

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК**СРЕДНИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ АКТА ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ
ПЕРВИЧНЫХ КОСМИЧЕСКИХ ЧАСТИЦ РАЗНЫХ ЭНЕРГИЙ
(2—1000 Бэв) С ЛЁГКИМИ АТОМНЫМИ ЯДРАМИ****Н. Л. Григоров****ВВЕДЕНИЕ**

За последнее пятилетие произошли существенные изменения в понимании основных процессов, определяющих прохождение космических лучей через вещество. Была окончательно установлена нуклонная природа первичных космических лучей, с абсолютным преобладанием протонов^{1,2}. Изучение механизма образования вторичного космического излучения, разнообразного по своей природе, выявило решающую роль ядерных взаимодействий³.

Было установлено, что $\pi^\pm$ -мезоны⁴, дающие начало проникающей компоненте, и π^0 -мезоны⁵, дающие начало электронно-фотонной компоненте космических лучей, генерируются в актах ядерного взаимодействия нуклонов высокой энергии с атомными ядрами вещества атмосферы. Было установлено, что в общем потоке космического излучения в атмосфере существенную роль играет компонента, вызывающая «звёзды» — расщепления со сравнительно малым выделением энергии^{6,7}. Были обнаружены новые элементарные частицы. Наконец, изучение широких атмосферных ливней показало, что и в них определяющим механизмом является механизм ядерного взаимодействия ядерно-активных частиц сверхвысоких энергий⁸.

Таким образом, совокупность исследований, проведённых в последние годы, привела к существенным изменениям взглядов на роль ядерного и электромагнитного взаимодействия в космических лучах. В настоящее время можно утверждать, что наука о космических лучах представляет одну из областей ядерной физики, и именно ту её часть, которая имеет дело с частицами высокой и сверхвысокой энергии. В связи с этим определилось и основное направление исследований космических лучей — изучение процессов ядерного взаимодействия высокоэнергичных частиц (изучение элементарного акта

столкновений нуклон — нуклон, нуклон — ядро, изучение образования новых частиц и их природы).

Большие успехи в изучении ядерных взаимодействий частиц космического излучения были достигнуты, в основном, благодаря широкому использованию камеры Вильсона и фотопластинок, которые позволяют непосредственно наблюдать картину элементарного акта ядерного взаимодействия частиц высоких энергий. Однако несмотря на большую наглядность получаемых при этом результатов, до сих пор не удавалось одновременно измерять энергию первичной частицы, вызывающей наблюдаемое взаимодействие, и энергию всех вторичных частиц; поэтому энергетические закономерности основных процессов ядерных взаимодействий и их зависимость от энергии первичных частиц до последнего времени оставались мало изученными.

В этом направлении удалось продвинуться вперед, используя методы измерения интегральных потоков различных вторичных компонент космического излучения. Изложению результатов этих измерений и выводов из них посвящена настоящая статья.

Основные соображения, положенные в основу проводившихся нами работ, заключаются в следующем.

Земная атмосфера представляет собой фильтр, на который падает поток первичных космических частиц с известным энергетическим распределением. В результате взаимодействия с атомными ядрами поток первичных частиц поглощается в этом фильтре. Энергия поглощенных первичных частиц переходит к другим компонентам космического излучения: π -мезонам и тяжёлым продуктам ядерных расщеплений — «звёздам». Если измерять энергию, полученную этими вторичными компонентами в разных слоях фильтра, т. е. на разных глубинах атмосферы, то можно составить представление о характеристиках взаимодействия первичных частиц с атомными ядрами вещества фильтра (атмосферы).

Все измерения подобного рода, выполненные с тонкими фильтрами (толщина фильтра $x \ll L_{вз}$, где $L_{вз}$ — пробег для ядерного взаимодействия первичных частиц), очевидно, дадут сведения о том, какая энергия в среднем передаётся вторичным частицам в одном акте взаимодействия первичной частицы с атомным ядром.

Если такие измерения производить на разных геомагнитных широтах, то мы получим сведения об энергии, передаваемой вторичным компонентам первичными частицами, обладающими энергией больше некоторого значения E_c , зависящего от геомагнитной широты λ . Поэтому измерения, выполненные на двух широтах λ_1 и λ_2 , дают нам сведения о характеристиках ядерных взаимодействий, за которые ответственны первичные частицы, лежащие в энергетическом интервале от $E_c(\lambda_1)$ до $E_c(\lambda_2)$ (значения критических энергий $E_c(\lambda)$ заимствуются из теории геомагнитных эффектов космических лучей³⁾).

