

## УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

### ШИРОКИЕ АТМОСФЕРНЫЕ ЛИВНИ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ

*Н. А. Добротин, Г. Т. Зацепин, И. Л. Розенталь,  
Л. И. Сарычева, Г. Б. Христиансен, Л. Х. Эйдус*

#### 1. ВВЕДЕНИЕ

В 1929 г. Д. В. Скобельцын<sup>1</sup>, наблюдая следы частиц космических лучей в камере Вильсона, обнаружил свойство этих частиц появляться в виде групп или ливней, представляющих собой потоки ионизирующих частиц, одновременно проходящих через камеру.

В 1938 г. Оже и его сотрудники, а также Кольхерстер с сотрудниками предприняли исследование атмосферных ливней с помощью счётчиков, включённых в схему совпадений. Они нашли, что при увеличении расстояния между счётчиками число совпадений сначала уменьшается быстро, а затем значительно медленнее (рис. 1, *а*); число совпадений остаётся вполне заметным вплоть до очень больших (порядка сотни метров) расстояний между счётчиками. На рис. 1, *б* приведена полученная Оже<sup>2</sup> зависимость числа двойных совпадений от расстояния между счётчиками для высоты  $\sim 3500$  м над уровнем моря. Каждый счётчик имел площадь  $200$  см<sup>2</sup>. Оже и Кольхерстер правильно объяснили наличие совпадений при больших расстояниях между счётчиками существованием больших атмосферных ливней, покрывающих площади в тысячи квадратных метров.

Оже удалось проелдить ливни вплоть до расстояний между счётчиками в  $300$  м, а в 1946 г. на Памире, на высоте  $3860$  м, благодаря новому методу регистрации ливней с помощью счётчиков, предложенному Д. В. Скобельцыным, были обнаружены гигантские сверхширокие ливни, покрывающие до  $1$  кв. км и более.

Впоследствии рядом авторов исследовался высотный ход ливней. Оказалось, что число ливней, регистрируемых какой-нибудь системой счётчиков, быстро растёт с высотой, достигая максимума на высоте около  $8-9$  км, а затем падает к границам атмосферы.

<sup>1</sup> УФН, т. XLIX, вып. 2

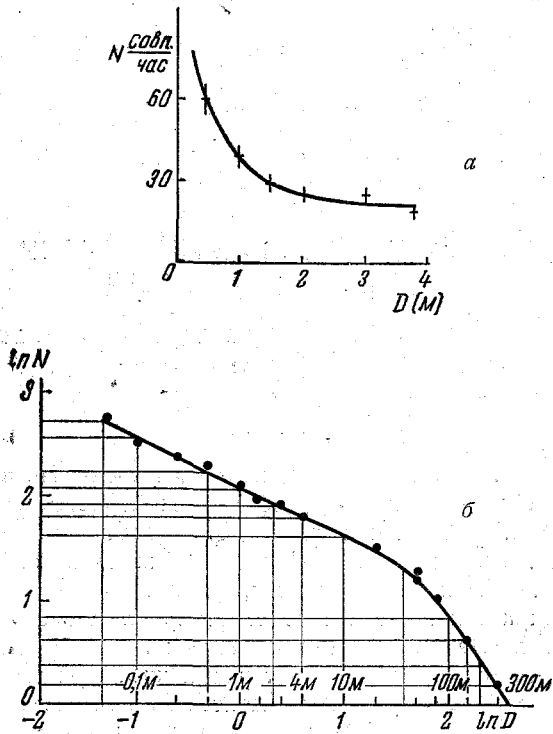


Рис. 1. Зависимость числа двойных совпадений от расстояния между счётчиками:  $N$  — число двойных совпадений в час;  $D$  — расстояние между счётчиками в метрах.

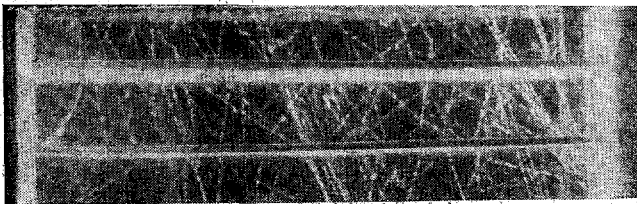


Рис. 2. Фотография участка широкого атмосферного ливня в камере Вильсона.

Помимо счётчиков, широкие атмосферные ливни с успехом могут изучаться также с помощью ионизационных камер и камер Вильсона. Если на ионизационную камеру попадает ливень из достаточно большого числа частиц, то в камере возникает толчок ионизации. Используя совпадения в нескольких ионизационных камерах или совпадения между камерой и счётчиками, можно отделить ионизационные толчки, вызываемые ливнями слабо ионизирующих релятивистских частиц, от толчков, вызываемых ядерными расщеплениями. Это даёт возможность выяснить такие вопросы, как распределение ливней по плотностям, структура ливней и др.

Камера Вильсона, управляемая достаточно далеко расставленными счётчиками, даёт наглядную картину прохождения ливневых частиц через объём камеры и помогает выяснению их природы и свойств. На рис. 2 приведена типичная фотография следов, образуемых ливневыми частицами в камере Вильсона.

Наконец, применение различных поглощающих экранов и использование большого числа счётчиков, включённых в годоскопическую систему\*), также позволяют изучать поведение отдельных частиц в ливнях, их взаимодействие с веществом и тем самым даёт возможность определить природу ливневых частиц.

Плотность потока ливневых частиц, т. е. число частиц, проходящих на единицу площади, можно оценить с помощью ионизационных камер или различных совпадательных систем со счётчиками. Такими методами было установлено, что в центральной части ливня плотность потока частиц весьма велика, но она сравнительно быстро спадает к его периферии. В дальнейшем этот вопрос будет рассмотрен нами подробнее. Общее число заряженных частиц в больших ливнях может достигать  $10^8$ — $10^9$ . Если положить среднюю энергию ливневых частиц равной  $10^8$  эв, принять во внимание, что часть энергии ливня растрачивается в более высоких слоях атмосферы, и учесть большое число не регистрируемых счётчиками фотонов в ливнях, то энергию первичных частиц, вызывающих большие атмосферные ливни, следует оценивать в  $10^{16}$ — $10^{17}$  и даже  $10^{18}$  эв.

Изучение процессов образования широких атмосферных ливней в настоящее время даёт единственный экспериментальный подход к исследованию свойств частиц с такой гигантской энергией. Именно этим обстоятельством и объясняется то большое значение, которое в настоящее время приобрело изучение широких атмосферных ливней.

Нездолго до открытия широких атмосферных ливней рядом авторов<sup>3, 4</sup> были разработаны основы каскадной или лавинной теории, описывающей процесс развития лавины электронов, образующейся при падении на слой вещества электрона\*\*) или фотона высокой энергии.

\*) Т. е. в установку, в которой срабатывание каждого счётчика вызывает зажигание соответствующей ему неоновой лампочки.

\*\*) Мы будем, как это принято, понимать под словом «электроны» также и позитроны.

Форма лавинной теории, разработанная Л. Д. Ландау и Ю. Б. Румером<sup>5</sup>, значительно продвинула развитие этой теории и позволила определить основные характеристики электронно-фотонных лавин. Наблюдая размножение частиц, входящих в лавину, в различных веществах (алюминий, свинец) и сопоставляя полученные данные с выводами теории, легко было установить, что ливневые частицы, во всяком случае в подавляющем большинстве, являются электронами и фотонами. Прямое наблюдение размножения ливневых частиц в камере Вильсона, помещённой в магнитном поле, также подтвердило этот вывод.

На этом основании широкие атмосферные ливни были истолкованы Эйлером<sup>6</sup> и др. как электронно-фотонные лавины, развивающиеся в атмосфере при появлении первичного космического электрона сверхвысокой энергии.

Такое истолкование казалось тем более естественным, что в этот период первичное излучение, приходящее в атмосферу, считали состоящим из электронов.

Подобный взгляд на широкие атмосферные ливни продержался вплоть до самых последних лет.

Однако последующее развитие физики космических лучей показало его ошибочность.

С одной стороны, интенсивное изучение свойств ливней, производившееся в основном группой советских исследователей под общим руководством Д. В. Скобельцына, начиная с 1944 г., на Памире (высота около 3860 м) и на уровне моря, показало, что свойства ливней не согласуются с более строго разработанной (в основном советскими теоретиками Л. Д. Ландау, И. Е. Таммом, С. З. Беленьким и И. Я. Померанчуком) лавинной теорией.

С другой стороны, опыты по изучению природы частиц в ливнях, также в значительной мере произведённые на Памире, установили присутствие заметного количества проникающих частиц неэлектронной природы (см. раздел III).

Поэтому, начиная с 1946—1947 гг., постепенно стало складываться представление о том, что широкие атмосферные ливни представляют собой поток генетически связанных частиц как электронно-фотонной, так и иной природы, и что в их развитии фундаментальную роль играют неэлектромагнитные процессы, на возможность чего ещё в 1942 г. указал Д. В. Скобельцын<sup>7</sup> при попытке объяснить расхождение экспериментов Оже (см. ниже) с лавинной теорией.

Некоторые авторы пытались найти выход из создавшегося положения путём ревизии каскадной электромагнитной теории, предполагая её неприменимость в области высокой энергии электронов и фотонов. Однако дальнейшее накопление экспериментальных фактов привело к разрешению этой проблемы в совершенно иной плоскости.

За время 1940—1947 гг. было установлено, что первичные частицы космических лучей являются не электронами, а протонами (и более тяжёлыми атомными ядрами, как это было показано несколько позднее).

Открытие электронно-ядерных ливней и детальное их изучение, проведённое на Памире (на первых этапах под руководством В. И. Векслера) показало, что нуклеоны высокой энергии при столкновении с атомными ядрами эффективно рождают не только частицы проникающего типа, но и электронно-фотонную компоненту (этим и объясняется название «электронно-ядерные ливни»<sup>8</sup>).

Нуклеонный состав первичной компоненты и существование процесса рождения электронно-фотонной компоненты нуклеонами позволило Г. Т. Зацепину<sup>9</sup> в 1948 г. выдвинуть новую концепцию широких атмосферных ливней, согласно которой широкие атмосферные ливни следует рассматривать как электронно-ядерные ливни от первичных нуклеонов сверхвысокой энергии. В основу этой концепции было положено представление о том, что в электронно-ядерных ливнях генерированных нуклеонами высокой энергии, рождаются новые ядерно-активные частицы, способные в свою очередь генерировать электронно-ядерные ливни. Это обстоятельство приводит к возникновению ядерно-каскадного процесса. По новой концепции ядерно-активной компонента составляет основу широкого атмосферного ливня, электронно-фотонная же компонента возникает в качестве вторичного продукта ядерно-каскадного процесса, и её развитие возможно описывать каскадной электромагнитной теорией, не прибегая к ревизии последней.

Обнаруженный в работах 1948 г., выполненных на Памире, факт присутствия большого числа ядерно-активных частиц в широких атмосферных ливнях подтвердил эту концепцию. С этого времени начался второй этап в экспериментальном исследовании и построении теории широких атмосферных ливней.

Количественно новая теория широких атмосферных ливней ещё не разработана до конца. Отсутствие сведений об элементарных поперечных сечениях для взаимодействия мезонов и других частиц при высоких энергиях не позволило ещё создать полную количественную теорию. Однако, как будет рассмотрено ниже, качественное, а в некоторых случаях и количественное объяснение ряда трудностей, возникших при попытках описания ливней с помощью обычной электромагнитной лавинной теории, показывает правильность новой концепции.

В последнее время к этой же точке зрения стали приходить и другие исследователи<sup>10</sup>.

Мы рассмотрим поочередно свойства отдельных компонент широких атмосферных ливней, причём начнём с электронно-фотонной компоненты, характеризующей непосредственно наблюдаемую на опыте общую картину ливня.

## II. ЭЛЕКТРОННО-ФОТОННАЯ КОМПОНЕНТА ШИРОКИХ АТМОСФЕРНЫХ ЛИВНЕЙ

### § 1. Основные выводы лавинной теории\*)

Прежде всего опишем ту картину широких атмосферных ливней, которую давала электромагнитная лавинная теория, рассматривавшая их как чисто электронно-фотонное образование.

При электромагнитном взаимодействии электронов (фотонов) высокой энергии с ядрами атомов атмосферы частицы интенсивно размножаются за счёт рождения фотонами пар электрон-позитрон и излучения последними, в свою очередь, квантов тормозного излучения. При этом происходит резкая деградация средней энергии частиц. Быстрое нарастание числа частиц продолжается до тех пор, пока средняя энергия лавинных частиц не упадёт до так называемой критической энергии  $\beta$  (для воздуха  $\beta$  порядка  $7 \cdot 10^7$  эв, для свинца  $6,4 \cdot 10^6$  эв), ниже которой начинают преобладать процессы ионизационного торможения электронов \*\*). Число частиц лавины, достигнув на некоторой глубине максимума, начинает постепенно (в конце концов примерно экспоненциально) уменьшаться. Легко видеть, что по порядку величины после  $n$  каскадов должно получиться  $e^n$  частиц. Их число в максимуме может быть весьма грубо оценено из начальной энергии ливня  $E_0$  и критической энергии  $\beta$ ; поскольку суммарная энергия ливня равна  $E_0$ , а средняя энергия частиц в максимуме близка к  $\beta$ ,  $E_0 = \beta e^{n_{\text{макс}}}$ . Так как число каскадов на пути до данной глубины приблизительно пропорционально глубине, то отсюда следует, что глубина  $t$  слоя вещества, при котором получается максимум, слабо (логарифмически) растёт с начальной энергией  $E_0$ :  $n \sim t \approx \ln \frac{E_0}{\beta}$ .

В то же время средняя энергия частиц в области за максимумом лавины изменяется уже незначительно.

В связи с этим следует заметить, что на тех высотах, на которых производились основные исследования широких атмосферных ливней (от уровня моря до высоты около 4-х километров), в максимуме своего развития согласно теории электронно-фотонных ливней могут находиться лишь лавины, созданные электронами, имевшими вблизи границы атмосферы энергию порядка  $10^{16}$  эв и выше. Большинство же лавин должно достигать этих глубин атмосферы, пройдя далеко за максимум.

\*) Подробное изложение лавинной теории см. в монографии С. З. Беленького: «Лавинные процессы в космических лучах»<sup>11</sup>.

\*\*\*) При  $E = \beta$  средние ионизационные потери электрона на единицу пути равны его средним радиационным потерям.

В качестве единицы длины в теории электронно-фотонных лавин удобно выбирать так называемую  $t$ -единицу («лавиновую единицу»), характеризующую путь, на котором энергия электрона из-за тормозного излучения в среднем уменьшится до  $\frac{1}{e}$  от своего первоначального значения. Эта единица обратно пропорциональна плотности вещества и квадрату заряда ядра  $Z^2$  (точнее  $Z(Z+1)$ ). Для свинца она составляет  $5,24 \text{ г/см}^2$  (или около  $5 \text{ мм}$ ), для воздуха около  $34 \text{ г/см}^2$  (при нормальных температуре и давлении — около  $260 \text{ м}^*$ ). Памирская станция расположена на глубине около  $20 t$ -единиц под границей атмосферы, уровень моря соответствует глубине около  $30 t$ -единиц.

Лавина, созданная одним электроном или фотоном по прохождении слоя вещества  $t$ , в среднем состоит из  $N(E, t)$  электронов, энергия которых больше чем  $E$ , где

$$N(E, t) \approx \Phi(s) \left( \frac{E_0}{E} \right)^s \cdot e^{\lambda(s)t}, \quad (1)$$

$E_0$  — энергия первичного электрона (предполагается, что  $t \gg 1$ ,  $E_0 \gg \beta$  и  $E \gg \beta$ , т. е. что лавина состоит из большого числа частиц). Здесь  $s$  есть некоторая медленно возрастающая функция  $t$  и  $E$ ;  $\Phi(s)$  и  $\lambda(s)$  также медленно меняющиеся функции. Параметр  $s$  определяет степень развития («возраст») лавины. Он растёт по мере увеличения  $t$ , причём в максимуме лавины  $s=1$ . До максимума  $\lambda(s) > 0$  и лавина нарастает с глубиной. В максимуме  $\lambda(s)=0$ , затем  $\lambda(s)$  отрицательно, причём предельное значение  $\lambda(\infty) = -0,773$ .

Когда параметр  $s$  достигает значения  $s=2$ , в лавине остаётся в среднем ничтожное число частиц, а коэффициент поглощения для ливня становится равным  $-\frac{d \ln N}{dt} = -\lambda(s) = 0,526$ .

\*)  $X_0 = \frac{1}{4 n \alpha Z (Z+1) r_0^2 L_i}$ ; здесь  $\alpha = \frac{e^2}{\hbar c} = \frac{1}{137}$ ,  $r_0 = \frac{e^2}{m c^2}$  — «классический радиус» электрона,  $n$  — число атомов в  $1 \text{ см}^3$  вещества.

Величина  $L_i$  может быть подсчитана, исходя из модели Томаса-Ферми для атомной оболочки. Однако для лёгких элементов применение модели Томаса-Ферми представляется необоснованным. Поэтому А. Кирпичов и И. Померанчук<sup>12</sup> предложили определять величину  $L_i$  из экспериментов по рассеянию рентгеновских лучей. Тогда  $L_i$  получается больше примерно на  $10\%$ . Прибавление единицы к  $Z$  в одном из сомножителей в знаменателе учитывает, что тормозное излучение и образование пар может происходить не только на ядре, но и на атомных электронах. Благодаря этим двум обстоятельствам, истинное значение  $t$ -единицы заметно меньше той величины  $X_0 = \frac{1}{4 n \alpha r_0^2 Z^2 \ln \left( 191 \cdot Z - \frac{1}{3} \right)}$ , которая используется во многих

зарубежных работах. Соответственно, в этих работах глубина уровня моря получается равной  $24$  единицам, в то время как при правильном значении  $t$ -единицы она равна примерно  $30$  единицам.

На рис. 3 приведены так называемые «каскадные кривые» для лавин, образованных в воздухе электронами высокой энергии.

Полное число частиц в максимуме лавины равно

$$N_{\text{макс}} = \frac{0,3}{\sqrt{\ln \frac{E_0}{\beta}}},$$

а глубина максимума  $t_{\text{макс}} = 1,01 \ln \frac{E_0}{\beta}$ .

Мы ограничимся здесь изложением этих выводов лавинной теории, а необходимые дополнительные формулы будем приводить впоследствии. Заметим только ещё, что средняя энергия одной частицы в максимуме лавины, образованной электроном с энергией  $E_0$ , определяется выражением \*)

$$\bar{E} \approx \beta \sqrt{\ln \frac{E_0}{\beta}}.$$

Ливневые частицы разлетаются также и в направлениях, перпендикулярных направлению движения всей лавины. Исторически вопросы, связанные с так называемой «шириной» ливней, сыграли важную роль. Объясняется это не только тем, что сам факт существования ливней мог быть обнаружен лишь при регистрации генетически связанных частиц, пространственно отделённых друг от друга, но также и известной разработанностью этих вопросов в теории, допускающей сравнение с данными опыта.

