекторы потока мюонов с энергетическим порогом, заданным толщиной грунта над детектором. Два подземных помещения - на глубине 20 и 40 метров водного эквивалента (м.в.э.), в центре установки МГУ для комплексного изучения ШАЛ - позволяют задать пороговые энергии мюонов E_μ=5 ГэВ и 10 ГэВ.

2) подземный магнитный спектрометр для измерения импульсов (энергии) мюонов. Расположение спектрометра под землей (на глубине 40 м.в.э.) впервые позволило проводить измерения без помех со стороны электронно-фотонной и адронной компонент ШАЛ. Диапазон изучаемых энергий в подземном помещении по пороговым значениям мюонов составил 2-500 ГэВ. Нижнее значение – это минимальное значение энергии мюона, пересекающего намагниченное железо

спектрометра, а верхнее значение определяется максимально измеримым импульсом 760 ГэВ/с.

3) многорядный детектор взаимодействия мюонов, расположенный под магнитным спектрометром в подземном помещении на глубине 40 м.в.э., который позволил оценить верхний предел для изучаемого энергетического спектра мюонов в ШАЛ с числом частиw N_e~10^6.

Развитие детекторов первого типа шло по пути увеличения площади регистрации мюонов - от нескольких квадратных метров до 45 $м^2$.

Развитие метода измерения отклонения мюона в намагниченном железе позволило создать спектрометр мюонов с максимально измеримым импульсом 760 ГэВ/с. Апертура спектрометра 0,14 м2ср позволяет получать достаточно большой статистический материал о мюонах с пороговой энергией до 500 ГэВ.

Последний вариант многорядного детектора взаимодействий мюонов содержит восемь рядов искровых камер и три ряда сцинтилляционных счетчиков с площадью каждого ряда 4 $м^2$. Комплекс из магнитного спектрометра и расположенного под ним многорядного детектора позволяет регистрировать взаимодействия мюонов с известным импульсом (энергией) и по измеренной вероятности генерации вторичных ливней получить оценку верхнего предела по энергии мюонов в составе ШАЛ.

Установка МГУ для изучения ШАЛ, в составе которой работают подземные мюонные детекторы, обеспечивает высокую точность опрделения характеристик электронно-фотонной компоненты ШАЛ. Число частиц (электронов) в диапазоне $N_e \geq 10^5$ определяется с ошибкой 10%,положение оси ливня - с ошибкой 2-4 м, параметр возраста s ливня- с ошибкой Δs= 0,08-0,1.

С помощью подземных детекторов потока мюонов получена функция пространственного распределения (ФПР) мюонов и полное число мюонов пороговой энергией 5 и 10 ГэВ в ШАЛ с числом электронов $\langle N_e \rangle = 5.10^4 - 3.10^6$. Данные о ФПР мюонов могут быть аппроксимированы формулой:

$$\rho_\mu(\geq E_\mu, r) = k \cdot r^{-n} \cdot exp(-r/r_0) \qquad (I)$$

где для пороговой энергии мюонов 5 ГэВ $n=0,5$ и $r_0=110\pm7$ м и для пороговой энергии 10 ГэВ $n=0,55$ и $r_0=80\pm4$ м.

В области пороговых энергий мюонов выше 10 ГэВ измерения продолжены о помощью магнитного спектрометра. Получены энергетические спектры мюонов в диапазоне пороговых энергий E_μ =20-500 ГэВ в широком диапазоне расстояний от оси ШАЛ r= 2,5-100 м, в ливнях с числом электронов $\langle N_e \rangle = 5.10^4 - 3.10^6$. Из этих данных получены ФПР мюонов с пороговой энергией E_μ , которые аппроксимируются в виде (I) о значениями коэффициентов к,n, r_0 , представленными ниже:

E_μ, ГэВ/ коэффициент	20	50	100	200	500
k	5,3	4,8	3,8	2,7	1,3
п	0,58	0,64	0,68	0,73	0,8
r_0	55±5	32±4	21±3	14±2	8±2

В ливнях со средним числом электронов $N_e = 10^6$ для пороговых энергий мюонов E_μ = 50-500 ГэВ впервые измерены плотности потока мюонов во всем диапазоне расстояний от оси ШАЛ, в котором находится основной поток мюонов (90%). При этом в тех же ливнях с $N_e = 10^6$ в измерениях на поверхности земли контролируется не менее 90% от полного числа электронов. Таким образом, измерение отношения числа мюонов с пороговой энергией 50 ГэВ и выше к числу электронов впервые проведено методически точно, с ошибкой не более 15%.

Экспериментальные данные о полном числе мюонов с пороговой энергией E_μ (энергетический спектр мюонов N_μ ($\geq E_\mu$))в ливнях с числом

электронов $N_e = 10^6$

могут быть аппроксимированы формулой:

$$N_\mu(\geq E_\mu) = 3{,}9 \cdot 10^6 \cdot (E_\mu + 2)^{-1{,}25} \cdot (E_\mu + 250)^{-0{,}94 \pm 0{,}05} \qquad (2)$$

при E_μ от 5 до 500 ГэВ.

Зависимость числа мюонов о пороговой энергией 50-500 ГэВ от числа электронов изучена по данным о числе мюонов в круге радиусом R=32 м в диапазоне по числу электронов $\langle N_e \rangle = 5.10^4 - 3.10^6$. Экспериментальные данные могут быть описаны степенной зависимостью

$$N_\mu(\geq E_\mu) \sim N_e^{\alpha(E_\mu)}$$

с показателями α равными

E_μ ГэВ	50	100	200	500
α	0,78±0,03	0,76±0,04	0,80±0,04	0,70±0,05

Экспериментальные данные показывают существование корреляции между возрастом S ЭФ компоненты и характеристиками мюонной компоненты ШАЛ. Полное число мюонов с пороговой энергией от 50 до 500 ГэВ в "старых" ливнях $S \geq \langle S \rangle$ в 2+0,5 раза больше, чем в "молодых" - $S \ll \langle s \rangle$. В области расстояний $r < 2r_{мед}$ при переходе от старых к молодым ливням наблюдается укручение ФПР мюонов.

Данные об энергетическом спектре мюонов в области энергий E_μ=5- 500 ГэВ позволяют получить поток энергии в мюонной компоненте. Ниже представлен полный поток энергии $\Phi_\mu(\geq E_\mu)$ в мюонах с пороговой энергией E_μ=1 ГэВ в ливнях с числом электронов $N_e = 10^5$ и $N_e = 10^6$, а также в тех же ливнях- вклад отдельных интервалов по энергии мюонов в общий поток энергии в единицах 10^5 Гэв. В области энергий мюонов 1-5 ГэВ использованы литературные данные, в области энергий > 500 ГэВ используется экстраполяция спектра (2)

E_μ/N_e	≥1	1-5	5-10	10-20	20-50	50-100	100-200	200-500	≥500
10^6	10,6	1,7	1,3	1,4	1,8	1,2	1,0	1,0	1,2
10^5	1,85	0,28	0,22	0,23	0,30	0,20	0,17	0,19	0,26

Известная из эксперимента (данные о продольном развитии ливня в атмосфере) оценка первичной энергии частиц, генерирующих ливни с числом частиц Ne на уровне моря, позволяет получить долю энергии первичных частиц, потраченную на образование мюонов.

Eμ ГэВ	1	10	100	500
$N_e=10^6$	12,6%	9%	3,8%	1,4%
$N_e=10^5$	13,7%	10%	4,6%	1,9%

В области энергий Eμ =1-5 ГэВ использованы литературные данные. В области энергий Eμ >500 ГаВ используется экстраполяция спектра по формуле(2).

