

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

ШИРОКИЕ АТМОСФЕРНЫЕ ЛИВНИ КОСМИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ *)

С. И. Никольский

СОДЕРЖАНИЕ

Введение	365
§ 1. Метод комплексного изучения широких атмосферных ливней космического излучения	367
§ 2. Пространственное распределение заряженных частиц в широких атмосферных ливнях на уровне наблюдения	373
§ 3. μ -мезоны в широких атмосферных ливнях	382
§ 4. Ядерно-активная компонента широких атмосферных ливней	391
§ 5. Поток энергии, несомой различными компонентами широких атмосферных ливней	395
§ 6. Широкие атмосферные ливни и первичное космическое излучение	402
Заключение	406
Цитированная литература	408

ВВЕДЕНИЕ

Само название—широкие атмосферные ливни — довольно хорошо отражает феноменологическую картину явления, которое возникает при прохождении частиц космического излучения сверхвысокой энергии ($E_0 > 10^{13}$ эв) через атмосферу. Способность частиц космического излучения образовывать группы одновременно появляющихся частиц была выявлена еще в 1929 г. наблюдениями Д. В. Скобельцына¹. В опытах с камерой Вильсона среди двадцати фотографий, содержащих следы частиц космического излучения, им были обнаружены три со следами двух частиц и одна фотография с тремя частицами. Существование атмосферных ливней, охватывающих площади в тысячу и более квадратных метров, было показано в 1938 г. экспериментами П. Оже и Р. Маза² и независимо В. Кольхерстером с сотрудниками³. Открытие лавин из большого числа заряженных частиц совпало с появлением электронно-фотонной каскадной теории⁴⁻⁶. Это позволило Г. Эйлеру⁷ отождествить широкие атмосферные ливни с электронно-фотонными лавинами, возникающими в атмосфере от первичных электронов сверхвысокой энергии. Эта точка зрения на природу широких атмосферных ливней была общепризнанной в течение ряда лет. Однако Д. В. Скобельцын в 1942 г.⁸, анализируя данные о пространственном распределении частиц в широких атмосферных ливнях, предположил, что имеет место наложение двух распределений. Одно из этих распределений соответствует электронно-фотонной каскадной теории. Другое, более

*) Настоящая статья посвящается Д. В. Скобельцыну в связи с его семидесятилетием. Очерк о научной и общественной деятельности Д. В. Скобельцына публикуется в этом же выпуске на стр. 539.

1 УФН, т. LXXVIII, вып. 3

широкое, связано с вмешательством дополнительных мезонных механизмов, приводящих к наличию на периферии ливня проникающих частиц. Последующие эксперименты, выполненные в основном группой советских физиков под общим руководством Д. В. Скобельцына, были посвящены выяснению свойств ливней, труднообъяснимых с точки зрения чисто электронно-фотонной лавинной теории. К таким свойствам ливня, помимо пространственного распределения заряженных частиц, следует отнести характер поглощения ливней в нижней части атмосферы и наличие в составе ливня проникающих частиц. Изменение интенсивности широких атмосферных ливней различной первичной энергии при изменении высоты наблюдения было достаточно надежно решенной задачей электронно-фотонной каскадной теории⁹, вследствие чего тщательный анализ расхождения теоретических предсказаний с опытом был весьма интересен. На наличие в составе широких атмосферных ливней проникающих частиц указывали результаты первых наблюдений ливней с помощью счетчиков⁹. Наглядное подтверждение наличия в ливнях проникающих частиц было получено Доденом¹⁰ с помощью камеры Вильсона. Однако разногласия в результатах различных опытов и ошибки в количественных оценках позволили рассматривать проникающие частицы как второстепенное явление. Эксперименты¹¹, выполненные в 1944—1948 гг. на Памире (высота 3860 м над уровнем моря) и в Москве, показали, что трудности, возникающие при попытке описать широкие атмосферные ливни с помощью обычной электронно-фотонной каскадной теории, имеют фундаментальный характер. Этот результат нашел свое отражение в новом взгляде на природу широких атмосферных ливней, сформулированном Г. Т. Зацепиным^{12, 13} в 1948 г. Согласно новой точке зрения: 1) широкие атмосферные ливни порождаются нуклонами первичного космического излучения; 2) первый акт является ядерным взаимодействием, вторичные продукты которого образуют мягкую, проникающую и ядерно-активную компоненты широких атмосферных ливней; 3) вторичные ядерно-активные частицы, сталкиваясь с ядрами атомов воздуха, в свою очередь образуют все компоненты ливня, что приводит к возникновению ядерно-каскадного процесса.

Такая схема возникновения и развития широких атмосферных ливней позволила качественно объяснить накопленные к тому времени экспериментальные сведения и вместе с тем сняла предположение о наличии в составе первичного космического излучения заметного числа электронов (или фотонов) сверхвысокой энергии, что к тому времени уже не соответствовало экспериментальным данным о первичных космических лучах при более низких энергиях. К этому же времени относится и открытие в космических лучах электронно-ядерных ливней¹⁴ и первые наблюдения π^\pm -мезонов¹⁵. Все это в целом превратило физику космических лучей в один из разделов ядерной физики, а изучение широких атмосферных ливней стало методом исследования ядерных взаимодействий при сверхвысоких энергиях.

Некоторые выводы относительно процессов, происходящих при сверхвысоких энергиях, были сделаны уже в начале нового этапа исследований широких атмосферных ливней. Это—вывод¹⁶ о том, что эффективное сечение неупругого взаимодействия нуклонов с атомными ядрами не убывает с ростом энергии сталкивающихся частиц вплоть до $E_0 \simeq 10^{17}$ эв. Второй результат относится к угловому распределению вторичных частиц в актах ядерного взаимодействия при энергии 10^{14} — 10^{15} эв. Оказалось, что из пространственного распределения электронов вблизи оси ливня неизбежно следует заключение о существенной анизотропии вылета вторичных частиц, уносящих подавляющую часть энергии первичного нуклона^{13, 17}.

В частности, одна из первых статистических моделей¹⁸ множественного образования частиц явно противоречила пространственному распределению электронов вблизи оси широких атмосферных ливней.

Изучение широких атмосферных ливней важно и для теории происхождения космических лучей, так как пока нет иного подхода к исследованию первичного космического излучения с энергией $E_0 > 10^{15}$ эв, кроме как наблюдение широких ливней, вызванных первичными частицами сверхвысокой энергии. Непосредственная регистрация таких первичных частиц вследствие крайне редкого их появления практически неосуществима. Широкие атмосферные ливни, распространяясь на большие расстояния от траектории первичной частицы, резко увеличивают эффективную площадь регистрации. Современные установки для индивидуального изучения широких атмосферных ливней при суммарной площади сцинтилляционных детекторов ливневых частиц в несколько десятков квадратных метров имеют эффективную площадь сбора порядка ~ 10 км² и регистрируют события, связанные с появлением первичных частиц с энергией 10^{17} — 10^{19} эв. Широкие атмосферные ливни, вызванные первичными частицами с энергией $\sim 10^{17}$ эв, наблюдались Д. В. Скобельцыным при помощи раздвинутых на большие расстояния детекторов ливневых частиц еще в 1946 г.¹⁹

Однако как исследования широких атмосферных ливней с точки зрения природы элементарных процессов при сверхвысоких энергиях, так и изучение ливней в связи с теорией происхождения космических лучей еще далеки от своего завершения. Более того, оба направления исследований тесно переплетаются: при сопоставлении экспериментальных данных по широким атмосферным ливням с предполагаемыми картинами развития ливней в атмосфере необходимо знать состав первичного космического излучения в соответствующем энергетическом интервале, а для расшифровки состава и энергетического спектра первичного космического излучения нужны сведения о процессах, имеющих место при образовании и развитии ливня в атмосфере.

В последующих разделах приводятся основные экспериментальные данные, накопленные за последнее десятилетие при наблюдении широких атмосферных ливней в нижней части атмосферы.

§ 1. МЕТОД КОМПЛЕКСНОГО ИЗУЧЕНИЯ ШИРОКИХ АТМОСФЕРНЫХ ЛИВНЕЙ КОСМИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Новая точка зрения на природу широких атмосферных ливней потребовала изменения постановки опыта. Если раньше при экспериментальных исследованиях, как правило, ограничивались одновременным измерением одного-двух параметров, то теперь было необходимо получить по возможности полные количественные данные о широких ливнях, вызываемых первичными частицами различной энергии. В качестве параметра, характеризующего каждый зарегистрированный ливень и связываемого с энергией первичной частицы, было выбрано полное число частиц в ливне на уровне наблюдения, так как этот параметр наиболее просто определяется на опыте. Другой особенностью нового методического подхода было стремление не пользоваться при проведении измерений какими-либо предположениями о структуре и составе ливня. Как будет видно из дальнейшего, это условие было выполнено: единственным обязательным требованием при нахождении оси ливня и определения полного числа заряженных частиц было условие симметричного убывания плотности потока частиц при удалении от оси ливня.

Первые опыты такого типа были выполнены группой сотрудников Памирской экспедиции ФИАН СССР в 1952 г. на высоте 3860 м над

уровнем моря²⁰. Установка состояла из ~ 1500 годоскопических счетчиков и небольшой камеры Вильсона. Впоследствии измерения с подобными установками проводились как на высоте гор, так и на уровне моря, причем в установках помимо счетчиков использовались большие камеры Вильсона²¹, диффузионные²² и ионизационные камеры²³, а число одновременно включенных счетчиков достигало нескольких тысяч. Суть нового метода исследования широких атмосферных ливней можно рассмотреть

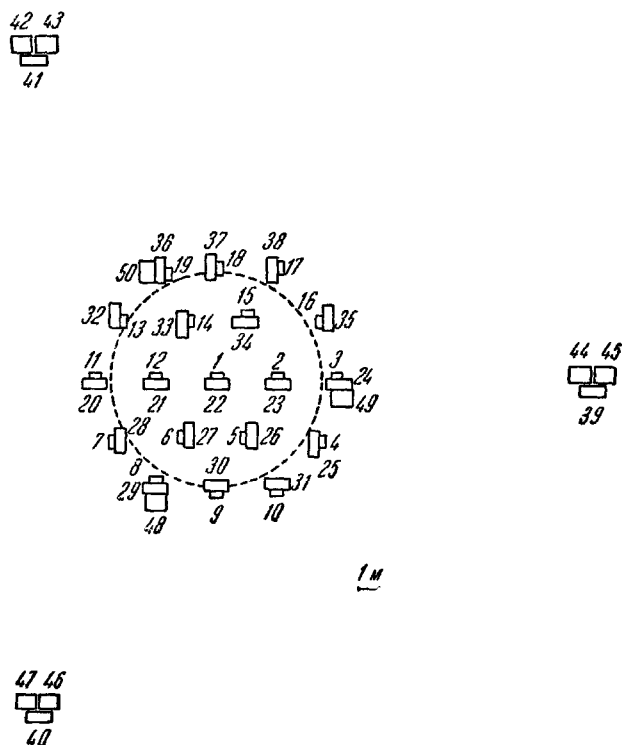


Рис. 1.

на примере первой комплексной установки. Характерной чертой этой и последующих комплексных установок для исследования широких ливней является размещение на площади порядка 100 м^2 большого числа групп годоскопических счетчиков, предназначенных для измерения плотности потока частиц (рис. 1). Группы 1—19 состояли из 24 счетчиков площадью 24 см^2 , в группах 20—41 было по 24 счетчика площадью 100 см^2 и в группах 42—50—по 12 счетчиков площадью 330 см^2 . Опрос годоскопической системы осуществлялся при попадании на систему широкого атмосферного ливня с плотностью потока частиц, превышающей некоторую величину. В случаях прохождения оси ливня вблизи центра установки координаты оси можно было определить, не пользуясь никакими предположениями, кроме предположения о наличии симметрии ливня. Площадь, эффективная для нахождения оси, составляла около 60 м^2 . Отбор и анализ интересных нас событий сокращал в 5—10 раз число непосредственно зарегистрированных аппаратурой ливней, так как в большинстве зафиксированных ливней ось не оказывалась вблизи центра установки. Сочетание комплексного регистрирующего устройства с последующим отбором нужных событий и является главной особенностью нового метода

изучения широких атмосферных ливней. Широкие вариации условий отбора событий позволяют считать обработку данных прямым продолжением опыта, допускающим даже некоторые изменения в первоначальной постановке физической задачи.

Нахождение места попадания оси ливня может быть осуществлено различными способами, но в сущности дело сводится к поискам точки, по мере удаления от которой плотность потока ливневых частиц убывает симметрично во все стороны. Эта операция может быть выполнена путем

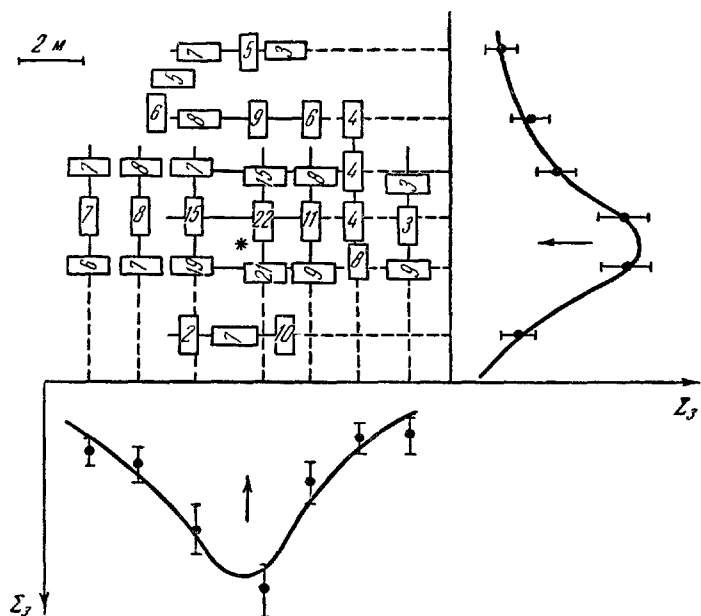


Рис. 2. Определение места прохождения оси ливня.

Прямоугольниками обозначены группы годоскопических счетчиков. Числа соответствуют числу сработавших счетчиков в данной группе. Результаты суммирования по трем группам, лежащим на одной прямой, отложены на графиках. Звездочкой отмечено место попадания оси ливня.

непосредственного сопоставления плотности потока частиц над различными годоскопическими группами; можно рассмотреть изменение плотности потока частиц по различным направлениям, усреднив данные по нескольким группам счетчиков, как это проиллюстрировано на рис. 2; можно применить строгую в математическом отношении статистическую обработку или использовать моделирующее устройство. Наконец, с помощью электронно-счетной машины можно искать распределение вероятности прохождения оси в различных точках плоскости измерения при реально наблюдаемом в данном случае числе сработавших в каждой группе счетчиков, варьируя вид функции пространственного распределения. При этом определяется не только наиболее вероятное место попадания оси, но и точность ее нахождения для каждого отдельного ливня. Но при всем разнообразии способов средняя ошибка в определении места прохождения оси практически не меняется, если только при этом не изменяется число годоскопических групп, показания которых учитываются при обработке. Величина ошибки составляет около половины расстояния между группами счетчиков в зависимости от вида функции пространственного распределения.

Следующая после нахождения оси ливня задача заключается в определении полного числа частиц в данном ливне. Тем самым оценивается энергия первичной частицы, вызвавшей ливень. Для определения полного числа частиц в отдельном ливне необходимо знать пространственное распределение частиц в этом же ливне. В принципе функция пространственного распределения могла бы быть измерена для каждого ливня, для чего одновременно с измерением плотности потока частиц в центре необходимо знать плотность потока частиц на больших расстояниях (20, 40, 70, 100, 200, 300 м) от центральных групп счетчиков. В комплексной установке, приведенной на рис. 1, помимо счетчиков в центре имелись 6 групп на расстоянии ~ 20 м от центра и одна группа на расстоянии 60 м.

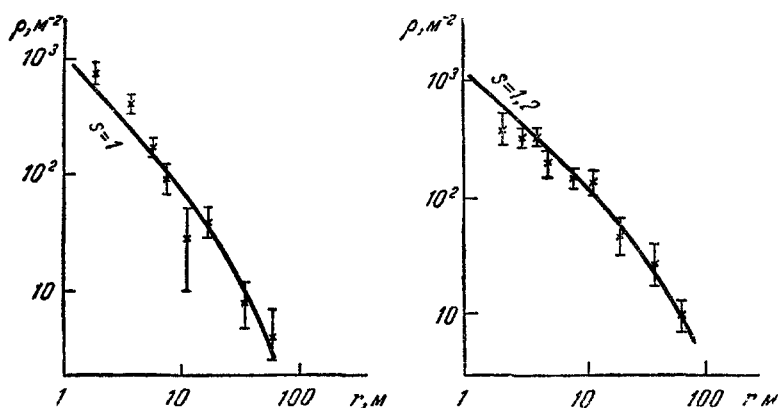


Рис. 3. Пространственное распределение электронов в индивидуальных ливнях.

Поэтому непосредственно по экспериментальным данным можно было получить пространственное распределение для каждого зарегистрированного ливня лишь в интервале 1—60 м от оси. Пример такого распределения дан на рис. 3. Определение полного числа заряженных частиц по такому распределению в индивидуальном ливне связано уже с некоторыми дополнительными предположениями о функции распределения потока частиц на периферии ливня и об отсутствии больших флуктуаций ее вида. Функция пространственного распределения на периферии ливня была исследована в более ранних работах ²⁴, так что вид экстраполяции не вызывал сомнений. Зная полное число частиц и место прохождения оси в каждом из отобранных широких атмосферных ливней и имея показания других регистрирующих устройств в тех же ливнях, можно исследовать различные компоненты ливней. Характер получаемой информации (статистические данные, усредненные по группе ливней с данным числом частиц, или количественные сведения по каждому отобранному ливню) зависит от возможностей используемой регистрирующей аппаратуры. В одних случаях сама аппаратура имеет низкую эффективность регистрации, как, например, счетчики нейтронов, камера Вильсона для наблюдения ядерно-активной компоненты широких ливней. Тогда получаемая информация носит сугубо статистический характер. В других случаях статистический характер данных (возможность получить лишь среднее или вероятное значение величины для рассматриваемой группы ливней) вызывается малой площадью регистрирующей аппаратуры, из-за чего наблюдаемые частицы не попадают на чувствительную площадь установки в каждом отобранном случае. Особенно часто это слу-

чается при наблюдениях на периферии ливня, когда зачастую даже о плотности потока электронов можно судить лишь «в среднем» для выбранной группы ливней²⁵. Наконец, в ряде случаев можно получить вполне определенные данные для каждого отобранного ливня (например, при измерении энергии электронно-фотонной компоненты ствола ливня с помощью ионизационных камер большой площади²⁶). Естественно, что при этом не исключается дальнейшее усреднение полученных данных. Возможность получить одновременно несколько параметров для отдельных случаев попадания на установку широких атмосферных ливней при достаточно полной статистике событий является весьма важным достоинством метода больших комплексных установок с последующим отбором. Такие данные особенно ценны для физической интерпретации опыта.

При использовании больших комплексных установок с последующим отбором для исследования какой-либо одной характеристики ливней при заранее определенном критерии отбора неизбежно возникает вопрос, не было бы более целесообразным избавиться от длительной последующей обработки, отобрав соответствующие события в процессе измерений с помощью электроники. Напрашивается сравнение с успешно применяемыми при исследовании космических лучей в течение двух десятков лет методами совпадений импульсов в счетчиках и ионизационных камерах, когда результаты измерений выражаются в числе отсчетов по различным каналам регистрации. Такая методика измерений привлекательна тем, что освобождает от огромной по своему объему статистической обработки экспериментальных данных. Но, с другой стороны, для постановки такого опыта необходимо четко сформулировать условия регистрации исследуемого параметра. В начале излагаемой здесь серии опытов казалось полезным отвлечься от имевшихся к тому времени количественных данных о широких атмосферных ливнях. Соответственно методика измерений при помощи комплексных установок с последующим отбором представлялась наиболее подходящим методом исследований. В дальнейшем, по мере накопления экспериментальных данных, стало возможным до начала измерений четко сформулировать критерии выборки нужных событий, например широких ливней с заданным числом частиц и местом прохождения оси, а самую выборку осуществлять автоматически с помощью электроники.