Отклонение электронов от направления движения своих «предков» определяется в основном их резерфордовским рассеянием на ядрах атомов воздуха. По сравнению с этим рассеянием можно пренебречь как комптоновским рассеянием фотонов, так и отклонением от первоначального направления электронов при рождении пар и фотонов при испускании электронами квантов тормозного излучения. Если интересоваться малым результирующим отклонением, то основное значение будет иметь многократное рассеяние. Чем больше энергия частиц, тем меньше их отклонение от первоначального направления. Для частиц достаточно большой энергии средний

\*) Это выражение получается следующим образом: на пути до максимума лавина растрчивает на ионизацию около половины первоначальной энергии  $E_0$ . Оставшаяся энергия  $\frac{E_0}{2}$  делится примерно поровну между электронами, число которых, как сказано, равно  $\frac{0,3}{\sqrt{\ln \frac{E_0}{\beta}}}$ , и фотонами. Поэтому средняя энергия одного электрона и равна

$$\bar{E} \approx \frac{E_0}{4N_{\text{макс}}} \approx \beta \sqrt{\ln \frac{E_0}{\beta}}.$$



угол многократного рассеяния мал, в связи с чем весь ливень распространяется в направлении движения первичной частицы. Так, например, для частиц с энергией  $E$  достаточно большой по сравнению с критической энергией средний угол отклонения в максимуме лавины определяется выражением

$$\sqrt{\theta^2(E)} = 0,8 \frac{E_k}{E},$$

где

$$E_k \cong 21 \text{ Мэв.}$$

В связи с этим вблизи оси лавины сосредоточены частицы высокой энергии, которыми и определяется плотность потока частиц вблизи оси лавины и глубина проникновения данной лавины. Вероятность суммарного отклонения на большой угол в результате многократного рассеяния резко уменьшается с ростом этого угла. Поэтому при рассмотрении отклонений на большие углы основную роль играет однократное рассеяние.

Так как средний угол рассеяния быстро растёт по мере уменьшения энергии, пространственное распределение каждой данной группы частиц определяется в основном рассеянием именно этих частиц, а не их «предков», обладавших существенно большей энергией. Другими словами, рассеяние эффективно происходит на протяжении последнего каскада перед уровнем наблюдения. Таким образом, пространственное распределение частиц в электронно-фотонной лавине определяется в основном не «историей» лавины, а свойствами самих частиц, находящихся в точке наблюдения. Поэтому отклонение частиц от первоначального направления приблизительно будет выражаться следующим образом  $\bar{r}^2(E) \approx \bar{\theta}^2(E) \cdot X^2$ , где  $X$  — длина  $t$ -единицы на данной высоте. Заметим, что для частиц с энергией, меньшей критической, величина эффективного пробега должна быть подсчитана с учётом ионизационных потерь, в результате чего  $r^2$  уменьшается.

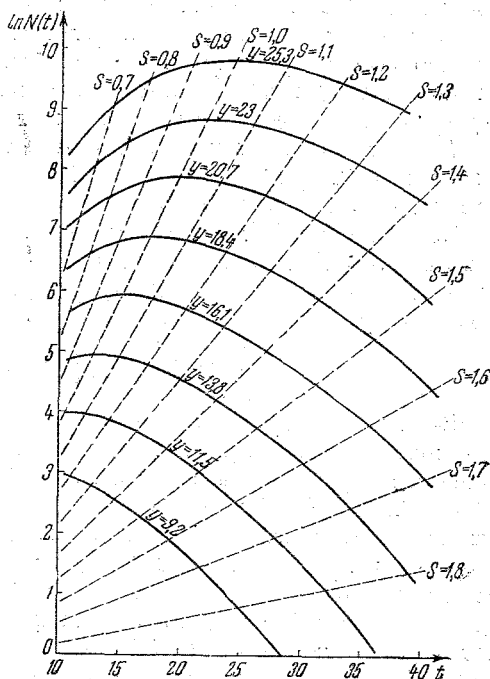


Рис. 3. Каскадные кривые для воздуха.

$$y = \ln \frac{E_0}{\beta}.$$

Каскадная теория позволяет вычислить средний квадратичный радиус  $R = \sqrt{\overline{r^2}} = \sqrt{\frac{\int r^2 \rho(r) dr}{\int \rho(r) r dr}}$  ( $\rho(r)$  — плотность потока ливневых частиц на расстоянии  $r$  от оси ливня) распределения электронов данной энергии (а также, суммарно, электронов всех энергий) для той области лавины, где пространственное распределение обусловлено многократным рассеянием\*). Величина среднеквадратичного радиуса слабо зависит от полной энергии ливня и лишь очень медленно увеличивается по мере развития ливня\*\*).

Для максимума лавины каскадная теория приводит к значению среднеквадратичного радиуса  $R_0$ , равному  $70 \text{ м}^{11}$  при атмосферном давлении в  $760 \text{ мм рт. ст.}$

Зависимость среднеквадратичного радиуса ливня от степени его развития, характеризуемого параметром  $s$ , теоретически исследована недостаточно. При некоторых специальных предположениях можно получить, что

$$\sqrt{\overline{r^2}} = R_0 \sqrt{\frac{s(s+1)}{2}}.$$

Выраженное здесь увеличение радиуса ливня по мере его развития является следствием смягчения с глубиной в атмосфере энергетического спектра лавины, благодаря чему всё меньшая часть частиц идёт в её стволе. Поскольку все результаты теории выражаются в безразмерных величинах, причём за единицу длины выбрана  $t$ -единица, длина которой обратно пропорциональна плотности вещества, постольку, если пренебречь указанной выше слабой зависимостью  $R$  от степени развития лавины, последняя должна стягиваться к оси пропорционально геометрической длине  $t$ -единицы (или, что то же, обратно пропорционально плотности, которую имеет воздух, примерно на той же глубине, на которой производится наблюдение).

Более подробно распределение частиц в ливне характеризует функция пространственного распределения частиц  $\rho(r)$ . Вид её анализировался рядом исследователей. Как показал И. Я. Померанчук<sup>13</sup>, вблизи оси лавины, т. е. при расстояниях от оси  $r \ll R$ , плотность потока частиц  $\rho(r)$  спадает с расстоянием как  $\frac{1}{r^{2-s}}$ , где  $s$  — упомянутый выше параметр лавинной теории, характеризующий степень развития ливня. Такая зависимость обусловлена тем, что при  $r \ll R$  плотность лавины на расстоянии  $r$  от оси определяется

\*) Иногда для характеристики пространственного распределения частиц вводится понятие «половинного» радиуса, т. е. радиуса окружности, в пределах которой заключается половина всех частиц.

\*\*\*) Здесь не учитывается различие атмосферного давления на разных высотах, и заключение об изменении радиуса отнесётся к атмосфере, давление которой принимается на всех высотах одинаковым.

в основном электронами с энергией порядка  $E \sim \frac{1}{r}$ . Следовательно, по мере углубления лавины в атмосферу уменьшение плотности с удалением от оси становится более медленным, «ствол» лавины постепенно расплывается, находящиеся в нём электроны высокой энергии растрачивают свою энергию, передавая её частицам малой энергии, расходящимся в сторону от оси и там поглощающимся. Для расстояний  $r$ , близких к  $R$  и  $r > R$ , к сожалению, и до настоящего времени нет точного аналитического выражения для функции  $\rho(r)$ . Можно считать, что при таких больших расстояниях от оси лавины, при которых пространственное распределение частиц определяется однократным рассеянием, но для которых всё же  $\sqrt{\theta^2} \ll 1$  — плотность  $\rho(r)$  спадает как  $\frac{1}{r^4}$ <sup>11</sup> в соответствии с формулой Розерфорда для углового распределения рассеянных частиц. (Вследствие конечности размеров ядра может проявиться эффект, из-за которого (при больших энергиях) падение  $\rho(r)$  станет ещё более резким.)

Для частного случая лавин, находящихся в максимуме развития, Мольером<sup>14</sup> рассчитано пространственное распределение частиц с учётом как многократного, так и однократного рассеяния. Расчёт проведён путём численного интегрирования и даёт графическое представление для функции  $\rho(r)$  вплоть до  $r \sim 6R_0$ . Однако и функцию Мольера нельзя считать правильной. В частности, используемый при её выводе энергетический спектр частиц в лавине (Арли<sup>15</sup>) даёт явно завышенное число электронов с энергией выше критической. Правильный вид энергетического спектра электронов для максимума развития лавины был рассчитан И. Е. Таммом и С. З. Беленьким<sup>16</sup>. Устарели также принятые в работе<sup>14</sup> значения критической энергии и величины  $t$ -единицы.

Таким образом, до настоящего времени не произведено достаточно строгих вычислений функции пространственного распределения. Это относится не только к общему случаю, характеризующему произвольным параметром  $s$ , но даже к лавине, находящейся в максимуме своего развития ( $s=1$ ). Как уже говорилось выше, известно лишь, что вблизи оси

$$\rho(r) \sim \frac{1}{r^{2-s}}$$

## § 2. Пространственная структура широких атмосферных ливней и сравнение теории с экспериментом

В большинстве случаев результаты экспериментов могут быть сравнены с выводами теории лишь после соответствующего пересчёта учитывающего степень селективности установки к данному явлению, а также несовершенство аппаратуры, побочные эффекты

и пр. Так например, одним из распространённых методов изучения ливней является регистрация одновременного прохождения ливневых частиц через несколько счётчиков, раздвинутых на некоторое расстояние друг от друга. Число таких совпадений может быть рассчитано, в частности, в предположении электронно-фотонной природы ливня, если задаться энергетическим спектром первичных частиц на границе атмосферы. В рамках лавинной теории зависимость этого числа от площади счётчиков, от расстояния между ними, от вида энергетического спектра первичных частиц и, наконец, от высоты места наблюдения рассчитана в ряде работ. Впервые достаточно подробно и математически строго эти вопросы были разработаны А. Б. Мигдалом<sup>17</sup>.

Мы укажем здесь на один существенный вывод этой работы, который может быть весьма просто понят качественно. Очевидно, что срабатыванию данной системы счётчиков, включённых на совпадение, способствует увеличение плотности потока частиц в ливне над установкой, т. е. увеличение полной энергии ливня  $E_0$ . С другой стороны, число первичных частиц, а следовательно ливней, быстро уменьшается с энергией. Поэтому при прочих равных условиях на данной высоте счётчики площади  $\sigma$  в основном регистрируют ливни, вызванные первичными частицами с энергией, заключённой в определённом интервале, а именно, как показывает теория, такой энергии, при которой средняя плотность потока частиц в данном месте ливня имеет величину порядка одной частицы на счётчик ( $\rho^0 \sim 1$ ).

Приведём пример, показывающий, к какой ошибке может привести пренебрежение этим обстоятельством. Пусть в опыте регистрируется число ливней с помощью системы счётчиков. Затем все счётчики накрываются весьма толстым слоем свинца, так что экранированные счётчики регистрируют только проникающие частицы. Можно было бы думать, что уменьшение числа совпадений будет мерой доли проникающих частиц в ливне. Однако это не так: в новых условиях будут регистрироваться ливни с плотностью проникающих частиц, равной одной частице на счётчик. Очевидно, что это будут совсем не те ливни, что без свинца.

Таким образом, система счётчиков, обладая различной чувствительностью к разным ливням в зависимости от энергии первичных частиц (а также от расстояния установки до места попадания оси ливня, глубины зарождения ливня в атмосфере, структуры и пр.), вносит резкую дискриминацию в само явление.

Заметим, кроме того, что при сравнении экспериментальных данных с теорией обычно делаются предположения не только о виде энергетического спектра первичных частиц, но и об их угловом распределении, а в некоторых случаях также о виде функции пространственного распределения частиц  $\rho(r)$ , детали которой, как указывалось выше, теория не всегда может дать. Задание же функ-

ции  $\rho(r)$  в свою очередь сводится к более или менее разумному «сшиванию» решений, справедливых для отдельных участков лавины. Таким образом, весьма часто сравнение теории с экспериментом содержит значительные элементы произвола. Учёт этого обстоятельства является весьма существенным для выводов о справедливости той или иной теории широких атмосферных ливней.

Рассмотрим теперь экспериментальные данные о пространственном распределении ливневых частиц.

Оже производил свои опыты на высоте 3457 м над уровнем моря и достиг максимального расстояния ( $D$ ) между счётчиками  $\sim 300$  м. Метод регистрации ливней, применённый Оже (раздвижение двух счётчиков), не давал возможности дальнейшего увеличения расстояния, ибо даже при  $D = 300$  м случайные совпадения составляли уже половину всего измеряемого эффекта.

Мольер<sup>14</sup> произвёл теоретический расчёт зависимости числа двойных совпадений ( $C_2$ ) от расстояния  $D$  между счётчиками в следующих предположениях: 1) интегральный энергетический спектр первичных электронов выражается степенной зависимостью  $F(>E_0) = \frac{\text{const}}{E_0^\gamma}$ , где  $\gamma = 1,8$ ; 2) все ливни зарождаются на границе атмосферы и падают вертикально; 3) все ливни обладают одинаковым пространственным распределением, соответствующим зависимости, определённой этим автором для максимума развития лавин (см. выше). Оказалось, что теоретическая зависимость  $C_2(D)$  совпадает с экспериментальной в интервале расстояний от 2 до 200 м. На этом основании Мольер констатировал хорошее согласие теории с экспериментом.

Вне указанного интервала экспериментальное число совпадений превышает рассчитанную величину. Расхождение Мольер приписал неприменимости метода расчёта для больших расстояний, неучёту наклонных ливней, а также приближённому характеру сделанных допущений \*).

К иному выводу пришёл Д. В. Скобельцын<sup>7</sup>, независимо рассчитавший зависимость  $C_2(D)$  \*\*). Им было показано, что хотя общий характер этой кривой (принимая для высоты, где производил измерения Оже,  $R = 100$  м) и отвечает теоретической зависимости,

\*) Отметим, что попытка Мольера объяснить расхождение при очень малых расстояниях ( $D < 2$  м) влиянием малоплотных ливней, находящихся далеко за максимумом развития, является неубедительной, ибо, согласно теории, распределение частиц в таких ливнях весьма размытое ( $s > 1$ ), что могло вызвать расхождение лишь обратного знака.

\*\*) В этом расчёте был принят определённый вид функции пространственного распределения частиц, а именно

$$\rho(r) = \rho_0 \cdot e^{-\frac{\sqrt{2}r}{R}} \cdot \frac{1}{r}.$$

однако наблюдается всё же систематическое отклонение экспериментальной кривой от теоретической. Так при малых расстояниях между счётчиками (вплоть до расстояний в 60—70 м) число совпадений более резко спадает с расстоянием, чем это предсказывается расчётом. Наибольший интерес представляло расхождение при больших расстояниях ( $D=300$  м), где экспериментальное число совпадений более чем вдвое превышало расчётную величину. В этой работе Д. В. Скобельцыным было высказано предположение о наличии в ливнях иного механизма, связанного с проникающими частицами и приводящего к растягиванию кривой  $C_2(D)$  на больших расстояниях.

С этого времени и начинается интенсивное изучение свойств широких атмосферных ливней советскими экспериментаторами, приведшее к открытию ядерно-каскадного процесса.

Для подтверждения указанной аномалии в «ширине» ливней Д. В. Скобельцыным был предложен иной, чем у Оже, метод регистрации. Оже фиксировал ливень с помощью лишь двух счётчиков, т. е. им отбирались случаи одновременного прохождения двух частиц на заданном расстоянии друг от друга. Д. В. Скобельцын предложил отбирать в каждом из удалённых друг от друга мест случаи прохождения ливня, т. е. более чем одной частицы. Практически это означает одновременное срабатывание, например, четырёх счётчиков, близко сдвинутых попарно, при различных расстояниях  $D$  между парами. Такой метод позволил свести к минимуму случайные совпадения и достичь расстояний, значительно превышающих 300 м. Летом 1946 г. на Памире были произведены соответствующие измерения<sup>18</sup>. На рис. 4 приведена скелетная схема этой установки. Четыре группы счётчиков большой площади ( $\sigma=1840$  см<sup>2</sup> в каждой группе) раздвигались попарно на расстояния вплоть до 1 км между ними.

Как видно из табл. I, даже при максимальном расстоянии между счётчиками наблюдается заметное число совпадений  $C_4$ .

Таблица I

$D$ (м)	2	12	30	100	285	585	980
$C_4$ в час	469±14	366±9	274±8	60,0±3,5	4,5±0,5	0,60±0,15	0,15±0,09

Случайные совпадения вносили лишь незначительный вклад. Попытки приписать наблюдаемый эффект влиянию наклонных ливней<sup>19</sup> оказались несостоятельными. Д. В. Скобельцыным было показано<sup>20</sup>, что и с учётом углового распределения ливней расчёт, произведён-

ный на основе последовательного применения лавинной теории, не даёт сколько-нибудь удовлетворительного согласия с экспериментом. Остаётся расхождение в десятки раз, которое не устраняется ни путём изменения (конечно, в допустимых пределах) вида энергетического спектра первичных частиц, ни путём изменения величины  $R$ . Так, например, при расстоянии 1 км это расхождение опытных и теоретических данных может быть устранено лишь при изменении показателя  $\gamma$  в распределении первичных частиц по энергиям с величины  $\gamma = 1,8$  (как принималось в расчёте) до  $\gamma = 1,3$  или даже меньше. Это значение величины  $\gamma$  резко противоречит значению  $1,7-2,0$ , принятому всеми авторами на основе ряда других экспериментов, относящихся к определению вида спектра в соответствующем интервале энергий. Более того, специальными измерениями, произведёнными на Памире для ливней, регистрируемых счётчиками, раздвинутыми на 1 км, было показано, что  $\gamma = 2,1 \pm 0,1$  (см. § 3),

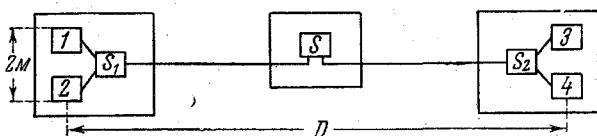


Рис. 4. Схема установки для регистрации широких атмосферных ливней:  $S$ ,  $S_1$ ,  $S_2$ —усилители, регистрирующие совпадения импульсов от счётчиков 1, 2, 3, 4.

Обнаружение ливней при столь больших расстояниях между счётчиками сильно затрудняется малостью наблюдаемого эффекта. Достаточно сказать, что при  $D = 1000$  м для регистрации ливней, появляющихся на высоте 3860 м в среднем один раз за 3 часа, требуется применить счётчики площадью  $0,8$  м<sup>2</sup> каждый (шестикратное совпадение). Тем не менее за последние годы при таких расстояниях в опытах на Памире было зарегистрировано<sup>21</sup> уже значительное число (несколько сот) ливней, и таким образом аномальная ширина ливней установлена с достаточной надёжностью.