Независимая экспериментальная оценка вклада мюонов с пороговой энергией E_μ = 500 ГэВ в общий поток энергии мюонной компоненты сделана по данным о взаимодействии мюонов в многорядных детекторах. С помощью искровых камер многорядного детектора получена вероятность образования ЭФ ливней с числом частиц ne , образуемых мюонами в свинцовых слоях детектора. Комплекс из магнитного спектрометра и многорядного детектора позволил получить зависимость вероятности образования вторичных ливней с числом электронов $n_e \geq 3$ в искровых камерах от энергии мюона. В диапазоне энергий мюона E_μ = 10-500 ГэВ вероятность $W(n_e \geq 3, E_\mu)$ квазилинейно растет с энергией мюона. Расчет по электро-магнитной теории взаимодействия мюонов подтверждает этот результат и позволяет экстраполировать его в область более высоких энергий мюонов. Расчет образования нескольких малых ливней в многорядном детекторе дает сильную зависимость вероятности образования нескольких ливней от энергии мюонов в

области 1-10 ТэВ, что позволяет по экспериментальным данным об интенсивности событий с несколькими вторичными ливнями оценить поток мюонов в этой области энергий.

Наблюдаемая низкая интенсивность событий с тремя-четырьмя ливнями, генерируемыми одним мюоном в многорядных детекторах (из четырех и восьми рядов) согласуется с экстраполяцией вида (2) энергетического спектра мюонов в область энергий E_μ>0,5 ТэВ. Тем самым, оценка потока энергии в мюонах с пороговой энергией 0,5 ТэВ по данным о взаимодействиях мюонов согласуется с оценкой по данным магнитного спектрометра. Гипотеза о большой доле энергии первичной частицы (более 5%), передаваемой в мюоны сверхвысоких энергий (например, в мюоны с энергией выше 10 ТэБ) противоречит экспериментальным данным о взаимодействии мюонов с образованием нескольких ливней в многорядном детекторе.

Полученные экспериментальные данные о мюонах в составе ШАЛ проанализированы с использованием современных экспериментальных и теоретических данных о взаимодействиях адронов, доступных для изучения на ускорителях. За последние годы энергия нуклон-нуклонных столкновений, изучаемых на ускорителях с пересекающимися кольцами ($\sqrt{s}$ = 30-900 ГэВ) достигла границ энергий первичных космических частиц, дающих начало развитию ШАЛ. Теория множественного рождения частиц во взаимодействиях высокой энергии получила законченную форму в модели кваркглюонных померонных струн (работы А.Б.Кайдалова и К.А.Тер-Мартиросяна). Эта модель КГСпозволяет описать экспериментальные данные ускорителей, заимствуя из эксперимента минимальное число параметров. Модель с параметром Δ=0,12+0,03 в настоящее время описывает основные свойства взаимодействий в области высоких энергий: рост сечения взаимодействия, нарушение скейлинга в центральной области с ростом энергии взаимодействия, рост средней множественности вторичных частиц, распределение событий по множественности. Модель КГС естественно использовать и в области более высоких энергий E_0 =10^6-10^7 ГэВ — на один-два порядка превышающих энергии,изученные на ускорителях E_0 =10 ГэВ.

При анализе экспериментальных данных настоящей работы используется переход от характеристик взаимодействия нуклон-нуклон или пион-нуклон к характеристикам взаимодействия нуклон-ядро и пион-ядро воздуха в форме, предложенной Н.Н.Калмыковым и Г.Б.Христиансеном. В модели КГС для взаимодействия адрон-ядро используется дополнительный параметр - коэффициент неупругости заимодействия К при малых энергиях E_0 = 100 ГэВ, известный из экспериментальных данных ускорителей (К = 0,5-0,6 для взаимодействия нуклон - среднее ядро атома воздуха).

Модель КГС в применении к взаимодействиям адрон-ядро вошла как основная модель взаимодействия в программу расчетов развития ШАЛ и, в частности, расчета характеристик мюонной компоненты в ливнях с фиксированным числом электронов. ШАЛ, генерируемые первичными ядрами с атомным номером А рассмотрены в первом приближении как сумма ливней, генерируемых нуклонами с энергией E_0/A (модель суперпозиции).

Сравнение результатов расчета полного числа мюонов и их пространственного распределения с экспериментальными данными позволяет сделать следующие выводы.

а) На основе модели КГС удается описать основные экспериментальные характеристики мюонной компоненты и, в частности, ФПР мюонов о пороговыми энергиями от 5 до 500 ГэВ в пределах тех расстояний, которые вносят основной вклад в полное число -мюонов

Впервые получено согласие эксперимента и теории для ФПР мюонов с пороговой энергией 200 и 500 ГэВ. Ранее, в расчетах по модели скейлинга не удавалось получить достаточно широкое пространственное распределение мюонов высоких энергий без предположения о существенном росте среднего перпендикулярного импульса частиц-родителей мюонов от $\langle p_t \rangle$= 0,38 до $\langle p_t \rangle$ = 0,6 ГэВ/с с ростом энергии взаимодействия адронов E_h от 10^2 до 10^3 ГзВ. Современные данные ускорителей не дают подобного роста: $\langle p_t \rangle$= 0,42 ГэВ/с при E_h = 1,5 10^5 ГэВ).

Модель КГС дает достаточно широкое пространственное

распределение мюонов за счет увеличения высоты рождения частиц-родителей мюонов (пионов и каонов), что связано с увеличением сечений взаимодействия нуклонов и пионов и смягчением инклюзивных спектров пионов в центральной области.

Проанализировано влияние на ФПР мюонов других факторов: рождения нуклон-антинуклонных пар, рождения очарованных частиц, эффектов корреляции поперечного, импульса и множественности частиц, корреляции поперечного и продольного импульса частиц, генерации струй адронов, формирования кварк-глюонной плазмы во взаимодействиях ядро-ядро. Показано, что учет этих факторов практически не изменяет ФПР мюонов на расстояниях $r<2r_{мед}$, где находится основной поток мюонов с заданной пороговой энергией. В то же время ФПР мюонов на больших расстояниях от оси ливня (при $r>2r_{мед}$) чувствительна к параметрам таких процессов, как генерация струй адронов или формирование горячей ($\langle p_t \rangle$ ~ 1ГэВ/с) кварк-глюонной плазмы во взаимодействиях ядро-ядро.

б) Для получения количественного согласия между расчетом и экспериментом по полному числу мюонов, по потоку энергии в мюонной компоненте в ШАЛ с фиксированным числом электронов необходимо сделать определенные предположения о ядерном составе первичных космических лучей.

Показано, что экспериментальная зависимость числа мюонов $N_\mu(\geq E_\mu)$ от числа электронов в области N_e ~10^5-3 10^6 согласуется с расчетом, если используется диффузионная модель излома первичного энергетического спектра при энергии протонов
$E_{ризл}$ =3 10^6 ГэВ. Более тяжелые ядра испытывают излом при больших энергиях $E_{zизл}=Z\ E_{ризл}$. При этом в ядерном составе при энергияхE_0> 3.10^6 ГэВ уменьшается доля протонов (на ~25% с ростом энергии частиц на порядок).

Оценка абсолютной доли протонов по данным о соотношении , числа мюонов и числа электронов в настоящее время недостаточна точна из-за существующей неопределенности в основных параметрах модели ядерного взаимодействия.

Автор защищает:

1.Создание подземных мюонных детекторов различного типа: а) детекторов потока мюонов из газоразрядных счетчиков; б) магнитного спектрометра мюонов; в) многорядных детекторов, содержащих свинец.