План одной из таких установок («с жестким отбором») приведен на рис. 4²⁷. Установка была смонтирована для измерения зависимости числа ядерно-активных частиц от полного числа заряженных частиц в ливне на высоте 3333 м над уровнем моря весной 1961 г. Ядерно-активные частицы регистрировались с помощью нейтронных счетчиков, погруженных в парафин. Для увеличения вероятности взаимодействия ядерно-активной частицы в детекторе нейтронов были использованы дополнительные фильтры из свинца. Выборка широких атмосферных ливней с заданным числом частиц и осью, место прохождения которой лежит вблизи центра установки, производилась комбинацией совпадений и антисовпадений в 24 группах счетчиков заданной площади σ . Для регистрации ливня требовалось шестикратное совпадение разрядов в центральных группах (1—6) и антисовпадение с импульсом трехкратных совпадений разрядов в любой из тройки групп счетчиков (7—9, 10—12, 13—15, 16—18, 19—21, 22—24), расположенных вокруг на расстояниях 6 и 20 м. Условие отсутствия тройных совпадений в любой из периферийных групп счетчиков резко снижало вероятность регистрации ливней, оси которых пересекали плоскость наблюдения вдали от центра установки. Тем самым интервал по числу частиц в регистрируемых ливнях заметно сужается и смещается к нижней границе. Рассчитанное распределение плотности попадания осей

для регистрируемых установкой ливней представлено на рис. 5. Сопоставляя интенсивность наблюдаемых ливней с относительным числом

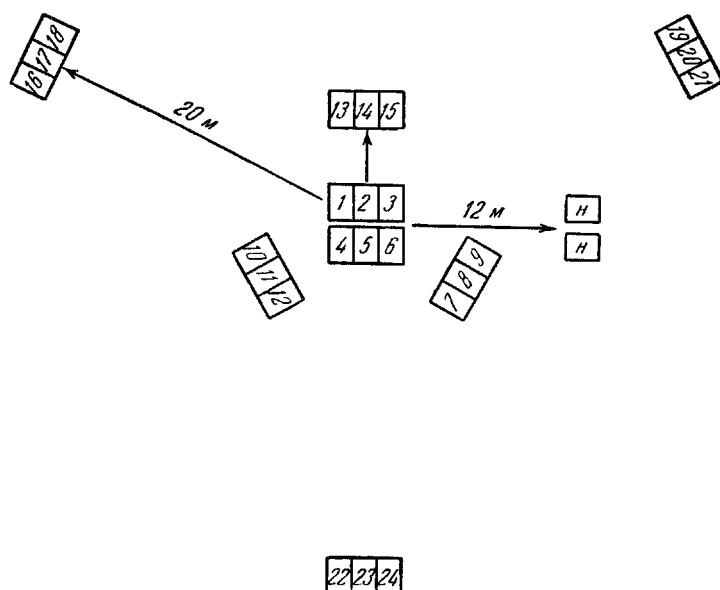


Рис. 4. План установки с «жестким отбором».
Группы счетчиков 7—15 расположены на расстоянии 6 м. H—детекторы нейтронов.

случаев, когда одновременно с ливнем отмечается импульс в том или ином детекторе нейтронов, можно вычислить среднее значение плотности потока

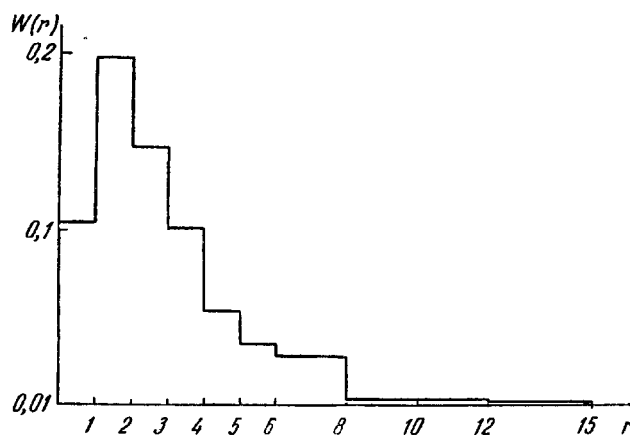


Рис. 5. Вероятность регистрации оси ливня на различных расстояниях от центра установки, изображенной на рис. 4.

По оси абсцисс — расстояние в метрах.

ядерно-активной компоненты на заданном расстоянии от оси в данной группе ливней. Вариация площади отбирающих счетчиков σ приводит к изменению в соответствующую сторону интервала исследуемых ливней. В выполненной серии измерений²⁷ применялось одновременно шесть различных площадей групп отбора ливней, что позволило получить дан-

ные о ливнях в интервале по числу частиц от 10^3 до 10^7 . При этом результаты измерений были зафиксированы в численном виде на выходе более чем 40 каналов отсчета электронного устройства.

Было бы неправильно противопоставлять метод жесткой выборки регистрируемых событий методу комплексных установок с последующим отбором. Они должны дополнять друг друга в сочетании с такой системой записи, которая допускает широкую автоматизацию обработки экспериментальных данных.

В качестве детекторов различных компонент широких атмосферных ливней применяется весь арсенал приборов, используемых при наблюдениях космических лучей. Характерным для изучения свойств широких атмосферных ливней является использование большого числа газоразрядных счетчиков, соединенных с годоскопическими системами регистрации, применение больших пластических сцинтилляторов, измерение ионизации под различными поглотителями при помощи ионизационных камер или сцинтилляторов, регистрация вспышек черенковского излучения в атмосфере. На рис. 6 и 7 приведены годоскопический детектор проникающих частиц и устройство для исследования энергетического состава стволов широких атмосферных ливней.

§ 2. ПРОСТРАНСТВЕННОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ В ШИРОКИХ АТМОСФЕРНЫХ ЛИВНЯХ НА УРОВНЕ НАБЛЮДЕНИЯ

Пространственное распределение потока частиц в широких атмосферных ливнях космического излучения — один из старейших вопросов, привлекавших внимание экспериментаторов. Этот интерес выз-

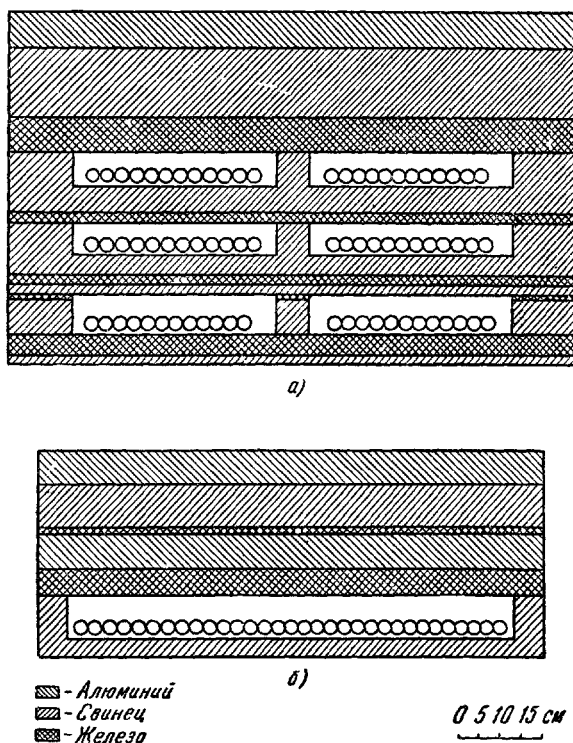


Рис. 6. Годоскопические детекторы проникающих частиц.

а) Детектор, позволяющий различать μ -мезоны ядерно-активные частицы; б) детектор для наблюдения μ -мезонов вдали от оси ливня.
○ — счетчик.

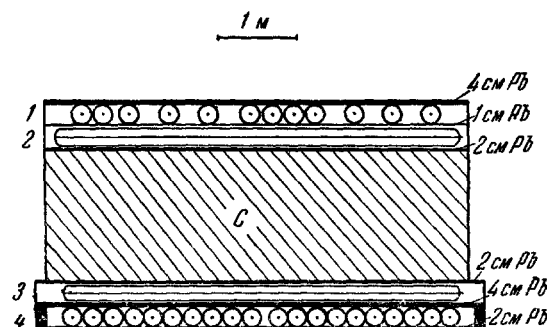


Рис. 7. Установка для измерения энергии электронно-фотонной компоненты ствола ливня и наблюдения ядерно-активных частиц высокой энергии.

1—4 — ряды ионизационных камер.

ван двумя совершенно различными причинами. Во-первых, исследование пространственного распределения позволило получить ряд сведений о картине образования и развития широкого ливня. Здесь достаточно вспомнить, что именно анализ данных о пространственном распределении потока частиц вблизи оси ливня привел к отказу от статистической модели элементарного акта нуклон-нуклонного взаимодействия Ферми с изотропным разлетом вторичных частиц в системе сталкивающихся нуклонов при энергии $E_0 > 10^{12}$ эв и с коэффициентом неупругости, равным 1^{16, 17}.

Во-вторых, знание функции пространственного распределения ливневых частиц дает возможность определить полное число частиц на уровне наблюдения. Последнее же является важнейшим параметром при анализе экспериментальных данных о широких атмосферных ливнях, так как полное число частиц на уровне наблюдения может служить для оценки энергии первичной частицы, вызвавшей ливень.

Употребляя термины «заряженные» или «ливневые» частицы, мы намеренно уклоняемся от уточнения природы этих частиц. Как будет видно из дальнейшего, в большинстве экспериментов $\geq 90\%$ частиц, регистрируемых годоскопическими счетчиками без каких-либо фильтров над ними, являясь электронами и позитронами. Если ограничиваться центральной областью ливня, то доля электронов среди всех заряженных частиц возрастает до 98%. На периферии ливня относительный вклад μ -мезонов в поток заряженных частиц более существен, что нужно иметь в виду при интерпретации

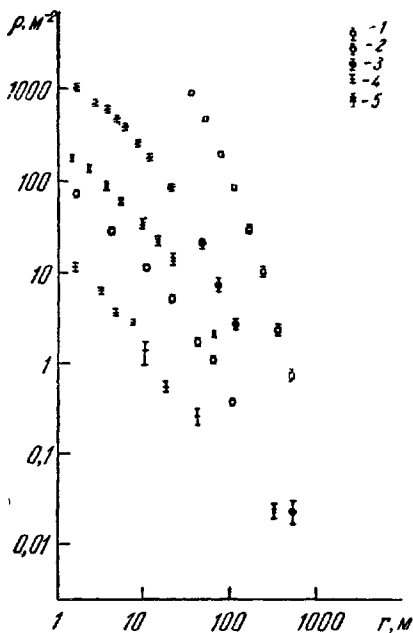


Рис. 8. Пространственное распределение потока заряженных частиц в широких атмосферных ливнях.

1 — данные 30, $N = 1,5 \cdot 10^7$; 2 — 5 — результаты памирских измерений^{25, 28}: $N = 7,5 \cdot 10^4$, $N = 1,2 \cdot 10^6$, $N = 10^4$ и $N = 2 \cdot 10^5$ соответственно

вида функции пространственного распределения вдали от оси ливня. Учет вклада μ -мезонов в полное число частиц при оценках энергии первичной частицы, вызвавшей ливень, не имеет принципиального значения, так как пересчет от числа электронов к энергии первичных ядерно-активных частиц не может претендовать на 10%-ную точность.

а) Полное число заряженных частиц в широких атмосферных ливнях на уровне измерений. Как видно из рис. 8, пространственное распределение частиц слабо зависит от мощности ливня. В опытах с комплексными установками для каждого индивидуального ливня с наилучшей точностью измеряется плотность потока частиц в интервале расстояний 2—10 м. Если пренебречь флуктуациями и слабой зависимостью функции пространственного распределения от числа частиц в ливне, то для интервала ливней по числу частиц $10^4 \div 2 \cdot 10^6$ полное число заряженных частиц может быть оценено по плотности потока частиц в интервале 2—10 м как $N = 500 r q(r)$; здесь r — расстояние в метрах, $q(r)$ — плотность потока заряженных частиц на расстоянии r . Сделанные пренебрежения ограничивают точность

оценки полного числа частиц, причем неточность в полученном числе частиц имеет как статистический, так и систематический характер.

Рассмотрим зависимость функции пространственного распределения от мощности ливня. Так как в ливнях, наблюдаемых на уровне гор, на расстояниях от оси ливня $r < 10$ м содержится менее 10% полного потока частиц, наибольший интерес представляют расстояния 20—200 м. Это наглядно изображено на рис. 9, где по оси абсцисс отложено расстояние от оси ливня в логарифмическом масштабе, а по оси ординат функция

$$\varphi(r) = 2\pi r f(r) \frac{dr}{d \lg r}.$$

Усредненные экспериментальные данные о пространственном распределении электронов*) взяты для ливней с полным числом частиц $N = 7,5 \cdot 10^4$ (кривая 1)²⁵ и $N = 7,5 \times 10^5$ (кривая 2)^{25, 28}.

Для лучшего сравнения их между собой на том же рисунке нанесены рассчитанные функции $2\pi r f^T(r) dr/d \lg r$. В качестве теоретического распределения $f^T(r)$ использованы результаты расчетов²⁹ для пространственного распределения электронов в каскадном ливне при параметре $s = 1, 2$ и $E_0/\beta = \infty^{**}$), при параметре $s = 1$ и $E_0/\beta = 10^5$. Расчетные кривые нормированы к экспериментальным в интервале расстояний 1—10 м. Как можно видеть на рис. 9, пространственное распределение ливней с меньшим числом частиц хорошо согласуется с расчетным при значении параметра $s = 1, 2$; пространственное распределение ливней с большим числом частиц лучше согласуется с расчетом при $s = 1$, $E_0/\beta = 10^5$. Различие в пространственном распределении ведет к различию в оценках полного числа частиц. Для первой группы интегрирование по экспериментально наблюдаемому распределению приводит к $N = 7,5 \cdot 10^4$ вместо $N' = 500 \varphi(r)$ $r = 6,5 \cdot 10^4$. Для второй группы соответственно $N = 7,5 \cdot 10^5$ и $N' = 8,5 \cdot 10^5$. В настоящее время нет данных, чтобы детально проследить это

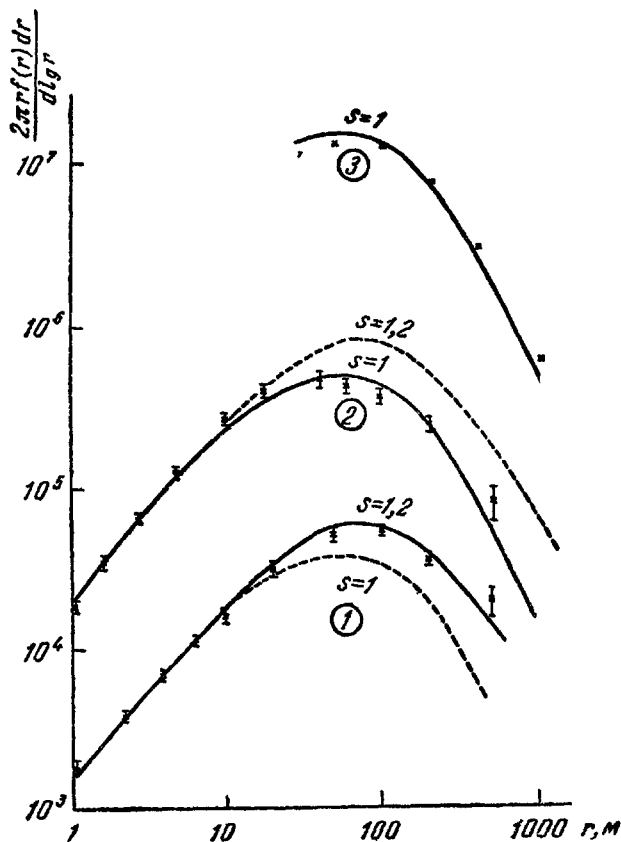


Рис. 9.

*) Вклад μ -мезонов и равновесных с ними электронов на расстояниях $r > 100$ м учтен.

**) Здесь и в дальнейшем используются общепринятые параметры каскадной теории: β — «критическая энергия», s характеризует энергетический спектр частиц в лавине и тем самым отражает «возраст» лавины ($s < 1$ до максимума, $s > 1$ за максимумом развития лавины).

изменение пространственного распределения. Обнаруживаемая разница в пространственном распределении ливней, различающихся по числу частиц всего в 10 раз, не может быть экстраполирована на широкий интервал первичных энергий. Действительно, пространственное распределение ливней с $N = 1,5 \cdot 10^7$ на практически той же высоте ³⁰ согласуется с расчетным для параметра $s = 1$. С другой стороны, если углы разлета π^0 -мезонов в актах ядерного взаимодействия не сказываются на пространственном распределении электронов в ливне, то, вне зависимости от

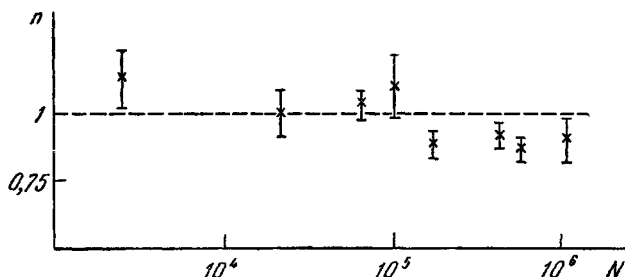


Рис. 10.

конкретной модели развития ядерно-каскадного процесса в ливне, из высотного хода наблюдаемого числа ливней с $N < 10^5$ следует ожидать согласия усредненной функции пространственного распределения с расчетной ^{31,32} при каскадном параметре $s = 1,2-1,4^*$).

В центральной области широкого атмосферного ливня подобного изменения функции пространственного распределения с увеличением полного числа частиц в ливне не отмечается. Напротив, при переходе от ливней с числом частиц $N < 10^5$ к ливням с $N > 10^5$ имеется тенденция к ослаблению зависимости плотности потока частиц от расстояния до оси ливня, что соответствует увеличению каскадного параметра s , если бы пространственное распределение электронов определялось только кулоновским рассеянием. Экспериментальные данные ²⁸ о распределении плотности потока частиц в центральной части ливня приведены на рис. 8.

Наклон прямолинейных участков кривых проанализирован методом наименьших квадратов. Значения показателя n в выражении $\varrho(r) \sim r^{-n}$, соответствующем прямой в двойном логарифмическом масштабе, приведены на графике рис. 10. Как можно видеть, значения n для ливней с $N > 10^5$ меньше 1 ($\bar{n} = 0,91 \pm 0,016$). В то же время для ливней с $N < 10^5$ величина $n > 1$. Объяснение этого различия следует искать в структуре стволов ливней с различным числом частиц и, возможно, в различии энергетического состава ливней.

б) Структура стволов широких атмосферных ливней и энергетический спектр электронофотонной компоненты. Пространственное распределение электронов на малых расстояниях от оси ливня, в отличие от распределения потоков частиц на средних расстояниях, связано не только с энергетическим спектром частиц на уровне наблюдения, но и с энергией первичных γ -квантов, дающих наибольший энергетический вклад в поток электронов в стволах ливней. Расстояния от оси ливня $r \leq 2$ м были исследованы на уровне гор для ливней с числом частиц $N \simeq 10^5$ ³³. Результат измерений

*) Ливни с числом частиц $N = 2,1 \cdot 10^4$ (см. рис. 8) также хорошо согласуются с расчетом при $s = 1,2$ во всяком случае $s < 1,4$.

представлен на рис. 11. Анализ был выполнен в предположении, что все ливни одинаковы, и, следовательно, усредненные данные соответствуют картине в индивидуальном ливне. Углами разлета π^0 -мезонов в актах генерации пренебрегалось. Тогда наблюдаемое пространственное распределение $f(r \leq 1) \sim 1/\sqrt{r}$ может быть объяснено в рамках электронно-фотонной каскадной теории, если в образование электронно-фотонной компоненты, наблюдаемой вблизи оси ливня, вносят решающий вклад π^0 -мезоны малой энергии ($E_0 = 10^{11} - 10^{12}$ эв). И хотя оба предположения этого анализа мало соответствуют реально наблюдаемым ливням, оценка энергии π^0 -мезонов оказалась правильной для ливней с полным числом частиц $N = 10^4 - 10^6$. Это подтвердили измерения энергетического спектра^{21,34} электронно-фотонной компоненты в стволах широких атмосферных ливней. В опытах было использовано сочетание

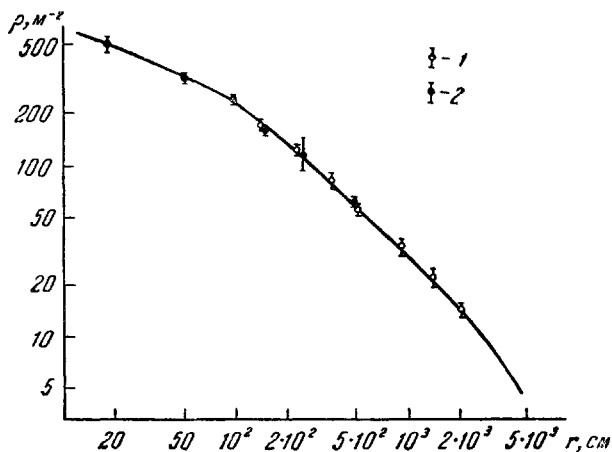


Рис. 11. Пространственное распределение электронно-фотонной компоненты вблизи оси широкого атмосферного ливня с $N = 10^5$.