Следует, однако, отметить, что упомянутые выше расчёты по лавинной теории<sup>20</sup> весьма сложны и могут существенно зависеть от возможных неточностей в теории, положенной в основу расчётов. В частности, результаты расчёта чувствительны к величине  $R$ , определяющей вид функции  $\rho(r)$ . В связи с этим представляет значительный интерес иное доказательство аномальной ширины ливней, свободное, в частности, от произвола, связанного с выбором величины  $R$ . Как показано Д. В. Скобелъциным<sup>22</sup>, можно установить простое соотношение между зависимостью  $C_4(D)$  при  $D \gg R$  и распределением плотности  $\rho(r)$  в ливне на больших расстояниях  $r$  от его оси.

Если принять, что в области данных (больших) расстояний от оси плотность  $\rho(r)$  изменяется как  $\frac{1}{r^n}$ , а функция  $C(D)$  при больших расстояниях между счётчиками может быть аппроксимирована степенной зависимостью  $C(D) \sim \frac{1}{D^k}$ , то  $n$  и  $k$  связаны соотношением  $k = n\gamma - 2$ , где  $\gamma$  — показатель степени в выражении для энергетического спектра первичных частиц. Это соотношение получено с помощью одного лишь естественного допущения о том, что вблизи максимума лавин полное число частиц пропорционально энергии первичной частицы. Эксперименты, выполненные на Памире<sup>18</sup>, дают значение  $k$ , равное 2,7. Измерения, произведённые Л. Х. Эйдусом и др.<sup>23</sup> на уровне моря, приводят примерно к тому же значению этой величины. Если принять  $\gamma = 1,8$ , то вычисленное по формуле  $k = n\gamma - 2$  значение  $n \cong 2,6$  находится в резком противоречии с ожидаемым из теории ( $n \geq 4$ ) пространственным распределением частиц на больших расстояниях от оси (при  $n = 4$  должно было бы быть  $k = 5,2$ ). Тем самым подтверждается существование «аномальной ширины» ливней.

В разделе V будет показано, что существование «аномалии» ширины находит себе объяснение в схеме каскадно-ядерного процесса. Однако «аномальная ширина» ливней не вызывается проникающими частицами непосредственно.

Как будет показано ниже, проникающие частицы в ливне составляют на умеренных высотах всего около  $1/10$  от общего числа частиц. Хотя доля их и возрастает к краям ливня (см. раздел III), однако и на периферии на расстояниях 100—400 м от оси преобладают сильно поглощаемые частицы. Происхождение этих частиц изучено ещё недостаточно, однако появление их на больших расстояниях от оси ливней во всяком случае не может быть объяснено тривиальными процессами образования  $\delta$ -электронов или электронов распада от  $\mu$ -мезонов.

В то же время за последние годы обнаружено, что пространственное распределение частиц в центральных участках ливней ( $r < 70$ —100 м) также не может быть объяснено в рамках обычной электронно-фотонной схемы ливней.

Прямые эксперименты<sup>24</sup> по определению вида функции  $\rho(r)$  в центральных участках ливней, произведённые с помощью ряда годоскопов ( $H = 3260$  м над уровнем моря) указывают, что на таких высотах функция  $\rho(r)$  имеет в интервале  $2 \text{ м} < r < 200 \text{ м}$  несколько более резкий спад, чем это следует из лавинной теории для этих высот. Однако расхождение с теорией на этих высотах ещё очень незначительно. Этим, в частности, объясняется существование мнения, часто и по сей день высказываемого различными



авторами \*), о том, что основные свойства ливней, и прежде всего пространственное распределение, в общем хорошо описываются обычной схемой, согласно которой первичный электрон сверхвысокой энергии создаёт вблизи границы ливень, развивающийся в дальнейшем в согласии с лавинной теорией.

В действительности, это согласие наблюдается лишь в отношении тех свойств ливней, которые не очень чувствительны к механизму их развития и поэтому оно не даёт ещё возможности отличить электронно-фотонные лавины от ливней, структура которых определяется в основном процессами ядерного взаимодействия.

Обнаружить различие между этими двумя механизмами развития ливней помогает исследование изменения свойств ливней с высотой в атмосфере (см. § 3).

В частности, из изменения вида зависимости  $C_4(D)$  с высотой (соответствующие измерения были произведены на Памире (3860 м)<sup>18, 21</sup> и на уровне моря<sup>23</sup>) следует, что пространственное распределение частиц в центральных областях ливней слабо меняется с изменением высоты места наблюдения. В то же время для электронно-фотонных лавин оно должно меняться значительно,

вследствие чего расхождение экспериментальных данных с каскадной теорией увеличивается при приближении к уровню моря и достигает большой величины (рис. 5).

Таким образом, если опыты по раздвижению счётчиков, проведённые на высоте 3,5—4 км над уровнем моря, обнаружили расхождение лавинной теории с экспериментом лишь при очень больших ( $\geq 500$  м) расстояниях  $D$  между счётчиками, а при расстояниях  $D < 100$  м расхождение опыта с теорией было невелико, то при увеличении глубины в атмосфере дело обстоит по-иному и расхождение этой теории с опытом становится значительным и вблизи оси.

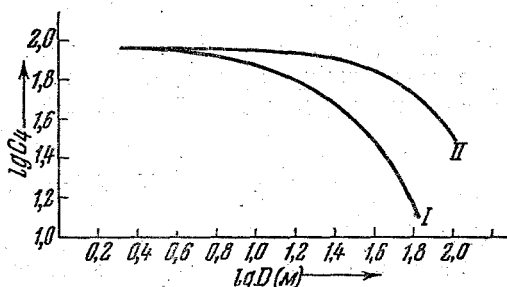


Рис. 5. Зависимость числа четырёхкратных совпадений (см. рис. 3) от расстояния между парами счётчиков (на уровне моря): I — экспериментальная зависимость; II — теоретическая зависимость (электромагнитная каскадная теория).

\*) В том числе и самими авторами работы<sup>24</sup>.

### § 3. Спектр плотностей и высотный ход широких атмосферных ливней

Если теория пространственного распределения частиц в электронно-фотонном каскадном ливне до настоящего времени развита ещё слабо и разногласие между экспериментальными данными и теорией можно надёжно констатировать лишь в случае очень резкого расхождения, то вопрос о спектре плотностей ливней и их высотном ходе является хорошо разработанной проблемой, вследствие чего возможно проведение тщательного сравнения теории с экспериментом. Анализ высотного хода и спектра плотностей ливней облегчается, как будет показано далее, тем, что для теоретического расчёта не требуется детального знания функции пространственного распределения.

На элементе пути ливня  $dt$  имеющиеся в нём  $N(t)$  электронов тратят на ионизацию энергию  $\beta N dt$ . Поэтому площадь под каскадной кривой, умноженная на величину ионизационных потерь в воздухе на единицу длины, т. е. полная энергия, выделяемая ливнем на ионизацию, равна полной начальной энергии ливня:

$$\beta \int_0^{\infty} N(t) dt = E_0. \quad (1)$$

Каскадный характер развития лавины приводит к тому, что кривая числа частиц  $N(t)$  имеет резкий максимум, так что площадь под кривой в значительной мере определяется областью максимума  $N(t)$ . Из каскадного характера развития лавины следует также, что ширина каскадной кривой вблизи максимума слабо зависит от энергии первичной частицы. Отсюда следует, что число частиц в максимуме лавины приблизительно пропорционально энергии первичной частицы. (В областях, удалённых от максимума, число частиц зависит от энергии первичной частицы более сложным образом, определяемым характером каскадного процесса.)

В электронно-фотонной лавине число частиц  $N$  на глубине  $t$  можно аппроксимировать в достаточно широком интервале степенной функцией  $\sim E_0^s$ , где каскадный параметр  $s$  является функцией  $E_0$  и  $t$ . Для каскадных ливней любой природы, в частности для реальных широких атмосферных ливней, число частиц в ливне также в некотором интервале можно аппроксимировать степенной функцией энергии  $N \sim E_0^s$ , поэтому дальнейшие рассуждения, основанные на этом соотношении, имеют достаточно общий характер.

Вычислим спектр ливней по числу частиц, принимая, что

$$N = AE_0^s. \quad (2)$$

Отсюда ливню с числом частиц  $N$  соответствует энергия первичной частицы

$$E_0 = \left( \frac{N}{A} \right)^{\frac{1}{s}}.$$

Если энергетический спектр первичных частиц аппроксимировать степенной функцией

$$F(>E) = B \cdot E_0^{-\gamma}, \quad (3)$$

то получим, что число ливней с числом частиц, большим  $N$ , оси которых попадают на единичную площадку, равно:

$$\Phi(>N) = B \left( \frac{N}{A} \right)^{-\frac{\gamma}{s}} = C \cdot N^{-\frac{\gamma}{s}}, \quad (4)$$

т. е. спектр ливней по числу частиц может в этом случае быть аппроксимирован степенным законом:

$$\Phi(>N) = C \cdot N^{-\alpha}, \quad \text{где } \alpha = \frac{\gamma}{s}.$$

Таким образом, получив на любой глубине экспериментально спектр (по числу частиц) ливней, оси которых проходят через заданную площадку, в случае применимости электронно-фотонной схемы мы можем получить энергетический спектр первичных электронов.

Если механизм развития ливня иной, то число частиц ливня может меняться с энергией первичной частицы по иному закону, и показатель у  $E_0$  в соотношении  $N \sim E_0^s$  может быть отличен от  $s$ , вычисленного по каскадной электронно-фотонной теории. Лишь в области максимума лавин, как показано выше, этот показатель практически независимо от вида каскадного размножения с большой точностью равен единице:  $s_{\text{макс}} = 1$ . Следовательно, чтобы получить энергетический спектр первичных частиц, лучше всего брать экспериментальные данные, полученные на достаточной высоте, где исследуемые ливни находятся недалеко за максимумом своего развития.

До настоящего времени спектр ливней по числу частиц не получен ввиду трудности экспериментальной методики. Однако если предположить, что вид функции пространственного распределения несущественно зависит от числа частиц в ливне, то можно показать, что показатель спектра плотностей ливней слабо отличается от показателя распределения ливней по числу частиц.

Пусть число осей (проходящих через единичную площадку) ливней, имеющих число частиц в интервале  $N, N + dN$  равно

$$\varphi(N) dN = A \cdot N^{-(\alpha+1)} dN, \quad (5)$$

если функция пространственного распределения не зависит от числа частиц, тогда плотность ливня на расстоянии  $r$  от оси ливня может быть записана в виде:

$$\rho(r) = N \cdot u(r). \quad (6)$$

Вычислим теперь число ливней, проходящих через заданное место с плотностью в интервале  $\rho$ ,  $\rho + d\rho$  при произвольном положении оси ливня.

Ливни, оси которых проходят на расстоянии  $r$  от рассматриваемого места с плотностью  $\rho$ , имеют число частиц

$$N = \frac{\rho}{u(r)}, \quad dN = \frac{d\rho}{u(r)}.$$

Число ливней, оси которых попадают на единичную площадку, обладающих плотностью, лежащей в интервале  $\rho$ ,  $\rho + d\rho$  на расстоянии  $r$  от оси, поэтому будет

$$\begin{aligned} \Phi(\rho, r) d\rho &\equiv \varphi\left(\frac{\rho}{u(r)}\right) \frac{d\rho}{u(r)} = \\ &= A \left(\frac{\rho}{u(r)}\right)^{-(\alpha+1)} \frac{d\rho}{u(r)} = Au(r)^\alpha \cdot \rho^{-(\alpha+1)} d\rho. \end{aligned} \quad (7)$$

Полное число ливней при произвольном положении оси равно

$$C(\rho) d\rho = A\rho^{-(\alpha+1)} d\rho \cdot 2\pi \int_0^\infty u^\alpha(r) \cdot r dr = \text{const } \rho^{-(\alpha+1)} d\rho. \quad (8)$$

Если  $\alpha$  и  $U(r)$  постоянны или очень слабо зависят от  $N$ , а следовательно и от  $\rho$ , так что значение интеграла не меняется с  $\rho$ , то отсюда прямо следует, что распределение ливней по плотностям повторяет распределение ливней по числу частиц. Знания же реальной функции пространственного распределения  $U(r)$  не требуется.

При выводе было получено, что если функция пространственного распределения частиц в ливне есть  $U(r)$ , то число осей, попадающих на единичную площадку, убывает с расстоянием от места регистрации как  $U^\alpha(r)$ , т. е. много быстрее, чем плотность частиц в ливне (так как  $\alpha \gg 1,4$ ). Вычисления, проведённые одним из авторов (Г. З.), показывают, что более половины ливней, регистрируемых установками, выделяющими локальную плотность ливня, имеют оси, проходящие на расстоянии  $\ll 1/3$  «радиуса» ливня. Вопрос о спектре плотностей ливней подробно был рассмотрен в работе А. Б. Мигдала<sup>17</sup> для ливней, представляющих собой электронно-фотонные лавины.

Анализ показывает, что в нижней половине атмосферы для электронно-фотонных лавин условие совпадения спектра плотностей со спектром ливней по числу частиц выполняется и поэтому можно считать, что

$$\alpha = \frac{\gamma}{s} \quad (9)$$

с точностью до нескольких процентов.

Прежде чем приводить экспериментальные данные и их сравнение с теорией, рассмотрим метод многократных совпадений импульсов от счётчиков, являющийся наиболее распространённым методом определения спектра плотностей.

Хотя все частицы в ливне так или иначе генетически связаны между собой, однако в результате многократного рассеяния траек-

торий частиц оказываются распределёнными в пространстве практически независимо. Выполнимость закона Пуассона для вероятности прохождения частиц через заданную площадку была проверена в ряде экспериментов<sup>76-78</sup>, подтвердивших, что при регистрации ливней открытыми счётчиками наблюдается практическая независимость мест попаданий частиц. Можно предложить следующий критерий независимости траекторий. Наибольшая корреляция должна наблюдаться между электронами пар, рождающимися в последней  $t$ -единице над установкой. Независимость прохождений через счётчики будет иметь место, если пространственное расхождение электронов одной пары будет много больше, чем среднее расстояние между частицами в ливне. Оказывается, что это выполняется почти во всех ливнях, за исключением центральных областей малоплотных ливней, которые в обычных условиях практически не регистрируются.

Если траектории частиц распределены в пространстве статистически независимо, то при прохождении ливня с плотностью  $\rho$  вероятность попадания в счётчик площадью  $\sigma$  хотя бы одной частицы равна  $1 - e^{-\rho\sigma}$ . Если же в систему включено  $n$  счётчиков на совпадение, то вероятность её срабатывания будет равна  $(1 - e^{-\rho\sigma})^n$ . Предполагая, что распределение ливней по плотностям имеет степенной вид ( $\sim \rho^{-x}$ ), получаем, что полное число совпадений за единицу времени равно

$$C_n(\sigma) = B \int_0^{\infty} (1 - e^{-\rho\sigma})^n \rho^{-(x+1)} d\rho, \quad (10)$$

или, после замены  $\rho\sigma = x$ ,

$$C_n(\sigma) = B\sigma^x \int_0^{\infty} (1 - e^{-x})^n \frac{dx}{x^{x+1}} = A\sigma^x \cdot Y(n, x), \quad (11)$$

где  $Y(n, x)$  — легко рассчитываемая функция.

Значение показателя  $x$  получают чаще всего, измеряя значения  $C_n$  при двух величинах  $\sigma$  при заданном  $n$

$$x = \frac{\ln \frac{C_n(\sigma_1)}{C_n(\sigma_2)}}{\ln \frac{\sigma_1}{\sigma_2}} \quad (12)$$

(метод вариации площади). Можно получить значение  $x$  также из результатов измерений числа совпадений при постоянной  $\sigma$ , но переменном  $n$  (метод изменения кратности). Однако при использовании метода изменения кратности совпадений на результатах сказывается пространственная структура ливня, вследствие чего этот метод даёт менее надёжные результаты.

За последние годы благодаря развитию годоскопической техники регистрации ливней некоторыми авторами был определён спектр

плотностей усовершенствованным методом совпадений, позволяющим исследовать спектр плотностей при произвольной зависимости  $\chi(\rho)$ .

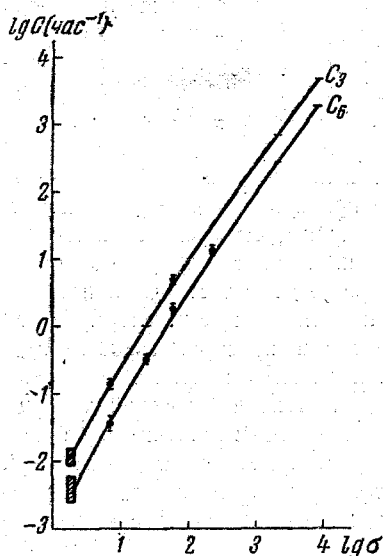


Рис. 6. Спектр плотностей широких атмосферных ливней на высоте 3860 м.

на различных высотах, но не свободные от погрешностей методического характера, а также данные более старых работ, не подтвержденные впоследствии.

Для этого в годоскоп включается одновременно несколько групп счётчиков различной площади  $\sigma$ . Если при прохождении ливня число сработавших счётчиков (совпадение), равно как и несработавших (антисовпадение), достаточно велико, то из спектра плотностей выделяется достаточно узкая область, тогда как в простейшем методе совпадений эта область значительна и быстрые изменения  $\chi$  от  $\rho$  не могли бы быть замечены. Однако оба эти метода дают одинаковый результат, показывающий весьма медленное изменение  $\chi(\rho)$ : при увеличении  $\rho$  в 1000 раз  $\chi$  возрастает примерно на 25% (рис. 6).

В табл. II приводятся результаты измерений спектра плотностей проведённые указанными способами. В таблицу не включены данные ряда других авторов (например,<sup>25</sup>), полученные в 1947—1949 гг.

Таблица II

Автор	Высота над уровнем моря в м	Интервал плотностей	Значение $\chi$
Зацепин <sup>26</sup> (1947) . . .	уровень моря	20—40	1,43±0,13
	3860	5—300	1,42±0,02
	4800	5—300	1,52±0,04
Коккони <sup>27</sup> (1949) . . .	260	2—300	1,36—1,45
	3260	2—1000	1,33—1,55
Эйдус <sup>23</sup> (1949) . . . . .	3860	1500—10 000	1,65—1,76
Бродбент <sup>29</sup> (1950) . . .	уровень моря	5—500	1,425±0,022

Метод вариации площади счётчиков можно применять и в том случае, когда счётчики расположены на любых расстояниях друг

от друга, т. е. когда плотность ливня различна в местах расположения каждого из счётчиков.

Действительно, обозначим плотность ливня в месте нахождения  $i$ -го счётчика  $\rho_i$ , расстояние его до оси ливня —  $r_i$ .

Тогда  $\rho_i = N \cdot f(r_i)$ , где  $N$  — полное число частиц в ливне. Учитывая, что число ливней с числом частиц в интервале  $N, N + dN$ , оси которых проходят через единичную площадку, равно  $A \cdot N^{-(\alpha+1)}$ , получаем полное число ливней, зарегистрированное системой

$$C_n(\sigma) = \iint_{NS} A \cdot N^{-(\alpha+1)} dN \cdot \prod_{i=1}^{i=n} (1 - e^{-N \cdot f(r_i) \sigma}) dS, \quad (13)$$

где  $\int_S$  обозначает интегрирование по плоскости.