Следует отметить, что земной атмосфере, как поглотителю первичного излучения, присуща особенность, которую нельзя имитировать в лабораторных условиях: большая протяжённость при малой плотности вещества. Благодаря этой особенности все заряженные $\pi^\pm$ -мезоны, если они обладают в верхних слоях атмосферы энергией меньше 10^{11} эв, успевают распасться на $\mu^\pm$ -мезоны и нейтрино прежде, чем провзаимодействуют с атомными ядрами. Таким образом, ядерно-активная компонента в атмосфере практически будет состоять только из нуклонов; энергия $\pi^\pm$ -мезонов будет переходить к ядерно-пассивным частицам — электронно-фотонной и μ -мезонной компонентам космических лучей. Поэтому за процессы ядерных взаимодействий, происходящие в атмосфере, ответственна только нуклонная компонента космических лучей.

1. ОБРАЗОВАНИЕ π -МЕЗОНОВ ПЕРВИЧНЫМИ ЧАСТИЦАМИ РАЗНЫХ ЭНЕРГИЙ

1.1. Метод измерений

Мягкая компонента космических лучей в атмосфере состоит в подавляющей своей части из релятивистских электронов, которые образовались за счёт двух основных процессов: распада π^0 -мезонов на два γ -кванта с последующей конверсией в электроны и за счёт $\pi^\pm \rightarrow \mu^\pm \rightarrow e^\pm$ -распадов. Таким образом, в основе обоих источников образования электронно-фотонной компоненты космических лучей лежат процессы образования нейтральных (π^0) и заряженных ($\pi^\pm$) мезонов.

Энергия E_{π^0} , переданная π^0 -мезонам, полностью переходит в энергию мягкой компоненты. От энергии $E_{\pi^\pm}$, переданной заряженным $\pi^\pm$ -мезонам, только небольшая часть переходит в энергию мягкой компоненты. В самом деле, от полной энергии $E_{\pi^\pm}$ $\pi^\pm$ -мезонов к $\mu^\pm$ -мезонам переходит часть $E_\mu = \frac{m_\mu}{m_\pi} E_{\pi^\pm} \cong \frac{3}{4} E_{\pi^\pm}$.

При распаде $\mu^\pm$ -мезонов в энергию мягкой компоненты переходит в среднем $1/3$ полной энергии μ -мезонов. При прохождении через атмосферу часть энергии мезонов тратится на ионизацию $E_{\mu\text{ион}}$. Поэтому из полной энергии μ -мезонов E_μ , полученной ими при распаде π -мезонов, электроны распада получают энергию, равную:

$$\frac{1}{3}(E_\mu - E_{\mu\text{ион}}) = \frac{1}{3} \frac{3}{4} E_{\pi^\pm} - \frac{1}{3} E_{\mu\text{ион}} = \frac{1}{4} E_{\pi^\pm} - \frac{1}{3} E_{\mu\text{ион}}$$

Таким образом, энергия, переданная мягкой компоненте, равна

$$E_{\text{м.к}} = E_{\pi^0} + \frac{1}{4} E_{\pi^\pm} - \frac{1}{3} E_{\mu\text{ион}} \quad (1)$$

Известно, что в атмосфере ионизация, созданная μ -мезонами (жёсткой компонентой), составляет небольшую долю от ионизации, создаваемой мягкой компонентой. Поэтому член $\frac{1}{3} E_{\mu \text{ ион}}$ в равенстве (1) составляет весьма малую поправку (известную, кстати, из опытных данных¹⁰⁾).

Величина $E_{\text{м. к}}$ может быть просто измерена. Мягкая компонента состоит из релятивистских электронов и фотонов (энергия последних рано или поздно переходит к электронам и растрчивается ими на ионизацию атмосферы). Ионизационные потери β на 1 г вещества для электронов известны, поэтому, если известен глобальный поток электронов $N_m(p)$ на всех глубинах p атмосферы, то выражение

$$\beta \int_0^{\infty} N_m(p) dp = E_{\text{м. к}} \quad (2)$$

даёт полную энергию, переданную мягкой компоненте во всей атмосфере.