2.Экспериментальные характеристики мюонной компоненты ШАЛ с фиксированным числом электронов: плотность потока мюонов $\rho_\mu(\geq E_\mu, r, N_e)$ в диапазоне изменения пороговой энергии мюонов E_μ= 5-500 ГэВ, расстояний оси ШАЛ r= 2,5-100 м, числа электронов N_e ~5 10^4-3 10^6 а также полное число мюонов с пороговыми энергиями E_μ =5-500 ГэВ в ливнях с числом электронов в том же диапазоне; данные о корреляции вышеприведенных характеристик мюонной компоненты с возрастом электронно-фотонной компоненты ШАЛ, в ливнях с числом электронов $N_e>10^5$, данные о симметрии характеристик потоков положительных и отрицательных мюонов. Перечисленные данные впервые получены в широком диапазоне пороговых энергий мюонов на одной установке для изучения ШАЛ, обеспечивающей прецизионное измерение основных параметров ливня: числа электронов, положения оси и возраста электронно-фотонной компоненты.

3.Вывод о том, что первичные частицы космического излучения в области излома спектра по числу частиц на уровне моря ($N_{eизл}$=3 10^5) не испытывают непредвиденных потерь энергии на генерацию мюонов-высокой энергии. Потери энергии первичных частиц на создание мюонной компоненты в целом составляют.
13±3% от первичной энергии E_0 при E_0>3 10^6 ГэВ (число частиц на уровне моря N_e>3 10^5). Потери энергии на генерацию мюонов с энергией выше 500 ГэВ составляют не более 2% от первичной энергии.

4. Вывод о том, что взаимодействие адрон-ядро атома воздуха в области энергий 10^6-10^7 ГэВ (на один-два порядка выше энергий взаимодействий, изученных на ускорителях) хорошо описывается моделью кварк-глюонных струн с параметром Δ=0,09-0,12. Модель КГС обеспечивает быстрое развитие каскада вторичных взаимодействий в атмосфере, что необходимо для объяснения ширины функции

пространственного распределения мюонов (особенно для мюонов с пороговыми энергиями $E_\mu \geq 100$ГэВ), при симметрии потоков положительных и отрицательных мюонов.

5. Вывод о том, что экспериментальная зависимость числа мюонов с пороговой энергией 100 ГэВ (и выше) от числа частиц в ШАЛ в области чисел частиц N_e ~10^5-3 10^6 находит объяснение при использовании модели КГС и при учете диффузионной модели излома спектра первичных частиц. При этом парциальные спектры ядер первичного излучения испытывают излом при значениях $E_{zизл}$, пропорциональных заряду ядра $E_{zизл} = Z\ E_{pизл}$ и в ядерном составе первичного излучения в области энергий $E_0 > 3.10^6$ ГэВ с ростом энергии уменьшается доля протонов (увеличивается доля тяжелых ядер).

В заключение автор считает своим приятным долгом выразить глубокую благодарность руководителю работ по изучению ШАЛ в МГУ профессору Г.Б.Христиансену за постоянную многолетнюю поддержку, предложения и многочисленные дискуссии по всем, связанным с представленной работой, вопросам.

Автор чтит память академика С.Н.Вернова, который на протяжении многих лет уделял большое внимание работам по изучению ШАЛ и, в частности, развитию работ по изучению мюонной компоненты в подземной лаборатории МГУ.

Автор искренне признателен Н.Н.Калмыкову за многочисленные дискуссии по вопросам, связанным с теоретическим анализом данных о ШАЛ, за возможность оперативного использования результатов расчетов различных характеристик ШАЛ до их опубликования.

Автор искренне благодарен Н.П. Ильиной, Ю.Н. Бажутову, С.М. Рождественскому, В.В. Вашкевичу и З.В.Ярочкиной, в сотрудничестве с которыми выполнены существенные части работы.

Автор благодарен профессору П.Ф.Ермолову и сотрудникам ОПТ НИМФ МГУ А.А. Бекетовой, Г.Г. Ермакову, В.С. Исаеву, оказавшим большую помощь по обработке фильмовой информации об импульсах мюонов.

Автор благодарен Г.Б. Богословскому, В.И. Назарову, В.И. Бойцову и Т.П. Мельниковой за постоянную помощь и поддержку во всех инженерно-технических вопросах.

Автор искренне благодарен за дружескую поддержку и многочисленные дискуссии своим коллегам 10.А.Фомину, В.И.Соловьевой,Г.В. Куликову, Ю.А. Нечину, О.В. Веденееву, А.А. Силаеву, В.Б. Атрашкевичу, В.Б. Просину и всем сотрудникам отдела частиц сверхвысоких энергий, с которыми автора связывают многие годы совместной работы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Skobeltzyn D. V., Zatsepin G.T. and Miller V.V.
The lateral extension of Auger showers. Phys. Rev., 1947, v.71, pp. 315-317.
2. Cocconi G., Loverdo A., Tongiorgi V., Penetrating particles in air showers.- Phys. Rev., 1946, v. 70, pp. 852-859.
3. ЗацепинГ.Т., Кучай С.А., Розенталь И.Л. Проникающие частицы в широких атмосферных ливнях. ДАН СССР, 1948, т.61,с.47-49
4. Зацепин Г.Т. Ядерно-каскадный процесс и его роль в развитии широких атмосферных ливней. ДАН СССР, 1949, т.67,с.993-996
5. Добротин Н.А., Зацепин Г.Т., Розенталь И.Л., Сарычева Л.И. Хриотиансен Г.Б., Зйдус Л.Х. Широкие атмосферные ливни космических лучей. УФН, 1953, т.49, вып.2, с.185-242.
6. Христиансен Г.Б,. Первичное космическое излучение сверхвысокой энергии и широкие атмосферные ливни. Дисс. доктора физ.- мат. наук, МГУ, 1964.
7. Христиансен Г.Б. Космические лучи сверхвысоких энергий. МГУ, 1974.
8. Никольский С.й. Широкие атмосферные ливни космического излучения. УФН, 1962, т.78, вып.З, с.365-381.
9. Никольский С.И. Широкие атмосферные ливни и взаимодействие частиц с энергией выше 10^{13} эВ. 1970, Труды ФИАН т.46, с.100-156.
10.Вернов С.Н., Хриотиансен Г.Б., Абросимов А.Т., Куликов Г.В., Соловьёва В.И., Хренов Б.А. Открытие аномалии в энергетическом спектре частиц космических лучей с помощью уникальной установки для изучения ШАЛ. Сборник кратких описаний открытий, внесенных в Государственный реестр открытий СССР. Москва, ЦНИИПИ, 1971, с. З.
II. Khristiansen G.B. and Kulikov G.V. On the number of particle spectrum of EAS. Nuovo Cim., Suppl., 1958, pp. 742-745.
12. Алексеев Е.Н., Алексеенко В.В., Андреев Ю.М., Чудаков А.Е. и др. Баксанский подземный телескоп. Изв. АН СССР, сер.физ., 1980, т.44, сс.609-612.