Подставляя  $N\sigma = x$ , получаем

$$C_n(\sigma) = A \sigma^n \iint_{xS} x^{-(\alpha+1)} dx \cdot \prod (1 - e^{-x f(r_i)}) dS, \quad (14)$$

или

$$C_n = A \cdot \sigma^n \cdot I_S(t), \quad (15)$$

где  $I_S(t)$  — функция, зависящая от взаимного расположения счётчиков.

Следовательно, структура ливня не влияет на результаты определения  $\alpha$ , получаемые методом вариации площади.

Так как с увеличением расстояния ( $D$ ) между счётчиками возрастает и число частиц в отбираемых ливнях, то метод вариации площади удалённых друг от друга счётчиков весьма эффективен для получения сведений относительно спектра плотностей ливней в области очень высоких энергий, когда статистика, получаемая с помощью локально расположенной системы счётчиков, крайне мала.

Этот метод был применён в работах 1946—1951 гг. на Памире при расстоянии  $D$  между счётчиками в 100 и 1000 м. Оказалось, что при  $D=100$  м  $\alpha = 1,8 \pm 0,15$ ; при  $D=1000$  м  $\alpha = 2,1 \pm 0,1$ .

На уровне моря данные были получены в 1948—1949 гг.<sup>30</sup> при нескольких расстояниях  $D$ . С увеличением расстояния между счётчиками наблюдалось систематическое возрастание  $\alpha$ , что до некоторой степени соответствует росту  $\alpha$  с увеличением плотности ливней. Кроме того, некоторую роль в возрастании  $\alpha(D)$  может играть зависимость функции пространственного распределения частиц от энергии ливня.

Измерение величины  $\alpha$  при больших расстояниях между счётчиками показало совершенно однозначно, что ливни, регистрируемые при  $D=100 \div 1000$  м, имеют спектр плотностей с показателем  $\alpha = 1,8 \div 2,0$  и, следовательно, медленный ход убывания

числа регистрируемых ливней с расстоянием обусловлен не малой величиной  $x$ , а медленным спадом функции пространственного распределения.

Из приведённых данных видно, что показатель  $x$  на высоте  $\sim 3-4$  тыс. метров над уровнем моря медленно возрастает с плотностью ливней.

Вычисления, проведённые одним из авторов (Г. З.) в соответствии с электромагнитной каскадной теорией, показали, что наблюдаемое во всём приведённом диапазоне плотностей значение  $x$  приводит к чисто степенному виду энергетического спектра первичных электронов  $E_0^{-\gamma}$  при  $\gamma = 1,80 \pm 0,05$ . Возрастание  $x$  с плотностью ливней объясняется в этом случае убыванием параметра  $s$ .

Используя данное значение  $\gamma$ , можно вычислить спектр плотностей ливней для любой высоты над уровнем моря, для чего нужно только определить соответствующий параметр  $s$ . С увеличением глубины в атмосфере параметр  $s$ , соответствующий данной плотности ливня, возрастает и, следовательно, показатель  $x$  должен убывать. В частности, для уровня моря получим, что для ливней малой плотности  $\rho \sim 3$  частиц/м<sup>2</sup> согласно вычислениям  $s = 1,4$  и  $x = 1,24$ , а для ливней в 10 раз большей плотности ( $\rho$  около 30 частиц/м<sup>2</sup>)  $s = 1,38$  и  $x = 1,30$ . Однако сравнение этих выводов с таблицей показывает, что имеется резкое разногласие между результатами теории и экспериментом: значения  $x$ , полученные экспериментально, в противоположность теории, не убывают к уровню моря. Следует отметить, что это противоречие не может быть устранено изменением величины  $t$ -единицы или изменением вида энергетического спектра первичных электронов.

Ещё более наглядно противоречие эксперимента и теории выявляется при сравнении высотного хода ливней различных плотностей.

Высотный ход ливней с числом частиц свыше данного целиком определяется поглощением частиц в индивидуальной лавине и показателем спектра ливней по числу частиц  $x$ . Действительно, если коэффициент поглощения частиц в лавине равен  $\mu_N$ , то

$$\frac{d \ln N}{dt} = -\mu_N, \quad (16)$$

а спектр ливней по числу частиц определяется функцией

$$\Phi(>N) = C \cdot N^{-x}; \quad (17)$$

тогда коэффициент поглощения ливней с числом частиц свыше данного записывается в виде

$$\mu_{\text{ливн}} = \frac{d \ln \Phi(>N)}{dt} = -x \mu_N.$$



Как указывалось выше, каскадная теория предсказывает слабую зависимость функции пространственного распределения от глубины в атмосфере\*).

Подробные вычисления показывают, что поправка в величине  $\kappa$ , возникающая вследствие изменения функции пространственного распределения с глубиной атмосферы, весьма мала. Было также проведено вычисление высотного хода электронно-фотонных лавин от высоты 3860 м до уровня моря с приближенным учётом изменения функции пространственного распределения с глубиной в атмосфере, которое сказывается несущественно, и углового распределения ливней.

Оказывается, что согласно каскадной теории высотный ход ливней с плотностью в 10  $\text{частиц}/\text{м}^2$  и 300  $\text{частиц}/\text{м}^2$  в этом интервале высот должен различаться в 3 раза, тогда как согласно экспериментальным данным высотный ход этих ливней практически одинаков. Он различен, в согласии с теорией, для ливней большой плотности (различие примерно в 11 раз).

Аналогичные результаты, полученные методом численного расчёта числа совпадений, вызываемых ливнями, опубликованы в работе<sup>31</sup>. Согласно этим данным число ливней с плотностью  $\rho \geq 3 \text{ частиц}/\text{м}^2$  на указанных двух высотах различается лишь в 13 раз, в то время как в случае электронных лавин следовало ожидать изменения с высотой больше чем в 50 раз.

Следует отметить, что и это расхождение теории с экспериментом нельзя исправить, изменив величину  $t$ -единицы (для согласования высотного хода малоплотных ливней потребовалось бы увеличить  $t$ -единицу в 1,3 раза, но тогда мы получим расхождение в высотном ходе для плотных ливней почти в 3 раза).

Таким образом можно констатировать, что одна из основных характеристик ливня — изменение спектра плотностей с высотой — не может быть описана в рамках электронно-фотонной схемы. Практическое равенство коэффициентов поглощения ( $\mu_{\text{ливн}}$ ) для ливней различной плотности указывает на то, что зависимость коэффициентов поглощения ( $\mu_N$ ) числа частиц в ливнях от энергии генерирующей частицы для реальных ливней значительно слабее, чем для электронно-фотонных. Поэтому благодаря увеличению показателя  $\kappa$  с плотностью ливней произведение  $\kappa(\rho) \mu_N(\rho) = \mu_{\text{ливн}}$  остаётся постоянным.

Из электронно-фотонной схемы ливня вытекает, что коэффициент поглощения частиц в лавинах весьма существенно зависит от числа частиц в лавине (т. е. от энергии первичной частицы, создающей

\*) Если функция пространственного распределения не зависит от глубины в атмосфере, то коэффициент поглощения ливней с плотностью выше данной совпадает с коэффициентом поглощения ливней с числом частиц выше данного.

ливень), в реально же наблюдаемых ливнях эта зависимость значительно более слабая.

Вычислением высотного хода и анализу экспериментальных данных была посвящена также работа Будини<sup>32</sup>. В этой работе тоже отмечается расхождение между теоретическими данными и экспериментом. Однако Будини принимал величину  $t$ -единицы в воздухе на 20% большей, чем следует (но согласно работе<sup>12</sup>), вследствие чего аномалии в высотном ходе в согласии со сказанным выше смещаются в другую область плотностей; получается согласие данных эксперимента и теории для ливней малой плотности и расхождение для ливней высокой плотности.

Таким образом, экспериментальное изучение спектра плотностей широких атмосферных ливней в связи с детальной разработкой теории этих экспериментов привело к выводам о наличии серьезных расхождений наблюдаемых свойств ливней с теми свойствами, которые предсказывает электронно-фотонная схема.

### III. ПРОНИКАЮЩИЕ ЧАСТИЦЫ ШИРОКИХ АТМОСФЕРНЫХ ЛИВНЕЙ

#### § 1. Открытие проникающей компоненты широких атмосферных ливней

Как известно, первоначально весь поток космических лучей феноменологически разделяли на две компоненты, относя к одной из них частицы, проникающие через слой свинца толщиной порядка 10 см (жесткая компонента), к другой — поглощающиеся в нем (мягкая компонента).

Ранее обычно принималось, что частицы мягкой компоненты являются электронами (позитронами или фотонами), а частицы жесткой — мезонами и протонами. Однако в настоящее время такое разделение представляется правильным лишь приближенно. Действительно, в ряде работ советских авторов<sup>33,34</sup>, которые подробно будут рассмотрены ниже, установлено, что электронно-фотонные лавины большой энергии способны проникать через 12 и даже через 16 см Pb. Поэтому в дальнейшем под проникающими частицами мы будем подразумевать мезоны и нуклеоны, независимо от их энергии, а под частицами мягкой компоненты электроны и фотоны.

Частицы космических лучей, взаимодействующие с ядрами атомов с эффективным сечением, приближающимся к «геометрическому сечению» ядер, мы называем «ядерно-активными» частицами. Таким образом, к ядерно-активным частицам относятся протоны, нейтроны,  $\pi$ -мезоны. Ядерно-активные частицы входят в состав проникающей компоненты. Частицы, составляющие другую часть проникающей компоненты —  $\mu$ -мезоны, — как известно, слабо взаимодействуют с ядрами и являются «ядерно-пассивными» частицами.

Уже первые опыты Оже<sup>2</sup> по определению проникающей способности частиц атмосферных ливней, проделанные с помощью установок, состоящих из 2 и 3 счётчиков, включённых в схему совпадений, показали, что при экранировании одного из счётчиков свинцом число совпадений резко убывает при увеличении толщины свинца от 0 до 10 см; при дальнейшем же увеличении толщины число совпадений меняется мало. Однако вследствие неразработанности теории регистрации ливней системами счётчиков авторы получили при различных конфигурациях опыта плохо согласующиеся между собой данные. В дальнейшем было поставлено много экспериментов с целью доказать существование проникающих частиц. В частности Доденом<sup>42</sup> было проведено изучение состава ливней с помощью камеры Вильсона со свинцовой пластинкой толщиной в 1,5 см. Им было показано, что в составе ливней существует некоторое число частиц, проходящих свинцовую пластину без размножения и рассеяния.

Некоторые данные, говорящие в пользу наличия проникающих частиц в атмосферных ливнях, были получены Rogozinским<sup>35</sup>, а также Коккони и сотрудниками<sup>36</sup>. Однако несогласованность данных, полученных в этих работах, и неправильность количественных оценок приводили к тому, что проникающие частицы рассматривались как вторичное и второстепенное явление, сопровождающее электронно-фотонные ливни.

Подробное исследование проникающей способности частиц широких атмосферных ливней было проведено в 1946—1947 гг. на Памире с помощью установки, показанной на рис. 7. Применение тройных совпадений позволило полностью избавиться от случайных совпадений, а тщательная экранировка счётчиков — от прочих побочных эффектов.

В первых опытах измерялась зависимость числа совпадений от толщины  $d$  свинца над счётчиками, причём было установлено, что число совпадений с увеличением толщины экрана до 20 см быстро уменьшается, доходя до  $\frac{1}{200}$  от числа совпадений, наблюдаемых при  $d=0$ .

Для выяснения природы частиц широких атмосферных ливней, вызывающих совпадения под значительными толщинами свинца (сверх 12 см), был проделан следующий опыт. Над свинцом, экранировавшим каждый счётчик, помещался слой алюминия толщиной 10,5 см. Такой слой по ионизационному поглощению эквивалентен

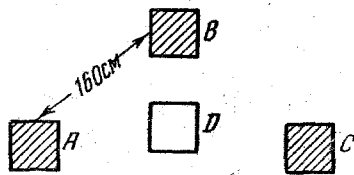


Рис. 7. План расположения счётчиков для изучения проникающей способности частиц широких атмосферных ливней. Счётчики  $A$ ,  $B$ ,  $C$  экранированы свинцом. Незащищённый счётчик используется для изучения связи между проникающими и электронными атмосферными ливнями.

4 см Рb. Если же частицы, прошедшие через большую толщину свинца, поглощаются за счёт радиационных потерь, то сопоставление свинца и алюминия должно производиться по  $t$ -единицам и этот слой алюминия эквивалентен лишь 0,6 см Рb. Опыт показал, что поглощение частиц алюминием с точностью до статистических отклонений совпадает с поглощением в слое свинца толщиной 0,6 см, и, следовательно, что частицы, проходящие 12 см Рb, являются электронами. Эти опыты были продолжены в работе<sup>34</sup>, в которой толщина слоя свинца превышала уже 16 см. Полученная в этой работе зависимость числа трёхкратных совпадений от толщины свинца над счётчиками представлена на рис. 8. Таким образом, имеющиеся данные позволяют считать доказанным, что в установке с несколькими счётчиками частицы широких ливней, способные проходить через 16 см свинца, но поглощаемые при увеличении толщины свинца до 20 см, в действительности являются в подавляющей своей части электронами. Такая большая проникающая способность электронной компоненты, казалось, противоречила принятой в то время форме каскадной теории, в которой при подсчётах не учитывалось уменьшение поглощения фотонов при малых энергиях, значительно повышающее проникающую способность фотонов лавины. Так, из соответствующих

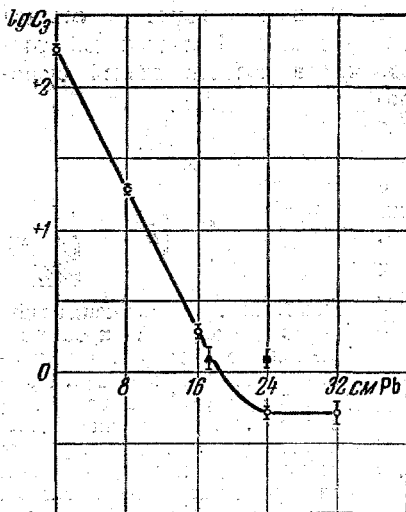


Рис. 8. Зависимость тройных совпадений от толщины свинца над счётчиками.

формул следовало, что электронная лавина, проходящая через 12 см Рb, должна вызываться частицей с энергией, большей чем  $2 \cdot 10^{10}$  эв, однако предположение о наличии столь большого числа подобных частиц приводило к противоречию с другими данными о спектре частиц в лавине и казалось маловероятным.

Между тем, как мы уже упоминали, эффективное сечение для поглощения фотонов в свинце уменьшается при снижении их энергии до энергии порядка критической.

Действительно, поглощение фотонов в веществе определяется двумя процессами: комптон-эффектом и образованием пар (обычный фотоэффект, имеющий место лишь при очень малых энергиях, и ядерный фотоэффект, вероятность которого сравнительно мала, мы не рассматриваем). Как известно, эффективное сечение для

комpton-эффекта падает с увеличением энергии фотонов, а эффективное сечение для образования пар, начиная с энергии в  $1,02 M_{эв}$  растёт, а затем достигает постоянной величины. Теория и эксперименты показывают, что суммарное эффективное сечение для комpton-эффекта и образования пар, определяющее вероятность конверсии фотонов в электроны, для лёгких элементов остаётся практически постоянным и не зависит от энергии фотонов. Напротив, для тяжёлых элементов в области энергий, близких к критической, суммарное эффективное сечение оказывается значительно меньшим, чем для фотонов больших или малых энергий. Это обстоятельство, как заметил С. Н. Вернов, приводит к значительному увеличению проникающей способности фотонов в тяжёлых элементах. Расчёты, произведённые С. Н. Верновым и С. З. Беленьким<sup>11,38</sup>, дали возможность объяснить кривую поглощения электронно-фотонной лавины в свинце.

Учёт изложенных особенностей лавинной теории для тяжёлых элементов оказывается весьма существенным при рассмотрении проникающей способности частиц широких атмосферных ливней. Пренебрежение этим обстоятельством, которое часто допускалось, особенно в первые годы изучения широких атмосферных ливней, может привести к

серьёзным ошибкам в трактовке экспериментальных данных. Расчёты<sup>37</sup>, проведённые на основе работ С. З. Беленького<sup>11</sup> (рис. 9) и учитывающие зависимость сечения фотонов от их энергии, показали, что этот эффект приводит к значительному увеличению проникающей способности электронной компоненты в свинце. Энергия электрона (фотона), необходимая для того, чтобы под  $12 \text{ см Pb}$  в среднем оставался один электрон, снижается примерно в 5 раз по сравнению с тем, что получалось по приближённой форме лавинной теории. Благодаря малому коэффициенту поглощения частиц лавины в свинце и сравнительной мягкости спектра электронно-фотонной компоненты в ливнях большой вклад в число совпадений вносят электроны и фотоны, падающие на свинец со сравнительно малой энергией  $10^8$ — $10^9 \text{ эв}$ . Следует отметить, что недооценка проникающей способности электронно-фотонной лавины в свинце привела в своё время Оже к созданию ошибочной

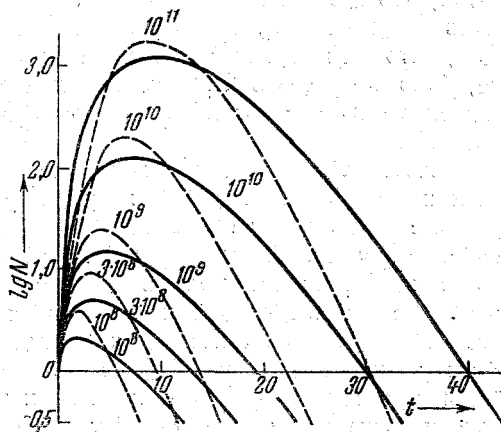


Рис. 9. Каскадные кривые для свинца.

гипотезы о существовании в широких ливнях новых лёгких частиц —  $\lambda$ -мезонов<sup>39,40\*</sup>) с массой, в несколько раз превышающей массу электрона. Недооценка этого обстоятельства привела также Коккони и др. в 1948 г. к ошибочному выводу о чрезвычайной мягкости энергетического спектра мезонов, входящих в состав атмосферных ливней.

Несмотря на очень большую проникающую способность электронно-фотонной лавины, из работ, проделанных на Памире<sup>33,34</sup>, а также некоторыми иностранными авторами<sup>42,43</sup>, с полной несомненностью следует всё же, что проникающие частицы в широких ливнях действительно присутствуют и несут значительную долю энергии всего ливня. Действительно, уже в интервале 20—24 см Рb коэффициент поглощения частиц не согласуется с предположением о том, что все частицы широких атмосферных ливней, прошедшие через 18—20 см Рb, являются электронами. Прямое доказательство того, что эти частицы являются частицами проникающего типа, было получено в опытах, показывающих, что при увеличении толщины свинца сверх 24 см число совпадений практически не меняется<sup>34</sup>.