Данные 1 взяты из работы 20; 2 — из работы 33.

многопластинчатой камеры Вильсона с большой комплексной установкой на высоте 3860 м и с установкой с жестким критерием отбора на уровне

моря. Эксперименты показали, что энергетический спектр электронно-фотонной компоненты в стволах широких атмосферных ливней не зависит от высоты наблюдения в нижней трети атмосферы и, по-видимому, не изменяется в интервале изменения полного числа частиц $N = 10^4 \div 10^6$. Основным результатом анализа данных был вывод о том, что наблюдаемый энергетический спектр при $E > 10^9$ эв (рис. 12) может быть понят, если в ядерно-каскадной схеме развития ливней, помимо учета углов вылета π^0 -мезонов в актах генерации, принять, что эффективная энергия

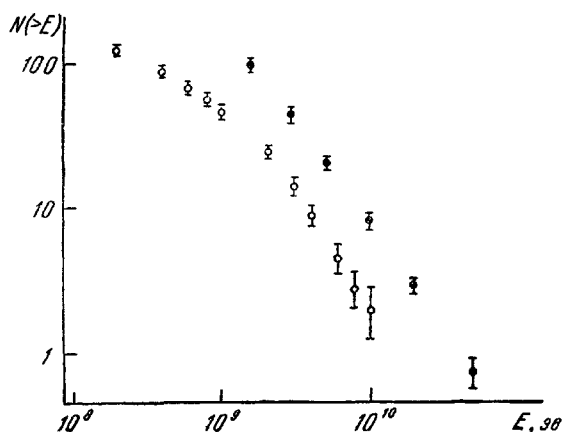


Рис. 12. Энергетический спектр электронов и фотонов в стволах широких атмосферных ливней с $N = 1,3 \cdot 10^5$ по данным^{21, 34} (○) и во всем ливне³⁵ (●).

π^0 -мезонов в глубине атмосферы составляет величину $\sim 10^{11}$ эв, что значительно меньше энергии соответствующих первичных частиц. К такому же результату пришли авторы более поздних экспериментов³⁵, получившие энергетический спектр электронно-фотонной компоненты с энергией $E > 10^9$ эв во всем широком атмосферном ливне (рис. 12).

Возвращаясь к пространственному распределению электронно-фотонной компоненты в стволах широких атмосферных ливней, необходимо указать на вторую причину появления «плато» в распределении плотности потока частиц вблизи оси ливня: в части случаев ливни имеют «многоствольный» характер. Первые экспериментальные данные о сложной структуре стволов в отдельных случаях регистрации широких атмосферных ливней получены в работе с многосекционной ионизационной камерой³⁶. Причиной появления ливней со сложной структурой ствола могут являться и наличие в составе первичного космического излучения

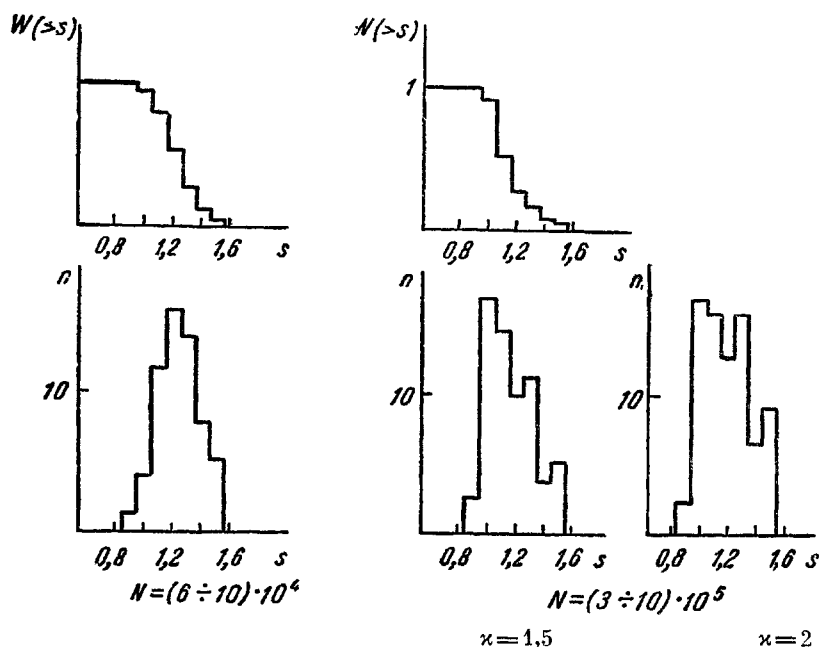


Рис 13. Флуктуации пространственного распределения электронов на уровне наблюдения ($p=650 \text{ Г/см}^2$).

Вверху — непосредственно наблюдаемое на опыте распределение по s :

$$W(>s) = \int_s^{\infty} \Phi^+(s, \varrho_c) ds. \text{ Внизу — распределение } \Phi(s).$$

многозарядных ядер, и углы разлета π -мезонов в актах ядерных взаимодействий вблизи уровня наблюдений. Поэтому отмечаемая в работах^{23,37} тенденция к увеличению числа «многоствольных» случаев с увеличением числа частиц в ливне может быть следствием как изменения состава первичного космического излучения, так и изменения характеристик элементарного акта. К сожалению, данные о «многоствольных» ливнях пока что крайне бедны с количественной стороны. Даже о расстояниях между отдельными стволами можно говорить лишь весьма приблизительно: в ливнях с числом частиц $N \sim 10^5$ область их обнаружения ограничена 2—3 метрами³⁷. Имеются также указания, что с увеличением мощности ливня расстояние между отдельными «стволами» уменьшается. Однако несомненно, что изучение таких ливней является актуальной задачей, которая весьма вероятно позволит выделить случаи образования ливней многозарядными ядрами первичного космического излучения³⁸.

в) Флуктуации пространственного распределения электронов в широких атмосферных ливнях. Поскольку при наблюдениях широких атмосферных ливней с по-

мощью комплексных установок с большим числом годоскопических счетчиков для каждого отдельного случая регистрации ливня может быть построено пространственное распределение электронов, задача измерения флуктуаций функции пространственного распределения может быть сведена к сопоставлению экспериментальных распределений с предполагаемыми функциями. В качестве таких эталонов были использованы функции, рассчитанные по электромагнитной каскадной теории в работе ²⁹. Вид функции однозначно связан с параметром s . Экспериментальные данные относятся к интервалу расстояний от оси ливня $1 \div 100$ м. На рис. 13 приведено интегральное распределение проанализированных ливней в зависимости от величины параметра s , при котором теоретическое распределение наилучшим образом соответствует наблюдаемому на опыте. Экспериментальные данные допускали определение s с точностью $\Delta s = \pm 0,1$.

Так как при классификации ливней по полному числу частиц использовалось число электронов, наблюдаемое вблизи оси ливня (расстояния $1 \div 10$ м), полученные распределения характеризуют вероятность наблюдения ливней с различным s при заданной плотности потока частиц вблизи ствола: $\varphi^+(s, q_c)$. Для интерпретации экспериментальных данных значительно более полезно распределение по s широких атмосферных ливней с заданным полным числом частиц на уровне наблюдения $\varphi(s, N)$. Если предположить, что распределение вокруг оси зависит от N слабо, $\varphi(s, N) \simeq \varphi(s)$, то его легко воспроизвести из наблюдаемого на опыте $\varphi^+(s, q_c)$. При этом нужно учесть спектр широких атмосферных ливней $f(N)dN = AdN/N^{x+1}$ и связь между числом частиц вблизи ствола q_c и полным числом заряженных частиц на уровне наблюдения N при различных s :

$$q_c = a(s) N,$$

$$\varphi^+(s, q_c) ds dq_c = \varphi(s) f(N) dN ds = \varphi(s) ds f \left[\frac{q_c}{a(s)} \right] \frac{dN}{dq_c} dq_c,$$

$$\varphi(s) = \frac{\varphi^+(s, q_c)}{f \left[\frac{q_c}{a(s)} \right] \frac{dN}{dq_c}}.$$

Результат пересчета экспериментально наблюдаемых распределений изображен на рис. 13 (в виде гистограмм). Для группы ливней с числом частиц $(6 \div 10) \cdot 10^4$ значение x в спектре ливней по числу частиц взято равным 1,5. Полученное распределение хорошо согласуется (критерий Пирсона $p(\chi^2) = 0,35$) с нормальным распределением вокруг $\bar{s} = 1,23 \pm 0,03$ и полушириной 0,15. Для группы ливней с числом частиц $(3 \div 10) \cdot 10^5$ пересчет был выполнен при двух значениях x . Полученные распределения характеризуются средними значениями $\bar{s} = 1,18 \pm 0,03$ и $\bar{s} = 1,2 \pm 0,03$ и полуширинами 0,16 и 0,17 соответственно для $x = 1,5$ и $x = 2$. Однако в этом случае распределение не может быть согласовано с нормальным законом распределения (критерий Пирсона $p(\chi^2) \ll 0,006$). Это означает, по-видимому, что в эту группу объединены различные по своей природе ливни.

Флуктуации функции пространственного распределения в интервале расстояний от оси ливня $1-25$ м проанализированы в работе ³⁹ для ливней с полным числом частиц $N > 10^5$ на уровне моря. Результат сопоставления 25 ливней с теоретическим распределением ²⁹ для различных параметров s может быть выражен как $\bar{s} = 1,25 \pm 0,03$ с полушириной распределения $\sigma = \pm 0,1$. Неточность идентификации значения для индивидуального случая составляла $\pm 0,1$, поправка на влияние отбора регистрируемых событий не вводилась.

Свидетельством того, что наблюдаемые флуктуации функции пространственного распределения не аппаратного происхождения, а отражают картину развития ливня, могут служить результаты работы ⁴¹, выполненной на высоте 2770 м над уровнем моря. Авторы проанализировали частоту появления «пологих» ($s > 1,25$) и «крутых» ($s < 1,25$) функций пространственного распределения вблизи оси в случае «активных» и «неактивных» ливней. В группу «активных» ливней были отнесены случаи, когда относительное число электронов и фотонов высокой энергии ($E \geq 10^9$ эв) в три раза превышает среднее значение. В группу «неактивных» ливней — случаи с числом электронов и фотонов, вдвое меньшим среднего. В первой группе было 3% «пологих» распределений, 32% «крутых» и 65% «нормальных» ($s \sim 1,25$). В группе «неактивных» ливней — 39% «пологих», 61% «нормальных» и не было «крутых». Таким образом, флуктуации вида функции пространственного распределения заметно коррелируют с энергетическим спектром электронно-фотонной компоненты. Флуктуаций пространственного распределения электронов на уровне наблюдения следует ожидать практически при любой схеме ядерно-каскадного развития ливня. Они могут быть связаны с высотой начала развития ливня или с числом актов передачи большой доли энергии от ядерно-активных частиц в электронно-фотонную компоненту ливня над уровнем измерения ⁴⁰. Количественно этот вопрос рассмотрен недостаточно полно.

Однако сравнивая экспериментально наблюдаемые флуктуации для ливней с числом частиц на уровне измерений 10^4 — 10^5 с расчетами ³² и учитывая аппаратный разброс значений s , можно сделать вывод, что модель образования широких атмосферных ливней в глубине атмосферы с полной передачей энергии в электронно-фотонную компоненту в одном акте ³² не согласуется с опытом.

г) Электронно-фотонная компонента и ядерно-каскадное развитие широких атмосферных ливней. Ко времени обоснования ядерно-каскадной схемы образования и развития широких атмосферных ливней были известны три основных факта относительно электронно-фотонной компоненты ливня, которые не находили объяснения в рамках электронно-фотонной каскадной теории. Первый из этих трех фактов — более широкое пространственное распределение потока заряженных частиц — оказался связанным с пространственным распределением потока μ -мезонов в ливне; это будет рассмотрено в следующем параграфе обзора. Два других факта — отсутствие зависимости функции пространственного распределения ливневых частиц от мощности ливня, от высоты наблюдения и отсутствие зависимости поглощения ливней в атмосфере от величины первичной энергии — отражают одну и ту же сторону явления. Это видно из того, что указанные факты могут быть согласованы с электронно-фотонной теорией путем одного дополнительного предположения: высота возникновения регистрируемых ливней над уровнем наблюдения зависит от энергии первичной частицы, вызвавшей ливень, и не зависит от высоты наблюдения. Коэффициент поглощения ливней в атмосфере μ и коэффициент поглощения электронов в индивидуальной лавине μ_e связаны между собой соотношением $\mu = \kappa \mu_e$, где κ — показатель в спектре ливней по числу частиц $F(>N) \sim N^{-\kappa}$. Соотношение справедливо в случае отсутствия флуктуаций в развитии ливней, причем положение усугубляется тем, что в большинстве схем образования и развития ливней рассчитываемой величиной является μ_e , а экспериментально наблюдаемой величиной до сих пор было значение μ . В табл. I приведены значения $1/\mu$, полученные в нижней части атмосферы.

Таблица 1

Метод наблюдения	Высота наблюдения	Число частиц в ливне	$1/\mu$, г/см ²
Изменение барометрического давления (работа ⁴²)	Уровень моря	$3 \cdot 10^5$ $8 \cdot 10^5$ $2 \cdot 10^6$ 10^7	114 ± 10 110 ± 12 111 ± 18 106 ± 12
Изменение барометрического давления (работа ⁴³)	Уровень моря	$10^4 \div 10^5$ $10^5 \div 10^6$	130 ± 10 105 ± 10
Изменение барометрического давления (работа ⁴⁴)	Уровень моря	10^4 $2,5 \cdot 10^4$ $3 \cdot 10^5$ $2 \cdot 10^6$	120 ± 2 146 ± 5 144 ± 6 173 ± 18
Сравнение спектра ливней по числу частиц на двух высотах (работа ⁴⁵)	Уровень моря и 3860 м над уровнем моря	$10^5 \div 10^6$	156 ± 22
Распределение по зенитным углам (работа ⁴⁶)	Уровень моря	$1,2 \cdot 10^6$ $1,8 \cdot 10^7$	121 109

Из приведенных в табл. I данных можно заключить, что при измерениях поглощения широких атмосферных ливней в атмосфере все еще не устранены методические погрешности, которые приводят к различию коэффициентов поглощения. Приблизительное постоянство коэффициента поглощения частиц в ливне $\mu_0 \sim 1/200$ г/см² в широком диапазоне ливней по числу частиц в свое время явилось таким моментом, который нельзя было объяснить без привлечения ядерно-каскадной схемы развития ливней. Главная трудность заключалась в том, что такой малый коэффициент поглощения частиц в ливне совершенно невозможно объяснить вблизи уровня моря для широких атмосферных ливней, соответствующих первичным нуклонам с энергией $E_0 < 10^{15}$ эв. Для таких ливней необходимо предположить, что электронно-фотонная компонента образуется в глубине атмосферы ядерно-активными частицами, поглощающимися в атмосфере по экспоненте с пробегом $\lambda \simeq 120$ г/см². Более того, из условия экспоненциального закона затухания таких ливней и сохранения структуры ствола ливня вблизи уровня моря можно получить ⁴⁰, что энергия первичного нуклона при $E_0 \simeq 10^{14} - 10^{15}$ эв пронесется в глубину атмосферы одной энергетически выделенной частицей («ведущей» частицей).

Пространственное распределение электронов в широких атмосферных ливнях на уровне гор может быть описано с помощью функции пространственного распределения в электронно-фотонной ливне с данным параметром s в интервале расстояний от 2 до 300—500 м. Экспериментальные данные на меньшей высоте ^{46,47} согласуются с этим результатом. Среднее значение параметра, характеризующего вид пространственного распределения, усредненного по группе ливней с данным полным числом частиц, изменяется очень слабо по мере увеличения числа частиц в ливне. Действительно, на высоте 3860—4000 м над уровнем моря значение s меняется с $s = 1,25$ для ливней с полным числом частиц $N \simeq 10^4$ до $s = 1$ для ливней с $N \simeq 10^7$. На уровне моря значение этого параметра согласуется с $s = 1,3 \pm 0,1$ для ливней с N от 10^4 до 10^6 , при дальнейшем увеличении

полного числа частиц в ливне на уровне измерений параметр s уменьшается до 1 при $N \simeq 10^9$.

Если, не уточняя конкретного механизма развития ливня, допустить, что учет ядерно-каскадного процесса позволяет объяснить независимость коэффициента поглощения электронно-фотонной компоненты ливня от полного числа частиц в нем, то слабая зависимость наблюдаемой на опыте функции пространственного распределения от мощности ливня легко объяснима, по крайней мере, в среднем. Действительно, так как в электронно-фотонной каскадной теории и пространственное распределение, и коэффициент поглощения электронов зависят от энергетического спектра электронов и фотонов в лавине, из слабо зависящего от мощности ливня поглощения частиц в лавине следует слабое изменение параметра s , как раз характеризующего энергетический спектр. Если пробег поглощения частиц в ливне составляет $\lambda \sim 200$ г/см², что следует из высотного хода ливней, то по каскадной теории это соответствует значению параметра $s = 1,2-1,3$. С этим же значением параметра согласуется и пространственное распределение электронов. В работе³² было показано, что эта связь между пространственным распределением и поглощением частиц в ливне сохраняется в среднем и в случае больших флуктуаций в развитии широких атмосферных ливней, когда образование ливня предполагается в одном, катастрофическом по характеру энергетических потерь, акте ядерного взаимодействия пучкона на произвольной глубине в атмосфере. Величина среднего по группе ливней значения $s \simeq 1,2$ определяется пробегом поглощения нуклонов в атмосфере, равным $\lambda \simeq 120$ г/см².

§ 3. μ -МЕЗОНЫ В ШИРОКИХ АТМОСФЕРНЫХ ЛИВНЯХ

Наличие в составе широких атмосферных ливней проникающих ядерно-пассивных частиц было установлено задолго до утверждения ядерно-каскадной схемы развития ливней¹⁹. Сейчас не вызывает сомнения, что проникающая ядерно-пассивная компонента широких атмосферных ливней состоит из μ -мезонов и что основным процессом образования μ -мезонов низких энергий является $\pi - \mu$ -распад. Вклад K -мезонов в генерацию μ -мезонов с энергией $E_\mu > 10^{11}$ эв недостаточно ясен. Относительно большое время жизни π^\pm -мезонов приводит к тому, что преобладающее значение имеют π^\pm -мезоны низких энергий, число которых особенно велико вблизи максимума ядерно-каскадной лавины. Тем самым пространственные и энергетические свойства μ -мезонной компоненты широких атмосферных ливней в целом связаны с характеристиками ядерных столкновений при низких энергиях ($E < 10^{12}$ эв), с особенностями развития ядерно-каскадной лавины по глубине и лишь косвенно зависят от характера столкновения первичной частицы, вызвавшей широкий атмосферный ливень, с ядром атома воздуха. Параметры ядерных взаимодействий при энергиях $E < 10^{12}$ эв в настоящее время исследуются в значительно более прямых измерениях, поэтому анализ данных о пространственном распределении μ -мезонов с целью уточнения величины поперечного импульса образующихся во взаимодействиях частиц, как это делалось несколько лет тому назад, не представляет особого интереса.

Здесь целесообразно остановиться на следующих характеристиках μ -мезонов в широких атмосферных ливнях:

а) Пространственное распределение; б) энергетический спектр; в) полное число μ -мезонов в ливнях с различным числом электронов на уровне измерений; г) флуктуации в относительном числе μ -мезонов на уровне аблюдения и д) пучки μ -мезонов.

Первые три вопроса целиком связаны с общей картиной развития ядерно-каскадного ливня в атмосфере. Интерес к следующему вопросу связан с надеждами получить сведения о составе первичного космического излучения в области энергий $E_0 \geq 10^{16}$ эв. Предполагается, что ливни, вызванные тяжелыми первичными ядрами, интенсивно развиваются в верхних слоях атмосферы и поэтому относительно богаче μ -мезонами.

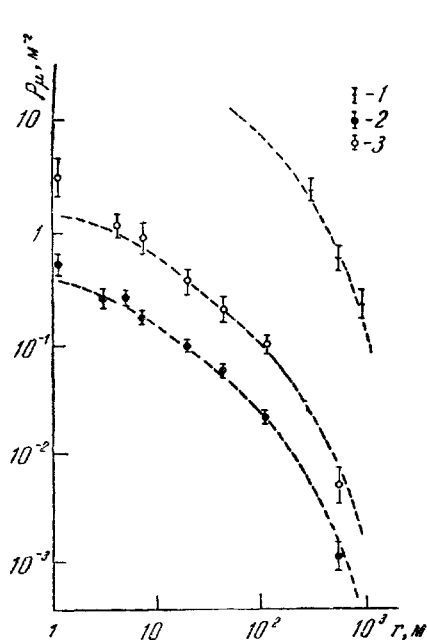


Рис. 14. Пространственное распределение потока μ -мезонов на высоте 3860 м.