13. Skobeltzyn D. V. Ueber eine neue Art sehr schneller β-strahlen.- Zeit. f. Physik, 1929, v.54, pp. 686-702.
14. Ayre C. A. , Breare J.M., Holroyd F.W. , Thompson M.G., Wells S.C. and Wolfendale A.W. The Durham 5000 Gev/c Spectrograph MARS. Acta Physica Hun., 1980, v.29, Suppl., v.4, pp. 547-551.
15. Allkofer O.C., Carstensen K., Dau W.D. et al. The DEIS project a 7 Tev muon Spectrometer. 12th ICRC papers, Hobart, 1971, v.4., pp. 1596-1601.
16. Murako Y., Kawashima Y., Kitamura T. et al. Measurement of the cosmic ray muon spectrum in the momentum range 100 Gev/c to 10 TeV/c using a magnetic spectrometer.Phys. Rev. D., 1983, v.28, pp. 40-48.
17. Алексеев И.С., Зацепин Г.Т. Мю -мезоны высокой энергии. В кн. "Труды международной конференции по космическим лучам", I960, т.1, с. 326-329.
18. Вернов С.Н., Христиансен Г.Б., Атрашкевич В.Б., Хренов Б.А. и др. Новая установка МГУ для изучения ШАЛ с энергией до 1018 эВ. Изв. АН СССР, сер.физ., 1980, т.44,, №3,сс. 537-542.
19. Вернов С.И., Христиансен Г.Б., Абросимов А.Т., Атрашкевич В.Б. Беляева И.Ф., Веденеев О.В., Дмитриев В.А.,Куликов Г.В., Нечин Ю.А., Соловьева В.И., Соловьев К.И., Фомин Ю.А.и Хренов Б.А. Описание модернизированной комплексной установки для изучения ШАЛ. Изв. АН СССР, сер.физ.,1964, т.28, № 12, с.2087-2092.
20. Хренов Б.А. Изучение мюонов высокой энергии в составе ШАЛ. - Дисс. канд.физ.-мат.наук, ФИАН СССР, 1962.
21. Соловьева В.И. Исследование ШАЛ и некоторые характеристики первичного космического излучения. - Дисс. канд.физ.-мат.наук, ФИАН СССР, 1964.
22. Грейзен К. Широкие атмосферные ливни. В кн. “Физика космических лучей", М., ИЛ, 1958, т.З, с.29-30.
23. Абросимов А.Т. Характеристики ШАЛ с фиксированным числом мюонов высокой энергии. Дисс. канд.физ.-мат.наук, М., НИИЯФ МГУ, 1965.

24. Vernov S.N., Khristiansen G.B., Abrosimov A.T., Atrashkevich V.B., BeljaevaI.F., KulikovG.V., MandritskayaK.V., SolovjjevaV.I. and KhrenovB.A. Phenomenological characteristics of EAS at sea level: EAS size spectra and fluctuations of EAS. Canad. Journ. Phys., 1968, v.46 S, pp. 197-200.
25. Нечин Ю.А. Исследование энергетического спектра мюонов космического излучения на глубинах 20 и 40 м.в.э. - Дисс. канд.физ.-мат.наук, М., НИИЯФ МГУ, 1971.
26. Benett H.W., Nash W.F. Model experiments on the design of solid iron magnets for use in cosmic ray spectrographs. Nuovo Cimento , Suppl. 1980, v. 15, pp. 193-221.
27. Дайон М.И., Долгошеин Б.А., Ефременко В.И. и др. Искровая камера, М., Атомиздат, 1967.
28. Абросимов А.Т., Рождественский С.М., Хренов Б.А., Христиансен Г.Б.'Магнитный спектрометр мюонов на глубине 40 м.в.э. под землей. - Изв. АН СССР, сер-физ., 1974, т.38, № 5, с. 1102-1108
29. Рождественский С.М., Хренов Б.А,, Христиансен Г.Б. Магнитный спектрометр мюонов. - Изв. АН СССР, сер.физ., 1980, т.44, № 3, с.643-648.
30. Рождественский С.М. Изучение пространственно-энергетических характеристик мюонной компоненты ШАЛ с помощью магнитного спектрометра. Дисс. канд.физ.-мат.наук, М., НИИЯФ МГУ, 1980.
31. Рождественский С.М., Хренов Б.А. Система высоковольтного питания для широкозазорных искровых камер. ПТЭ, 1980, т.6, с.116-119.
32. Ильина Н.П. Изучение мюонов в центральной области ШАЛ. Дисс. канд.физ.-мат.наук, М., НИИЯФ МГУ, 1973.
33. Вавилов Ю.Н., Лидванский А.С., Хренов Б.А. Ливневая эффективность трековой искровой камеры при больших задержках в подаче высоковольтного импульса. Труды Всесоюзной конф. по физике космических лучей. Ташкент, 1968, ч.1, вып.3, с.66-69.
34. Бажутов Ю.Н. Исследование спектра ливней, генерированных проникающей компонентой космических лучей на глубине 40 м.в.э. под

землей. Дисс. канд.физ.-мат.наук,НИИЯФ МГУ,1984.
35. Иваненко И.П., Самосудов Б.Е. Энергетические спектры каскадных электронов в свинце. ЯФ, 1967, т.5, с.622-625.
36. Христиансен Г.Б., Куликов Г.В., Фомин Ю.А. Космические лучи сверхвысокой энергии. М., Атомиздат, 1975.
37. Бугаев Э.В., Котов Ю.А., Розенталь И.Л. Космические мюоны и нейтрино. М., Атомиздат, 1970.
38. Ayre C.H, Baxendale J.M., Hume C.J. et al. Precise measurement of the vertical muon Spectrum in the range 20-500 Gev/c. J.Phys.G, Nucl. Phys. 1975, v.1, pp. 584-591.
39. Komori H. An analysis of momentum spectrum of muons. 15th ICRC papers, Plovdiv, 1977, v.6, pp. 26-30.
40. ИльинаН.П., Калмыков Н.Н., ОлейничакЯ., ХреновБ.А., ХристиансенГ.Б. иЯрочкинаЗ.В. МюоннаякомпонентаШАЛвблизиосиливня. ЯФ, 1973, т.18, с.118-132.
41. Вернов С.Н., Тулупов В.И., Хренов Б.А., Христиансен Г.Б. Изучение потоков мю-мезонов высокой энергии в составе ШАЛ. В кн. "Труды межд.конф. по косм.лучам", М., I960, т.2, с.169-180.
42. Хренов Б.А. Изучение потоков мю -мезонов высокой энергии в составе ШАЛ. ЖЭТФ, 1961, т.41, с. 1402-1411.
43. Хренов Б.А. Изучение потоков мю -мезонов в составе ШАЛ на уровне моря. Изв. АН СССР, сер.физ., 1962, т.26, № 5,с. 689-691.
44. Стоянова Д.А., Страхов В.А., Хренов Б.А. Измерение потоков мюонов с помощью искровой камеры на глубине 20 м.в.э. Изв. АН СССР, сер.физ., 1966, т.30, № 10, с.1697-1699.
45. Ильина Н.П., Хренов Б.А., Христиансен Г.Б. Экспериментальные характеристики потока мюонов с энергией ≥10 ГэВ в составе ШАЛ. - Изв. АН СССР, сер.физ., 1973, т.37, № 7,с.1478-1483.
46. Вернов С.Н.,, Христиансен Г.Б., Абросимов А.Т., Беляева И.Ф., Дмитриев В.А., Куликов Г.В., Нечин 10.А., Соловьева В.И., Хренов Б.А. Новые данные по изучению ШАЛ при помощи комплексной установки. Изв. АН СССР, сер.физ., 1964,т.28, № II, с. 1886-1893.
47. Христиансен Г.Б., Куликов Г.В., Соловьева В.И. О