Если считать, что $E_{\pi^{\pm}} = k E_{\pi^0}$, то из равенств (1) и (2) легко получить значения E_{π^0} и $E_{\pi} = E_{\pi^{\pm}} + E_{\pi^0} = (1 + k) E_{\pi^0}$:

$$E_{\pi^0} = \frac{E_{\text{м. к}} + \frac{1}{3} E_{\mu \text{ ион}}}{1 + \frac{k}{4}}, \quad (3)$$

$$E_{\pi} = \frac{1+k}{1 + \frac{k}{4}} \left(E_{\text{м. к}} + \frac{1}{3} E_{\mu \text{ ион}} \right). \quad (3a)$$

Таким образом, чтобы ответить на вопрос, как зависит энергия, передаваемая π -мезонам первичными космическими частицами при их полном поглощении в атмосфере, от энергии самих первичных частиц, достаточно провести измерения глобального потока частиц мягкой компоненты на разных высотах в атмосфере и на различных геомагнитных широтах.

Значительно сложнее определение энергии, передаваемой π -мезонам первичными частицами в тонком слое вещества. И в этом случае мы должны исходить из равенства (1), понимая под входящими в него величинами те энергии, которые выделились в рассматриваемом слое толщиной p г/см² (применительно к атмосфере это значит, что точка наблюдения находится на высоте, где давление вышележащей части атмосферы равно p г/см²). Однако в этом случае величина $E_{\text{м. к}}(p)$ уже не будет определяться так просто, как для бесконечно толстого фильтра ($p \rightarrow \infty$). Дело в том, что в тонком

слое $p \text{ г/см}^2$ только часть энергии, переданной в этом слое электронно-фотонной компоненте, будет потеряна на ионизацию. Некоторая часть энергии (и может быть значительная) выйдет из этого слоя в виде потока энергии $S^{\Gamma}(p)$, унесённой фотонами и электронами.

Таким образом, для данного случая $E_{\text{м.к.}}(p)$ будет определяться равенством

$$E_{\text{м.к.}}(p) = \beta \int_0^p N_{\text{м}}(x) dx + S^{\Gamma}(p). \quad (4)$$

Если известны все величины, входящие в (4), то, воспользовавшись выражением (3) или подобным ему (с точки зрения более точного учёта доли энергии, перешедшей от мезонов к электронам распада), можно найти энергию $E_{\pi}(p)$, переданную первичными частицами π -мезонам в слое атмосферы толщиной $p \text{ г/см}^2$. Считая поток энергии, приносимой всем первичным излучением на границу атмосферы, известным (это $\bar{E}_0 N_0$, где N_0 — число первичных частиц, а $\bar{E}_0$ — средняя энергия одной частицы), а также известным пробег для взаимодействия первичных частиц в веществе (атмосфере) $L_{\text{вз}}$, легко определить долю энергии, передаваемой π -мезонам в одном взаимодействии. В самом деле, число первичных частиц, испытавших взаимодействие в слое p , равно:

$$\begin{aligned} \Delta N_{\text{перв}}(p) &= N_0 \left[1 - e^{-\frac{p}{L_{\text{вз}}}} \left\{ 1 - \frac{p}{L_{\text{вз}}} - \left(\frac{p}{L_{\text{вз}}} \right)^2 \text{Ei} \left(\frac{p}{L_{\text{вз}}} \right) \right\} \right] = \\ &= N_0 F \left(\frac{p}{L_{\text{вз}}} \right). \end{aligned} \quad (5)$$

Энергия ε , переданная π -мезонам одной провзаимодействовавшей первичной частицей, будет равна

$$\varepsilon = \lim_{p \rightarrow 0} \frac{E_{\pi}(p)}{\Delta N_{\text{перв}}(p)} = \lim_{p \rightarrow 0} \frac{E_{\pi}(p)}{N_0 F \left(\frac{p}{L_{\text{вз}}} \right)},$$