1 — данные работы 50, $N = 6 \cdot 10^7$; 2 и 3 — данные работы 49 для $N = 10^5$ и $N = 7,7 \cdot 10^5$ соответственно. Пунктиром показано распределение по формуле (3,1).

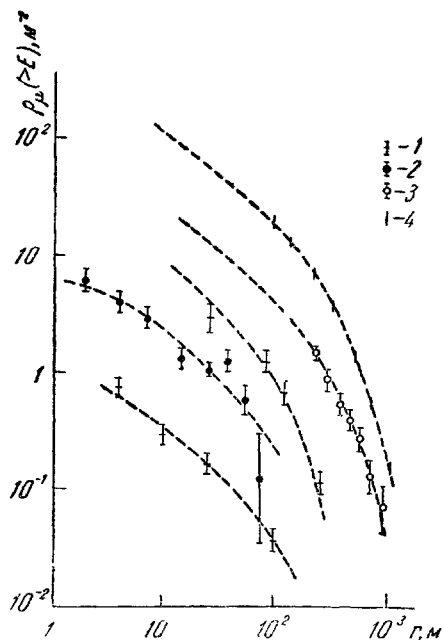


Рис. 15. Пространственное распределение потока μ -мезонов вблизи уровня моря.

Пунктиром показано распределение по формуле (3,1). 1 — данные работы 53, $E_\mu \geq 5$ Бэв, $N = 2 \cdot 10^5$ и $N = 6 \cdot 10^6$; 2 — результаты работы 61, $E_\mu > 5$ Бэв, $N = 10^6$; 3 — данные работы 71, $N = 2 \cdot 10^7$, 4 — работы 60, $N = 10^4$.

Наконец, последний вопрос относительно пучков μ -мезонов в широких атмосферных ливнях обычно связывается с новыми явлениями при столкновениях частиц с энергией $E_0 > 10^{15}$ эв.

а) Пространственное распределение μ -мезонов. Первые сведения о пространственном распределении были получены путем исследования зависимости числа совпадений, вызываемых μ -мезонами от расстояния между регистрирующими устройствами. Измерения показали, что μ -мезоны распределены в широком атмосферном ливне более широко, чем электроны⁴⁸.

С помощью комплексных установок стало возможно исследовать пространственное распределение μ -мезонов значительно полнее. На рис. 14 приведены данные о пространственном распределении μ -мезонов в широких атмосферных ливнях с полным числом частиц 10^5 и $7,7 \cdot 10^5$ на высоте 3860 м над уровнем моря. Регистрировались μ -мезоны с энергией $E_\mu \geq 440$ Мэв⁴⁹. Данные⁵⁰ для больших ливней на той же высоте были получены относительно μ -мезонов с энергией $E_\mu \geq 220$ Мэв. Весьма многочисленны данные о пространственном распределении μ -мезонов на уровне моря. На рис. 15 представлены результаты лишь наиболее полных

исследований^{53, 60, 71}. Достигнутая в большинстве работ точность не позволяет пока что обнаружить зависимость вида пространственного распределения от полного числа частиц в ливне или от высоты наблюдений. Для иллюстрации этого экспериментальные данные сопоставлены с серией подобных кривых типа

$$\varrho_{\mu}(r) = A(N, E_{\mu}) (r - 2)^{-0.7} e^{-r/r_0(E_{\mu})}. \quad (3,1)$$

Здесь r — расстояние от оси ливня в метрах, а значение $A(N, E_{\mu})$ будет рассмотрено позже. Для $r_0(E_{\mu})$ выбраны значения, наилучшим образом согласующиеся с результатами исследования энергетического спектра и пространственного распределения μ -мезонов в широких атмосферных ливнях на уровне моря⁵¹ и на высоте Памира⁵²

$$r_0(E_{\mu} = 440 \text{ Мэв}) = 300 \text{ м}, \quad r_0(E_{\mu} \geq 1 \text{ Бэв}) = 220 \text{ м},$$

$$r_0(E_{\mu} = 5 \text{ Бэв}) = 100 \text{ м}.$$

Вид аппроксимационной формулы интересен ввиду того, что в большом числе экспериментальных исследований измерения велись на сравнительно малых расстояниях от оси, где плотность потока μ -мезонов убывает с расстоянием медленнее, чем $\sim r^{-2}$. Пересчитать такие данные к полному числу μ -мезонов в ливне можно, лишь основываясь на каких-то априорных данных о виде пространственного распределения μ -мезонов. В различных работах используются различные аппроксимации. Простейшим выражением для пространственного распределения является функция $\varrho_{\mu}(r) \sim 1/r^n$, где n определяется на опыте и является в свою очередь функцией расстояния (и энергии μ -мезонов). Однако если взять величину n , наблюдаемую на расстояниях ~ 500 м от оси ливня, и экстраполировать это значение на большие расстояния, то интегрирование даст завышенное число μ -мезонов.

В ряде работ^{53, 54} в качестве множителя, определяющего функцию пространственного распределения μ -мезонов на больших расстояниях, используется функция Гаусса $f(r) \sim r^2 e^{-r^2/a}$. Такой вид пространственного распределения можно ожидать, если считать многократное кулоновское рассеяние μ -мезонов главной причиной отклонения μ -мезонов на большие расстояния от оси. В работе⁵¹ на основании детального анализа экспериментальных данных в широком интервале расстояний выведена аппроксимационная формула для пространственного распределения μ -мезонов различной энергии:

$$\varrho_{\mu}(N, r, E_{\mu}) = 14.4 \left(\frac{N}{10^6} \right)^{0.75} r^{-0.75} \left(1 + \frac{r}{320} \right)^{-2.5} \times \\ \times \left(\frac{3}{E_{\mu} + 2} \right)^{0.14 r^{0.375}} \frac{51}{E_{\mu} + 50}. \quad (3,2)$$

Здесь ϱ_{μ} — плотность потока μ -мезонов с энергией на расстоянии от оси $r_{\mu} \geq E_{\mu}$ в широком атмосферном ливне с полным числом заряженных частиц N .

Формула (3,2) опирается на непосредственные экспериментальные данные и применима в интервале расстояний $20 \leq r \leq 500$ м при энергии μ -мезонов $1 \leq E_{\mu} \leq 20$ Бэв. В этих же пределах она хорошо согласуется с соотношением (3,1).

Сопоставление влияния кулоновского рассеяния и отклонения μ -мезонов магнитным полем Земли с реально наблюдаемым распределением μ -мезонов в широких атмосферных ливнях было выполнено в работах^{49, 50}. Если выбрать μ -мезоны с энергией $E = 3,5 - 4$ Бэв, то наблюдаемый среднеквадратичный радиус составит величину $\bar{R} \sim 300$ м. Кулоновское

рассеяние мезонов, образовавшихся даже на высоте 10 км, приведет к величине среднеквадратичного радиуса ~ 50 м. Отклонение магнитным полем Земли даст величину ~ 50 м, наблюдаемую лишь по направлению запад — восток. Обе оценки даны в пренебрежении ионизационными потерями, что завышает отклонения от оси, и все же суммарное отклонение вследствие указанных причин значительно меньше наблюдаемого на опыте. Отсюда видно, что третья причина отклонения — поперечные импульсы, получаемые π -мезонами в актах генерации, — играет определяющую роль в отклонении μ -мезонов от оси ливня.

Оценим, какому пространственному распределению потока μ -мезонов соответствует распределение поперечных импульсов вторичных π^\pm -мезонов в актах ядерного взаимодействия. Так как энергия большинства рождающихся в ядерном взаимодействии частиц много меньше энергии частицы, вызвавшей взаимодействие, а величина поперечного импульса, по-видимому, не зависит от энергии сталкивающихся частиц, можно ограничиться учетом отклонений от ствола ливня лишь в последнем акте ядерного столкновения. Распределение величин поперечных импульсов хорошо изучено в опытах с фотоэмульсиями и камерами Вильсона. Его можно представить в виде

$$W(p_\perp) dp_\perp \sim p_\perp^2 e^{-p_\perp^2/a} dp_\perp, \\ a = 0,105 \text{ Бэв}/c.$$

Из рис. 16 видно, что такое распределение удовлетворительно согласуется с экспериментальными данными⁵⁵. Как наименее вероятное значение $p_\perp = 0,21 \text{ Бэв}/c$, так и среднее $\bar{p}_\perp = 0,32 \text{ Бэв}/c$ хорошо согласуются со многими фотоэмульсионными измерениями.

Из распределения по поперечным импульсам нетрудно получить функцию пространственного распределения μ -мезонов с энергией выше заданной E_m , сделав следующие предположения: 1) энергетический спектр частиц в интересующем нас интервале энергий имеет вид $f(E)dE \sim E^{-2}dE$; 2) распределение высот образования μ -мезонов можно записать средней высотой $h_{\text{эфф}}$; 3) все частицы образуются вблизи оси ливня.

В этих предположениях и принимая для упрощения $r/h_{\text{эфф}} \ll 1$ и $sr_\perp/E \ll 1$, функция пространственного распределения потока μ -мезонов в широком атмосферном ливне имеет вид

$$f(r, > E_m) \sim \frac{dr}{r} \left(\frac{E_m r}{ah} + 1 \right) e^{-E_m r/ah}. \quad (3,3)$$

Это выражение по виду функции и по значениям параметров совпадает с экспериментально наблюдаемым распределением (3,1).

б) Энергетический спектр μ -мезонов в широких атмосферных ливнях. Данные об энергетическом спектре μ -мезонов в широких атмосферных ливнях на уровне гор пока что

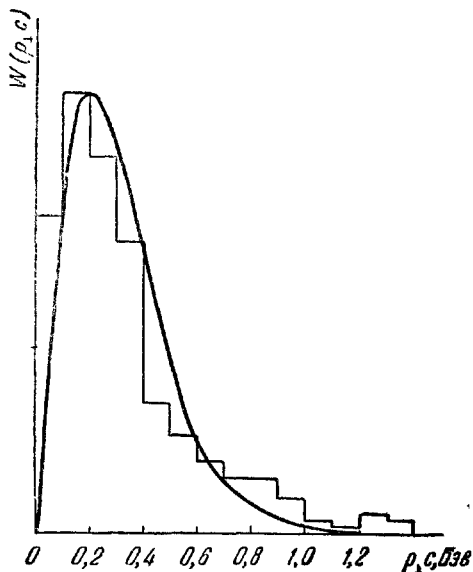


Рис. 16. Распределение величин поперечных импульсов вторичных частиц при энергии первичной частицы $E_0 = 3 \cdot 10^{11}$ эв.

Гистограмма — экспериментальные данные⁵⁵; плавная кривая — приведенная в тексте аппроксимация.

ограничиваются работой ⁵². В этих измерениях с помощью комплексной установки с последующим отбором по поглощению в свинце и грунте определен энергетический спектр μ -мезонов в широких атмосферных ливнях с различным числом частиц на разных расстояниях от оси. Исследован сравнительно небольшой интервал энергий μ -мезонов от 300 Мэв до 3,5 Бэв. Результаты представлены в табл. II в виде значений α , где α — показатель в интегральном энергетическом спектре μ -мезонов $q(r, > E) \sim E^{-\alpha(r)}$.

Таблица II

$r, м$	N	1,6 · 10 ⁶	8 · 10 ⁵	4 · 10 ⁵	5 · 10 ⁴	5 · 10 ³
4		0,24 ± 0,02	0,24 ± 0,02	0,27 ± 0,12	0,22 ± 0,1	0,14 ± 0,17
100		—	0,32 ± 0,03	—	—	—
300		0,8 ± 0,2	0,8 ± 0,2	0,86 ± 0,18	—	—

Учитывая пространственное распределение μ -мезонов, можно пере- считать приведенные в табл. II данные к спектру μ -мезонов в интервале энергий 0,3 ÷ 3,5 Бэв в широком атмосферном ливне в целом на уровне наблюдения. Однако для этого нужно экстраполировать зависимость $\alpha(r)$ для значений r от 500 до 1000 м. Вследствие произвола такой операции можно лишь утверждать, что энергетический спектр μ -мезонов во всем ливне в интервале энергий 0,3—3,5 Бэв близок к $N_{\mu}(> E_{\mu}) \sim E_{\mu}^{-1 \pm 0,2}$. Особое внимание в работе ⁵² было обращено на число μ -мезонов с энергией $E_{\mu} < 0,3$ Бэв. Их число оказалось мало, и энергию $E_{\mu} \simeq 0,2$ Бэв можно считать нижней границей спектра μ -мезонов на уровне наблюдения.

На уровне моря выполнен ряд работ по определению энергетического спектра μ -мезонов в широких атмосферных ливнях. В большинстве работ энергия μ -мезонов определялась по их проникающей способности ⁵⁶⁻⁵⁸; в работе ⁵¹ был использован магнитный спектрометр. Результаты последней работы были выражены в виде аппроксимационной формулы, справедливой в интервале расстояний от 25 до 500 м от оси ливня:

$$Q_{\mu}(r, > E_{\mu}) = q(N, r) \left[\frac{3}{r_{\mu}^2} \right]^{0,14 r^{0,375}} \frac{51}{r - 50}$$

(энергия в единицах 10⁹ эв).

Таблица III

	Интервал энергий Бэв	25 м	80 ± 12 м	200 ± 17 м
Работа ⁵¹	1—20	0,3 ± 0,03	0,4 ± 0,1	0,7 ± 0,5
Работа ⁵⁶	5—10	0,5 ± 0,1	0,67 ± 0,15	1,8 ± 0,9
Работа ⁵²	0,3—3,5	0,28 ± 0,03	0,32 ± 0,05	0,8 ± 0,2
Работа ⁵⁷	0,5—30	0,6 ± 0,05		

*) В работе ⁵⁷ не определялось ни положение оси, ни число частиц в отдельных ливнях.

Для сопоставления с результатами работ других авторов эксперимен- тальные данные работы ⁵¹ целесообразно представить в виде

$$Q_{\mu}(> E_{\mu}, r) \sim \frac{1}{E_{\mu}^{\alpha(r)}}$$

Статистические ошибки эксперимента ⁵¹ позволяют заметить какие-то отклонения от чисто степенного выражения лишь для средних расстояний от оси ливня $r = 25$ м. Сравнение проведено в табл. III.

Если табл. II служила хорошей иллюстрацией тому, что энергетический спектр μ -мезонов низкой энергии не зависит от числа частиц в ливне, то табл. III показывает, что спектр μ -мезонов существенно не меняется и с изменением высоты наблюдения широких атмосферных ливней.

в) Зависимость числа μ -мезонов от полного числа частиц в широком атмосферном ливне на уровне наблюдения. Определение доли μ -мезонов относительно числа электронов в широких атмосферных ливнях, возникших

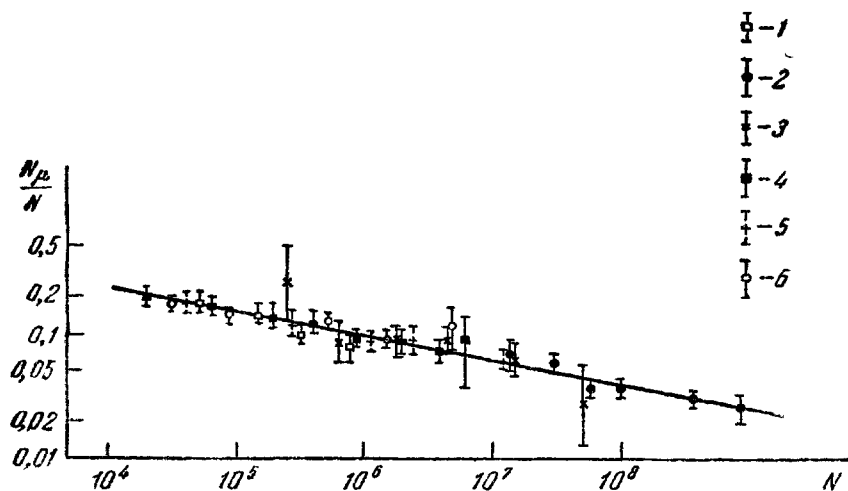


Рис. 17. Относительное число μ -мезонов в широких атмосферных ливнях с различным полным числом частиц по данным работ:
1 — 49; 2 — 60; 3 — 62; 4 — 61; 5 — 53, 6 — 59.

от первичных частиц различной энергии, тесно связано с зависимостью функции пространственного распределения μ -мезонов от полного числа частиц. Поскольку можно признать независимость этой функции от полного числа частиц, исследование зависимости относительного числа μ -мезонов от мощности ливня сводится к измерениям относительной доли μ -мезонов на заданном расстоянии от оси ливня. Такие измерения были начаты еще в работах Коккони ⁵⁹ с помощью метода вариации площадей счетчиков, включенных в схемы совпадений. В этой серии измерений было установлено, что относительное число μ -мезонов убывает с возрастанием мощности ливня.

Последующие измерения, выполненные более совершенными методами как на высоте гор ^{49, 50, 60}, так и на уровне моря ^{53, 61, 62}, подтвердили убывание доли μ -мезонов с ростом числа электронов в ливне. И хотя авторы большинства указанных работ приходили к выводу об убывании доли μ -мезонов с ростом числа электронов в ливне, пропорциональном $\sim N^{0.25}$, совокупность данных всех перечисленных работ (рис. 17) может быть хорошо согласована с единой зависимостью $N_\mu/N \sim N^{-0.19 \pm 0.03}$ для всего интервала ливней по числу частиц $10^4 \leq N \leq 10^9$. Более того, экстраполяция этой зависимости к предельно малым ливням ($N \simeq 10$) не приводит к абсурдным результатам. Такая зависимость относительного числа μ -мезонов от полного числа частиц в ливне хорошо согласуется с теоретическими расчетами ⁶³.

Подводя итог данным о потоке μ -мезонов в широких атмосферных ливнях, можно плотность потока μ -мезонов с энергией $E_\mu \geq 2 \cdot 10^8$ эв на расстоянии r м от оси, ливня с полным числом частиц $10^3 < N < 10^5$ на уровне измерений с давлением $p \geq 500$ Г/см² выразить в виде

$$Q_\mu(r, E_\mu, N, p) = \frac{0,22p}{[2 \cdot 10^6(p-500) + E_\mu]^{0,25}} \left(\frac{N}{10^5} \right)^{-0,31} (2+r)^{-0,75} e^{-r/r_0},$$

где $r_0 = 300$ м для μ -мезонов с энергией $E_\mu \geq 4,4 \cdot 10^8$ эв, $r_0 = 220$ м для $E_\mu \geq 10^9$ эв и $r_0 = 100$ м для $E_\mu \geq 5 \cdot 10^9$ эв.

Таким образом, на высоте гор ($p = 650$ Г/см²) в составе широких атмосферных ливней с полным числом заряженных частиц $N = 10^5$ имеется ~ 7300 μ -мезонов с энергией $E_\mu \geq 4,4 \cdot 10^8$ эв. Соответственно на уровне моря в ливнях с тем же числом заряженных частиц на уровне наблюдения число μ -мезонов составляет $\sim 12\,500$.

г) Флуктуации в относительном числе μ -мезонов на уровне измерений. Различие путей накопления электронов и μ -мезонов в широком атмосферном ливне и относительно большой пробег μ -мезонов вселяют надежду на то, что изучение флуктуаций

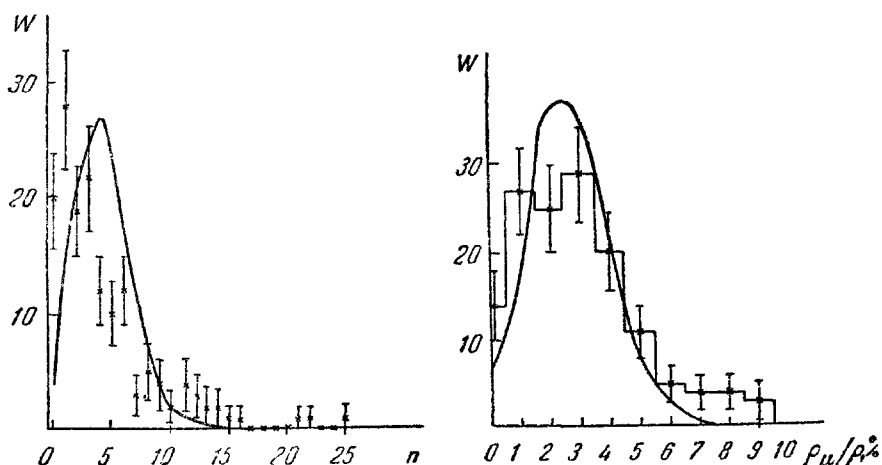


Рис. 18. Слева — сравнение ожидаемой частоты регистрации n μ -мезонов (кривая) с наблюдаемой частотой⁵⁸ для $E \geq 10$ Бэв, $\Lambda = (2 \div 4) \cdot 10^6$, справа — сопоставление ожидаемой относительной плотности потока μ -мезонов⁵⁹ $E \geq 5$ Бэв и наблюдаемой⁶¹ в процентах для ливней $5 \cdot 10^5 \leq N \leq 5 \cdot 10^6$.