пространственном распределении электронов и мюонов в ШАЛ. Изв. АН СССР, сер.физ., 1974, т.38, № 5, с.1020-1023.
48. Христиансен Г.Б., Куликов Г.В., Сироджев Н., Соловьева В.И. Пространственная структура электронной и мюонной компонент ШАЛ. Изв. АН СССР, сер.физ., 1975, т.39, № 6, с. 1252-1254.
49. Христиансен Г.Б., Куликов Г.В., Махмудов Б.М. и др. Изучение пространственного распределения мюонов в ШАЛ различного возраста. Изв.АН СССР, сер.физ.,1976, т.40, № 5, с.991-993.
50. Вернов С.Н., Христиансен Г.Б., Атрашкевич В.Б., Хренов Б.А. и др. Первые результаты, полученные на новой установке ШАЛ МГУ. Изв. АН СССР, сер.физ., 1982, т.46, № 9, с.1822-1823.
51. Куликов Г.В. Исследование структуры ШАЛ с энергией 10^{15}- 10^{17} эВ. Дисс. канд.физ.-мат.наук., М., НШЯФ МГУ, 1973.
52. Rojdestvensky S.M., Khrenov B.A., Khristiansen G.B. et al. Studies of EAS lateral and momentum distributions using a magnetic spectrometer. 14th ICRC papers. 1975. v.8, pp. 2730-2794.
53. Рождественский С.М., Хренов Б.А., Христиансен Г.Б. и др. Изучение пространственного и энергетического распределения мюонов в ШАЛ с помощью магнитного спектрометра. Изв. АН СССР, сер.физ., 1976, т.40, №5, с. 982-986.
54. Olejniczak J. Vysokoenergeticzne spojne mionywe wtornym pro mieniowaniu kosmicznym. Praca doctorska. Lodz, 1975.
55. Khrenov B.A., Khristiansen G.B., Kulikov G.V. et al,
Study of EAS muon component with the help of the underground magnetic spectrometer.- 16th ICRC papers, Kyoto, 1979, v.8, pp. 351-355.
56. КуликовГ.В., РождественскийС.М., СоловьеваВ.И., ХреновБ.А. идр. Изучение мюонной компоненты ШАЛ с помощью подземного магнитного спектрометра. Изв. АН СССР, сер.физ., 1980, т.44, № 3, с.532-536.
57. Рождественский С.М., Хренов Б.А., Ярочкина З.В. и др. Мюонн высоких энергий, ассоциированные с ШАЛ. - Изв. АН СССР, сер.физ. 1980, т.44, № 3, с.599-601.
58. Grishina V., Fomin Yu. A., Lebedev A.P. , Kalmykov N.N.,

Khrenov B.A. et al. Analysis of experimental data on EAS high energy muons. - 17th ICRC papers, Paris, 1981, v.6, pp.3-6.59.
Atrashkevich V.B., Ermakov G.G., Fomin Yu. A., Khrenov B.A. et al. New results on EAS muon energy spectrum and muon lateral distribution. 18th ICRC papers, Bangalore, 1983, v.11, pp. 229-232.
60.Атрашкевич В.Б., Ермаков Г.Г., Исаев В.С., Хренов Б.А. и др. Энергетический спектр и пространственное распределение мюонов в составе ШАЛ. Изв. АН СССР, сер.физ., 1985, т.49,№ 7, с.1311-1314.
61. Bazhutov Yu.N., Ermakov G.G., Fomin Yu. A., Khrenov B.A. etal. High energy muon lateral distribution in EAS of sizes Ne $=10^5$ and 10^6. 19th ICRS Papers, La-Jolla, 1985, v.7, pp.151-154.
62. Вашкевич В.В. Мюоны высокой энергии (с пороговыми энергиями до 500 ГэВ) в ШАЛ с числом частиц 10^5-10^6. Дисс.канд.физ.-мат.наук, М., НИИЯФ МГУ, 1986.
63. Earnshaw J.C., Orford K.J., Rochester G.D. , Somogyi A.J., Turver K.E. and Walton A.B. The momenta of muons in EAS-Proc.Phys.Soc., 1967, v. 90, pp. 91-108.
64. Turver K.E., Extensive air showers above 10 eV, in the book "Cosmic rays at ground level", London and Bristol, 1973.
65. Acharya B.S., Naranan S., Rao M.V.S. et al.
Muons of energy 220 Gev in EAS.- 16th ICRC Papers, Kyoto,1979, v.8, pp.304-309.
66. Hawkes R.C., Thompson M.G. Khrenov B.A. The spectrum of muons to 1000 Gev accompanied by local electron showers.
15th IGRG Papers, 1977, v.8, p.514-517.
67. Rada W.S. , Smith A,C., Stewart T.R., Thompson M.G., Treasure M.W. High energy muons in EAS.- Nuov.Gim., 1979, V.54A, pp. 208-218.
68. Thompson M.G., Thornley R., Whalley M.R. and Wolfendale A.W. The momentum spectrum and charge ratio of muons up to 3 TeV.-15th ICRG papers, 1977, v.6, pp. 21-24.
69. Barrett P.H., Bollinger L.W. Gocconi G., Eisenberg Y., Greisen K. Interpretation of C.R. measurements far underground.

Rev. Mod.Phys,, 1952, v.24, №3, pp. 133-178.
70. Zatsepin G.T. , Nikolsky S.I., Khristiansen G.B. Extensive air showers of cosmic radiation. 9th ICRC papers, Jaipur, 1963, v.4, pp.100-119.
71. Вернов С.Н., Хренов Б.А., Христиансен Г.Б. Структура центральной области мюонного ливня на глубине 40 м.в.э. Изв. АНСССР, сер.физ,, 1965, т.29, № 9, с.1682-1685.
72. Вернов С.Н., Соловьева В.И., Хренов Б.А., Христиансен Г.Б. 0 флуктуациях потока мю -мезонов широких атмосферных ливней. ЖЭТФ,196I, т. 41, с. 340-353.
73. Вернов С.Н., Соловьева В.И., Хренов Б.А., Христиансен Г.Б. Первичное космическое излучение в области сверхвысоких энергий и широкие атмосферные ливни. В сб. "Космические лучи и проблемы астрофизики", Новосибирск. Сибирское отделение АН СССР, 1965, с. 103-110.
74. Vernov S.N., Khristiansen G.B., Khrenov B.A. et al. A discription of a modified complex installation for investigation of EAS and new experimental data obtained by means of this installation. 9th ICRC papers, Jaipur, 1963, v.4, p. 173-179.
75. Вернов С.Н., Христиансен Г.Б., Абросимов А,Т., Хренов Б.А. и др. Первичное космическое излучение сверхвысокой энергии по данным о ШАЛ. Изв. АН СССР, сер.физ., 1965, т.29, №10, с.1876-1880.
76. Абросимов А.Т., Атрашкевич В.Б., Беляева И.Ф., Хренов Б.А. и др. Флуктуации различных компонент ШАЛ на уровне моря. Изв. АН СССР, сер.физ. 1967, т.31, № 9, с.1528-1529.
77. Вернов С.Н., Христиансен Г.Б., Беляева И.Ф., Хренов Б.А, и др. Первичная компонента космического излучения в области сверхвысоких энергий. Изв. АН СССР, сер. физ., 1962, т.26, №5, с.651-657.
78. Беляева И.Ф., Соловьева В.И., Хренов Б.А., Христиансен Г.Б. ШАЛ от фотонов высокой энергии. Изв. АН СССР, сер.физ.,1962, т. 26, №5, с. 658-660.
79. Алимов Т.А. Изучение энергетического спектра первичного космического излучения в области энергий 10^{15} -10^{16} эВ. Дисс.