а доля энергии, передаваемой π -мезонам в одном взаимодействии, составит

$$\frac{\varepsilon}{\bar{E}_0} = \lim_{p \rightarrow 0} \frac{E_{\pi}(p)}{\bar{E}_0 N_0 F \left(\frac{p}{L_{\text{вз}}} \right)} = \frac{1}{\bar{E}_0 N_0} \lim_{p \rightarrow 0} \frac{E_{\pi}(p)}{F \left(\frac{p}{L_{\text{вз}}} \right)}. \quad (5a)$$

Таким образом, вопрос о средней доле энергии, передаваемой π -мезонам в одном акте, может быть решён, если знать $E_{\text{м.к.}}(p)$. А для этого нужно уметь измерять $S^{\Gamma}(p)$ — поток энергии элек-

тронно-фотонной компоненты, проносимой через горизонтальную площадку на высоте, где давление равно p г/см².

Чтобы измерить поток энергии мягкой компоненты, проходящей через горизонтальную площадку, можно воспользоваться тем, что мягкая компонента сильно поглощается в свинцовых фильтрах. Если в данной точке атмосферы снять кривую поглощения частиц мягкой компоненты в свинце, т. е. зависимость числа частиц $N_{Р\bar{p}}(x, p)$ от толщины x свинцового фильтра, то

$$\int_0^{\infty} N_{Р\bar{p}}(x, p) dx = S(p) \quad (6)$$

(практически для полного поглощения мягкой компоненты достаточна толщина свинца в 8—10 см). Если свинцовые фильтры представляют собой горизонтальные пластины, закрывающие телесный угол 2π , то $S(p) = S^r(p)$. Если же свинцовые фильтры будут сферической формы, то величина $S(p)$, определённая по формуле (6), будет давать глобальный поток энергии $S^{\text{глоб}}(p)$. Как показано в ⁶, при отсутствии рассеяния частиц имеется определённая связь между $S^{\text{глоб}}(p)$ и $S^r(p)$:

$$S^r(p) = S^{\text{глоб}}(p) - \int_0^{\frac{\pi}{2}} S^{\text{глоб}}\left(\frac{p}{\cos \theta}\right) \cos \theta \sin \theta d\theta. \quad (7)$$

Для реальных условий, имеющих в стратосфере, формула (7) даёт ошибку не более 10% ¹¹.

Следует отметить, что определение потока энергии электронно-фотонной компоненты по поглощению в толстых свинцовых фильтрах методически безупречно только на таких высотах, где можно пренебречь образованием электронно-фотонной компоненты первичными космическими частицами (через образование π^0 -мезонов в самой толще фильтра). Результаты опытов (см. рис. 6, стр. 612) показывают, что указанное условие имеет место на высотах ниже 15 км ($p > 100$ г/см²). Для определения $S^r(p)$ на больших высотах ($p \ll 100$ г/см²) можно воспользоваться особенностями каскадного размножения электронно-фотонной компоненты и определёнными соотношениями между $\int_0^{\infty} N_{Р\bar{p}}(x, p) dx$ и высотой максимума переходной

кривой — кривой поглощения в свинце частиц электронно-фотонной компоненты (подробнее об этом см. в § 3).

Таким образом, решение поставленной задачи сводится к измерению интенсивности мягкой компоненты под разными толщинами свинцового фильтра, т. е. к получению переходных кривых воздух — свинец на разных высотах в атмосфере.

1.2. Аппаратура и результаты экспериментов

Известно, что в электронно-фотонной лавине, образованной фотоном или электроном, присутствует значительное число электронов, обладающих энергией, меньшей критической¹². Ввиду того, что для свинца критическая энергия имеет значение $6,4 \text{ Мэв}$, следует ожидать, что в спектре электронов будет значительная доля частиц, обладающих весьма малыми энергиями. Поэтому для измерения переходной кривой воздух — свинец, как показали опыты¹³, следует применять тонкостенные регистрирующие приборы (счётчики и ионизационные камеры) и окружать эти приборы свинцовыми фильтрами со всех сторон (чтобы исключить влияние рассеяния электронов в свинце).

В условиях измерений в стратосфере применение плоских свинцовых фильтров практически исключено. Наиболее целесообразно применение сферических свинцовых фильтров, сферических ионизационных камер и «сферически симметричных» счётчиков с диаметром, в 2—3 раза меньшим длины.