Некоторые авторы считали весьма вероятным, что наряду с широкими электронными ливнями существуют также широкие малоплотные проникающие ливни особого типа<sup>35</sup>. Однако Памирские работы<sup>34</sup>, а также и работа Коккони и др.<sup>36</sup> показали, что эта точка зрения несостоятельна. Действительно было выяснено, что проникающие частицы, как правило, сопровождаются в воздухе электронно-фотонными ливнями значительной плотности. Тем самым была установлена генетическая связь между широкими проникающими и электронно-фотонными ливнями и показано, что проникающие широкие ливни представляют собой не особый тип ливней, а одну из компонент обычных атмосферных ливней.

## § 2. Происхождение проникающей компоненты широких атмосферных ливней

Проникающие частицы были обнаружены в широких ливнях в тот период, когда господствовало убеждение, что эти ливни являются чисто электронно-фотонным каскадным образованием, и что электромагнитная лавинная теория хорошо их описывает. В связи с этим открытие в ливнях проникающих частиц привело к предположению о том, что проникающие частицы не входят в состав ливня как необходимый элемент, а возникают в самой установке, в поглотителе, окружающем счётчики регистрирующей установки (под действием, например, фотонов большой энергии).

\*) Критику гипотезы о  $\lambda$ -мезонах см. также в статье Коккони и Грейзена<sup>41</sup>.

Такое предположение, конечно, весьма непоследовательно (так как оставляет непонятым, почему фотон образует проникающие частицы только в плотном материале, но не в воздухе). Однако оно обсуждалось и проверялось в течение ряда лет многими авторами<sup>44, 45, 46</sup>.

При этом дополнительно предполагалось, что фотоны образуют проникающие частицы с эффективным сечением, которое иначе зависит от атомного номера поглотителя, чем эффективное сечение для образования пар (например,  $\sigma_{\text{эфф}} \sim Z$ , а не  $\sigma \sim Z^2$ ). Если это так, то замена верхнего слоя поглотителя — обычно Pb — например на слой Al, эквивалентный свинцу по  $t$ -единицам, должна приводить к изменению числа зарегистрированных проникающих частиц. Однако упомянутым выше авторам не удалось заметить такого изменения. Поэтому решить, образуются ли проникающие ливневые частицы в воздухе или в фильтре над установкой на основе опытов с заменой вещества фильтра не оказалось возможным.

Решение этой задачи было дано в одной из памирских работ в 1947 г.<sup>47</sup>, использовавшей совершенно иную идею. Авторы сравнивали пространственное распределение (т. е. распределение в горизонтальной плоскости) проникающих частиц и электронов, входящих в состав широких атмосферных ливней. В результате обнаружилось, что электроны, а следовательно, и фотоны, имеют более узкое пространственное распределение, чем проникающие частицы.

В ещё большей степени концентрируются вблизи оси электроны и фотоны высоких энергий, которые должны были бы вносить основной вклад в предполагаемое образование мезонов в фильтрах над установкой. Это доказывает, что проникающие частицы возникают в основном не под действием фотонов (или электронов) в установке, а образуются (по крайней мере в большей части) в воздухе. Впоследствии (в 1949 г.) этот вывод был подтверждён с помощью аналогичного метода в работе Кокони<sup>24</sup> и др.

Таким образом, в широком атмосферном ливне наряду с электронами и фотонами присутствуют и проникающие частицы (в том числе, как мы увидим ниже, и ядерно-активные).

Если принять на основании опытов по поглощению, что средняя энергия проникающей частицы равна  $\cong 2 \cdot 10^9$  эв, т. е. превышает в 20 раз среднюю энергию электронов (по каскадной теории  $\sim 10^8$  эв), то обнаружение даже малой доли проникающих частиц в ливнях показывает, что роль их в энергетическом балансе ливней весьма существенна. Этот вывод подтверждает неправильность концепции, согласно которой широкие атмосферные ливни представляют собой электронно-фотонные лавины, образованные в соответствии с электромагнитной каскадной теорией.

### § 3. Спектр плотностей потока проникающих частиц

Изучая распределение ливней по числу проникающих частиц в них, мы можем сделать заключения о свойствах проникающих частиц и получить указания о характере процессов, при которых они образуются. Поэтому опыты по изучению спектра плотностей проникающих ливневых частиц представляют существенный интерес.

Отличие методики, применявшейся для этой цели на Памире<sup>48</sup>, от соответствующих опытов для электронов состоит только в покрытии счётчиков свинцовыми экранами толщиной от 22 до 32 см.

В методе вариации площадей зависимость числа тройных совпадений от площади счётчиков  $C_3(\sigma)$  представляется в виде кривой (рис. 10), которая аппроксимируется функцией  $C_3(\sigma) \approx \sigma^n$  при значении  $n$ , равном  $1,47 \pm 0,07$ .

Для определения величины  $n$  можно также использовать и метод разных кратностей. Измерение отношения числа четверных совпадений к тройным (при площади счётчиков  $0,4 \text{ м}^2$ ) дало значение  $\frac{C_4}{C_3} = 0,57 \pm 0,07$ , откуда получаем  $n = 1,60 \pm 0,15$ , что согласуется со значением, полученным методом вариации площадей.

Хотя в этих опытах был изучен сравнительно малый интервал плотностей проникающих частиц  $\left(2 - 15 \frac{\text{частиц}}{\text{м}^2}\right)$ , всё же они показывают, что значение показателя степени в спектре плотностей для проникающих частиц в пределах ошибок опыта совпадает с соответствующей величиной для спектра плотностей ливневых электронов. Отсюда можно заключить, что плотности потоков проникающих частиц примерно пропорциональны плотности потока электронов. Это же соотношение в несколько большем интервале плотностей изучалось с помощью иной методики Коккони с сотрудниками<sup>65</sup>. При этом авторы обнаружили слабое убывание доли проникающих частиц с плотностью (как  $\rho^{-0,13}$ ). Однако расхождение между результатами обеих работ, в общем, лежит в пределах статистических ошибок.

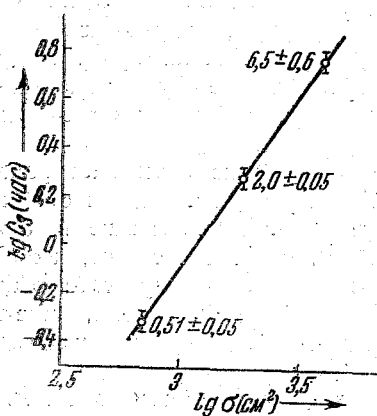


Рис. 10. Зависимость числа тройных совпадений разрядов в экранированных счётчиках  $C_3(\sigma)$  от их площади.



#### § 4. Доля проникающих частиц в ливнях и её высотная зависимость

При определении процентного содержания проникающих частиц возможны два экспериментальных подхода: 1) определение процентного содержания в ливнях, дающих в установке заданную плотность электронов. При этом учитываются ливни различных энергий, оси которых проходят на соответственно различных расстояниях от установки; 2) определение процентного содержания в ливне, имеющем определённую энергию, на разных расстояниях от оси.

Второй аспект поставленной задачи представляется более важным, так как только он позволяет получить характеристики, необходимые для построения схемы развития отдельного ливня. (Например, полное число проникающих частиц в ливне определённой энергии). Однако в настоящее время эта задача всё ещё не решена до конца.

Первая постановка вопроса с экспериментальной стороны является значительно более простой.

Исходя из того, что дифференциальный спектр плотностей как для электронов, так и для проникающих частиц может быть (см. § 3) представлен степенной функцией с одинаковым показателем ( $N_p d\rho_p \propto \rho_p^{-(\alpha_p+1)} d\rho_p$  — для проникающих частиц и  $N_e d\rho_e \sim \rho_e^{-(\alpha_e+1)} d\rho_e$  — для электронов), измеряют отношение числа, например, трёхкратных совпадений разрядов  $n$  неэкранированных счётчиков  $C_n^{(e)}$  к числу совпадений разрядов тех же счётчиков, расположенных под большими толщинами свинца  $C_n^{(п)}$ . Оно, очевидно, равно

$$\frac{C_n^{(e)}}{C_n^{(п)}} = \frac{\int_0^{\infty} \rho_e^{-(\alpha+1)} (1 - e^{-\rho_e \sigma})^n d\rho_e}{\int_{\rho_{п}}^{\infty} \rho^{-(\alpha+1)} (1 - e^{-\rho_{п} \sigma})^n d\rho_{п}}, \quad (18)$$

где  $n$  — число счётчиков.

Нас интересует отношение  $\frac{\rho_e}{\rho_{п}} = k$ , которое приближённо не зависит от плотности (см. § 3). Интеграл легко вычисляется. Полагая в (3)  $\rho_e = k\rho_{п}$  и произведя замену переменной интегрирования в верхнем интеграле, получаем в этом случае:

$$\frac{C_n^{(e)}}{C_n^{(п)}} = k^\alpha. \quad (19)$$

Из данных, полученных в работе<sup>34</sup>, находим, что на высоте около 4 км  $K=70$ . Из аналогичных измерений, проведённых Коккони и др.<sup>65</sup>, можно заключить, что на высоте около 3,2 км  $K=80$  — 90. Следовательно, в широком ливне плотность потока проникающих частиц составляет на высоте 3 — 4 км 1 — 1,5% от плотности потоков электронов.

Как следует из изложенного в разделе II, в случае измерений этого типа эффективное расстояние от оси ливня составляет около  $\frac{1}{3}$  лавинного радиуса. Поэтому измерения, проведённые методом многократных совпадений, дают долю проникающих частиц в центральной области ливня (см. раздел II, § 3).

Перейдём ко второму аспекту поставленной задачи. Помимо уже отмеченного ранее качественного вывода о том, что проникающие

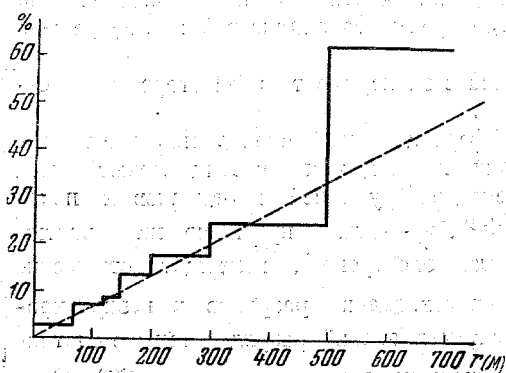


Рис. 11. Зависимость доли проникающих частиц от расстояния до оси ливней. По оси ординат отложено значение процента проникающих частиц от общего числа частиц на данном расстоянии ( $r$ ) от оси ливня.

частицы распределены шире, чем электроны, некоторые количественные оценки были сделаны на высоте 3260 м (Коккони, Тонжиржи и Грейзен<sup>34</sup>) и на уровне моря (Эйдус и др.<sup>60</sup>).

В первой работе было найдено, что при изменении расстояния от оси ливня от 5 до 100 м доля проникающих частиц увеличивается вдвое.

Значительно более полное исследование было проведено во второй работе<sup>60</sup>, в которой изучался суммарный процент про-

никающих частиц в широких ливнях. Определение этой величины на уровне моря было произведено следующим способом. В нескольких точках, расположенных на земной поверхности и удалённых на большие ( $\sim 200$  м) расстояния друг от друга, определялась плотность потоков всех ливневых частиц и отдельно проникающих частиц. Затем принималась определённая функция пространственного распределения частиц в ливнях (см. §§ 1, 2), и с помощью расчёта определялось место прохождения оси ливня. Зная расстояние оси ливня от детекторов проникающих частиц, можно было определить процент проникающих частиц на различных расстояниях от оси ливней. С помощью такого метода авторы смогли также вычислить полное число частиц в каждом из исследованных ливней. На рис. 11 показана зависимость процента проникающих частиц от расстояния до оси ливней, полученная на

основании анализа 57 зарегистрированных авторами ливней. Как видно из рис. 11, процент проникающих частиц сильно возрастает с удалением от оси, что хорошо согласуется с результатами работы<sup>61</sup>. Если оценить вклад проникающих частиц в полное число частиц в ливнях, то оказывается, что проникающие частицы составляют около  $\frac{1}{10}$  от общего числа частиц.

Пользуясь этими данными, можно приближённо оценить также и тот вклад, который вносят проникающие частицы на уровне моря в полную энергию ливня. Если принять, что средняя энергия электронов в глубине атмосферы не превышает критической энергии, а средняя энергия проникающих частиц составляет  $\sim 2 \cdot 10^9$  эв, то получим, что в проникающей компоненте заключено больше половины всей энергии ливня.

В этой же работе авторы, разбивая все зарегистрированные ими ливни на две группы (с числом частиц  $< 10^7$  и  $> 10^7$ ), пришли к выводу, что проникающие частицы вносят несколько меньший вклад по числу частиц в ливни с большей энергией ( $N > 10^7$ ), чем в меньшие ливни ( $N < 10^7$ ).

Таким образом, можно сделать следующие выводы относительно вклада проникающих частиц в общее число заряженных частиц:

1) В пределах центральной области ливневой доля проникающих частиц составляет на высоте 3—4 км 1—1,5%; эта доля увеличивается при уменьшении высоты, доходя до 2,5—3% на уровне моря.

2) Полная доля проникающих частиц в ливне (усреднённая по всем расстояниям до оси) больше указанной величины за счёт вклада периферийных участков, причём на уровне моря полное число проникающих частиц в ливне доходит примерно до 10%.

3) На уровне моря на периферии ливня доля проникающих частиц доходит до 60%.

#### IV. ЯДЕРНО-АКТИВНАЯ КОМПОНЕНТА ШИРОКИХ АТМОСФЕРНЫХ ЛИВНЕЙ

##### § 1. Открытие ядерно-активной компоненты

Указания на существование ядерных процессов, происходящих под влиянием частиц широких атмосферных ливней, были получены ещё в 1939 г. в работе Оже с сотрудниками<sup>3</sup> при помощи камеры Вильсона, помещённой под свинец толщиной 12 см. На 32 фотографиях, связанных с прохождением широких атмосферных ливней, оказалось 7 следов частиц с большой плотностью ионизации, принадлежащих, вероятно, протонам.

В 1942 г. в работе Оже и Додена<sup>64</sup> было показано, что при прохождении широких атмосферных ливней в блоке свинца рожда-

ются проникающие частицы; однако при этом не было выяснено, происходит ли это рождение под влиянием электронно-фотонной компоненты или под влиянием частиц проникающего типа.

В 1946—1947 гг. вопросу о рождении проникающих частиц в свинце были посвящены работы Яносси с сотрудниками<sup>66</sup>. В этих работах также было показано, что при прохождении широких атмосферных ливней в блоке свинца рождаются проникающие частицы. Однако на основе этих исследований авторы пришли к ошибочному выводу, что за эти процессы ответственна электронно-фотонная компонента, а не компонента нуклеонного типа.

До самого последнего времени (1947—1948 гг.) подавляющее большинство исследователей считало, что проникающие частицы

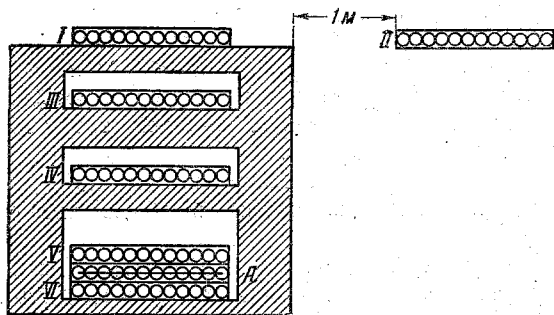


Рис. 12. Схема установки для сравнения ливнеобразующей способности «одиночных» и ливневых проникающих частиц.

широких атмосферных ливней являются обычными  $\mu$ -мезонами. С целью выяснить характер взаимодействия проникающих частиц широких атмосферных ливней с веществом, в 1947 г. на Памире было проведено с помощью небольшого годоскопа сравнение ливнеобразующей способности частиц «одиночной» проникающей компоненты космических лучей и проникающих частиц, входящих в состав широких атмосферных ливней. Результаты этого сравнения указывали на то, что проникающие частицы широких атмосферных ливней создают в свинце ливни из многих частиц чаще, чем «одиночные»  $\mu$ -мезоны. Однако малая статистическая точность наблюдений не позволила сделать окончательных выводов. Более подробное исследование было предпринято в следующем году<sup>53</sup> в связи с появлением гипотезы о ядерно-каскадном характере развития широких ливней.

Схема установки, предназначенной для исследования ядерно-активной компоненты, представлена на рис. 12. Разряды 72 годоскопических счётчиков, расположенных в свинцовом блоке, регистрировали ливни только в том случае, когда разряды происходили во всех счётчиках управляющей группы. При изучении ливнеобра-

зования частицами одиночной компоненты система управлялась разрядами трёх из этих счётчиков, образующих вертикальный «телескоп».

Для изучения ливнеобразующей способности проникающих частиц, входящих в состав широких ливней, схема управлялась тройными совпадениями между импульсами от счётчиков группы А и неэкранированных счётчиков, расположенных на расстоянии 1—2 м от свинцового блока. Результаты опытов сведены в табл. III.

Таблица III

Число частиц, зарегистрированных группой счётчиков под свинцом	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
Процент таких случаев при прохождении одиночных проникающих частиц . . . . .	95,5	2,5	0,5	0,3	0,1	1,1	0	0	0	0	0	0
Процент таких случаев при прохождении проникающих частиц, входящих в атмосферный ливень . . . . .	57,4	18,0	6,2	5,8	3,1	2,3	1,3	1,5	2,3	0,3	0,5	1,6 <sup>5</sup>

Во второй строке табл. III представлено распределение срабатываний установки по числу частиц под свинцом при вхождении в свинец «одиночных проникающих частиц», в третьей — распределение при прохождении проникающих частиц, входящих в состав атмосферных ливней («ливневые» частицы).

Результаты этой работы ясно показали, что проникающие частицы широких атмосферных ливней не могут быть  $\mu$ -мезонами, так как они обладают ливнеобразующей способностью, значительно превышающей ливнеобразующую способность  $\mu$ -мезонов, но характерной для «ядерно-активных» частиц.

Из этой работы следовало, что от 25 до 50% регистрируемых установкой проникающих частиц широких атмосферных ливней являются ядерно-активными частицами, генерирующими при взаимодействии с веществом электронно-ядерные ливни.

Таким образом было получено веское доказательство справедливости ядерно-каскадной схемы широких атмосферных ливней.

Позднее к аналогичным выводам пришли в своих работах Коккони, Грейзен и др.<sup>24</sup> Следует отметить, что первая работа Коккони и Грейзена<sup>49</sup>, предпринятая в этом направлении, дала отрицательный результат, противоречивший данным, полученным на Памире. Однако Коккони и Грейзен впоследствии сами признали его ошибочным.