канд.физ.-мат.наук, ЛПИ, Ленинград, 1985.
80. Bjorken J.D. and McLerran L.D. Explosive quark matter and Centavro event. Phys. Rev. D., 1979, v. 20, pp. 2353-2361.
81. Halzen F. and Lin H.C. Comprehensive explanation of CR anomalies, Phys. Rev. Lett., 1982, v.48, pp. 771-773.
82. Ignatiev A.Yu., Kusmin T.A., Shaposhnikov M.E. Phenomenology of Coloured Scalars. ПрепринтИЯИАНСССР, 1983, Р-0283, с. 1-18
83. Астафьев В.А., Грушинский А.Н., Хренов Б.А, и др. Многорядный детектор электромагнитных каскадов для измерения энергии мюонов (расчет развития каскадов). Изв. АН Арм.ССР, физ., 1980,т.15,с.345-353.
84. Ильина Н.П.,Калмыков Н.Н., Хренов Б.А. и др. Мюонная компонента вблизи оси ШАЛ, - Изв. АН СССР, сер.физ., 1972, №8, с.1744-1750.
85. Ильина Н.П., Хренов Б.А., Ярочкина З.В. Мюоны в составе ШАЛ (взаимодействие с веществом). ЯФ, 1973, т. 18, с. 854-864.
86. Вернов С.Н., Христиансен Г.Б., Хренов Б.А. и др. Группы частиц на глубине 40 м.в.э. в составе ШАЛ. Изв. АН СССР, сер.физ.,1966, т.ЗО, № 10,с. 1694-1696.
87. Вернов С.Н., Нечин Ю.А., Хренов Б.А,, Христиансен Г.Б. Новые данные о группах частиц на глубине 40 м.в.э. под землей. - Изв, АН СССР, сер.физ., 1967, т.31, № 9, с. 1510-1522.
88. Бибилашвили М.Ф., Барнавели Т.Т., Халдеева И.В. О некоторых свойствах групп проникающих частиц под большими зенитными углами. Изв. АН СССР, сер.физ., 1973, т.37, № 7, с.1498-1502.
89. Барнавели Т.Т., Левит 0.0., Таталашвили Н.Г. и др. О множественных мюонах на глубине 200 м.в.э. под различными углами. Изв. АН СССР, сер.физ., 1980, т.44, № 3, с.594-596.
90. Барнавели Т.Т.,.Таталашвили Н.Г., Халдеева И.В. и др. Некоторые характеристики множественных мюонов о энергией выше 35 и 85 ГэВ.Изв. АН СССР, сер.физ., 1982, т. 46, № 9, 2416-2418.
91. Вернов С.Н., Веденеев О.В., Гулям Садык Мухиби, Хренов Б.А. и др. Исследования мю -мезонов высокой энергии в составе ШАЛ. - Изв. АН СССР, сер.физ., 1968, т.32, № 3, с.475-478.

92. Taylor F.E., Bogert D., Risk R. et al. The construction and performance of large flash chambers. IEEE Transactions on Nuclear Science, 1980, NS-27, pp.30-37.
93. Gidal G., Armstrong B., Rittenberg A. Major detectors in Elementary particle Physics. Lawrence Berkeley Laboratory. 91,1983
94. Chang C., Chen K.W., Pox D. J. et al. Observed deviations from scale invariance in high energy muon scattering. Phys.Rev. Lett., 1975, v.35, pp.901-904.
95. Anderson H.L., Bharadwaj V.K., Booth N.P. et al. Measurement of nucleon structure function in-muon scattering at 147 Gev/c. Phys.Rev.Lett.1976, v.37, pp. 4-7.
96. Eickmeyer J., Michalowski S., Mistry N. et al. Inelastic electron scattering from protons and deuterous. Phys. Lett., 1976, v. 63 B, pp. 104-106.
97. Hand L.V. Experimental investigation of pion electroproduction. Phys.Rev. 1963, v.129, pp.1834-1846.
98. BeizrukoV L.B., Bugaev P. V. Inelastio scattering of high energy muons in nuclei. 16-th ICRC papers, 1979, v.7, pp.90-93.
99. Eickmeyer J., Michalowsky S., Mistry H, et al. Experimental study of nuclear shadowing in low Q electroproduction.
Phys. Rev. Lett.,1976, v.36, pp.289.
100. Brookes G.R. , Clough A.S., Freeland J.H. et al. Total hadronic photoabsorption cross sections of nuclei for photons in the Gev energy range,- Phys.Rev.D., 1973, v.8, p.2826-2836.
101. Ряжская О.Г. Исследование ядерного взаимодействия мюонов космических лучей с веществом. Дисс. канд.физ.-мат.наук. М. ФИАН. 1970.
102. Vernov S.N., Khrenov B.A., Khristiansen G.B., High energy muons in EAS.- Acta Phys.Hung., 1970, v.29, Suppl.3,pp.627-633.
16th ICRC papers, Kyoto, 1979, v.10, pp. 24-28.
104. Bazhutov Yu.N. , Ilyina N.P., Khrenov B.A. et al. Size spectrum of secondary showers generated by muons in lead at the depth of 40 m.w.e. underground. 17thICRCpapers, Paris, 1981, v.7,

pp.59-62.
105. Волкова Л.В., Зацепин Г.Т., Кузьмичев Л.А. Спектр нуклонов на уровне моря - спектр нуклонов первичного космического излучения. ЯФ, 1979, т.29, с.1252-1263.
106. Allkofer O.C. , Binder O.H., Carstensen K. et al. Muoп spectra from DEIS up to 7 Tev/c,- 17-th ICRC papers, Paris, 1981, v. 10, pp.321-324.
107. Дмитриев В.А., Христиансен Г.Б. Изучение энергетического спектра мю -мезонов высокой энергии на глубине 40 м.в.э. под землей. - ЖЭТФ, 1963, т.44, с.405-412.
108. Vernov S.N., Vedeneev O.V., Nechin Yu. A. , Khrenov B.A. et al. Underground investigation of the penetrating component of high enernigy cosmic radiation, 9th ICRC papers, 1965, London, v.2, pp 953-954.
109. Ерлыкин А.Д.,Куличенко А.К., Мачавариани С.К., Никольский С.И. Исследование взаимодействия мюонов со свинцом при энергиях выше 0,3 ТэВ. - Труды ФИАН, 1979, т.109, с.62-76.
11О. Агламазов В.А., Гедеванишвили Л.Д., Гокиели В,А. и др. Неупругое взаимодействие мюонов космических лучей с ядрами железа. - Изв. АН СССР, сер.физ., 1978, т.42, № 7, с.1465- 1466.
111. Aglamazov V.A., Gedevanishvili L.D., Gokieli V.D. etal. Energy spectrum of cascade showers of more than 0,3 Tev produced by cosmic ray muons. 17th ICRC papers, Paris, 1981, v. 7, pp.76-77.
112. Христиансен Г.Б., Веденеев О.В., Нечин Ю.А. О генерации и взаимодействии мюонов с энергией > I ТэВ. ЯФ, 1972, т.15, с.966-974.
113. Калмыков Н.Н., Христиансен Г.Б. О возможном существовании аномального взаимодействия мюонов при энергиях выше 10 ТэВ.- ЯФ, 1973, т.18, с.1070-1075.
114. Вернов С.Н., Христиансен Г.Б., Нечин Ю.А, Хренов Б.А., Веденеов О.В., Фомин Ю.А. Новые явления, создаваемые космическими лучами высокой и сверхвысокой энергией под землей. В книге ’’Вопросы физики элементарных частиц", Ереван, 1966,сс. 591-608.