в относительном числе μ -мезонов в ливне даст сведения о флуктуациях в развитии ливней в атмосфере, о роли многозарядных ядер в образовании широких атмосферных ливней. Совместное влияние обоих факторов на флуктуации потока μ -мезонов несомненно. Поэтому количественное решение задачи возможно лишь в совокупности с другими данными о флуктуациях в развитии ливней в глубине атмосферы или в составе первичного космического излучения в соответствующем интервале энергий. Пока что наиболее последовательно рассмотрен вопрос о флуктуациях потока μ -мезонов вследствие различия эффективного сечения для ядерного взаимодействия протонов и более тяжелых ядер первичного космического излучения^{56, 61}. Основное предположение таких расчетов заключалось в том, что поток μ -мезонов на уровне измерений пропорционален полной энергии, растроченной первичной частицей в атмосфере, а число электронов зависит от высоты зарождения ливней. Для экспериментального определения числа μ -мезонов в отдельном широком атмосферном ливне тре-

буется большое число детекторов для измерения пространственного распределения μ -мезонов в индивидуальном ливне. Энергия регистрируемых μ -мезонов должна быть достаточно высокой, чтобы можно было пренебречь поглощением их в атмосфере ($E_\mu \geq 2 \cdot 10^9$ эв). В выполненных к настоящему времени работах ^{53, 61, 64} площадь детекторов и их число были недостаточными для подобных измерений. В опытах ^{53, 61} (рис. 18) исследовались флуктуации плотности потока μ -мезонов на определенном расстоянии в ливнях с данным числом частиц. При интерпретации экспериментальных данных авторы, предполагая отсутствие флуктуаций в пространственном распределении μ -мезонов, считали, что наблюдаемое распределение относительной плотности потока μ -мезонов отражает флуктуации полного числа μ -мезонов в ливне. Произвольность такого предположения следует и из наблюдаемых на опыте флуктуаций вида функции пространственного распределения потока μ -мезонов в ливне (рис. 19) и из связи пространственного распределения μ -мезонов с распределением поперечных импульсов в элементарных актах ядерного взаимодействия (соотношения (3,1) и (3,3)).

Сопоставляя параметры экспонент в этих соотношениях, можно получить оценку средней высоты образования μ -мезонов с энергией $> E_\mu$:

$$h_{эфф} \simeq \frac{r_0 (> E_\mu) E_m}{a}.$$

Здесь $E_m > E_\mu$ из-за ионизационных потерь энергии μ -мезонами на пути от места образования до уровня наблюдения. Для μ -мезонов с энергией $E_\mu \leq 10^9$ эв это необходимо учитывать. Средняя высота образования μ -мезонов получается равной $h_{эфф} = 3$ км в случае $E_\mu \geq 440$ Мэв и $h_{эфф} \simeq 3,2$ км для $E_\mu \geq 1$ Бэв. Это — те же высоты над уровнем наблюдения, на каких эффективно образуется электронно-фотонная компонента ливня в случае флуктуации развития ливня по глубине атмосферы. Тем самым, изучая флуктуации числа μ -мезонов таких низких энергий, можно с большим основанием говорить о флуктуациях в передаче энергии в π^\pm -мезоны и π^0 -мезоны, чем о составе первичного космического излучения, образующем наблюдаемые широкие ливни.

Средняя высота образования μ -мезонов повышается по мере увеличения энергии регистрируемых μ -мезонов: для μ -мезонов с $E_\mu > 5$ Бэв $h_{эфф} \simeq 5$ км выше уровня наблюдения, для $E_\mu > 10$ Бэв $h_{эфф} \simeq 7$ км. Однако нужно иметь в виду, что сделанные оценки относятся к наблюдениям μ -мезонов на расстояниях от оси ливня, дающих наибольший вклад в число μ -мезонов с энергией выше заданной на высоте наблюдения. В этом случае можно отвлечься от флуктуаций функции пространственного распределения потока μ -мезонов. В большинстве выполненных к настоящему времени измерений флуктуации плотности потока μ -мезонов изучались на расстояниях $r < r_0$, когда более эффективно регистрируются μ -мезоны, образующиеся на высотах $h < h_{эфф}$, и, по-видимому, нельзя пренебречь

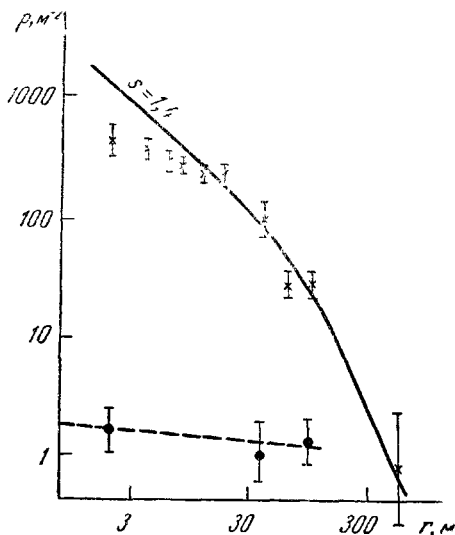


Рис. 19. Весьма редкий случай регистрации широкого атмосферного ливня резко отличающимся от среднего пространственным распределением как электронов (x), так и μ -мезонов (•)

флуктуациями в форме функции пространственного распределения *).

д) Узкие группы μ -мезонов в широких атмосферных ливнях. Первые наблюдения узких групп μ -мезонов в стволах широких атмосферных ливней были сделаны на глубине 1600 м водного эквивалента ⁵⁸. Частота таких групп составляла $\sim 2 \cdot 10^{-3} \text{ м}^{-2} \text{ час}^{-1}$. Последующий анализ показал трудность объяснения узких групп μ -мезонов без дополнительных предположений о процессах их образования при

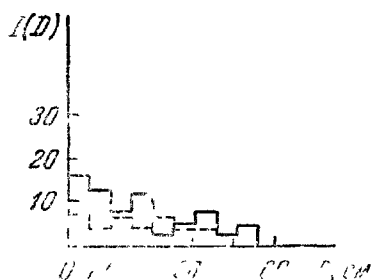
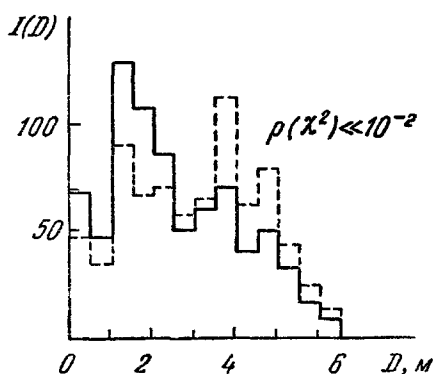


Рис. 20. Сравнение рассчитанного (пунктир) и наблюдаемого чисел появления разрядов в счетчиках, расстояние между которыми равно D .

Отображен случай, когда ось ливня проходит вблизи горизонтальных счетчиков

узких групп μ -мезонов, чем наблюдается на опыте (рис. 20). Абсолютная интенсивность таких групп оценивается в $3 \cdot 10^{-3} \text{ м}^{-2} \text{ час}^{-1}$. Эти безупречные по статистическому анализу данные не подкреплены наглядным подтверждением с помощью камеры Вильсона. Актуальность доказательства того, что узкие группы μ -мезонов действительно существуют, вызывается тем, что для объяснения узких групп необходимо привлекать дополнительные предположения о характере процессов столкновений частиц при сверх-высокой энергии ($E_0 > 10^{14} \text{ эв}$) вплоть до возможности прямого множественного рождения μ -мезонов при столкновениях частиц такой энергии. Основная трудность, которая препятствует согласовать вероятность появления узких групп μ -мезонов с существующими представлениями о характере элементарного акта ядерного взаимодействия, заключается в том,

высокой энергии ⁶⁵. В работах ^{66, 67} группы μ -мезонов наблюдались в камерах Вильсона под землей. Наибольшая частота таких пучков μ -мезонов была зарегистрирована в работе ⁶⁷ ($\sim 6 \cdot 10^{-2} \text{ м}^{-2} \text{ час}^{-1}$). Однако в дальнейшем той же группой авторов было показано, что наблюдаемые ими группы μ -мезонов могут быть объяснены статистическими флуктуациями плотности потока μ -мезонов в широких атмосферных ливнях ⁶⁸. Статистические флуктуации в распределении плотности потока μ -мезонов в широких атмосферных ливнях более тщательно проанализированы в работе ⁵⁶. В этой работе определялось положение оси и полное число частиц в широких атмосферных ливнях, сопровождающих группы μ -мезонов, а также плотность потока μ -мезонов вблизи наблюдаемой группы μ -мезонов. Обработка экспериментальных данных показала, что группы μ -мезонов, наблюдаемые вдали от оси ливня, могут быть полностью объяснены пространственными флуктуациями плотности потока μ -мезонов. В стволах же широких атмосферных ливней флуктуации пространственного распределения плотности потока частиц дают много меньшую частоту

*) Это замечание относится и к работе ⁸⁰, где на основании анализа флуктуаций сделан вывод об исключительно протонном составе первичного излучения при $E_0 > 10^{18} \text{ эв}$.

что из-за относительно большого времени жизни π^\pm -мезонов и K -мезонов необходимо образование в одном акте нескольких десятков частиц с поперечными импульсами $p_\perp < 3 \cdot 10^7$ эв/с. Последнюю величину нужно сравнивать со средним значением поперечного импульса вторичных частиц в актах ядерного взаимодействия $\bar{p}_\perp \simeq 3 \cdot 10^8$ эв/с. Невероятность такого предположения могла бы быть ослабленной, если допустить, что группы π -мезонов с такими малыми поперечными импульсами появляются в некоторых весьма редких случаях столкновений частиц с энергией $E_0 < 10^{15}$ эв. Но тогда было бы весьма вероятным наблюдать группы μ -мезонов без сопровождения их широкими атмосферными ливнями. Между тем опыты⁵⁶ показывают, что группы μ -мезонов встречаются лишь в сопровождении широких атмосферных ливней с полным числом частиц на уровне наблюдения $N > 10^4$, а вероятность наблюдать группу μ -мезонов пропорциональна $W \sim N^{1.5}$ в интервале $10^4 < N < 10^6$. Необходимы дальнейшие детальные исследования этого явления и прежде всего измерения энергии отдельных μ -мезонов, входящих в состав группы. Некоторые способы оценки этой энергии, в частности отсутствие заметного поглощения таких групп в больших толщах грунта (1600 м водного эквивалента), говорят о том, что их энергия весьма велика ($\sim 10^{12}$ эв).

§ 4. ЯДЕРНО-АКТИВНАЯ КОМПОНЕНТА ШИРОКИХ АТМОСФЕРНЫХ ЛИВНЕЙ

Обнаружение ядерно-активных частиц в составе широких атмосферных ливней послужило в свое время⁶⁹ одним из доводов в пользу ядерно-каскадной природы широких атмосферных ливней. В настоящее время бесспорна большая роль ядерно-активных частиц как на начальных этапах развития лавины, так и в глубине атмосферы. Здесь будут рассмотрены два вопроса: зависимость числа ядерно-активных частиц всех энергий от полного числа частиц в ливне и энергетический спектр ядерно-активных частиц.

а) Число ядерно-активных частиц в широких атмосферных ливнях с различным числом электронов. Определение полного числа ядерно-активных частиц в ливне возможно лишь после исследования пространственного распределения ядерно-активной компоненты ливня. Для частиц с энергией $E_n > 3 \cdot 10^9$ эв такие измерения выполнены как на высоте гор⁷⁰, так и на уровне моря⁷¹. Точность этих и последующих измерений^{72, 73} не позволяет усматривать какую-либо зависимость вида пространственного распределения от высоты места наблюдения или от мощности ливня. Распределения аналогичны выведенному в предыдущем разделе выражению (3,3)

$$\varrho_{\text{я}}(r) = Dr^{-n} e^{-r/r_0}. \quad (4,1)$$

В измерениях⁷⁰ на высоте 3860 м над уровнем моря, опираясь на определенное экспериментально пространственное распределение, была найдена зависимость числа ядерно-активных частиц от полного числа частиц в ливне. Полученная зависимость характерна тем, что относительное число ядерно-активных частиц в ливнях с полным числом частиц 10^5 — 10^6 значительно меньше, чем в ливнях с числом частиц $N < 5 \cdot 10^4$, причем это изменение имело немонотонный характер.

На рис. 21 сведены результаты измерений различных авторов. Данные работы⁷², выполненной на уровне моря с помощью нейтронных счетчиков, пересчитаны в соответствии с пространственным распределением (4,1). Это позволяет сопоставить число ядерно-активных частиц в круге одинакового эффективного радиуса. Экспериментальные данные работы⁷⁴

получены с аналогичной регистрирующей аппаратурой и нормированы авторами работы ⁷² к собственным данным. Результаты измерений на уровне моря с годоскопическими детекторами ядерно-активных частиц, приведенные в статье ⁴⁷ для круга радиусом 22 м, также распространены на большие расстояния в соответствии с распределением (4,1).

Работа ²⁷ выполнена с пейтронными счетчиками в сочетании с установкой с жестким критерием отбора на высоте 3333 м над уровнем моря. Наконец, данные ⁷³, полученные на высоте 2740 м с комплексной установкой для изучения широких атмосферных ливней, нормированы к остальным данным более сложным способом. В статье ⁷³ приведена зависимость

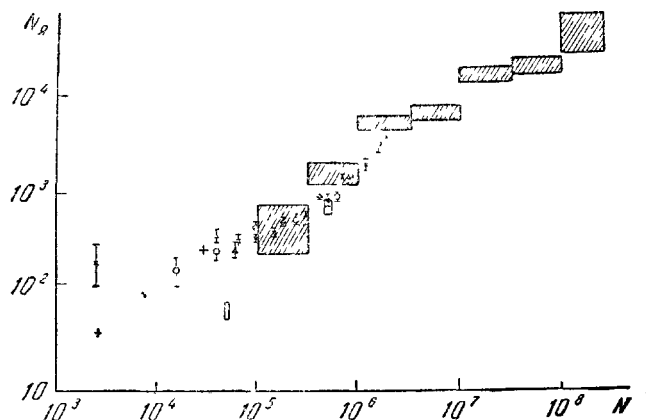


Рис. 21. Полное число ядерно-активных частиц в широких атмосферных ливнях на уровне наблюдения по измерениям различных авторов.

* — измерения ⁷⁰, ○ — измерения ⁷², + — измерения ²⁷,
△ — измерения ⁷⁴, □ — данные ⁷¹, ◻ — работа ⁷³

числа ядерно-активных частиц с энергией выше $2 \cdot 10^8$ эв от полного числа частиц в ливне. Характер этой зависимости по большей части воспроизведен на рис. 21. Однако суммарное число ядерно-активных частиц, отложенное по оси ординат в статье ⁷³, значительно меньше, чем на рис. 21. Трудно сказать, является ли это технической ошибкой при публикации или это результат принятого авторами слишком узкого пространственного распределения ядерно-активной компоненты ливня, но абсолютные значения потока частиц с энергией $E_n > 2 \cdot 10^8$ эв противоречат виду энергетического спектра и числу ядерно-активных частиц с энергией $E_n \geq 10^{11}$ эв, полученным авторами ⁷³ в той же серии измерений. Мы воспользовались данными о числе ядерно-активных частиц с энергией $E_n \geq 10^{11}$ эв для нормировки по оси ординат.

Совокупность данных хорошо согласуется между собой, за исключением двух точек. Точку при $N \approx 2,5 \cdot 10^3$ можно не принимать во внимание не только потому, что последующие измерения ²⁷ не подтвердили ее, но и потому, что отбор ливней с таким числом частиц в работе ⁴⁰ производился лишь при условии наличия нескольких проникающих частиц в непосредственной близости (~ 1 м) от годоскопического детектора ядерно-активных частиц. Это и привело к существенному завышению относительного числа ядерно-активных частиц в отобранных ливнях. Причины занижения числа ядерно-активных частиц при $N \sim 5 \cdot 10^4$ в работе ⁴⁷ неясны, но эта точка не подтверждается результатами четырех других работ, две из которых выполнены на той же высоте.

Зависимость числа ядерно-активных частиц от полного числа электронов в широком атмосферном ливне на уровне наблюдения даже при объединении экспериментальных данных, полученных различными методами на разных высотах, имеет немонотонный характер, отмеченный в работе ⁷⁰. Число ядерно-активных частиц медленно возрастает при изменении мощности ливня в интервале $2 \cdot 10^4 < N < 2 \cdot 10^5$, затем увеличение числа ядерно-активных частиц становится почти пропорциональным увеличению числа электронов в ливне и, наконец, в ливнях с полным числом частиц $N \sim 10^7$ относительное число ядерно-активных частиц вновь убывает. Последнее, по мнению авторов работы ⁷³, объясняется тем, что ядерная лавина не успевает в должной степени развиться в атмосфере над местом измерений. Для объяснения изменения зависимости при $N \simeq 2 \cdot 10^5$ были высказаны различные точки зрения, связанные 1) с предположениями об изменении характеристик элементарного акта ядерного взаимодействия при энергии $E_0 \simeq 3 \cdot 10^1$ эв ^{70, 75}, 2) с изменением состава первичного космического излучения при той же энергии ⁷⁶, 3) с различной ролью нестабильных частиц в больших и малых широких ливнях ⁷⁷. Для окончательного решения этого вопроса необходимо дальнейшее накопление экспериментальных данных о структуре и составе ливней в этом интервале энергий первичного космического излучения и более детальный анализ всей совокупности сведений о широких атмосферных ливнях с полным числом частиц $N = 10^4$ — 10^6 .

Суммарное число ядерно-активных частиц всех энергий в значительной мере определяется взаимодействиями частиц умеренной энергии. Однако количественные оценки абсолютного числа ядерно-активных частиц в широких атмосферных ливнях затруднены не столько неопределенностью картины столкновений при сверхвысоких энергиях, сколько отсутствием исчерпывающих данных о составе вторичных частиц, возникающих в актах множественного рождения при энергии падающих частиц $E_0 < 10^{12}$ эв. В частности, из анализа данных о широких атмосферных ливнях с числом частиц $N \simeq 10^4$, когда известна достаточно ясная картина начальных актов образования ливня, следует, что во взаимодействиях нуклонов и π^\pm -мезонов с ядрами атомов воздуха при энергии падающих частиц 10^{10} — 10^{12} эв не менее 10% вторичных частиц являются нуклонами или гиперонами. В противном случае трудно объяснить наблюдаемое число ядерно-активных частиц в ливнях с полным числом частиц $N \simeq 10^4$.

б) Энергетический спектр ядерно-активных частиц в широких атмосферных ливнях. Одной из первых работ, где была определена относительная частота регистрации ядерно-активных частиц различной энергии в составе широких атмосферных ливней, явились измерения ⁷⁸. Опыты проводились на высоте 3860 м над уровнем моря с комплексной установкой и последующим отбором нужных событий. Величина энергии ядерно-активных частиц оценивалась по импульсам в ионизационных камерах под большими слоями свинца ($d > 20$ см). Регистрировались толчки, эквивалентные от 600 до $6 \cdot 10^4$ релятивистских частиц по средней хорде камеры. Пересчет от ионизации к вероятной энергии ядерно-активных частиц, вызвавших толчки такой величины, сильно зависит от характеристик ядерных взаимодействий π^\pm -мезонов и нуклонов с ядрами свинца. Можно предполагать, что эти измерения относятся к энергетическому интервалу 10^{11} — 10^{12} эв. Распределение ядерно-активных частиц по энергиям оказалось пропорциональным $\sim E_N^{-(0.9 \pm 0.2)}$ для ливней с числом частиц $7 \cdot 10^4 < N < 7 \cdot 10^5$.

Данные ряда последующих измерений сведены на рис. 22. Точность данных пока недостаточна, чтобы усматривать какую-либо зависимость

энергетического спектра от высоты наблюдения. На рисунке изображены интегральные энергетические распределения ядерно-активных частиц для ливней с полным числом частиц $N = 10^4$ (нижняя кривая), $N = 10^5$ (средняя кривая) и $N = 10^6$ (верхняя кривая). Полное число ядерно-активных частиц всех энергий в ливнях названной мощности отложено в соответствии с графиком рис. 21. Работа ⁹⁶ выполнена на высоте 3860 м с помощью комплексной установки с последующим отбором. Энергия ядерно-активных частиц измерялась с помощью ионизационных камер,

помещенных под комбинированный фильтр из графита и свинца.