В процессе измерения в условиях стратосферы не исключена возможность изменения чувствительности регистрирующего прибора. Чтобы неконтролируемые изменения чувствительности не исказили измеряемого переходного эффекта, измерения нами проводились попеременно: 2 минуты измерялась интенсивность космического излучения в атмосфере и 2 минуты — интенсивность излучения под свинцовым фильтром. Такая техника измерений позволяла получать правильные относительные данные даже в том случае, если бы в течение полёта произошли изменения чувствительности аппаратуры.

Поскольку для наших целей необходимо знать полный поток энергии, приносимой на данную геомагнитную широту первичным излу-

чением, а этот поток определяется величиной $32,5 \int_0^{\infty} I(p) dp \text{ эв}$, где

$I(p)$ — ионизация, создаваемая космическими лучами в атмосфере на глубине $p \text{ г/см}^2$, постольку помимо определения числа частиц мягкой компоненты $N_m(p)$ нужно было измерять и ионизацию $I(p)$. Кроме того, применение ионизационной камеры при измерении переходного эффекта воздух — свинец позволяло выделить сильно ионизирующие частицы, возникающие в результате ядерных расщеплений.

Чтобы иметь возможность надёжно сопоставлять результаты измерений ионизации и числа частиц и исключить возможные ошибки в определении высоты, в каждом приборе одновременно измерялась ионизация и число частиц.

Разработанные нами приборы содержали один счётчик заряженных частиц и одну ионизационную камеру, которыми поочерёдно измерялось число частиц и ионизация в атмосфере и под свинцовым

фильтром (рис. 1). В каждом приборе находился свинцовый фильтр сферической формы. В разных приборах применялись фильтры различной толщины — в 1, 2, 4 см. Внутренняя полость всех фильтров имела диаметр 9 см. Приборы весили от 17 до 27 кг и поднимались в стратосферу на шарах-пилотах. Все результаты измерений во время полёта передавались по радио и на приёмном пункте фиксировались путём непрерывного фотографирования на киноплёнку кодированных

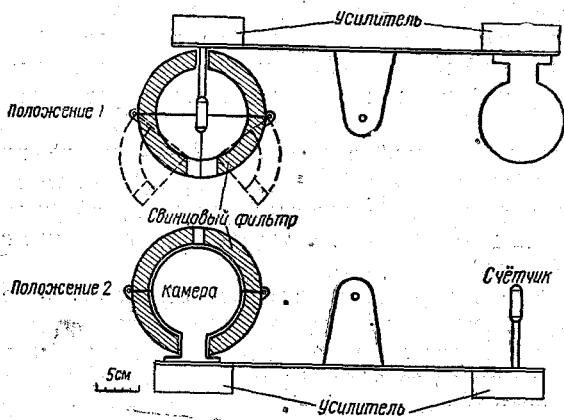


Рис. 1. Схематическое изображение установки для изучения переходного эффекта (план). В положении 1 измеряется число частиц под свинцовым фильтром и ионизация в атмосфере; в положении 2 измеряется число частиц в атмосфере и ионизация под фильтром. Пунктиром показано раздвижение частей фильтра при изменении положения камеры (счётчика).

радиосигналов, подаваемых с приёмника на экран катодного осциллографа.

Счётчики изготовлялись из стекла и имели стенки толщиной 0,2—0,3 мм. Диаметр счётчиков 8—9 мм, длина рабочей части колебалась у разных экземпляров от 1,5 до 2,5 см. Счётчики наполнялись смесью аргона (80%) и этилена (20%) до общего давления 130 мм рт. ст.

Чтобы получить сведения об абсолютной интенсивности космических лучей в атмосфере, необходимо было знать эффективную длину применявшихся счётчиков и их эффективность. Для этой цели со всех счётчиков были сделаны рентгеновские снимки, по которым определялись геометрические размеры рабочей области — внутренний диаметр катода и расстояние между охранными трубками $l_{\text{геом}}$. Кроме того, у семи счётчиков была определена эффективная длина путём «просвечивания» их электронами от RaE . Было установлено, что для всех экземпляров $l_{\text{эф}} = 0,77 l_{\text{геом}}$. Была определена эффективность применявшихся счётчиков; она оказалась равной $87 \pm 6\%$.