115. IvanovaM.A., KuzmichevL. A., MandritskayaK.V. etal. Zenith angular distribution and energy spectra of 3 Tev muons obtained in the X-ray chambers,- 16th. ICRC papers, Kyoto, 1979, v.10, pp.35-39.
116. Krishnaswamy M.R., Menon M.G.K., Mondale H.K. et al. Energy spectrum of muons at sea level and limits on the flux of directly produced muons. 18th IGRC, Bangalore, 1983,
v. 11, pp.450-453.
117. Enikeev R.I., Korolkova E.V., Kudryavtsev V.A., Malgin A.S., Ryazhskaya O.G., Zatsepin G.T. The differential spectrum of Cosmic ray muons with energies up to 20 Tev, 18th ICRC, Bangalore, 1983, v.7, pp. 36-39.
118. Enikeev R.I., Korchagin P.V., Malgin A.S., Ryazhskaya 0.G., Zatsepin G.T. Investigation of muoп inelastic scattering for шuoп energy up to 3 10^{12} eV. 16th ICRC papers, 1979,Kyoto,v.10, pp. 214-219.
119. Агламазов В.А., Гедевашишвили Л.Д., Гокиели В.Д. и др. Изучение каскадов, образованных мюонами в процессах электромагнитных и ядерных взаимодействий. Изв. АН СССР, сер.физ., 1980, т.44, № 3, с.597-598.
120., Куличенко А.К. Исследование взаимодействий мюонов с энергией выше 0,3 ТэВ. Дисс. канд.физ.-мат.наук, М., ФИАН,1973.
121. BakatanovV.K., ChudakovA.E., DadykinV.L. etal. Study
of nuclear muoп interaction at Baksan underground scintillation telescope,- 19th ICRC papers, 1985, v.8, pp.195-197.
122. Борог В.В., Кириллов-Угрюмов В.Г., Петрухин А.А. Исследование ядерного взаимодействия мюонов в железе. - Изв. АН СССР, сер.физ., 1972,. т.36, № 8, с.1761-1766.
123. Вернов С.Н., Веденеев О.В., Нечин Ю.А., Хренов Б.А. и др. Исследование проникающей компоненты космического излучения на глубинах 20 и 40 м.в.э. под землей. - Изв. АН СССР, сер. физ., 1967, т.З, № 9, с.1555-1557.
124. Князев А.Ф., Косарев В.Б., Хренов Б.А., Ярочкина З.В. Роль

мюонов в образовании электронно-ядерных ливней, генерируемых космическими лучами. ЯФ, 1973, т.18, с.837-843.
125. Вернов С.Н., Хренов Б.А., Христиансен Г.Б. Поиск нейтральных частиц на глубине 20 м.в.э. под землей. Изв. АН СССР, сер.физ., 1967, т.31, № 9, с.1523-1525.
126. Бажутов Ю.Н., Хренов Б.А., Христиансен Г.Б. Об одной возможной интерпретации пологого спектра ливней под землей. - Изв. АН СССР, сер.физ., 1982, т.46, № 9, с.2425-2427.
127. Нечин Ю.А., Христиансен Г.Б. О быстрой генерации мюонов при ядерном взаимодействии космических лучей сверхвысокой энергии. - Изв. АН СССР, сер.физ., 1980, т.44, № 3, с. 640-642.
128. BerezinskyV.S., IoffeB.C. CygnusX-3 aglueballinosource. Preprint IT EP-127, Moscow, 1985.
129. Audouze G., Schaeffer R, Silk G. Cosmic Rays as a signature of quark nuggets,- 19th ICRC papers, 1985, №8, pp. 293-295.
130. Фейнберг Е.Л. Термодинамические файрболы. УФН,1983, т.139,вып.1, с.3-52.
131. Гинзбург В.Л., Сыроватский С.И. Происхождение космических лучей. М., Изд. АНСССР, 1963,с. 384.
132. KafkaT., Engelmann R., Godhole R., et al. One-, two-, and three-particle distributions in PP collisions at 205 Gev/c. Phys.Rev.D., 1977, v.16, N5, pp.1261-1293.
133. ХристиансенГ.Б., ДеденкоЛ.Г., КалмыковН.К. идр. Пространственное распределение мюонов в ШАЛ - эксперимент, расчеты. - Изв. АНСССР, сер. физ., 1978, т.42, № 7, с. 1438-1441.
134. Feynman R.P. Very high energy collisions of_hadrons. Phys.Rev.Lett., 1969, v.23, pp.1415-1419.
135. Gaisser T.K., Maurer R.H. Extensive air showers and Feynman scaling above 1000 Gev, Phys.Rev.Lett., 1972, v.42B, N4, pp,444-448.
136. Калмыков Н.Н., Христиансен Г.Б. Широкие атмосферные ливни и масштабная инвариантность в адронных взаимодействиях при сверхвыооких энергиях. Письма в ЖЭТФ, 1975, т.21,№ II, с.666-670.

137. Григоров Н.Л., Рапопорт И.Д., Шестоперов В.Я. Частицы высоких энергий в космических лучах. М., "Наука", 1973,с.303.
138. Goodman J.A., Ellsworth R.W., Jodh G.B. et al. Composition of primary cosmic rays above 10 Tev from the study of time distribution of energetic hadrons near air shower cores.Phys.Rev.Lett. 1979, v.42, №12, pp.854-857.
139. Juliusson E. Charge composition and energy spectra of cosmic nuclei at energies above 20 Gev per nucleon.Astrophys. J., 1974, v.191, pp.331-348.
140. Калмыков Н.Н., Христиансен Г.Б. Нарушение масштабной инвариантности в адронных взаимодействиях при сверхвысоких энергиях. - Письма в ЖЭТФ, 1976, т.23, № 10, с.595-599.
141. Dubovy A.G., Dunaevsky A.M., Nesterova N.M. The energy spectra of the hadronic component in EAS with the energy 3 10^{14} -3 10^{15} eV. 17th ICRC papers, Paris, 1981, v.6, pp. 199-202.
142. Vernov S.N., Khristiansen G.B. , Abrosimov A.T., Khrenov B.A.et al. Violation of scale invariance in hadron interactions at super high energies, J.Phys.G. Nucl.Phys,, 1977, v. 3, №11,pp.1601-1612.
143. Вернов С.Н., Христиансон Г.Б., Абросимов А.Т., Хренов Б.А. и др. О нарушении скейлинга и путях модификации модели элементарного акта в области сверхвысоких энергий.- Изв. АН ССОР, сер.физ., 1978, т. 42, №7, с. 1376-1380.
144. Иваненко И.П., Каневский Б.Л., Роганова Т.М. О нарушении масштабной инвариантности в пионизационной области, при переходе от ускорительных к сверхвысоким энергиям. ЯФ, 1979, т.29,, вып. З, с.694-707.
145. Wdowczyk J., Wolfendale A.W.,Inclusive spectra of pions produced in high energy interactions. Nuov.Cim., 1979,v.544, pp.433-450.
146. Кайдалов А.Б., Тер-Мартиросян К.А. Множественное образование адронов при высоких энергиях в модели кварк-глюонных струн. Теория.

ЯФ, 1984, т.39, вып.6, с.1545-1558.
147. Кайдалов А.Б., Тер-Мартиросян К.А. Множественное образова ние адронов при высоких энергиях в модели кварк-глюонных струн. Сравнение с экспериментом. ЯФ, 1984, т.40, выл.1, с.211-220.
148. Калмыков Н.Н., Христиансен Г.Б. О возможном объяснении нарушения скейлинга в адронных взаимодействиях при энергиях более 10^3 ТэВ. Письма в ЖЭТФ, 1983, т.37,№5, сс. 247-249.
149. Кайдалов А.Б., Тер-Мартиросян К.А., Шабельский Ю.М. Инклюзивные спектры вторичных частиц в протон-ядерных столкновениях в модели кварк-глюснных струн.ЯФ, 1986, т. 4З, вып.5, с. 1282-1289.
150. Калмыков Н.Н., Куликов Г.В. О влиянии фрагментации ядер на характеристики ШАЛ. Изв. АНСССР, сер.физ., 1974, т.38, № 5, с.1024-1028.
I5I. Jones L.W. Inelasticity in proton-nucleons collisions. 18th ICRC papers, 1983, v.8, pp.17-20.
152. Hsiung Y.B., Sakai Y., Crittenden J.A. et al. A-Dependance of the inclusive production of hadrons with high transverse momenta. Phys.Rev.Lett. , 1985, v.55, N5, pp.457-460.
153. Калмыков Н.Н. 0 применении логарифмически нормального распределения к анализу экспериментальных данных по ШАЛ. ЯФ, 1969, т.10, №1, с.121-129.
154. Erlykin A.D., Ng L.K., Wolfendale A.W. Interpretation of cosmic ray muon data in light of results from the ISR experiment,- J.Phys.A,, 1974, v.7, pp.2059-2073.
155. Chatterjee B.K., Mirthy G.T., Naranon S. et al. The Kolar Gold Fields EAS experiment, Canad.J.Phys., 1968, v.46 S, pp. 13-16.
156. Lowe G.H. and Bergeson H.E. Lateral distribution of шuоп airs in deep underground muon showers. 14th ICRC papers, Munich, 1975, v. 6. pp. 2061-2065.
157. Adcock C., Coats R.R., Wolfendale A.W., Wdowczyc J. Theoretical Analysis of EAS. General analysis of muons above 1000 Gev, J.Phys.A., Gen.Phys. 1971, v.4, pp.276-290.
158. Калмыков Н.Н., Фомин Ю.А., Христиансен Г.Б. ШАЛ и