Измерения ⁹³ выполнены на высоте 3200 м с помощью группы ионизационных камер под фильтром из нескольких слоев свинца и графита. В измерениях ⁸¹ был применен «сцинтилляционный калориметр», т. е. многослойная система из железных фильтров и сцинтилляторов. Для ливней с полным числом частиц от 10^3 до 10^6 в интервале энергий ядерно-активных частиц $10^{11} : 10^{12}$ эв на уровне моря спектр может быть изобра-

жен в виде $F(>E_n) \sim \frac{1}{E_n^{1 \pm 0.1}}$. Дан-

ные нормированы по результатам работы ⁷⁹, так как абсолютная интенсивность, приводимая авторами, более чем в 5 раз превышает данные другой работы, выполненной на уровне моря с помощью ионизационных камер ⁸². Данные об энергетическом спектре ядерно-активных частиц в интервале $10^{10} \div 5 \cdot 10^{11}$ эв для ливней с числом частиц $N = 10^6$ получены с помощью камеры Вильсона с большим числом свинцовых пластинок внутри нее. Эти данные ⁸³ хорошо характеризуют вид спектра на этом участке, но в статье приводится интенсивность

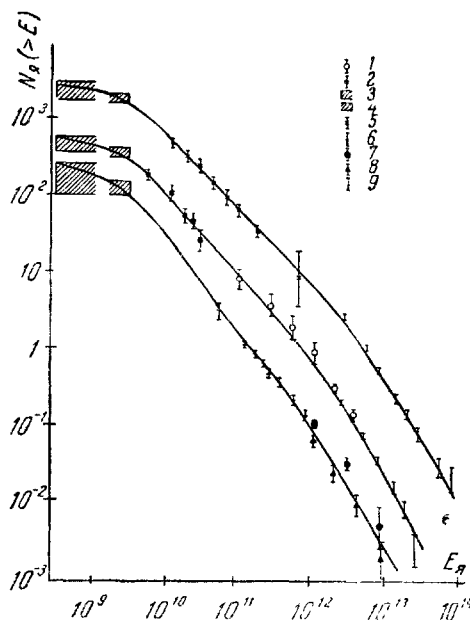


Рис. 22. Энергетический спектр ядерно-активных частиц в широких атмосферных ливнях на уровне наблюдения. При построении использованы данные различных работ: 1 — работа ⁷⁹; 2 — измерения ⁸³; 3 и 4 — данные голоскопических и нейтронных детекторов ^{70, 72, 5}; работа ⁷³; 6 — измерения ⁸¹; 7 — работа ⁹⁶; 8 — работа ⁸²; 9 — из работы на установке ⁹³

в относительных единицах. Поэтому по оси ординат положение этого участка спектра приведено в соответствие с интерполяцией между результатами работ ^{70, 93}. Таким образом, из данных девяти различных работ семь работ достаточно хорошо согласуются между собой без произвольных пересчетов. В общих чертах вид энергетического спектра не зависит от числа частиц в ливне, и для ливней с числом частиц $N \simeq 10^4$ зависимость числа ядерно-активных частиц от энергии типа $F(>E) \sim 1/E$ сохраняется вплоть до энергии, превышающей энергию всей электроно-фотонной компоненты ливня над уровнем наблюдения.

Наконец, о составе ядерно-активной компоненты широких атмосферных ливней. Наблюдение заряженных и нейтральных частиц могло бы помочь оценить долю π^\pm -мезонов среди всех ядерно-активных частиц ливня. Такие работы предпринимались уже не раз. При наблюдении ядерно-активных частиц низкой энергии ($E \leq 10^{10}$ эв) числа нейтральных и заряженных частиц приблизительно равно $n^0 (n^0 + n^\pm) = 0.41 \pm 0.08$ ⁸⁴. На-

блюдение частиц больших энергий изменяет это соотношение в сторону преобладания заряженных, но из-за близости ствола ливня и множества вторичных частиц условия наблюдения резко ухудшаются. В опытах ⁷³ было получено $n^0(n^0 + n^\pm) = \frac{38}{147} = 0,26 \pm 0,05$, если пренебречь 84 неопределенными случаями.

§ 5. ПОТОК ЭНЕРГИИ, НЕСОМОЙ РАЗЛИЧНЫМИ КОМПОНЕНТАМИ ШИРОКИХ АТМОСФЕРНЫХ ЛИВНЕЙ

Измерение потока энергии, несомой различными компонентами ливня, интересно как для воссоздания всей картины образования и развития ливня, так и для определения энергии вызвавшей ливень первичной частицы без каких-либо произвольных допущений о характеристиках столкновений частиц сверхвысокой энергии. Если поставить целью определить энергию первичной частицы, вызвавшей ливень с данным числом частиц на уровне измерений, то необходимо измерить энергию электронно-фотонной компоненты и ядерно-активных частиц на уровне наблюдения, энергию, растрченную частицами ливня на ионизацию в атмосфере до уровня наблюдения, энергию, проносимую μ -мезонами ниже уровня измерений, и, наконец, энергию, передаваемую нейтрино в атмосфере. Энергия, передаваемая нейтрино, не может быть определена экспериментально. Однако можно утверждать, что она не превышает энергии, получаемой μ -мезонами. Имеются и другие пути потерь энергии, полностью или частично ускользающие от количественных наблюдений, но вклад их в общий баланс энергии ничтожен.

а) Энергия электронно-фотонной компоненты ливня на уровне измерений. Наиболее прямым способом определения энергии электронно-фотонной компоненты ливня на уровне измерений является интегрирование по энергетическому спектру электронно-фотонной компоненты. Экспериментально, как это было указано раньше, энергетический спектр в ливне исследован в сравнительно узкой области 10^9 — 10^{11} эв, а весьма существенная часть спектра 10^7 — 10^9 эв изучена плохо. Это приводит к серьезной неопределенности в величине полного потока энергии, несомой электронно-фотонной компонентой ливня. Энергетический спектр электронов и фотонов с энергией выше 10^9 эв можно представить на основании опытов ³⁵ как $F(>E) = 2000 (E/10^9)^{-(1,5 \pm 0,1)}$. Спектр нормирован для ливня с числом частиц $N = 10^5$. Верхняя граница этого спектра не так влияет на полную энергию, как характер экстраполяции к критической энергии электронов в воздухе. Если считать, что показатель спектра сохраняется до энергии $E = 250$ Мэв и предположить так называемый равновесный спектр электронов и фотонов ⁸⁵, то полная энергия электронов и фотонов $\mathcal{E} \geq 2,5 \cdot 10^{13}$ эв. Если равновесный спектр электронов и фотонов нормировать к наблюдаемому экспериментально при энергии $E = 10^9$, то полная энергия электронно-фотонной компоненты окажется равной $\mathcal{E} = 1,7 \cdot 10^{13}$ эв. При экстраполяции наблюдаемого энергетического спектра от энергий $E \geq 10^9$ эв к $E > 0$ не соблюдалось другого условия нормировки — полное число электронов $N = 10^5$. Первая экстраполяция приводит к $N = 1,2 \cdot 10^5$, вторая — к $N = 0,75 \cdot 10^5$. Таким образом, расхождение при различных экстраполяциях энергетического спектра невелико и действительная величина энергии электронно-фотонной компоненты составляет $\mathcal{E} = (2,1 \pm 0,3) \cdot 10^{13}$ эв для широких ливней с полным числом частиц $N = 10^5$. Какие есть основания доверять этой величине, поскольку 70 % полученной величины потока энергии связано с экстраполированным

участком спектра? На это есть две причины. Во-первых, помимо экспериментальных данных о числе электронов и фотонов с энергией $E > 10^9$ эв использовано экспериментально наблюдаемое полное число электронов в ливне ($N = 10^5$). Точнее говоря, спектр интерполирован. Во-вторых, на интерполированном участке спектра величина каскадного параметра s изменяется с $s = 1,5$ до $s = 1$. Пространственное распределение потоков электронов приблизительно тех же энергий соответствует в среднем параметру $s = 1,2 \div 1,3$.

Эта оценка энергии электронно-фотонной компоненты справедлива и для уровня моря и для высоты гор, так как экспериментальные данные об относительном числе электронов и фотонов с энергией $E > 10^9$ эв на разных высотах совпадают между собой. Имеется некоторая тенденция к уменьшению относительного числа электронов и фотонов высокой энергии с увеличением полного числа частиц в ливне на уровне наблюдения³⁴. Однако точность данных не допускает каких-либо количественных утверждений о зависимости суммарной энергии электронно-фотонной компоненты от числа частиц в ливне в интервале $8 \cdot 10^3 - 10^6$.

Более непосредственными измерениями энергии электронно-фотонной компоненты ливня явились наблюдения переходных кривых поглощения лавины в веществе с большим атомным номером. Такие данные были получены на горах (650 г/см²⁸⁶ и 740 г/см²⁸⁷) и на уровне моря⁸⁸. Результаты сведены в табл. IV.

Таблица IV

	Высота 3860 м (650 г/см ²)		Высота 2740 м (740 г/см ²)	Уровень моря
	$N \sim 10^5$	$N \sim 3 \cdot 10^5$	$N \sim 1 \cdot 10^5$	$N \sim 10^5$
В круге с $r=2$	$2,4 \cdot 10^{12}$ эв	—	$9 \cdot 10^{12}$ эв	$1,8 \cdot 10^{12}$ эв
В круге с $r=30$ м	$1,6 \cdot 10^{13}$ эв	$4,5 \cdot 10^{13}$ эв	—	—
Во всем ливне	$2,3 \cdot 10^{13}$ эв	$6,6 \cdot 10^{13}$ эв	—	$1,8 \cdot 10^{13}$ эв

Данные последней строки таблицы лежат в пределах $1,8 \cdot 10^8 N \sim \mathcal{E} \leq 2,3 \cdot 10^8 N$ эв, что хорошо согласуется с полученным выше значением полного потока энергии электронно-фотонной компоненты на уровне наблюдения $\mathcal{E} = 2,1 \cdot 10^8 N$ эв.

б) Энергия, теряемая частицами ливня в атмосфере над уровнем наблюдения. Измерения этой энергии стали возможными лишь благодаря черенковскому свечению частиц ливня в атмосфере. Первые наблюдения таких вспышек были произведены на уровне моря⁸⁹, но последовательно использовано это явление для изучения широких атмосферных ливней лишь в работах^{90, 91}. В этих опытах измерено пространственное распределение интенсивности черенковского излучения в широких атмосферных ливнях с различным числом заряженных частиц на уровне наблюдения (рис. 23). Поскольку поглощением черенковского свечения в атмосфере можно пренебречь ($< 10\%$), проинтегрировав пространственное распределение по всем расстояниям, можно получить суммарную величину ионизационных потерь энергии частицами, скорость которых превышает скорость света в атмосфере. Для электронов, дающих подавляющий вклад в ионизацию атмосферы при прохождении ливня, это соответствует пороговой энергии 20—100 Мэв в зависимости от плотности воздуха. Для учета энергии,

геряемой на ионизацию электронами с энергией меньше пороговой, достаточно предположить, что поглощение таких электронов полностью соответствует электронно-фотонной каскадной теории, а развитие ливня по глубине атмосферы известно (хотя бы сугубо приблизительно). При наблюдении ливней с полным числом частиц 10^5 — 10^6 на высоте ~ 4 км последнее допущение не может повлиять на результаты подсчета, так как наблюдаемые ливни находятся вблизи максимума своего развития. Соответствие между поведением электронов с энергией $E = 100$ Мэв в реальном ливне и по каскадной теории также не вызывает сомнения. Определенная таким путем энергия, растроченная ливнем на ионизацию атмосферы над уровнем измерения, составляет

$$E_{\text{и}} = 8 \cdot 10^{11} \left(\frac{N}{10^6} \right)^{0.81 \pm 0.05} \text{ Дж.}$$

Согласно экспериментальным данным это соотношение справедливо для ливней с полным числом частиц $N = 10^5 \div 2 \cdot 10^6$ на высоте 3860 м над уровнем моря.

Для меньших высот результаты имеют лишь качественный характер. Если считать, что широкие атмосферные ливни развиваются без флуктуаций, то относительная величина вспышки черенковского излучения должна увеличиваться с уменьшением высоты наблюдений. Это вызвано тем, что если ливень находится за максимумом своего развития, с увеличением пути в атмосфере интенсивность вспышки черенковского излучения

увеличивается, а число частиц на уровне наблюдения убывает. Полученные экспериментальные результаты об интенсивности вспышки света в ливнях, приходящих на уровень наблюдения под большим зенитным углом ⁹¹, и черенковского излучения в ливнях, наблюдаемых на уровне моря ⁹⁰, указывают, что флуктуации в развитии ливней, вызванных первичными частицами с энергией $E_0 > 10^{12}$ эв, невелики. Однако количественный анализ здесь более затруднителен, так как в этом случае возможен больший произвол в предположении о высоте максимума развития ливня. Смещение максимума развития ливня в глубину атмосферы ведет к относительному увеличению интенсивности черенковского свечения, поскольку с увеличением плотности воздуха снижается пороговая энергия для черенковского излучения.

в) Энергия ядерно-активной компоненты ливня на уровне наблюдения. Поток энергии, несомой ядерно-активными частицами на уровне измерений, может быть определен так же, как и суммарная энергия электронно-фотонной компоненты ливня: либо интегрированием по энергетическому спектру ядерно-активных частиц в ливне с данным числом электронов, либо по полному поглощению потока энергии в плотном веществе, «калориметрически». При первом подходе к решению поставленной задачи возникают две трудности: некоторая неопределенность вида спектра при энергиях $E_{\pi} < 10^{10}$ эв и относительно жесткий характер спектра на том участке, когда число частиц с энергией

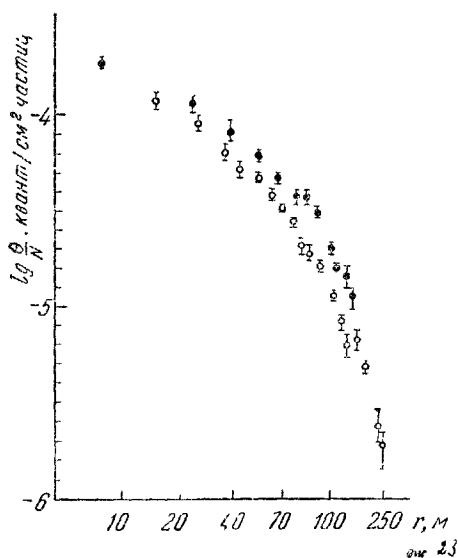


Рис. 23. Пространственное распределение плотности потока черенковского свечения широких атмосферных ливней на высоте 3860 м над уровнем моря.

● $N = 1.1 \cdot 10^5$, ○ $1.3 \cdot 10^6$

выше заданной становится меньше 1. Следует отметить, что сам характер энергетического спектра ядерно-активных частиц на этом участке свидетельствует о больших флуктуациях в развитии ливней. Учет частиц, встречающихся в широких ливнях с частотой 10^{-1} и 10^{-2} на ливень, является условным, так как при этом величина средней энергии ядерно-активной компоненты возрастает за счет ливней, встречающихся в 10% или даже в 1% случаев. Интегрирование по энергетическому спектру ядерно-активных частиц в широких атмосферных ливнях с полным числом частиц $N = 10^1$ (рис. 22) приводит к величине потока энергии, несомой ядерно-активной компонентой:

$$\mathcal{E}_n(N = 10^1) = (1,6 \pm 0,3) \cdot 10^{12} \text{ эв.}$$

Для ливней с числом частиц $N = 10^5$ и $N = 10^6$ поток энергии равен

$$\mathcal{E}_n(N = 10^5) = (7,8 \pm 1,5) \cdot 10^{12} \text{ эв.}$$

$$\mathcal{E}_n(N = 10^6) = (6,3 \pm 1) \cdot 10^{13} \text{ эв.}$$

Эти значения суммарной энергии для ядерно-активной компоненты ливня можно сравнить с результатами измерений потоков энергии «калориметрическим» методом. Ограниченность такого сравнения заключается в том, что измерения потока энергии «калориметрическим» методом выполнены лишь вблизи оси ливня. К тому же наличие электронно-фотонной компоненты осложняет определение энергии, заключенной в ядерно-активной компоненте ливня.

Измерения на высоте 3860 м произведены для ливней с числом частиц $N = 10^5 \pm 3 \cdot 10^5$ в круге радиусом $r = 30$ м ⁸⁶. Результат измерений

$$\mathcal{E}_n(N = 10^5, r = 30) = (9 \pm 2) \cdot 10^{12} \text{ эв.}$$

Поскольку, учитывая энергетический спектр ядерно-активных частиц и их распределение в ливне, можно предполагать, что суммарная энергия ядерно-активных частиц вне тридцатиметрового круга не превышает 10^{12} эв, результат этих измерений хорошо согласуется с приведенным ранее значением $(7,8 \pm 1,5) \cdot 10^{12}$ эв.

Большая серия измерений ⁹² выполнена на уровне моря в условиях не чисто «калориметрического» опыта, а с комбинированным фильтром из свинца и углерода. Полученный результат для потока энергии в ливнях с полным числом частиц $N = 10^1 \pm 10^6$ не противоречит уже приведенным значениям ($\mathcal{E}_n \approx (0,5 \pm 1,0)$). Однако при этом не обнаруживается различия в относительной величине энергии, несомой ядерно-активной компонентой в ливнях с $N \sim 10^5$ и в ливнях с $N = 10^1$. Значение $\mathcal{E}_n = (0,5 \pm 1,0)$ э в ливнях с числом частиц $N = 10^5 - 10^6$ больше величины энергии, полученной путем интегрирования по энергетическому спектру ядерно-активных частиц. Не исключено, что результаты анализа измерений дали завышенные значения, так как существует большая неопределенность в коэффициенте перехода от ионизации под комбинированным фильтром к энергии ядерно-активных частиц, взаимодействующих в этом фильтре. Достаточно указать, что анализ аналогичных результатов ⁹³ может привести к величинам потока энергии, меньшим в 3—5 раз. Коэффициент пересчета от ионизации к энергии зависит от характеристик элементарного акта ядерного взаимодействия в углероде и в свинце, от вида энергетического спектра взаимодействующих частиц, от энергии ядерно-активных частиц. В частности, по мере удаления от оси изменяется спектр ядерно-активных частиц и коэффициент пересчета от ионизации к энергии ядерно-активных частиц должен быть уменьшен. По мере уменьшения мощности ливня возрастает роль ядерно-активных

частиц с энергией $E_{\pi} \ll 10^{11}$ эв, для которых коэффициент пересчета больше. Если это обстоятельство не учтено, то возможно занижение энергии ядерно-активной компоненты ливня.

Наглядное различие суммарной энергии ядерно-активной компоненты в ливнях различной мощности проявилось в опытах^{9,1}, выполненных на высоте 3860 м над уровнем моря при помощи комплексной установки с последующим отбором. Суть опыта заключалась в том, что на различных расстояниях от оси ливня с данным числом частиц измерялась ионизация в ионизационных камерах, помещенных под слой алюминия и графита. Слой алюминия и графита подбирались таким образом, что в целом фильтр по числу радиационных единиц и ядерных пробегов был эквивалентен слою воздуха 230 г/см². Если проинтегрировать по всем расстояниям величину ионизации под поглотителем в ливнях с фиксированным полным числом частиц

$$N_A = \int_0^{100} i(r) \cdot 2\pi r dr,$$

то тем самым будет найдено полное число электронов под поглотителем, усредненное по всем ливням с заданным N . Эта величина может быть отнесена к полному числу частиц (электронов) в ливне над поглотителем, измеренному с помощью таких же ионизационных камер для устранения поправок на переходные эффекты. Отношение N_A/N для различных N представлено на рис. 24, а. Величина отношения значительно отличается от ожидаемой по электронно-фотонной каскадной теории и изменяется при переходе от ливней с $N < 10^5$ к ливням с $N > 10^5$. Отсюда следует, что потоки энергии, несомой ядерно-активной компонентой, в ливнях с полным числом частиц $10^4 < N < 10^5$ и в ливнях с $10^5 < N < 10^6$ различаются в $(1,7 \pm 0,2)$ раза. Абсолютные величины определяются с большим произволом из-за неопределенности вида кривой поглощения в плотном веществе как в интервале от 0 до 230 г/см², так и глубже 230 г/см². Если высчитать энергию электронно-фотонной компоненты, то суммарная энергия ядерно-активных частиц для различных N оценивается как $\mathcal{E}_n(10^4 < N < 10^5) = (2,2 \pm 0,7) \cdot 10^6 N$ эв и $\mathcal{E}_n(10^5 < N < 10^6) = (1,3 \pm 0,6) \cdot 10^6 N$ эв. Ошибка учитывает всевозможные варианты вида кривой поглощения ливня в плотном веществе (рис. 24, б), и поэтому ее надо иметь в виду при сравнении с оценками величины потока энергии ядерно-активной компоненты, сделанными другими методами ранее, а не при сопоставлении между собой полученных здесь значений.