Ионизационные камеры были изготовлены из алюминия толщиной 1 мм. Внутренний диаметр камеры 80 мм. Диаметр собирающего электрода 20 мм. Камеры наполнялись спектрально чистым аргоном до давления около 2,9 атм. Так как электроны в спектрально чистом аргоне обладают большой подвижностью и не прилипают к нейтральным атомам, то следовало ожидать весьма малой рекомбинации ионов даже в колонках треков, созданных α -частицами.

Специально поставленные контрольные опыты показали, что при давлении аргона в камере 2,4 атм насыщение ионизационного тока, вызванного α -частицами P_0 , наступает¹¹ при разности потенциалов между электродами камеры в 30 в. В рабочих условиях между электродами камеры создавалась разность потенциалов 32—35 в.

Измерение ионизационного тока производилось по методу натекания заряда на собирающий электрод камеры за известный интервал времени Δt . В наших опытах этот интервал составлял около 2 минут.

Непосредственное измерение заряда, образовавшегося на собирающем электроде, производилось по методу, предложенному А. Е. Чудakovым. Сущность этого метода заключается в следующем. По истечении времени Δt собирающий электрод камеры соединяется с сеткой усилительной радиолампы. Потенциал сетки V_g скачком меняется на величину ΔV_g , пропорциональную величине заряда Δq , собранного на электроде за время Δt . Этот импульс напряжения далее усиливается, трансформируется в столбчатый сигнал, продолжительность T которого пропорциональна амплитуде входного сигнала; столбчатый сигнал модулируется звуковой частотой (1000 ÷ 2000 гц) и передается в эфир. Радиосхема установки и образец сигналов приведены на рис. 2 и 3.

Измерения производились на геомагнитных широтах 31 и 51°. Шесть тановок было выпущено на геомагнитной широте 31°; измерения

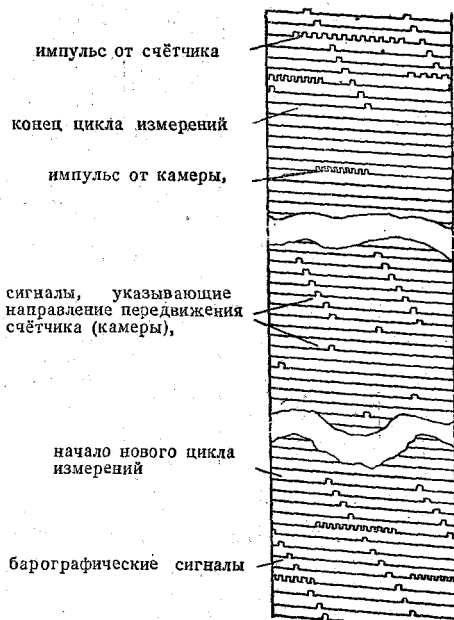


Рис. 2. Изображение на киноплёнке радиосигналов, посылаемых в эфир установкой для изучения переходного эффекта.