## § 2. Спектр плотностей потоков ядерно-активных частиц

Исследование спектра плотностей потоков ядерно-активных частиц существенно для изучения зависимости доли ядерно-активных частиц от энергии ливня и потому необходимо для уточнения наших представлений о механизме его развития.

Изучение спектра плотностей потоков ядерно-активных частиц проводилось несколько косвенным путём<sup>54</sup>. Именно, непосредственно изучалось только попадание ядерно-активных частиц в некоторую установку (которую можно рассматривать как детектор таких частиц) при различных плотностях потока электронов в сопровождающих эту частицу широких ливнях, т. е. при различных площадях  $\sigma$ , регистрирующих эти ливни трёх незранированных счётчиков (рис. 13). (Измерения производились на Памире.)

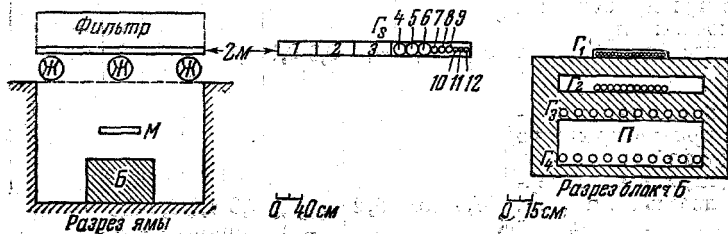


Рис. 13. Схема установки для исследования свойств ядерно-активной компоненты широких атмосферных ливней. Счётчики  $M$  срабатывают от частиц электронно-ядерных ливней, образованных в фильтре. Блок  $B$  служит для определения плотности ливней, а годоскопическая группа счётчиков — для определения плотности атмосферных ливней.

Для интерпретации полученной зависимости (она представлена на рис. 14) предположим: 1) что плотность частиц ядерно-активной компоненты действительно пропорциональна плотности потока заряженных частиц

$$\rho_{\text{я}} = k_1 \rho_{\text{з}} [k_1 = \text{const}];$$

2) что вероятность  $\omega$  регистрации ядерно-активной частицы, попавшей на верхний фильтр с эффективной площадью  $S$ , не зависит от плотности воздушного ливня  $\rho_{\text{з}}$ .

В таком случае вероятность  $P$  срабатывания счётчиков  $M$  при прохождении ливня плотности  $\rho_{\text{з}}$  равна:

$$P = \omega \cdot k_1 \cdot S \cdot \rho_{\text{з}} \quad (20)$$

и, следовательно, число совпадений разрядов в счётчиках  $M$  и в трёх незранированных счётчиках площади  $\sigma$ ,  $C_4$  ( $\sigma$ ,  $\omega \cdot k_1 \cdot S$ ) можно

записать в виде

$$C_4(\sigma, \omega \cdot k_1 \cdot s) = A \int_0^{\infty} \rho^{-(\alpha+1)} (1 - e^{-\rho_0 \sigma})^3 \omega \cdot k_1 \cdot s \rho_0 d\rho_0 = B \sigma^{\alpha-1}, \quad (21)$$

где  $A \rho^{-(\alpha+1)} d\rho$  — число ливней в час с плотностью между  $\rho$  и  $\rho + d\rho$ ;

$$B = \text{const.}$$

Так как  $\alpha \cong 1,4$ , то зависимость  $C_4(\sigma)$ , вычисленная при сделанных предположениях, представляется функцией  $B\sigma^{0,4}$  (сплошная кривая, рис. 14).

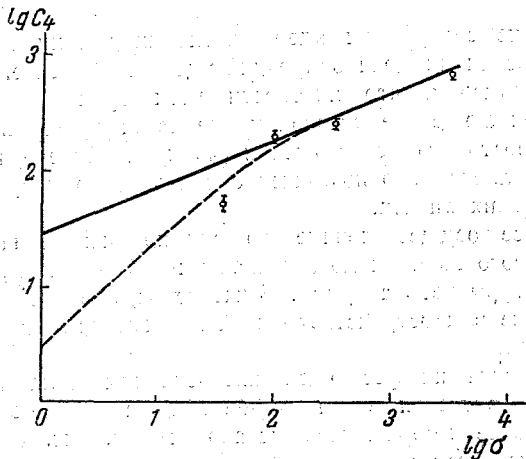


Рис. 14. Зависимость четырёхкратных совпадений от плотности потоков широких атмосферных ливней. Разряды в одной из четырёх систем счётчиков (группа М на рис. 13) вызываются ядерно-активными частицами. По оси абсцисс отложена эффективная площадь  $\sigma$  незранированных счётчиков; по оси ординат — число четырёхкратных совпадений в единицу времени  $C_4(\sigma)$ .

Как видно из рисунка, три значения  $C_4(\sigma)$  определённые на опыте, хорошо ложатся на кривую. Расхождение для наименьшей площади (т. е. для самых плотных ливней) можно приписать одновременному попаданию на установку нескольких ядерно-активных частиц; в этом случае вероятность срабатывания счётчиков не пропорциональна  $S$  и её нельзя записать в виде (20).

Приближённая оценка влияния этого эффекта, произведённая в Памирской работе 1948—1949 гг. (см. <sup>54</sup>), даёт пунктирную кривую, которая устраняет расхождение. Таким образом, предположение

о том, что плотности потоков всех заряженных и радиоактивных частиц пропорциональны друг другу, согласуется с опытом. Следовательно, распределение ливней по плотностям потоков радиоактивных частиц можно аппроксимировать такой же степенной функцией с показателем  $\alpha \cong 1,4$ , которая имеет место для всех компонент ливня.

Этот вывод согласуется с тем, который был сделан Тонжиоржи<sup>55</sup>, использовавшей в качестве детектора электронно-ядерных ливней систему нейтронных счётчиков, погружённых в парафин (см. § 5 этого раздела).

### § 3. Процентное содержание радиоактивных частиц в широких ливнях

Определение содержания радиоактивных частиц в ливне основано на измерении их доли в проникающей компоненте. Поскольку мы пришли к выводу, что плотности всех трёх компонент (электронной, проникающей неактивной и радиоактивной) приблизительно находятся в постоянном соотношении (по крайней мере, в центральных областях ливня), это позволяет оценить долю радиоактивных частиц в широких ливнях.

Однако все осуществлённые до сих пор измерения ставились в рамках первого из подходов, указанных в § 1 гл. III, и поэтому полученные цифры весьма грубы. В частности, здесь ещё не учитывается различие в пространственных распределениях различных компонент.

Первая оценка интересующей нас величины была произведена в работе<sup>55</sup>. Измерения были выполнены на Памире (3860 м). С помощью ранее изображённой установки (см. рис. 12) определялось отношение числа проходов проникающих частиц, сопровождаемых ливнями из самого детектора, к числу проходов проникающих частиц через детектор без размножения (в обоих случаях, конечно, сопровождаемых широкими ливнями, т. е. разрядами в неэкранированных счётчиках). Если считать, что все проникающие одиночные частицы неактивные, то это отношение, оказавшееся равным примерно 0,15, и даёт долю радиоактивных частиц в проникающей компоненте широких ливней. В действительности эта доля больше, поскольку отнюдь не при всяком попадании радиоактивной частицы на установку она может быть отличена от одиночной проникающей частицы. В самом деле, с одной стороны, эта частица может дать ливень, который будет недостаточно плотным, и сработает только один счётчик; с другой стороны, частица имеет значительную вероятность пройти через свинец, не взаимодействуя при этом вовсе. Учёт этих факторов приводит к тому, что долю радиоактивных частиц можно считать равной примерно  $\frac{1}{3}$  от числа частиц всей проникающей компоненты широких ливней.



Грейзен и др.<sup>56</sup> нашли с помощью аналогичного метода, что на высоте 4260 м эта доля составляет  $0,60 \pm 0,15$ , а Зитте<sup>57</sup> для высоты 3260 м дает цифру  $0,26 \pm 0,03$  \*). Таким образом приближенно можно считать, что в проникающей компоненте, входящей в состав широких ливней на высоте порядка 3—4 км, от одной четверти до половины частиц являются ядерно-активными. Мак-Каскер<sup>58</sup> получил на уровне моря для этого отношения значение  $\cong 0,35$ . Следует отметить, что доля ядерно-активной компоненты относительно числа электронов, регистрируемая системой нейтронных счётчиков (Тонджиоржи<sup>55</sup>, см. § 5), почти не меняется при уменьшении высоты от 4300 до 260 м, и, следовательно, число ядерно-активных частиц уменьшается с высотой примерно так же, как и число электронов.

#### § 4. Пространственное распределение ядерно-активных частиц в широких ливнях

Первые указания на характер пространственного распределения ядерно-активных частиц в широком ливне были получены (с помощью разных методик) в работах<sup>53,59</sup>.

В первой из этих работ (использована установка, изображённая на рис. 12) положение относительно оси ливня определялось по энергии электронов, сопровождающих данную проникающую частицу. Для этого рядом с детектором ядерно-активных частиц определялось поглощение потока сопровождающих электронов в 6 см свинца. Если число электронов этим слоем не уменьшалось, то это свидетельствовало в пользу того, что энергия электронов очень велика и, значит, измерение происходит вблизи оси ливня. Оказалось, что одиночные проникающие частицы в детекторе ядерно-активных частиц сопровождаются большей частью электронами, поглощаемыми в 6 см свинца, а ядерно-активные частицы, дающие в детекторе ливни, — электронами, проходящими через свинец такой толщины. Полученный результат можно было интерпретировать как указание на то, что ядерно-активные частицы имеют более «узкое» пространственное распределение, чем  $\mu$ -мезоны. Далее, после прохождения 6 см свинца лавина в среднем состояла из одной частицы. Отсюда следует, что средняя энергия электронов, сопровождающих ядерно-активные частицы, имеет порядок  $3 \cdot 10^8$  эв. Согласно каскадной теории<sup>11</sup> средний квадратичный радиус для них на высоте 4 км будет равен 32 м. Следовательно, эта величина может быть принята

\*) Естественно, что для оценки доли ядерно-активной компоненты во всём ливне нужно принять во внимание различие в пространственном распределении ядерно-активных частиц и  $\mu$ -мезонов. Как будет показано в следующем параграфе, пространственное распределение ядерно-активных частиц несколько «уже», чем  $\mu$ -мезонов; поэтому приведённые цифры характеризуют, повидимому, верхнюю границу доли ядерно-активной компоненты во всём ливне.

в качестве весьма грубой оценки ширины области, по которой распределены ядерно-активные частицы.

В другой работе<sup>59</sup> изучалось прохождение проникающих частиц через свинцовые пластинки в управляемой камере Вильсона. Управление осуществлялось системой счётчиков, включённых в схему совпадений и расположенных под толстым (9 см) слоем свинца. Такая система приблизительно фиксирует место попадания весьма быстрых электронов, т. е. ствола ливня (селектор стволов). Таким образом, принцип фиксации расстояний от ствола был по существу тот же, что в первой работе. Ядерно-активные частицы регистрировались по производимым ими вторичным эффектам — по электронно-ядерным ливням и «звёздам», т. е. ядерным расщеплениям малых энергий.

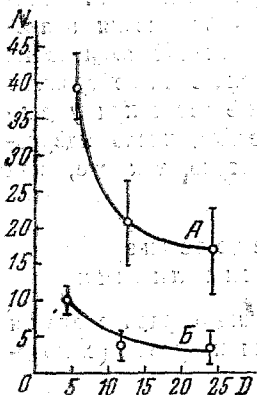


Рис. 15. Пространственное распределение проникающих и ядерно-активных частиц, полученное с помощью камеры Вильсона. По оси абсцисс отложено расстояние между селектором стволов и камерой Вильсона, а по оси ординат — число прошедших проникающих частиц (кривая А) и случаев ядерного взаимодействия в камере (кривая В).

ядерные ливни), так и частицы малых энергий (образующие «звёзды»), совпадает на малых расстояниях от оси ливней с пространственным распределением электронной и проникающей компонент.

Пространственное распределение ядерно-активных частиц весьма высокой энергии (по приближённым оценкам  $\sim 10^{11}$  эв) изучалось в работе<sup>54</sup> с помощью двух детекторов ядерно-активных частиц; каждый из них регистрировал прохождение электронно-ядерного ливня значительной плотности. Рассматривалось одновременное образование электронно-ядерных ливней в обоих детекторах. В результате наблюдений (проведённых, правда, с малой статистической точностью) оказалось, что при изменении расстояния между установками от 2 до 30 м число таких совпадений меняется в  $8^{+5}_-4$  раз.

На рис. 15 нанесена зависимость числа таких эффектов от расстояния между селектором стволов и камерой Вильсона (в интервале 5—25 м). Для сравнения на этом же рисунке нанесена аналогичная кривая для проникающих частиц, полученная таким же методом. В пределах статистических ошибок обе кривые параллельны друг другу. Как известно, при небольших расстояниях от оси пространственные распределения электронной и проникающей компонент совпадают<sup>59</sup>. Поэтому можно сказать, что «суммарное» пространственное распределение частиц ядерно-активной компоненты, включающей как частицы больших энергий (образующие электронно-

Это является некоторым указанием на то, что плотность потока ядерно-активных частиц убывает с расстоянием от оси ливня быстрее, чем плотность потока электронов. Действительно, число двойных совпадений импульсов в неэкранированных счётчиках при таком же изменении расстояния изменяется всего в  $1,9 \pm 0,2$  раза<sup>60</sup>.

Итак, можно полагать, что ядерно-активные частицы сравнительно высокой энергии ( $\cong 10^{10} - 10^{11}$  эв) распределены в пространстве более концентрированно, чем электроны, в то время как все ядерно-активные частицы (во всяком случае в пределах центральной области ливня) имеют распределение, примерно совпадающее с распределением электронов.

В пользу такого заключения свидетельствуют также результаты опытов Коккони и Коккони-Тонжиржи<sup>61</sup>, хотя малая статистическая точность не позволяет сделать и в этом случае окончательный вывод.

Установка этих авторов состояла из селектора стволов, детекторов ядерно-активных частиц с энергией  $> 10^9 - 10^{10}$  эв и регистратора плотности потоков электронов, находящегося в непосредственной близости к детектору\*). Изменяя расстояние от селектора стволов до детектора ядерно-активных частиц в диапазоне 10—95 метров, авторы сравнивали пространственное распределение электронов и ядерно-активных частиц.

Результаты показали, что ядерно-активные частицы, регистрируемые данной установкой, располагаются ближе к стволу, чем электроны, и что для ливней меньшей плотности (а, следовательно, и энергии) этот эффект выражен слабее. Таким образом эти опыты подтверждают вывод, сделанный выше.

### § 5. Состав ядерно-активной компоненты широких атмосферных ливней

Мы уже говорили, что к ядерно-активным частицам следует отнести нуклоны,  $\pi$ -мезоны и (если они существуют) прочие ядерно-активные мезоны. Однако на данной стадии эксперимент не позволяет идентифицировать ядерно-активные частицы различной природы. Поэтому, ограничиваясь в этом разделе рассмотрением только в общих чертах, мы обсудим:

1) существование в широких ливнях ядерно-активных частиц малой энергии (в том числе и нейтронов); 2) соотношение между числом заряженных и нейтральных частиц в ядерно-активной

\*) Детектор ядерно-активных частиц состоял из 16 нейтронных счётчиков, помещённых в парафиновый блок, в котором находилась свинцовая пластинка, служившая местом генерации электронно-ядерных ливней. Счётчики, таким образом, регистрировали нейтроны, движущиеся в составе электронно-ядерного ливня, проходящего через детектор (или образованного в нём).

компоненте ливней (присутствие нейтральных частиц в составе ядерно-активной компоненты, не входящей в состав ливней, было обнаружено в работах<sup>62, 63</sup>). Указание на существование в атмосферных ливнях ядерно-активных частиц малых энергий было получено в опытах Тонжиоржи<sup>65</sup>, использовавшей систему нейтронных счётчиков, погружённых в парафиновый блок. Прохождение широких атмосферных ливней отмечалось тремя счётчиками Гейгера. Зарегистрированные нейтроны либо образовывались в материале, окружающем нейтронные счётчики, либо создавались в воздухе. Сопоставление данных, полученных Тонжиоржи, показывает, что при наличии внутри парафинового блока свинцового фильтра нейтроны образуются, в основном, в этом фильтре, в то время как при отсутствии свинцового фильтра нейтроны попадают на установку в основном из воздуха. Таким образом, в составе атмосферных ливней имеются медленные нейтроны. По оценкам Тонжиоржи они составляют на малых высотах около 1% от полного числа заряженных частиц. Заметим, что установка этого типа является также хорошим детектором ядерно-активных частиц и больших энергий. Действительно, по оценкам автора, в свинце в каждом акте создаётся в среднем около 60 медленных нейтронов; такое число нейтронов может возникнуть только при ядерном взаимодействии частиц большой энергии.

Соотношение между числом заряженных и нейтральных ядерно-активных частиц изучали Зитте<sup>57</sup> и Грейзен и др.<sup>56</sup> на горных высотах (3—4 км) методом годоскопа. В обеих работах ядерно-активные частицы регистрировались по образованным ими в свинце электронно-ядерным ливням. Зитте определял полное число ядерно-активных частиц (как заряженных, так и нейтральных  $N_N$ ), а также отдельно число заряженных ( $N_p$ ) по отношению к числу проникающих неактивных частиц ( $N_\mu$ ) и получил

$$\frac{N_N}{N_\mu} = 0,26 \pm 0,03$$

и

$$\frac{N_p}{N_\mu} = 0,105 \pm 0,022.$$

Из сопоставления этих отношений следует, что нейтральные частицы составляют около 60% от полного числа ядерно-активных частиц\*).

---

\*) Следует, однако, заметить, что в установке, использованной Зитте, условия для регистрации полного числа ядерно-активных частиц (нейтральных и заряженных) из-за «геометрии» установки были лучше, чем для регистрации только заряженных. Это обстоятельство могло привести к тому, что процент нейтральных частиц в действительности несколько меньше указанного Зитте.

В работе Грейзена и др.<sup>56</sup> было получено, что нейтральные частицы составляют около 40% от всех ядерно-активных частиц<sup>\*)</sup>. Что касается природы нейтральных частиц, то можно предположить, что они являются, по крайней мере в значительной части, нейтронами.

Таким образом, можно считать установленным, что в составе широких ливней присутствуют проникающие частицы; доля их в центральных участках составляет несколько процентов и возрастает по мере удаления от ствола ливня. От одной трети до половины проникающих частиц, находящихся в пределах центральной области ливня, — ядерно-активны, причём частицы с большей энергией (по очень грубой оценке — порядка  $10^{11}$  эв) сосредоточены вблизи оси ливня, а основная масса всех ядерно-активных частиц лежит в пределах нескольких десятков метров от этой оси.

Эти факты, установленные в течение последних лет, образуют ещё одну группу доказательств непригодности электронно-фотонной концепции широких ливней.

#### V. ШИРОКИЕ АТМОСФЕРНЫЕ ЛИВНИ КАК ЯДЕРНО-КАСКАДНЫЙ ПРОЦЕСС

Как это следует из экспериментальных данных, изложенных в предыдущих главах, вся совокупность полученных результатов, имеющихся в настоящее время, показывает непригодность электромагнитной электронно-фотонной схемы для описания широких атмосферных ливней.