характеристики ядерных взаимодействий при сверхвысоких энергиях. Изв. АНСССР, сер.физ., 1973, т. 37, № 7, с. 1430-1432.
159. Khrenov B.A. Muons in Cosmic Rays, 15th ICRC papers, 1977, v.10, pp 252-266.
160. Хренов Б.А. О пространственном распределении потоков мюонов в ШАЛ. ЯФ,1965, №3, с 540-546.
161. KhrenovB.A. andLinsleyJ. TheheightofEASmaximumatprimaryenergiesabout 10^{15}eV. 17thICRCpapers, Paris, v.11, p. 389.
162. Кайдалов А.Б., Пискунова О.М. Образование К -мезонов в pp - взаимодействии и модель кварк-глюонных струн. ЯФ,1985, т.41, вып.5, с.1278-1284.
163. Kaidalov A.B., Piskunova O.M. Inclusive spectra of baryons in the Quark-Gluon strings model.- Preprint ITEP, 1985, ITEP-16.
164. Brenner A.E., Carey D.C., Elias J.E. et al. Experimental study of single particle inclusive hadron scattering and associated multiplicities. Phys.Rev.D.,v.26, №7, pp.1497-1553.
165. Славнов Д.А. Рождение очарованных частиц в протон-протонных столкновениях. ЯФ, 1985, т.41, вып.1, с.213-221.
166. Whitmore J., Oh B. Y., PratapK. et al. Comparison of inclusive charged pion production in п+P interaction at 100 Gev/c,- Phys.Rev.D., 1977, v.16, №11, pp.3137-3149.
167. Arnison G., Astbury A., Aubert B. et al. Transverse momentumspectra for charged particles at the CERN pp collider,- Phys.Lett, ,1982, v.118b, pp. 167-172.
168. Gaisser T.K. , Halzen P. QCD motivated description of very-high energy particle interactions. 19th ICRC papers, La-Jolla,1985, v.6, pp.47-51.
169. Chudakov A.E. Investigation of EAS with multicore structure. 16thICRC
papers, Kyoto, 1979, v.8, pp.222-226. j
170. ЛидванскийА.С. Многоствольные ШАЛ космических лучей и сечение генерации струй с большими поперечными импульсами в адрон-адронных

взаимодействиях. Дисс. канд.физ. мат.наук, М., ИЯИ АН СССР, 1984.
171. GrishinaN.V., KalmykovN.N., StepanovN.V., KhristiansenG.B. Calculation of the spatial distribution functions for hadrons and muons in EAS including the jet generation, 17th ICRC papers,Paris, 1981, v. 6, pp. 272-275.
172. Gribov L.V., Levin E.M., Ryskin M.G, Extending the QCD leading logs up to reggeon field theory, Phys.lett., 1981,v.101 B, pp. 185-189.
173. Gribov L. V., Levin E.M., Ryskin M.G. Large Pt processes as a main source of hadrons at very high energies. Phys. Lett., 1983, v.121B, pp.65-71.
174. Antonov R. A. Ivanenko I.P., Kanevsky B.C. et al. Analysis of data on EAS within framework of additive quark model regarding increase in hadron-hadron interaction cross-section.18th ICRC papers, Bangalore, 1983, v. 6, pp.159-162.
175. Burnett T.H., Dake S., Fuki M. et al. The JACEE collaboration. Anomalous nuclei events observed in the JACEE emulsion chambers. 18th ICRC papers, 1983,v.8, p.218-221.
176. Burnett T,H., Dake S., Fuki M. et al. AA interactions above 1 TeV/n in the JACEE emulsion chambers, 18th ICRC papers, 1983, v.8, pp.214-217.
177. Burnett T.H., Dake S.,Fuki M. et al. The JACEE collaboration.Characteristics of central collision events in Fe-nucleus interactons from 20 to 60 Gev/n, 19th ICRC papers,La-Jolla,1985, v.6, pp. 160-163.
178. Burnett T.H., Dake S.,Fuki M.,et al. The JACEE collaboration. Heavy nucleus collisions between 20 and 60 Gev/n. 19th ICRC papers,La-Jolla,1985,v.6, pp.156-I59.
179. Shuryak E.V. QCD and the theory of super dense matter. Phys. Reports, 1982, v. 61, pp.71 -157.
180. Anishetty R.,Koehler P.,McLerran L. Central collision between heavy nuclei at extemely high energies: the fragmentation region.- Phys. Rev. D, 1980,v.22, pp.2793-2804.

181. Cleymans J.,Dechantsreiter M., Halzen P. Formation and signature of quark matter in relativistic ion collisions. Z. Phis.C, 1983,v.17,pp.341-352.
182. Elbert J.W.,Stanev T. Simulation of a phase transition in nucleus-nucleus collisions and cosmic ray cascades. 18-th ICRC papers, Bangalore,1983,v.5, pp. 226-229.
183. Kalmykov N.N.,Khristiansen G.B.,Motova M.V. Phenomenology of soft hadron interactions and relavent EAS data. 19th ICRC papers, La-Jolla, 1985,v.7,pp.44-47.
184. Данилова Т.В. Калибровка модели развития ядерных каскадов в атмосфере по данным о ШАЛ с энергеий 3.10^{13}-3. эв. Диссерт. канд. Физ.-мат. наук. М. ФИАН. 1985.
185. Фомин Ю.А., Христиансен Г .Б. О спектре ШАЛ по числу частиц. ЖЭТФ, 1963, т.44,вып.2,с. 666-675.
186. Сыроватский С.И.,Фомин Ю.А., Христиансен Г.Б. Об энергетическом опектре первичного космического излучения и его составе в области сверхвысоких энергий. ЖЭТФ, 1963,т. 45, №5, с. 1595-1602.
187. Adcock C., De Beer J.F., Oda H., Wdowczyk J, Wolfendale A.W. An analysis of experimental results on fluctuations of muon and electron numbers in EAS. J. Phys. A., 1968, ser. 2, v.1, pp. 82-88.
188. Hillas A.M. The knee of the Cosmic Ray spectrum: not a magnetic trapping effect? 16th ICRC papers,v.8,pp.7-12.
189. Nikolsky S.I., Kabanova N.V., Stamenov J.N., Janminchev V.D., The chemical composition of primary cosmic rays at energies 10^{15} eV.-16th ICRC papers,Kyoto,1979,v.8,pp. 335-333.
190. Стаменов Й.Н. Исследование состава первичного космического излучения с помощью ШАЛ. Диссерт. докт. физико-математических наук, М.,ФИАН, 1982 г.
191. Стаменов Й.Н.,Георгиев Н.Х.,Кабанова Н.В. и др. Феноменологические характеристики мюонной компоненты ШАЛ на уровне гор. Труды ФИАН,1979,т. 109,с. 132-152.
192. Dzikowski T.,Gawin J.,Grohalska B., Pachala S.,Wdowczyk J.

Fluctuation of the muon to electron ratio in EAS.-J. Phys. G., Nucl. Phys. , 1977,v.3,pp. 591-599.