г) Энергия μ -мезонной компоненты ливня на уровне наблюдения. Оценить энергию μ -мезонной компоненты ливня на уровне наблюдения можно лишь на основании энергетического

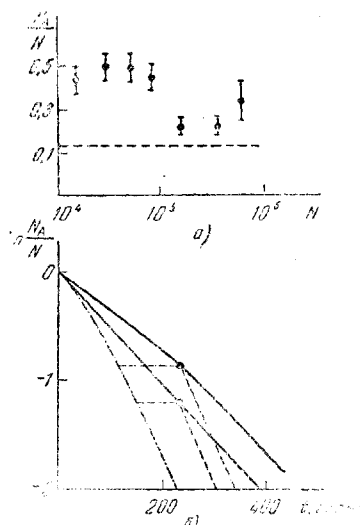


Рис. 24. а) Отнесенное число частиц под поглотителем как функция полного числа частиц в ливне на уровне наблюдения. (Пунктир — ожидаемая величина отношения по электронно-фотонной каскадной теории.) б) Оценка потока энергии электронно-фотонной и ядерно-активной компоненты ливня. (Полная кривая — случай полного равновесия между ядерно-активной и электронно-фотонной компонентами ливня. Пунктир — случай отсутствия равновесия. Пунктир с точкой — поглощение электронно-фотонной компоненты, находящейся на высоте из воздуха.)

спектра μ -мезонов. К сожалению, экспериментальные данные о спектре ливневых μ -мезонов при больших энергиях скудны, что ограничивает точность оценок. Используя приведенные выше данные об энергетическом спектре μ -мезонов на высоте 3860 м над уровнем моря, можно получить следующее выражение для суммарной энергии μ -мезонов на уровне наблюдения:

$$\mathcal{E}_\mu = (2,1 \pm_{0,2}^{\pm 0,2}) \cdot 10^{14} \left(\frac{N}{10^5} \right)^{0,81} \text{ эв}$$

для $10^4 < N < 3 \cdot 10^5$.

В обзоре⁹⁵ дана оценка потока энергии, несомой μ -мезонами в ливнях с полным числом частиц $N = 10^5$ на уровне моря:

$$\mathcal{E}_\mu (N = 10^5) = 9 \cdot 10^{14} \text{ эв.}$$

Эта оценка представляется, слишком высокой, так как она соответствует завышенному числу μ -мезонов на уровне измерений (при $N = 10^4$ μ -мезоны составляют 40 % всех заряженных частиц). Автор обзора⁹⁵ также предполагает, что энергетический спектр μ -мезонов не изменяется вплоть до предельно высоких энергий. Такая возможность в нашей оценке суммарной энергии μ -мезонов учтена верхним значением ошибки.

д) Флуктуации потока энергии, несомой различными компонентами широкого атмосферного ливня. Данных о флуктуациях суммарной энергии μ -мезонной компоненты ливня на уровне измерений пока что не опубликовано. Можно лишь предполагать, что они не меньше флуктуаций полного числа μ -мезонов в ливнях с заданным полным числом заряженных частиц на уровне наблюдений (см. раздел § 3, г). Экспериментальные данные относительно флуктуаций потока энергии, несомой остальными компонентами ливня, в последующем изложении будут характеризоваться средним относительным отклонением от среднего значения потока энергии, несомой данной компонентой ливня при заданном полном числе заряженных частиц на высоте места наблюдения:

$$\Delta = \frac{1}{n} \sum_i \left(\frac{\varepsilon_i - \bar{\varepsilon}}{\bar{\varepsilon}} \right)^2.$$

Здесь $\bar{\varepsilon}$ — среднее значение потока энергии, ε_i — поток энергии в i -м ливне, n — число рассмотренных случаев. Так как большая часть распределений несимметрична относительно $\bar{\varepsilon}$, суммирование ведется отдельно для $\varepsilon_i > \bar{\varepsilon}$ и для $\varepsilon_i < \bar{\varepsilon}$. В случае нормального распределения $\Delta = \sigma^2 / 2\pi$, где σ — среднее квадратичное отклонение.

Флуктуации интенсивности сопровождающего широкий ливень черенковского свечения в атмосфере исследованы в работе⁹¹ для высоты наблюдения 3860 м над уровнем моря. Непосредственные измерения дают для ливней с полным числом частиц $3 \cdot 10^5 \div 3 \cdot 10^6$ распределение вокруг среднего значения, соответствующее $\Delta = \pm 0,4$. Учет погрешностей измерений снижает среднее относительное отклонение до 0,3.

Энергия электронно-фотонной компоненты на уровне измерений в индивидуальных ливнях надежно определялась вблизи ствола широкого атмосферного ливня. На уровне моря⁸² в круге радиусом 1 м среднее относительное отклонение составляет величину $\Delta = \pm_{0,5}^{\pm 1}$ для ливней с полным числом частиц $N > 10^5$. Измерения флуктуаций энергии электронно-фотонной компоненты на уровне гор (650 Г/см²) выполнены для центральной части ливня ($r < 2,5$). Результаты⁹⁶ в той же форме могут

быть представлены как

$$\Delta = \begin{matrix} +2,5 \\ -0,6 \end{matrix} \quad \text{для } N = 10^4 - 10^5, \quad \Delta = \pm 0,5 \quad \text{для } N \geq 10^5.$$

Различие в величинах флуктуаций для ливней с большим и малым числом частиц прослеживается и на ядерно-активной компоненте ливня. Во всем ливне флуктуации величины суммарной энергии электронно-фотонной компоненты значительно меньше (~ 2 раза), так как энергия, несомая электронами и фотонами вне ствола ливня, практически не меняется от ливня к ливню. Соответствующие экспериментальные данные

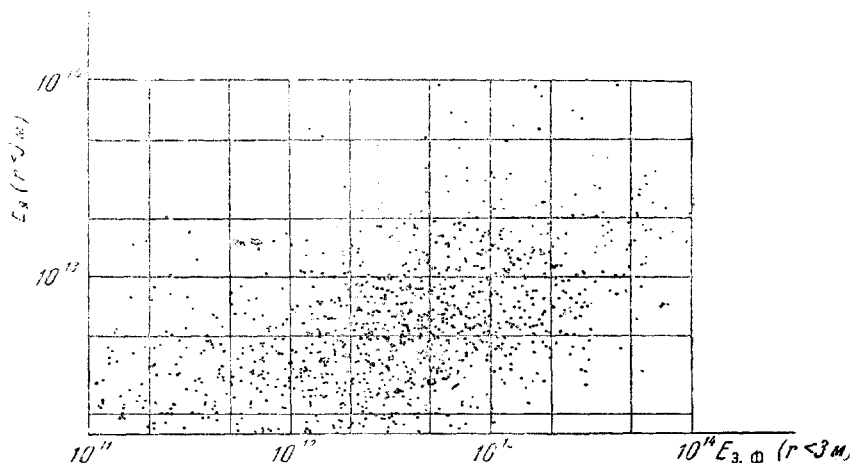


Рис. 25. Энергия электронно-фотонной ($E_{э. ф.}$) и ядерно-активной ($E_{я.}$) компонент в стволах широких атмосферных ливней на уровне измерений (3860 м над уровнем моря). Точки соответствуют отдельным ливням.

пока что отсутствуют, но оценка на основании флуктуаций пространственного распределения дает для электронно-фотонной компоненты с энергией $E < 10^9$ эв/част $\Delta = \pm 0,1$.

Энергия ядерно-активной компоненты в индивидуальных ливнях также определялась лишь вблизи ствола. В отличие от электронно-фотонной компоненты трудно предсказать, насколько сильно изменяются отклонения от среднего, если помимо энергии ядерно-активных частиц в стволе ливня учесть энергию, несомую ядерно-активными частицами во всем ливне. Естественно предположить, что энергия ядерно-активной компоненты вне ствола ливня слабо флуктуирует относительно числа ядерно-активных частиц в ливне. Но пока что нет количественных сведений о флуктуациях этого числа относительно полного числа заряженных частиц на уровне измерений. Данные о флуктуациях в стволе ливня ($r \leq 2,5$ м) получены в работе ⁹⁶, выполненной на высоте 3860 м над уровнем моря. Для ливней с полным числом частиц $N = 10^4 - 10^5$ отклонения от среднего очень велики: $\Delta = \begin{matrix} +4 \\ -0,8 \end{matrix}$. С увеличением числа частиц в ливне флуктуации уменьшаются ($\Delta = \pm 0,8$ при $N \geq 10^5$). Характерно, что отклонения от среднего значения величины энергии электронно-фотонной компоненты ствола не коррелируют с флуктуациями потока энергии, несомой ядерно-активной компонентой ствола (рис. 25). Если обозначить отношение величины потока энергии, несомой ядерно-активной

компонентой ствола ливня, к суммарной энергии электронов и фотонов в той же области i -го широкого атмосферного ливня через α_i , то $\Delta = \left(\frac{\alpha_i - \bar{\alpha}}{\bar{\alpha}} \right)$. усредненное по случаям $\alpha_i > \bar{\alpha}$ и $\alpha_i < \bar{\alpha}$ отдельно, будет равно

$$\Delta = \pm 0,7 \quad \text{для } N = 10^4 \div 10^5,$$

$$\Delta = \pm 0,7 \quad \text{для } N > 10^5.$$

Относительно меньшие флуктуации потока энергии в стволах широких атмосферных ливней с полным числом частиц на уровне наблюдения $N > 10^5$ можно попытаться объяснить относительно плохой статистической обеспеченностью группы ливней с $N > 10^5$. Но по данным, изображенным на рис. 25, при фиксированной энергии электронно-фотонной компоненты ствола ливня $\mathcal{E}_e = (1,4 \div 2,8) \cdot 10^{13}$ эв, что соответствует числу частиц $2 \cdot 10^5 < N < 7 \cdot 10^5$, также получается небольшая величина среднего относительного отклонения для энергии ядерно-активных частиц ствола ливня

$$\Delta = \pm 0,4.$$

Таким образом, различие в величине флуктуаций следует объяснять изменениями в структуре широких атмосферных ливней при переходе от ливней с числом частиц $N < 10^5$ к ливням с $N > 10^5$. Большие флуктуации в ливнях с малым числом частиц ($N < 10^5$) находят себе хорошее объяснение с точки зрения определяющей роли одной энергетически выделенной «ведущей» частицы в образовании и развитии широких ливней с $N < 10^5$. Наличие такой частицы означает, что средний коэффициент неупругости при столкновениях нуклонов с ядрами атомов воздуха сохраняет свое значение $\eta \approx 0,5$ вплоть до энергий нуклонов $E_n \approx 3 \cdot 10^{14}$ эв. Уменьшение флуктуаций при переходе к большим ливням, возможно, объясняется изменением картины развития ливня, исчезновением одиночных энергетически выделенных частиц.

§ 6. ШИРОКИЕ АТМОСФЕРНЫЕ ЛИВНИ И ПЕРВИЧНОЕ КОСМИЧЕСКОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ*)

Широкие атмосферные ливни были и остаются единственным источником наших сведений о первичном космическом излучении сверхвысокой энергии. Перечень вопросов, возникающих в связи с теорией происхождения космических лучей, весьма обширен: вид энергетического спектра первичного космического излучения, поиски анизотропии первичного излучения и его состав, предельная величина энергии первичных частиц, наличие электронов и γ -квантов среди первичных космических лучей. Но по всем перечисленным здесь вопросам есть экспериментальные данные, и большая часть ответов носит пока что негативный характер.

а) Спектр широких атмосферных ливней по числу частиц. Для построения спектра ливней по числу частиц могут быть использованы как непосредственные данные о частоте появления ливней с числом частиц выше заданного с определенным местом прохождения оси ливня, так и косвенные измерения «спектра плотностей». В последнем случае спектр ливней по числу частиц может быть восстанов-

*) Этот вопрос более подробно изложен в докладе автора на Всесоюзном совещании по космофизическим проблемам исследования космических лучей (Якутск, 1962 г.).

лен при известном и слабо меняющемся с мощностью ливня виде функции пространственного распределения. Для уровня моря имеется достаточно данных о прямом измерении частоты ливней с различным числом частиц. Наиболее существенные из них приведены на рис. 26. Наименьшие ливни регистрировались в работе⁹⁷ с помощью установки с жестким критерием отбора. При этом предполагалось, что вид функции пространственного распределения не зависит от полного числа частиц в исследуемом интервале и что отклонения наблюдаемой плотности потока частиц от среднего значения для данного расстояния от оси ливня описываются законом Пуассона. В интервале $2 \cdot 10^1 \leq N \leq 10^5$ помимо указанных выше измерений имеются данные⁹⁸, полученные при помощи комплексной установки с геодесическими счетчиками, и результаты работы⁶¹, выполненной с помощью спитилизационных счетчиков. Как видно, эти три, различные по своей методике, работы хорошо согласуются между собой.

В интервале $1,5 \cdot 10^5 < N < 8 \cdot 10^5$ имеются лишь данные^{61, 98}, недостаточно хорошо согласующиеся между собой. Расхождение между этими данными увеличивается при переходе к большим ливням, где, однако, имеются результаты измерений других авторов^{16, 99, 100}. При этом наиболее тщательно выполненные измерения⁴⁶ дали промежуточное по сравнению с работами^{61, 98} значение. Широкий диапазон регистрируемых в работе⁴⁶ ливней распространен в измерениях⁶¹ вплоть до $N \sim 10^9$.

Как видно из рис. 26, совокупность данных о спектре ливней по числу частиц может быть аппроксимирована в виде степенной функции

$$F(>N) = 1,9 \cdot 10^{-3} \left(\frac{N}{2,5 \cdot 10^5} \right)^{-\kappa} \text{ час}^{-1} \text{ м}^{-2} \text{ стер}^{-1},$$

Показатель κ изменяет свое значение при $N = 2,5 \cdot 10^5$:

$$\kappa = 1,44 \pm 0,03 \text{ для } N < 2,5 \cdot 10^5,$$

$$\kappa = 1,90 \pm 0,05 \text{ для } N > 2,5 \cdot 10^5.$$

На том же рисунке изображен спектр ливней по числу частиц из обзора¹⁰¹, восстановленный по «спектру плотностей». В более позднем обзоре того же автора⁹⁵ этот спектр был уточнен, что дало лучшее согласие с прямыми измерениями спектра ливней по числу частиц при $N \sim 10^6$. Однако при этом ухудшилось согласие при $N < 10^5$.

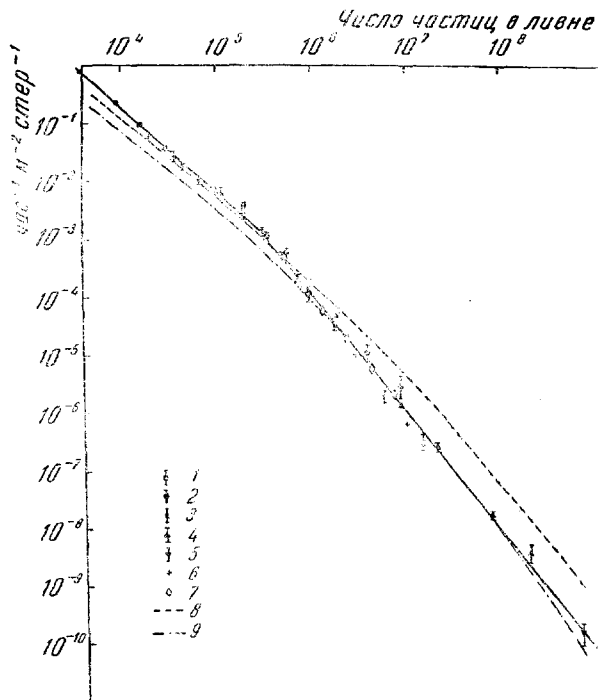


Рис. 26. Спектр ливней по числу частиц на уровне моря по данным различных авторов.

1 — 97; 2 — 61; 3 — 98; 4 — 46; 5 — 60; 6 — 99; 7 — 100; 8 — 101; 9 — 95.

В настоящее время прямых измерений интенсивности ливней с заданным числом частиц на высотах гор сравнительно мало. К этому нужно добавить, что измерения выполнены на различных высотах и для их сопоставления нужно ввести зависимость числа регистрируемых ливней от

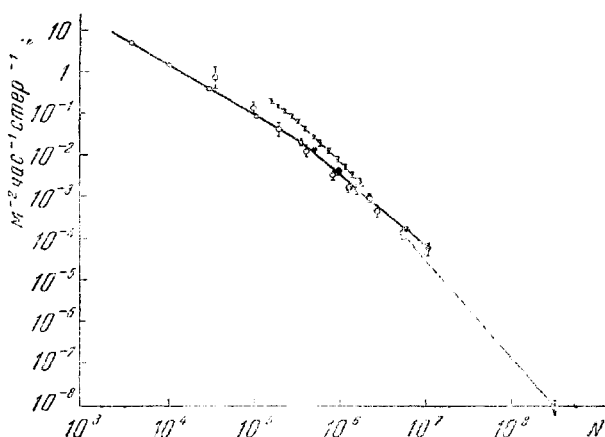


Рис. 27. Спектр ливней по числу частиц на высоте 3860 м над уровнем моря по данным различных измерений.

□ — 27; ○ — 90; * — 87; ● — 73; наибольшие энергии приведены на основании работы 30.

высоты наблюдения. Приведенные на рис. 27 данные получены в интервале высот 2770—4100 м над уровнем моря. Абсолютная интенсивность пересчитана по наблюдаемому на опыте высотному ходу к уровню, соответствующему давлению $p = 650 \text{ г/см}^2$. Резко различаются между собой данные работ 73, 87, выполненные на одной и той же высокогорной станции (2770 м над уровнем моря). Причем результаты измерений 87 являются завышенными и относительно данных других авторов. Отличаются также от данных других авторов и результаты измерений 90 интенсивности ливней с полным числом частиц $N < 10^5$. Так же как и для уровня моря, наиболее вероятно изображение спектра в степенном виде с изломом при $N = 3,5 \cdot 10^5$:

$$E_{3860}(>N) = 1,9 \cdot 10^{-2} \left(\frac{N}{3,5 \cdot 10^5} \right)^{-\kappa},$$

$$\kappa = 1,3 \quad \text{для} \quad N \leq 3,5 \cdot 10^5,$$

$$\kappa = 1,9 \quad \text{для} \quad N > 3,5 \cdot 10^5.$$

Сравнение интенсивности широких атмосферных ливней на высоте 3860 м с числом ливней на уровне моря приводит к следующему виду высотного хода числа широких атмосферных ливней в нижней трети атмосферы

$$\sim e^{-\frac{p}{140}} \quad \text{для} \quad N \geq 3 \cdot 10^5.$$

б) Первичное космическое излучение. Основное затруднение, возникающее при определении энергетического спектра первичного космического излучения по числу наблюдаемых широких атмосферных ливней, заключается в неопределенности пересчета от числа частиц в ливне к энергии первичной частицы

$$E_0 = BN^\alpha.$$

Те или иные теоретические обоснования этого пересчета в зависимости от принятой схемы развития широкого атмосферного ливня приводят к различающимся в несколько раз значениям коэффициента B .

Не лучше обстоит дело и с обоснованием величины параметра α .

Как было показано в предыдущем разделе, совокупность опытов, выполненных на Памире ($p = 650 \text{ г/см}^2$), позволяет подсчитать всю энергию, растрачиваемую первичной частицей на образование ливня. Таким

образом, для ливней с числом частиц $N = 10^5 - 10^6$ на высоте Памира можно определить среднюю энергию первичных частиц, не пользуясь никакими произвольными предположениями о схеме развития ливня и о характере элементарных процессов при сверхвысокой энергии. Если помимо этой точки на энергетическом спектре первичных частиц космического излучения считать достоверными данные геомагнитных измерений^{102 103}, то в интервале энергий $10^{10} - 10^{14}$ эв энергетический спектр первичного космического излучения может быть представлен как $\Phi(>E_0) = A (E_0/6 \cdot 10^{14})^{-\gamma}$, где $A = 1,9 \cdot 10^{-2}$ частиц $\cdot \text{час}^{-1} \cdot \text{м}^2 \cdot \text{стер}^{-1}$, а $\gamma = 1,60 \pm 0,03$. Этот спектр представлен на рис. 28, причем по оси абсцисс отложена энергия в эв на одну падающую частицу. Данные о широких атмосферных ливнях пока что не позволяют делать каких-либо количественных заключений о составе первичного космического излучения по зарядам.