Основные противоречия экспериментальных данных с электромагнитной схемой электронно-фотонных ливней можно сформулировать следующим образом:

1) Ливень имеет сложный состав: кроме электронно-фотонной компоненты, в ливень входят проникающие частицы как ядерно-активные, так и ядерно-пассивные ( $\mu$ -мезоны). В ливне присутствуют сильно ионизирующие частицы и медленные нейтроны. Энергия, несомая проникающими частицами, превосходит энергию электронно-фотонной компоненты; энергия, несомая ядерно-активной компонентой, по крайней мере того же порядка, что энергия электронно-фотонной компоненты.

2) Не наблюдается резкой зависимости высотного хода ливней от их плотности, в противоположность выводам из электронно-фотонной схемы.

3) Пространственное распределение частиц ливня значительно шире, чем предсказывает каскадная теория. На больших расстояниях от ствола убывание плотности ливня по мере удаления от оси ливня идёт медленнее, чем это следует по каскадной теории.

<sup>\*)</sup> Схема, использованная этими авторами, с одинаковой вероятностью регистрировала заряженные и нейтральные ядерно-активные частицы.

Кроме того, чисто электронно-фотонная схема ливня, вероятно, не подходит для описания ливней уже потому, что первичными частицами, входящими в атмосферу из космического пространства, по крайней мере в области умеренных энергий ( $\sim 10^{10} - 10^{11}$  эв), являются не фотоны или электроны, а протоны и, может быть, более тяжёлые ядра.

Выход из создавшегося положения, как уже упоминалось во введении, был найден в 1948 г. в построении новой схемы широких атмосферных ливней, основанной на представлении о ядерно-каскадном процессе<sup>9</sup>. Согласно этой схеме широкие атмосферные ливни являются электронно-ядерными ливнями, образованными первичными частицами сверхвысокой энергии и развивающимися в воздухе.

Таким образом в принципе нет различия между механизмом образования частиц «одиночной» компоненты и компонентами ливня. Различие состоит в энергии первичной частицы. При малой энергии первичной частицы в образующихся «ливнях» число частиц мало и они наблюдаются как «одиночные». При большой энергии первичной частицы образуется ливень с числом частиц достаточно большим для его наблюдения. Благодаря малой плотности воздуха и сравнительно большим углам вылета рождающихся частиц, а также их последующему рассеянию частицы расходятся на большие расстояния. Таким образом, все ливни в воздухе при достаточном удалении от точки их генерации будут широкими. Отсюда можно сделать вывод, что в принципе все частицы космического излучения в глубине атмосферы входят в состав широких атмосферных ливней.

Однако, когда мы говорим «широкие атмосферные ливни», то мы в действительности подразумеваем лишь ливни, состоящие из очень большого числа частиц, т. е. ливни, генерированные первичными частицами очень большой энергии. Поэтому, может быть, правильнее было бы называть их большими атмосферными ливнями или «атмосферными ливнями высокой энергии», но термин «широкие атмосферные ливни» исторически прочно вошёл в литературу, и мы не считаем целесообразным его заменять.

Ядерно-каскадная схема широких атмосферных ливней после своего возникновения получила многочисленные веские подтверждения.

Во-первых, ядерно-каскадный процесс был непосредственно наблюден на снимках, полученных с помощью камеры Вильсона<sup>67-69</sup>, во-вторых, все противоречия экспериментальных данных с электронно-фотонной схемой, которые к 1948 г. лишь наметились, были затем чётко доказаны благодаря проведению серии детальных экспериментальных исследований и теоретических расчётов, в-третьих, все следствия ядерно-каскадной схемы ливней, по крайней мере качественно, были подтверждены на опыте<sup>18, 47, 50, 53</sup>. Всё это привело к тому, что новая схема в настоящее время стала общепризнанной<sup>43, 56, 70</sup>.

Ядерно-каскадная схема так описывает развитие ливня:

1. Начало развития ливня обусловлено столкновением первичного протона или более тяжелого ядра сверхвысокой энергии с атомным ядром одного из атомов воздуха в атмосфере Земли.

2. В акте такого столкновения рождаются новые ядерно-активные частицы. Последующие столкновения каждой из них с атомными ядрами приводят к каскадному процессу размножения ядерно-активных частиц.

3. Рождающиеся в процессах ядерных столкновений нейтральные  $\pi^0$ -мезоны при своём распаде дают начало электронно-фотонной компоненте ливня, развитие которой описывается электромагнитной лавинной теорией.

4. Заряженные  $\pi^\pm$ -мезоны при своём распаде дают  $\mu$ -мезонную компоненту широких атмосферных ливней.

Такая схема развития ливня позволяет разделить рассмотрение совокупности процессов в ливне на две части:

1) развитие лавины ядерно-активных частиц, являющейся как бы скелетом ливня, и

2) развитие вторичных компонент ливня, в том числе и электронно-фотонной.

При размножении ядерно-активных частиц каждая частица следующего поколения имеет энергию, меньшую чем энергия частиц предыдущего поколения. При снижении же энергии ядерно-активных частиц изменяется относительная роль различных процессов, протекающих при ядерных столкновениях.

Энергия ядерно-активной частицы при ядерных столкновениях переходит не только в энергию новых также ядерно-активных частиц, но и уходит (и, можно предположить, практически необратимо) на образование фотонов (через  $\pi^0$ -мезоны),  $\mu$ -мезонов (через распад  $\pi^\pm$ -мезонов) и на нуклоны сравнительно малой энергии, возникающие при разрушении атомных ядер. Роль этих процессов резко возрастает при снижении энергии ядерно-активных частиц, так что, повидимому, и для ядерно-каскадного процесса можно ввести понятие «порога» энергии, аналогичного понятию «критической энергии» в каскадной электронно-фотонной теории. Численное значение величины этого порога заключено в интервале  $10^9$ — $10^{10}$  эв.

Существование каждого из описанных процессов в настоящее время можно считать уже хорошо доказанным независимыми экспериментами (с фотопластинками и проч.), так что теперь необходимость такой схемы является простым следствием предположения о существовании нуклонов с энергией порядка  $10^{14}$ — $10^{16}$  эв в первичной компоненте. Из этой схемы непосредственно вытекает наличие всех известных компонент ливня:

- 1) ядерно-активной,
- 2)  $\mu$ -мезонной,
- 3) электронно-фотонной.

Также становится понятным наличие сильно ионизирующих частиц и медленных нейтронов.

В настоящее время ядерно-каскадная схема позволяет понять состав ливня не только качественно, но и полуколичественно. Действительно, в развившемся ливне число ядерно-активных частиц  $N^{(я)}$  должно быть (с точностью до коэффициента порядка единицы) равно отношению полной энергии, несомой ядерно-активными частицами, к «пороговой» энергии  $\epsilon_a$ . Аналогичным отношением полной энергии электронно-фотонной компоненты  $E^{(e)}$  к  $\beta$  определяется и число  $N^{(e)}$  электронов. Поэтому доля ядерно-активных частиц в ливне определяется соотношением

$$\frac{N^{(я)}}{N^{(e)}} \sim \frac{\frac{E^{(я)}}{\epsilon_a}}{\frac{E^{(e)}}{\beta}}$$

Если сделать предположение, что в развившемся ливне энергия несомая ядерно-активными частицами, близка к энергии электронно-фотонной компоненты ( $E^{(я)} \cong E^{(e)}$ ), то доля ядерно-активных частиц должна быть порядка  $\frac{\beta}{\epsilon_a}$ . При  $\epsilon_a \cong 10^{10}$  эв, как это следует из опытов с фотопластинками и из изучения электронно-ядерных ливней, получаем:

$$\frac{N^{(я)}}{N^{(e)}} \cong 10^{-2},$$

что согласуется с экспериментом.

Согласно ядерно-каскадной схеме, в развившемся ливне должна наблюдаться примерная пропорциональность между числом проникающих частиц и электронов, с медленным убыванием доли проникающих частиц в ливнях, возникших от первичных частиц большой энергии.

Обозначим число ядерно-активных частиц, рождённых первичным протоном с энергией  $E_0$ , через  $n$  и предположим, что каждая из них получила энергию  $\frac{E_0(1-\epsilon)}{n}$ , где  $\epsilon$  — доля энергии первичной частицы, перешедшая в ядерно-пассивную компоненту (электронно-фотонную). Следовательно, одна первичная частица с энергией  $E_0$  эквивалентна (в смысле дальнейшего развития проникающей компоненты ливня)  $n$  частицам с энергией  $\frac{E_0(1-\epsilon)}{n}$ . Число проникающих частиц в максимуме  $N_n(E_0)$  удовлетворяет поэтому соотношению

$$N_n(E_0) = nN_n\left(\frac{E_0(1-\epsilon)}{n}\right). \quad (22)$$



Аппроксимируя  $N_n$  степенной функцией  $E_0^k$ , получим:

$$k = \frac{\ln n}{\ln n - \ln(1 - \epsilon)} \cong 1 - \frac{\epsilon}{\ln n}. \quad (23)$$

Если  $\epsilon \ll 1$  и  $n \gg 1$ , то, следовательно, в максимуме ливня число проникающих частиц пропорционально  $E_0$  в степени, близкой к единице, но меньшей её:  $k \ll 1$ .

Наоборот, доля энергии, переходящая в электронно-фотонную компоненту, с увеличением энергии первичной частицы должна несколько возрастать, так как возрастает число актов ядерных столкновений, происходящих до того, как ливень достигнет максимума. Однако это возрастание будет медленным, если  $n$  велико, а  $\epsilon$  мало. Так как число электронов в максимуме пропорционально энергии, перешедшей в электронно-фотонную компоненту, то и число электронов в максимуме должно возрастать лишь несколько быстрее, чем  $E_0$ .

Всё это должно приводить к тому, что доля проникающих частиц в максимуме ливней в согласии с экспериментом должна лишь слабо убывать с увеличением числа частиц в ливнях.

На больших глубинах доля проникающих частиц должна убывать с возрастанием числа частиц в ливне более заметно, так как число проникающих частиц должно убывать с глубиной очень медленно, а число электронов в ливнях большей энергии убывает несколько слабее, чем в ливнях малой энергии.

Экспериментальные данные по этому вопросу ещё очень бедны. На высотах гор<sup>49</sup> получены лишь данные относительно изменения соотношения плотностей проникающих частиц и электронов. Доля проникающих частиц в регистрируемых областях ливней если и убывает, то примерно лишь как  $\rho^{-0,13}$ . На уровне моря предварительные данные относительно доли<sup>50</sup> проникающих частиц подтверждают некоторое убывание этой доли с числом частиц в ливне; однако статистический материал ещё недостаточен для количественных выводов.

Как следует из приведённых рассуждений, доля энергии, переходящая в каждом акте в ядерно-пассивную компоненту ливня, должна быть мала, чтобы можно было объяснить примерную независимость от энергии ливня отношения числа проникающих частиц к числу электронов.

В работе<sup>71</sup> приводится доказательство этого положения с другой точки зрения. На глубине атмосферы в  $600 \text{ г/см}^2$ , что соответствует примерно 10 свободным пробегам частиц, взаимодействующих с ядрами атомов с эффективным сечением, равным геометрическому сечению, энергия ядерно-активной компоненты весьма значительна. Если в каждом акте столкновения в ядерно-пассивную компоненту уходит доля  $\epsilon$  энергии налетающей частицы, а доля  $1 - \epsilon$  остаётся в ядерно-активной компоненте, то на глубине,

соответствующей 10 ядерным сечениям, в ядерно-активной компоненте останется лишь доля, равная  $(1 - \epsilon)^{10}$  от энергии первоначальной частицы. Принимая, что ядерно-активная компонента после этого сохраняет не менее 0,1 полной энергии ливня (что, повидимому, сильно занижено); получаем для величины  $\epsilon$ :

$$\epsilon = 1 - 10^{-\frac{1}{10}} \approx 0,2.$$

Ядерно-каскадная схема позволяет также даже без детальных подсчетов и точной модели качественно объяснить аномально медленное спадание плотности ливня на больших расстояниях от оси. Действительно, если в электронно-фотонном ливне можно пренебречь (по сравнению с кулоновским рассеянием) углами рождения частиц (рождённых пар и фотонов, излученных электронами), то в ядерно-каскадном ливне необходимо учитывать углы, под которыми вылетают частицы, рождённые в ядерных процессах, по отношению к направлению генерирующей.

Угловое распределение частиц, генерируемых в процессе ядерных столкновений, конечно, зависит от механизма генерации. Однако, если в системе координат центра инерции сталкивающихся нуклонов процесс рождения частиц не обладает резко выраженной анизотропией (в предложенных до сих пор вариантах теории таких процессов получается либо изотропия, либо достаточная близость к ней), то в лабораторной системе порядок величины среднего угла разлёта рождённых частиц определяется формулой

$\theta_0 = \sqrt{\frac{2mc^2}{E}}$  (где  $m$  — масса нуклона,  $E$  — энергия налетающей ядерно-активной частицы).

Если в качестве «порога» ядерно-каскадного процесса принять даже такую высокую энергию как  $10^{11}$  эв, то при средней длине пробега частиц ядерно-активной компоненты в воздухе (определяемой геометрическим сечением ядра) порядка 1 км получим, что компонента, генерирующая электронно-ядерные ливни, будет расходиться на расстояние вплоть до 100 м от оси ливня.

Электронно-фотонная компонента (см., например, <sup>62</sup>), эффективно генерируется нуклонами с энергией, большей, чем  $10^{10}$  эв. При этом нейтральные мезоны должны вылетать под углами порядка  $\theta_0 \approx 0,4$ . При пробеге лавин, образуемых от фотонов распада  $\mu$ -мезонов, порядка 100—150 г/см<sup>2</sup> получаем, что электронно-фотонная компонента может расходиться вплоть до расстояний 500—700 м от оси ливня.

Наиболее широким пространственным распределением должны обладать  $\mu$ -мезоны, поскольку они могут образовываться лишь с относительно малой энергией ( $\leq 3 \cdot 10^{10}$  эв) (при больших энергиях  $\pi^\pm$ -мезоны не успеют распасться). Поэтому они будут возникать в основном в результате актов, вызванных ядерно-активными

частицами малых энергий, вследствие чего углы их рождения будут велики. Слабое взаимодействие  $\mu$ -мезонов с веществом и большое время их жизни приводят к большим пробегам, поэтому удаление их от оси ливня может быть весьма значительным. Это хорошо подтверждается экспериментальными данными (см. раздел III).

Так как ни электронно-фотонная, ни, тем более, ядерно-активная компоненты ливней не могут расходиться от оси на очень большие расстояния, то на дальней периферии широкие атмосферные ливни должны состоять из одних  $\mu$ -мезонов (и около 30% электронов, идущих в равновесии с ними).

Ядерно-каскадная схема позволяет качественно объяснить и аномалии, связанные с высотными зависимостями. Для этого, однако, требуются специальные предположения относительно характера элементарного акта рождения частиц при столкновении ядерно-активной частицы высокой энергии с ядром.

Действительно, акт образования ливня происходит, в среднем, на глубине, соответствующей одному ядерному сечению, т. е.  $\sim 70 \text{ г/см}^2$  воздуха, тогда как в случае попадания первичного электрона высокой энергии, начиная с границы атмосферы, число частиц растёт по экспоненте  $e^{\lambda t}$ , достигая на глубине  $70 \text{ г/см}^2$  больших значений (сотни частиц), так как электрон высокой энергии на одной  $t$ -единице ( $35 \text{ г/см}^2$ ) излучает большое число фотонов с энергией свыше критической. Несмотря на это, согласно экспериментам, ливень достигает максимума своего развития на глубинах атмосферы ( $\sim 300 \text{ г/см}^2$ ), меньших, чем глубины, соответствующие максимуму электронно-фотонных лавин от первичных электронов. Отсюда необходимо сделать вывод, что при столкновении ядерно-активных частиц высокой энергии с атомными ядрами происходит множественное рождение вторичных частиц. Благодаря этому, несмотря на то, что ядерный пробег (свободный пробег  $\sim 70 \text{ г/см}^2$ , соответствующий геометрическому сечению ядер атомов воздуха) в два раза превышает  $t$ -единицу в воздухе, размножение частиц будет происходить быстрее, чем в электронно-фотонной лавине.

Ядерно-каскадная схема позволяет качественно объяснить более слабую зависимость коэффициента поглощения частиц ливня от энергии генерировавшей его частицы, чем это следует из схемы электронно-фотонных ливней. Действительно, в случае электронно-фотонных ливней скорость дробления энергии не зависит от энергии, вследствие чего даже на больших глубинах ливни, происходящие от первичной частицы большой энергии, более богаты электронами высокой энергии, чем ливни, возникшие от частиц с малой энергией. Это приводит к сильной зависимости коэффициента поглощения от энергии первичной частицы.

В ядерных столкновениях дробление энергии должно быть весьма велико при высокой энергии частиц, т. е. возрастать с энергией.

Тогда в ливне, происходящем от частицы с высокой энергией, энергия частиц будет дробиться быстрее и на достаточной глубине энергетический спектр лавин, возникающих от первичных частиц с различной энергией будет различаться в ливнях разной энергии слабее, чем в случае электронно-фотонных лавин. Отсюда следует и более слабая зависимость коэффициента поглощения частиц от первичной энергии ливня.

Как уже говорилось выше, поглощение частиц ливней малой плотности оказывается много меньшим, чем это следует из вычислений, проведённых для электронно-фотонных лавин. Поэтому следует сделать вывод, что такой высотный ход обусловлен ядерно-каскадным процессом развития ливня. В работе<sup>31</sup> высказывается предположение, что на больших глубинах в атмосфере электронно-фотонная компонента ливней идёт в равновесии с ядерно-активной.

Таким образом, качественно все основные экспериментальные данные относительно широких атмосферных ливней находят в ядерно-каскадной схеме хорошее объяснение при двух дополнительных предположениях, не имеющих пока полного подтверждения в независимых экспериментах (хотя соответствующие указания, несомненно, уже имеются).

1) Множественность процесса рождения в акте ядерного столкновения возрастает с энергией.

2) При столкновении ядерно-активных частиц высокой энергии доля энергии, передаваемая ядерно-пассивным частицам, мала.

Однако множественность процессов рождения при столкновении ядерно-активной частицы с ядром не может быть очень велика, так как в этом случае уже после нескольких каскадов средняя энергия частиц упала бы до «порога» ядерно-каскадного процесса, и при дальнейшем увеличении глубины число ядерно-активных частиц (любой энергии) убывало бы экспоненциально, с коэффициентом поглощения, соответствующим эффективному сечению взаимодействия ядерно-активных частиц высокой энергии, т. е.  $\mu \approx \frac{1}{80 \text{ г/см}^2}$ ; экспериментально же наблюдается высотный ход, соответствующий примерно  $\mu \approx \frac{1}{200 \text{ г/см}^2}$ , т. е. значительно более слабое поглощение частиц. Если это обусловлено не частицами, обладающими соответственно меньшим эффективным сечением ядерного взаимодействия, то это свидетельствует о большой роли каскадных процессов для ядерно-активной компоненты даже на больших глубинах в атмосфере, и, следовательно, множественность процессов рождения частиц не может быть очень большой.

Из законов сохранения следует, что энергия в системе центра инерции двух сталкивающихся нуклеонов в ультрарелятивистском

случае пропорциональна  $E_0^{1/2}$ , где  $E_0$  — энергия налетающего нуклеона в лабораторной системе координат. Отсюда следует, что множественность рождения частиц не может расти быстрее, чем  $E_0^{1/2}$  (в этом случае средняя энергия рожденной частицы в системе координат центра инерции не зависит от  $E_0$ ). При этом, однако, возможен любой показатель степени, меньший чем  $1/2$ , величина которого определяется конкретным механизмом рождения частиц.

Гейзенбергом<sup>72</sup> был предложен вариант теории элементарного акта (как менее обоснованный, чем остальные), согласно которому  $N \sim E_0^{1/2}$ , Оппенгеймером<sup>73</sup>:  $N \sim E^{1/2}$ . Наиболее обоснованной является теория множественной генерации при сверхвысоких энергиях, предложенная Ферми<sup>74</sup>. В этой теории  $N \sim E^{1/4}$ .

Каждый вариант теории ядерных процессов при высоких энергиях приводит к соответствующему варианту теории развития атмосферных ливней. Таким образом, сравнение экспериментальных результатов с результатами теоретических расчетов позволяет выбирать вариант, наиболее близкий к истине.

Расчет ливней, развивающихся по схеме ядерно-каскадного процесса (при различных вариантах модели элементарного акта ядерных столкновений), был произведен И. Л. Розенталем<sup>51</sup>. Им рассчитывалась зависимость числа частиц в различных компонентах широких атмосферных ливней от высоты.

В основу расчета положена следующая схема ядерно-каскадного процесса: 1. Первичной частицей является нуклеон с энергией  $E_0$ . 2. В состав ядерно-активной компоненты входят нуклеоны и  $\pi$ -мезоны; эффективное сечение взаимодействия этих частиц равно примерно геометрическому сечению ядра. 3. При взаимодействии ядерноактивной частицы с энергией  $E$  с ядром образуется  $\left(\frac{E}{M}\right)^\nu$  частиц ( $\nu = \text{const}$ ;  $M$  — энергия покоя нуклеона, которую мы примем за единицу). 4. Все возникающие в результате такого взаимодействия частицы имеют одинаковую энергию  $E^{(1-\nu)}$ . 5. Доля энергии  $b$ , переходящая в каждом акте к нуклеонам, не зависит от энергии падающей частицы. 6. Заряженные  $\pi$ -мезоны распадаются с временем жизни  $\sim 1 \cdot 10^{-8}$  сек., образуя при распаде  $\mu$ -мезоны. 7. Одна треть  $\pi$ -мезонов является нейтральной; они сразу после возникновения распадаются на два фотона, которые, размножаясь, образуют электронно-фотонную компоненту. 8. Ядерно-активные частицы, обладающие энергией  $E \ll E_c$  ( $E_c = 10^{10} - 5 \cdot 10^9$  эв — критическая энергия для ядерно-каскадного процесса), при столкновении с ядрами атомов воздуха не создают  $\pi$ -мезонов и нуклеонов, способных к дальнейшему ядерному взаимодействию.

Обозначая через  $N^{(N)}(e)$ ,  $N^{(\pi)}(e)$  и  $N^{(\mu)}(e)$  соответственно полное число нуклеонов, заряженных  $\pi$ - и  $\mu$ -мезонов с энергией  $E_i > E_c$ ,

$N^{(e)}(e)$  — полное число электронов в ливне и принимая за единицу глубины величину  $L$ , равную среднему пробегу ядерно-активных частиц между двумя последовательными соударениями (в соответствии с  $^{70} L = 82 \text{ г/см}^2$ ), получаем результаты, часть из которых приведена в виде кривых на рис. 16. Здесь даны высотные зависимости различных компонент широких атмосферных ливней, вычисленные в предположении  $\nu =$

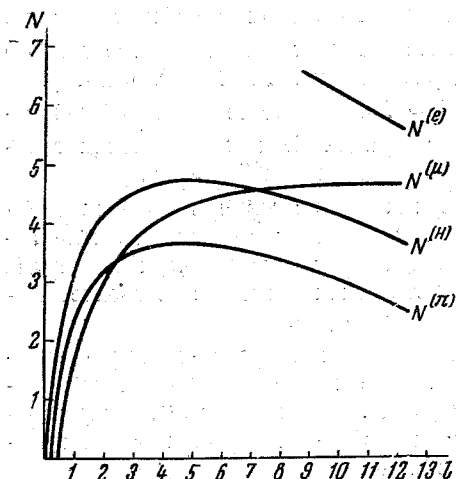


Рис. 16. Теоретически рассчитанная высотная зависимость различных компонент широких атмосферных ливней.

нм, в то время как предположение  $\nu = \frac{1}{2}$  нельзя согласовать с ними.

Описанная выше схема ядерно-каскадного процесса была использована для вычисления пространственного распределения различных компонент. В предположении, что угловое распределение рождающихся частиц в системе центра тяжести сталкивающихся частиц не зависит от энергии, как это вытекает из некоторых предложенных схем элементарного акта<sup>74, 75</sup>, были получены значения для среднеквадратичных радиусов различных компонент, приведённые в табл. V.

Эти подсчёты, по сравнению с изложенными выше, включают дополнительное предположение об угловом распределении частиц в элементарном акте, о котором в настоящее время нет достаточно надёжных данных. В соответствии с вышеприведённым качественным рассмотрением здесь также получается, что радиус широких ливней, вычисленный с учётом ядерно-каскадного процесса,

$= \frac{1}{4}$ ,  $E_0 = 10^{16} \text{ эв}$ . В расчёте не учитываются ионизационные потери, а также уменьшение числа  $\mu$ -мезонов вследствие их распада на лету.

В табл. IV сведены некоторые экспериментальные данные о широких ливнях и результаты вычислений, произведённых при двух предположениях относительно  $\nu$ . В первой строке дана доля проникающих частиц в ливне, во второй — доля ядерно-активных частиц по отношению к проникающим ядерно-пассивным.

Из табл. IV следует, что предположение  $\nu = \frac{1}{4}$  не противоречит опытным дан-

ными, в то время как предположение  $\nu = \frac{1}{2}$  нельзя согласовать с ними.

Таблица IV

Величины отношений	Экспериментальные значения		Теоретические значения			
	H = 3—4 км	уровень моря	$\nu = \frac{1}{4}$		$\nu = \frac{1}{2}$	
			H = 3,5 км	уровень моря	H = 3,5 км	уровень моря
$\frac{N^{(H)} + N^{(\pi)} + N^{(\mu)}}{N^{(H)} + N^{(\pi)} + N^{(\mu)} + N^{(e)}}$	0,01 — —0,015	0,1 *)	0,02	0,1	0,3	0,9
$\frac{N^{(H)} + N^{(\pi)}}{N^{(H)} + N^{(\pi)} + N^{(\mu)}}$	0,3—0,5	0,1	0,6	0,08	0,06	0,005

\*) В табл. IV приведены данные, полученные в работе<sup>50</sup>. Они соответствуют полной доле проникающих частиц в ливне, в то время как данные, полученные на высоте гор, относятся только к центральным участкам ливня (см. раздел IV).

Таблица V

H	$R_0$ (каскад. теор.) м	$R^{(H)}$ м	$R^{(\pi)}$ м	$R^{(\mu)}$ м	$R^{(e)}$ м
3 км . . . . .	100	190	80	400	180
Уровень моря . .	70	190	90	600	200

значительно превышает радиус, соответствующий электромагнитной каскадной теории, что также согласуется с экспериментальными данными.

Таким образом, расчёты показали, что при разумных предположениях об элементарном акте ядерно-каскадная схема широких атмосферных ливней позволяет объяснить не только качественно, но и полуколичественно основные их характеристики: состав и пространственное распределение различных компонент. Более того,

они показывают, что получающаяся картина широких атмосферных ливней весьма чувствительна к множественности процесса рождения в элементарном акте. Поэтому эксперименты позволяют приближённо определить эту множественность.

Если развитие ливня с глубиной определяется в основном множественностью рождения в элементарном акте, то пространственное распределение (в особенности проникающих компонент) обусловлено угловым расхождением частиц при их рождении. Это позволяет надеяться, что детальное изучение широких атмосферных ливней в совокупности с соответствующими теоретическими расчётами позволит получить необходимые экспериментальные параметры, характеризующие рождение частиц в элементарном акте столкновения ядерно-активных частиц сверхвысокой энергии с нуклеонами.

Сравнение экспериментальных результатов изучения широких атмосферных ливней с теоретическими оценками и расчётами, повидимому, позволяет сделать следующие заключения относительно процессов, происходящих при столкновении нуклеонов сверхвысокой энергии с атомными ядрами воздуха:

1) Эффективное сечение взаимодействия между нуклеонами и атомными ядрами вплоть до энергий  $10^{16}$ — $10^{18}$  эв остаётся значительным, близким по порядку величины к геометрическому сечению ядра (свободный пробег в воздухе  $\leq 100$  г/см<sup>2</sup>).

2) При очень высокой энергии ядерно-активных частиц в акте столкновения с ядром подавляющая часть энергии передаётся ядерно-активным частицам.

3) Множественность процесса рождения частиц в актах ядерных столкновений растёт с энергией, но медленнее, чем  $E^{1/2}$ , и, повидимому, не быстрее (или немногим быстрее), чем  $E^{1/4}$ .

Для более точных выводов нужны дополнительные экспериментальные данные и дальнейшие, более подробные вычисления.

Авторы выражают благодарность акад. Д. В. Скобельцыну за ценные советы и замечания, которые широко использовались при написании статьи; авторы также весьма признательны Е. Л. Фейнбергу за большую редакционную работу, сделанную им над рукописью, а также С. З. Беленькому и М. И. Подгорецкому за ряд замечаний, сделанных ими при прочтении рукописи.

#### ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. Д. В. Скобельцын, Zeits. f. Physik, **54**, 686 (1929).
2. P. Auger, R. Maze, P. Ehrenfest, A. Freon, Journ. phys. et rad., **10**, 39 (1939); P. Auger, P. Ehrenfest, R. Maze, J. Daudin, Robley, A. Freon, Rev. mod. phys., **11**, 288 (1939).
3. H. Bhabha a. W. Heitler, Proc. Roy. Soc., **159**, 432 (1937).
4. J. Garlson a. J. Oppenheimer, Phys. Rev., **51**, 220 (1937).
5. Л. Д. Ландау и Ю. Б. Румер, Proc. Roy. Soc., **166**, 213 (1938).



6. H. Euler, *Zeits. f. Physik*, **116**, 73 (1940).
7. Д. В. Скобельцын, *ДАН СССР*, **37**, 16 (1942).
8. Н. Г. Биргер, В. И. Векслер, Н. А. Добротин, Г. Т. Зацепин, Л. В. Курносова, А. Л. Любимов, И. Л. Розенталь, Л. Х. Эйдуc, *ЖЭТФ*, **19**, 826 (1949).
9. Г. Т. Зацепин, *ДАН СССР*, **67**, 993 (1949).
10. G. Cocconi, V. Tongiorgi a. M. Widgoff, *Phys. Rev.*, **79**, 768 (1950).
11. С. З. Беленький, *Лавинные процессы в конических лучах*, Гостехиздат, 1948 г.
12. А. Кирпичов и Н. Я. Померанчук, *ДАН СССР*, **45**, 301 (1944).
13. И. Я. Померанчук, *ЖЭТФ*, **14**, 252 (1944).
14. G. Moliere, *Kosmische Strahlung*, Berlin, 1943.
15. N. Arley, *Proc. Roy. Soc.*, **168**, 519 (1938).
16. И. Е. Тамми С. З. Беленький, *Journ. of Phys. USSR*, **1**, 177 (1939).
17. А. В. Мигдал, *ЖЭТФ*, **15**, 313 (1945).
18. Д. В. Скобельцын, Г. Т. Зацепин и В. В. Миллер, *Phys. Rev.*, **71**, 315 (1947); Г. Т. Зацепин и В. В. Миллер, *ЖЭТФ*, **17**, 939 (1947).
19. G. Cocconi, *Phys. Rev.*, **72**, 380 (1947).
20. Д. В. Скобельцын, *ДАН СССР*, **67**, 45 (1949).
21. Г. Т. Зацепин, И. Л. Розенталь, В. П. Захарова, Н. Г. Хребет, Г. Б. Христиансен, *ДАН СССР*, **74**, 291 (1950).
22. Д. В. Скобельцын, *ДАН СССР*, **67**, 225 (1949).
23. Л. Х. Эйдуc, Н. М. Блинова, В. Г. Виденский, Л. Д. Суворов, *ДАН СССР*, **74**, 477 (1950).
24. G. Cocconi, V. Tongiorgi, K. Greisen, *Phys. Rev.*, **76**, 1020 (1949).
25. A. Loverdo et J. Daudin, *Journ. phys. et rad.*, **9**, 134 (1948).
26. Г. Т. Зацепин, В. В. Миллер, И. Л. Розенталь, Л. Х. Эйдуc, *ЖЭТФ*, **17**, 1125 (1947).
27. G. Cocconi, V. Tongiorgi, K. Greisen, *Phys. Rev.*, **75**, 1058 (1949).
28. В. П. Захарова и Л. Х. Эйдуc, *ДАН СССР*, **65**, 477 (1949).
29. D. Broadbent, E. W. Kellerman, M. A. Nakeem, *Proc. Phys. Soc.*, **63**, 864 (1950).
30. Л. Х. Эйдуc, М. М. Алымова, В. Г. Виденский, *ДАН СССР*, **75**, 669 (1950).
31. Л. Х. Эйдуc, *ДАН СССР*, **81**, 1035 (1951).
32. D. Broadbent, E. Kellerman, M. Nakeem, *Proc. Phys. Soc.*, **8**, 446 (1951).
33. Г. Т. Зацепин, Л. Х. Эйдуc, *ЖЭТФ*, **18**, 259 (1948).
34. Г. Т. Зацепин, С. А. Кучай, И. Л. Розенталь, *ДАН СССР*, **61**, 47 (1948).
35. A. Rogosinsky, *Phys. Rev.*, **65**, 291 (1944).
36. G. Cocconi, A. Loverdo, V. Tongiorgi, *Phys. Rev.*, **70**, 852 (1946).
37. Г. Т. Зацепин, *ДАН СССР*, **63**, 243 (1948).
38. С. Н. Вернов, *Труды ФИАН СССР*, **3**, 27 (1945).
39. P. Auger, J. Daudin, A. Freon, R. Maze, *Comptes Rendus*, **226**, 169 (1948).
40. L. Janossy a. C. B. A. Mc Cusker, *Nature*, **63**, 181 (1949).
41. G. Cocconi a. K. Greisen, *Nature*, **63**, 810 (1949).
42. J. Daudin, *Ann. de Physique*, **20**, 563 (1945).
43. G. Cocconi, A. Loverdo, V. Tongiorgi, *Phys. Rev.*, **21**, 26 (1949).
44. G. Cocconi, G. Festa, *Nuov. Cim.*, **3**, 293 (1946).
45. G. Salvini, G. Tagliaferri, *Phys. Rev.*, **73**, 261 (1948).

46. D. Broadbent a. L. Janossy, Proc. Phys. Soc., **192**, 369 (1948).
47. А. Д. Алексеев, Г. Т. Зацепин, И. Р. Морозов, ДАН СССР, **63**, 375 (1948).
48. Г. Т. Зацепин, И. Л. Розенталь, С. А. Славатинский, Г. Б. Христиансен, Л. А. Шуваев, ДАН СССР, **69**, 341 (1949).
49. G. Cossoni a. K. Greisen, Phys. Rev., **74**, 62 (1948).
50. Л. Х. Эйбус, М. И. Адамович, И. А. Ивановская, В. С. Никодаев и М. С. Гулянкина, ЖЭТФ, **22**, 440 (1952).
51. И. Л. Розенталь, ДАН СССР, **80**, 761 (1951).
52. U. Camerini и др., Phil. Mag., **42**, 1241 (1951).
53. Г. Т. Зацепин и Л. И. Сарычева, ДАН СССР, **69**, 635 (1949).
54. Ю. В. Анищенко, Г. Т. Зацепин, И. Л. Розенталь, Л. И. Сарычева, ЖЭТФ, **22**, 143 (1952).
55. V. Tongiorgi, Phys. Rev., **75**, 1532 (1949).
56. K. Greisen, W. D. Walker, S. P. Walker, Phys. Rev., **80**, 535 (1950).
57. K. Sittte, Phys. Rev., **78**, 721 (1950).
58. B. A. McCusker, Proc. Phys. Soc., **63**, 1240 (1950).
59. U. U. Brown, A. J. McCay, Phys. Rev., **76**, 1034 (1949).
60. А. И. Алиханян, Т. А. Асатиани, ЖЭТФ, **15**, 225 (1945).
61. G. Cossoni, V. Tongiorgi, Phys. Rev., **79**, 730 (1950).
62. Л. Н. Кораблёв, А. Л. Любимов, А. В. Миллер, ДАН СССР, **61**, 633 (1948).
63. W. Fretter, Phys. Rev., **73**, 41 (1948).
64. P. Auger a. J. Daudin, Phys. Rev., **61**, 549 (1942).
65. G. Cossoni, V. Tongiorgi, K. Greisen, Phys. Rev., **75**, 1063 (1949).
66. D. Broadbent a. L. Janossy, Proc. Phys. Soc., **191**, 517 (1947); **61**, 549 (1942).
67. С. А. Азимов, Н. Г. Биргер, А. Н. Горбунов, ДАН СССР, **65**, 625 (1949).
68. M. B. Gottlieb, Phys. Rev., **82**, 349 (1951).
69. A. J. Hartzler, Phys. Rev., **82**, 359 (1951).
70. K. Greisen, Phys. Rev., **77**, 713 (1950).
71. Е. Л. Фейнберг, ЖЭТФ, **19**, 1098 (1949).
72. W. Heisenberg, Zeits. f. Physik, **126**, 569 (1949).
73. H. W. Lewis, J. R. Oppenheimer, S. A. Wonthuysen, Phys. Rev., **73**, 127 (1948).
74. E. Fermi, Prog. Theor. Phys., **5**, 570 (1950).
75. Е. Л. Фейнберг, Д. С. Чернавский, ДАН СССР, **81**, 795 (1951).
76. P. Auger et J. Daudin, Journ. phys. et rad., **6**, 233 (1945).
77. A. Mura, G. Salvini, G. Tagliaferri, Nuov. Cim., **4**, 102 (1947).
78. М. И. Подгорецкий, И. Л. Розенталь, С. А. Славатинский, ЖЭТФ, **19**, 1141 (1949).