Из вида спектра ливней по числу частиц (рис. 26 и 27), по всей вероятности, следует, что в интервале энергий первичных частиц $E_0 > 10^{15}$ эв интенсивность потока первичного космического излучения убывает с ростом энергии более быстро, чем в области энергий $E_0 < 10^{14}$ эв. Однако для количественных оценок значения показателя в спектре первичного излучения $\Phi(>E_0) \sim E_0^{-\gamma}$ необходимы дополнительные предположения о схеме развития ливней. В работе⁴⁶ в качестве таких предположений была использована схема ядерно-каскадного развития ливня, во многом подобная картине развития широкого атмосферного ливня при энергии первичных частиц $E_0 \sim 10^{14} - 10^{15}$ эв. Значение показателя в спектре первичного космического излучения получилось равным $\gamma = 2,1 \pm 0,15$ (рис. 28). Здесь можно еще отметить, что предположение о постоянном значении $\gamma \simeq 1,6$ вплоть до предельно больших энергий равносильно допущению, что энергия первичных частиц, вызывающих широкие атмосферные ливни наибольшей мощности ($N \sim 10^6$), занижается более чем в 20 раз. Такую возможность трудно себе представить.

На рис. 28 отложены также данные об интенсивности первичного космического излучения, полученные с помощью фотоэмульсий^{104, 105} и путем измерений потока μ -мезонов на больших глубинах⁵⁸. Завышение интенсивности первичного космического излучения, определяемой по потоку μ -мезонов, связано с недостаточной полнотой сведений о процессах образования μ -мезонов. Ошибка в определении энергии частиц, образующих струи в фотоэмульсии, объясняется влиянием флуктуаций при убывающей с ростом энергии интенсивности взаимодействующих частиц¹⁰⁶.

К настоящему времени во многих лабораториях выполнено большое число работ по поискам анизотропии первичного космического излучения по вариациям интенсивности широких атмосферных ливней, связанным со звездным временем, по поискам преимущественных направлений прихода первичных космических частиц сверхвысокой энергии. Результаты

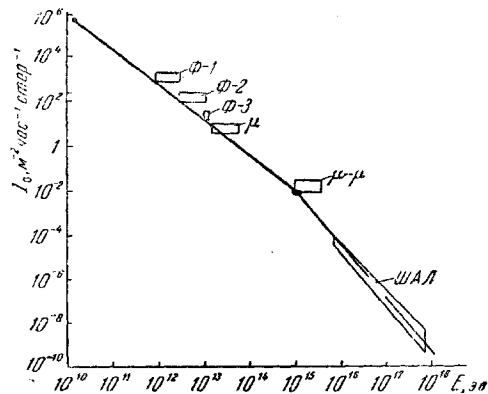


Рис. 28. Спектр первичного космического излучения.

По оси абсцисс отложена энергия на одну падающую частицу. Точка — данные 102, 103, заштрихованный прямоугольник — экспериментальные данные о полной энергии всех компонент широкого атмосферного ливня; Ф-1, Ф-2 и Ф-3 — фотоэмульсионные данные 104, 105, μ и μ - μ — результат оценок по интенсивности μ -мезонов 58; ШАЛ — работа 46.

некоторых работ указывали на наличие анизотропии. Однако остроумный анализ, выполненный в работе¹⁰⁷, показал, что обнаруженные случаи отклонения от изотропии группируются по своей величине вблизи удвоенного стандартного отклонения от среднего значения наблюдаемой интенсивности. Можно утверждать, что на сегодня заметной анизотропии в первичном космическом излучении сверхвысокой энергии не обнаружено. Даже для частиц с энергией $E_0 \sim 5 \cdot 10^{18}$ эв амплитуда отклонения от анизотропии не превышает 10%¹⁰⁸. Нет пока что и указаний на близость верхней границы энергетического спектра первичных частиц, который промерен почти до 10^{20} эв.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Наши представления о широких атмосферных ливнях как о ядерно-каскадном процессе, развивающемся при прохождении через атмосферу частиц космического излучения сверхвысокой энергии, возникли полтора десятилетия тому назад. Накопленные за это время экспериментальные данные о свойствах и структуре широких атмосферных ливней не только качественно подтвердили ядерно-каскадную схему образования ливня, но и позволили существенно детализировать всю картину развития ливня. Сейчас, не пользуясь наши сведения о столкновениях нуклонов и π -мезонов с ядрами атомов воздуха при $E_0 < 10^{12}$ эв, о распадах свойств элементарных частиц, можно количественно описать многие характеристики широких атмосферных ливней, в первую очередь пространственное распределение различных компонент на уровне наблюдения. Однако ряд характеристик ливня трудно предсказать количественно либо из-за недостаточности наших знаний о ядерных взаимодействиях при энергиях частиц $< 10^{12}$ эв, либо из-за неопределенности картины первых актов образования ливня частицами первичного космического излучения с энергией $E_0 > 10^{11}$ эв. Здесь мы подходим к основному вопросу, который с точки зрения ядерной физики стоит перед исследователями: что можно сказать об элементарных актах столкновения частиц сверхвысокой энергии?

Вся совокупность экспериментальных данных о широких атмосферных ливнях с полным числом частиц $N < 10^5$ позволяет утверждать, что основные характеристики столкновений нуклонов с ядрами атомов воздуха мало меняются при возрастании энергии падающих частиц вплоть до $E_0 \sim 10^{11}$ эв. К таким основным характеристикам относятся: величина эффективного сечения для ядерного взаимодействия, среднее значение коэффициента неупругости при столкновениях нуклонов с ядрами атомов воздуха, вид зависимости множественности рождения вторичных частиц от энергии первичной частицы, поперечные импульсы вторичных частиц. Первичные нуклоны, растранивая, как правило, свою энергию не в одном, а в ряде последовательных столкновений с ядрами атомов воздуха, проникают глубоко в атмосферу и представляют собой ту самую энергетически выделенную «ведущую» частицу, которая определяет сохранение структуры ствола ливней с малым числом заряженных частиц ($N < 10^5$) вплоть до уровня моря. Образно такую схему развития ливня часто изображают как сдвиг вершины книзу¹⁰⁹. Однако малое число ядерных пробегов во всей толще атмосферы ведет к большим флуктуациям в развитии ливня, к неравномерности «ветвления елки». Флуктуации величины коэффициента неупругости в столкновениях нуклонов с ядрами атомов воздуха еще более усугубляют положение, а убывающий с ростом энергии энергетический спектр первичного космического излучения приводит к тому, что, отбирая широкие атмосферные ливни с заданным числом электронов на уровне наблюдения, мы преимущественно выбираем случаи, когда первичный нуклон, проскочив верхнюю часть атмосферы с относительно малыми

потерями энергии, выделил большую часть своей энергии на высотах, эффективных для данного уровня наблюдения. Поэтому если перейти на меньшую высоту наблюдения и регистрировать ливни, появляющиеся с той же частотой, что и на большей высоте наблюдения (тем самым как бы учесть поглощение ливневых частиц в атмосфере), то это будут разные ливни и даже с различной средней энергией первичных частиц.

Картина образования и развития ливней, возникающих от первичных ядер с $Z > 1$ при энергии $E_0 < 10^{14}$ эв/нуклон, отличается от изображенной лишь меньшими флуктуациями в развитии. Такие ливни как бы усредняются по числу нуклонов, содержащихся в приходящем на границу атмосферы ядре. Расчеты, основанные на такой модели развития ливня с учетом флуктуаций и сложного состава первичного космического излучения и охватывающие возможно большее количество характеристик широких атмосферных ливней, возможны и необходимы. Они необходимы не для дальнейшего уточнения параметров ядерных взаимодействий частиц с энергией $E_0 < 10^{14}$ эв: к этой энергии приближаются эксперименты по более непосредственному измерению характеристик элементарных актов, чем это можно сделать из анализа данных по широким атмосферным ливням. Более важно, получив хорошее и всестороннее согласие расчета и реально наблюдаемых ливней с полным числом частиц $N < 10^5$, попытаться детализировать причины изменений свойств и состава ливней, вызываемых первичными частицами с энергией $E_0 > 10^{15}$ эв.

На нынешний день накопился целый ряд экспериментальных указаний на отличие характеристик широких атмосферных ливней с числом частиц $N > 10^5$ от характеристик ливней с меньшим числом частиц. Здесь и изменение относительного числа ядерно-активных частиц всех энергий, и изменение структуры ствола ливня, и резкое уменьшение флуктуаций в относительном распределении энергии между различными компонентами ливня при переходе к более мощным ливням, и появление узких групп π -мезонов, и уменьшение доли энергии, несомой ядерно-активными частицами ливня. Эти факты установлены с различной степенью достоверности, некоторые из них являются следствием других, но все они относятся к одному и тому же энергетическому интервалу первичного космического излучения. К тому же интервалу относятся некоторые факты, полученные вне связи с исследованием широких атмосферных ливней. В первую очередь изменение энергетического спектра одиночных элементарных и фотонных при энергиях $\sim 10^{12}$ эв, обнаруженное на самолетных высотах с помощью прослоенных свинцом и вольфрамом фотоэмульсий^{109, 110}, а также увеличение показателя энергетического спектра одиночных ядерно-активных частиц на высотах гор при переходе в энергии $E > 10^{13}$ эв¹¹¹. Наконец, случайно ли при практически той же энергии ($5 \cdot 10^{11} - 10^{12}$ эв) изменяется энергетический спектр первичного космического излучения? Веским доводом против такого случайного совпадения является то, что, несмотря на сложный состав первичного космического излучения и большие флуктуации в развитии ливней, изменение спектра первичного космического излучения проявляется в узком интервале спектра широких атмосферных ливней по числу частиц.

Сейчас имеются, по-видимому, две возможности для интерпретации явлений, соответствующих первичному космическому излучению с энергией $10^{14} - 10^{15}$ эв:

1. Игнорируя некоторые экспериментальные факты, пытаться объяснить изменения характеристик широких атмосферных ливней при полном числе заряженных частиц $N \sim 10^5$ изменением энергетического спектра и состава первичного космического излучения в соответствующем интервале энергий.

2. Допустить изменение (либо появление новых) элементарных процессов при столкновении нуклонов с энергией $10^{14} \div 10^{15}$ эв.

Если при этом а) непосредственно в акте столкновения либо благодаря последующим распадам увеличивается коэффициент неупругости сталкивающихся нуклонов, б) непосредственно в акте либо при последующих распадах появляются группы электронов или фотонов и μ -мезонов с энергией $\geq 10^{12}$ эв и поперечными импульсами $p_{\perp} < 10^8$ эв/с, то можно объяснить всю совокупность фактов о широких атмосферных ливнях с полным числом частиц $N > 10^5$. Если к тому же увеличивается на 20—30 % эффективное сечение для неупругого столкновения нуклонов и ядер, то находит себе объяснение и излом в спектре первичного космического излучения как следствие изменения ядерного времени жизни космических лучей в Галактике. Разрешение поставленных вопросов — основная цель будущих экспериментов.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. Д. В. Скобельцын, *Zs. Phys.* **54**, 686 (1929).
2. P. Auger, R. Maze, *Compt. rend.* **207**, 228 (1938).
3. W. Kolhörster, I. Matthes, E. Weber, *Naturwiss.* **26**, 576 (1938).
4. H. Bhabha, W. Heitler, *Proc. Roy. Soc. A* **159**, 432 (1937).
5. J. Carlson, J. Oppenheimer, *Phys. Rev.* **51**, 220 (1937).
6. Л. Д. Ландау, Ю. Б. Румер, *Proc. Roy. Soc.* **166**, 213 (1938).
7. H. Euler, *Zs. Phys.* **116**, 73 (1940).
8. Д. В. Скобельцын, *ДАН СССР* **37**, 46 (1942).
9. P. Auger, *Compt. rend.* **207**, 907 (1938).
10. I. Doudin, *Ann. phys.* **20**, 563 (1945).
11. Н. А. Добротин, Г. Т. Зацепин, Н. Л. Розенталь, Л. Н. Сарычева, Г. Б. Христиансен, Л. Х. Эйдус, *УФН* **49**, 186 (1953).
12. Г. Т. Зацепин, *ДАН СССР* **67**, 993 (1949).
13. Г. Т. Зацепин, Диссертация (ФИАН, 1954).
14. Н. Г. Биргер, В. Н. Векслер, Н. А. Добротин, Г. Т. Зацепин, Л. В. Курносова, А. Л. Любимов, Н. Л. Розенталь, Л. Х. Эйдус, *ЖЭТФ* **19**, 826 (1949).
15. C. M. G. Lattes, G. P. S. Occhialini, C. F. Powell, *Nature* **160**, 453, 486 (1947).
16. Г. Т. Зацепин, Н. Л. Розенталь, Л. Н. Сарычева, Г. Б. Христиансен, Л. Х. Эйдус, *Изв. АН СССР, сер. физ.* **17**, 39 (1953).
17. Н. Л. Розенталь, Д. С. Чернавский, *УФН* **52**, 185 (1954).
18. E. Fermi, *Progr. Theor. Phys.* **5**, 570 (1950).
19. Д. В. Скобельцын, Г. Т. Зацепин, В. В. Миллер, *Phys. Rev.* **71**, 315 (1947).
20. Ю. Н. Вавилов, С. И. Никольский, Е. Н. Тукин, *ДАН СССР* **93**, 233 (1953).
21. Т. В. Данилова, О. Н. Довженко, С. И. Никольский, Н. В. Ракобольская, *ЖЭТФ* **34**, 541 (1958).
22. С. И. Вернов, Г. В. Кузиков, З. С. Стругальский, Г. Б. Христиансен, *ЖЭТФ* **37**, 1193 (1959).
23. N. Dobrotin, O. Dovenko, V. Zaserin, E. Murzina, S. Nikolskij, I. Rakobolskaja, E. Tukis, *Nuovo cimento* **8**(2), 612 (1958).
24. Г. Б. Христиансен, Диссертация (ФИАН, 1953).
25. С. И. Никольский, В. М. Селезнев, *ЖЭТФ* **32**, 1250 (1957).
26. О. Довженко, В. Зацепин, Е. Мурзина, С. Никольский, Н. Ракобольская, Е. Тукин, *ДАН СССР* **118**, 899 (1958).
27. Т. В. Данилова, Е. В. Денисов, С. И. Никольский, А. А. Номанский, Труды Международной конференции по космическим лучам в Японии, 1961, то же *J. Phys. Soc. Japan* **17**, Suppl. A3, 265 (1962).
28. С. И. Добровольский, С. И. Никольский, Е. Н. Тукин, В. И. Яковлев, *ЖЭТФ* **31**, 939 (1956).
29. K. Kamata, I. Nishimura, *Progr. Theor. Phys., Suppl.*, N° 6, 93 (1958).
30. J. Hersil, I. Escobar, D. Scott, G. Clark, S. Olbert, C. Moore, *J. Phys. Soc. Japan* **17**, Suppl. A3, 243 (1962).
31. В. И. Зацепин, *ЖЭТФ* **33**, 190 (1957).
32. Н. Л. Григоров, В. Я. Шестоперов, *ЖЭТФ* **34**, 1539 (1958).
33. О. И. Довженко, С. И. Никольский, *ДАН СССР* **102**, 241 (1955).

34. О. И. Довженко, С. И. Никольский, И. В. Ракобольская, ЖЭТФ 38, 1361 (1960).
35. Y. Toyoda, J. Phys. Soc. Japan 17, 415 (1962).
36. R. E. Heineman, Phys. Rev. 96, 161 (1954).
37. О. И. Довженко, Диссертация (МГУ, 1961).
38. Г. Т. Мурти, Б. Питерс, Н. В. Раманамурти, В. В. Шриланган, Труды Международной конференции по космическим лучам, т. 3, М., Изд. АН СССР, 1960, стр. 166.
39. С. И. Вернов, Н. Н. Горюнов, В. А. Дмитриев, Г. В. Куликов, Ю. А. Нечин, Г. Б. Христиансен, ЖЭТФ 38, 997 (1960).
40. Г. Т. Зацепин, Труды Международной конференции по космическим лучам, т. 2, М., 1960, стр. 212.
41. T. Kamada, Y. Toyoda, T. Maeda, J. Phys. Soc. Japan 15, 1565 (1961).
42. T. E. Granshaw, I. F. de Beer, W. Galbraith, A. M. Hillas, S. Norris, N. A. Porter, Phil. Mag. 3, 811 (1958).
43. Д. Д. Красилюков, Труды Международной конференции по космическим лучам, т. 2, М., 1960, стр. 205.
44. Дж. Делвейл, Ф. Кендзиорский, К. Грейзен, Труды Международной конференции по космическим лучам, т. 2, М., 1960, стр. 80.
45. Г. В. Куликов, И. М. Нестерова, С. И. Никольский, В. И. Соловьева, Г. Б. Христиансен, А. Е. Чудаков, Труды Международной конференции по космическим лучам, т. 2, М., 1960, стр. 87.
46. В. Россен, Труды Международной конференции по космическим лучам, т. 2, М., 1960, стр. 17.
47. А. Т. Абросимов, А. А. Бедняков, В. И. Зацепин, Ю. А. Нечин, В. И. Соловьева, Г. Б. Христиансен, И. С. Чикин, ЖЭТФ 29, 693 (1955).
48. А. Д. Алексеев, Г. Т. Зацепин, И. Р. Морозов, ДАН СССР 63, 375 (1948).
49. Ю. И. Вавилов, Ю. Ф. Евстигнеев, С. И. Никольский, ЖЭТФ 32, 1319 (1957).
50. Ю. И. Антонов, Ю. И. Вавилов, Г. Т. Зацепин, А. А. Кутузов, Ю. В. Скворцов, Г. Б. Христиансен, ЖЭТФ 32, 227 (1957).
51. S. Bennett, K. Greisen, Phys. Rev. 124, 1982 (1961).
52. О. И. Довженко, Б. А. Нелено, С. И. Никольский, ЖЭТФ 32, 463 (1957).
53. Б. А. Хренов, Изв. АН СССР, сер. физ. 26, 689 (1962).
54. Э. Л. Андроникашвили, М. Ф. Библиашвили, ЖЭТФ 32, 403 (1957).
55. Н. А. Добротин, С. А. Славатинский, Доклад на конференции по физике частиц высокой энергии, Rochester, 1961.
56. Б. А. Хренов, Диссертация (ФНАН, 1962).
57. И. Н. Сакварелидзе, ЖЭТФ 30, 458 (1956).
58. P. H. Barret, L. M. Bollinger, G. Cocconi, Y. Eisenberg, K. Greisen, Revs. Mod. Phys. 24, 133 (1952).
59. G. Cocconi, V. Tongiorgi, K. Greisen, Phys. Rev. 75, 1063 (1949).
60. I. Linsley, L. Scarsi, B. Rossi, Доклад на Международной конференции по космическим лучам в Киото. Япония, 1961, то же J. Phys. Soc. Japan 17, Suppl. A3, 91 (1962).
61. S. Fukui, H. Hasegawa, T. Matano, I. Miura, M. Oda, K. Suga, G. Tanahashi, Y. Tanaka, Progr. Theor. Phys., Suppl., № 16, 1 (1960).
62. G. Clark, I. Earl, W. Kraushaar et al., Nuovo cimento 8(2), 623 (1958).
63. A. Ueda, N. Ogita, Progr. Theor. Phys. 18, 269 (1957).
64. Б. В. Калачев, С. И. Никольский, А. А. Помацкий, Е. И. Тукин, Труды Международной конференции по космическим лучам, т. 2, М., 1960, стр. 66.
65. А. А. Емельянов, И. Л. Розенталь, Труды Международной конференции по космическим лучам, т. 1, М., 1960, стр. 312.
66. D. Kessler, R. Maze, Nuovo cimento 5, 1540 (1957).
67. S. Higashi, T. Oshio et al., Nuovo cimento 5, 597 (1957).
68. S. Higashi, T. Kitamura, Y. Mishima, S. Miyamoto, T. Oshio, H. Shibata, K. Watase, Доклад на конференции в Японии, 1961, то же J. Phys. Soc. Japan 17, Suppl. A3, 209 (1962).
69. Г. Т. Зацепин, Л. И. Сарычева, ДАН СССР 69, 635 (1949).
70. С. И. Никольский, Ю. И. Вавилов, В. В. Батов, ДАН СССР 111, 71 (1956).
71. А. Т. Абросимов, Н. Н. Горюнов, В. А. Дмитриев, В. И. Соловьева, Б. А. Хренов, Г. Б. Христиансен, ЖЭТФ 34, 1077 (1958).
72. B. K. Chatterjee, G. T. Murthy, S. Narayan, B. V. Sreekantan, M. V. Srinivasa Rao, Nuovo cimento 18, 1148 (1960).