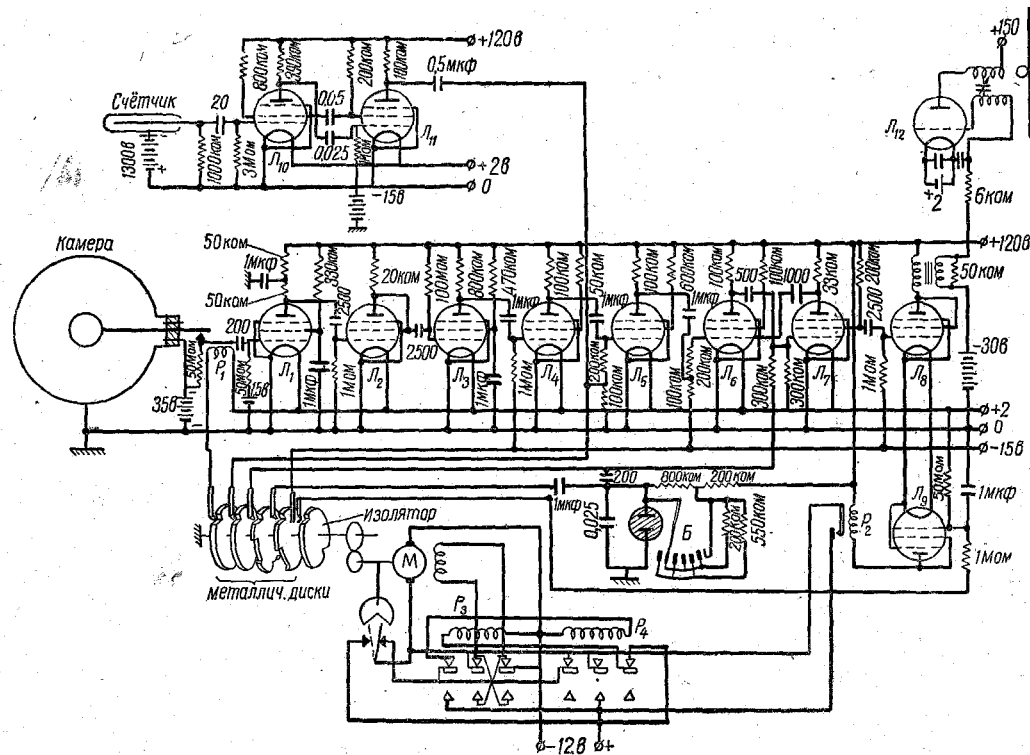


Рис. 3. Радиотехническая схема установки для изучения переходного эффекта. P_1 , P_2 , P_3 и P_4 — реле; B — барограф с системой контактов; M — электромоторчик, изменяющий положение камеры (счётчика) и вращающий систему контактных дисков.

проводились в интервале высот 5—30 км. На геомагнитной широте 51° измерения были проведены в интервале высот 5—24 км (в опытах 1947—1948 гг.¹⁴, выполненных на геомагнитной широте 51° , были достигнуты высоты до 28 км). Во всех полётах имела место хорошая повторяемость результатов непосредственных измерений.

Полученные результаты приведены на рис. 4 и 5. Как видно из этих рисунков, окружение счётчика или ионизационной камеры свинцовым фильтром толщиной 1 и 2 см приводит к сильному увеличению числа частиц (ионизации) под свинцовыми фильтрами. При дальнейшем увеличении толщины свинцового фильтра до 4 и 8 см наблюдается уменьшение интенсивности излучения.

Чтобы выделить мягкую компоненту из общего потока заряженных частиц, регистрируемых счётчиком, нужно знать поток частиц жёсткой компоненты — частиц, не поглощаемых свинцовым фильтром толщиной 10—15 см (μ -мезонов, протонов большой энергии). На геомагнитной широте 51° в работе¹⁵ измерялось угловое распределение частиц жёсткой компоненты. Из этих данных легко получить глобальный поток $N_{\text{ж}}(p)$ частиц жёсткой компоненты

$$N_{\text{ж}}(p) = 2\pi \int_0^{\frac{\pi}{2}} N_{\text{ж}}(p, \theta) \sin \theta d\theta \quad (8)$$

и найти величину потока частиц мягкой компоненты

$$N_{\text{м.к}}(p, x_{\text{рб}}) = N(p, x_{\text{рб}}) - N_{\text{ж}}(p),$$

где $N(p, x_{\text{рб}})$ — число частиц, измеряемых счётчиком под свинцовым фильтром толщиной $x_{\text{рб}}$ на той глубине атмосферы, где давление равно p г/см².

На геомагнитной широте 31° угловое распределение частиц жёсткой компоненты не измерялось. Поэтому, предполагая, что поглощение этих частиц в основном определяется количеством пройденного ими вещества атмосферы, можно положить, что $N_{\text{ж}}(p, \theta) \approx N_{\text{ж}}(p/\cos \theta, 0)$, и в этих предположениях вычислить по формуле (8) глобальную интенсивность частиц жёсткой компоненты, воспользовавшись известной из работы¹⁶ зависимостью от глубины p потока частиц жёсткой компоненты для вертикального направления, $N_{\text{ж}}(p, 0)$.

В связи с тем, что доля частиц жёсткой компоненты в стратосфере на широте 31° в общем потоке всех частиц весьма невелика, возможные отклонения $N_{\text{ж}}(p, \theta)$ от $N_{\text{ж}}\left(\frac{p}{\cos \theta}, 0\right)$ не приведут к сколько-нибудь заметным ошибкам в определении интенсивности мягкой компоненты.

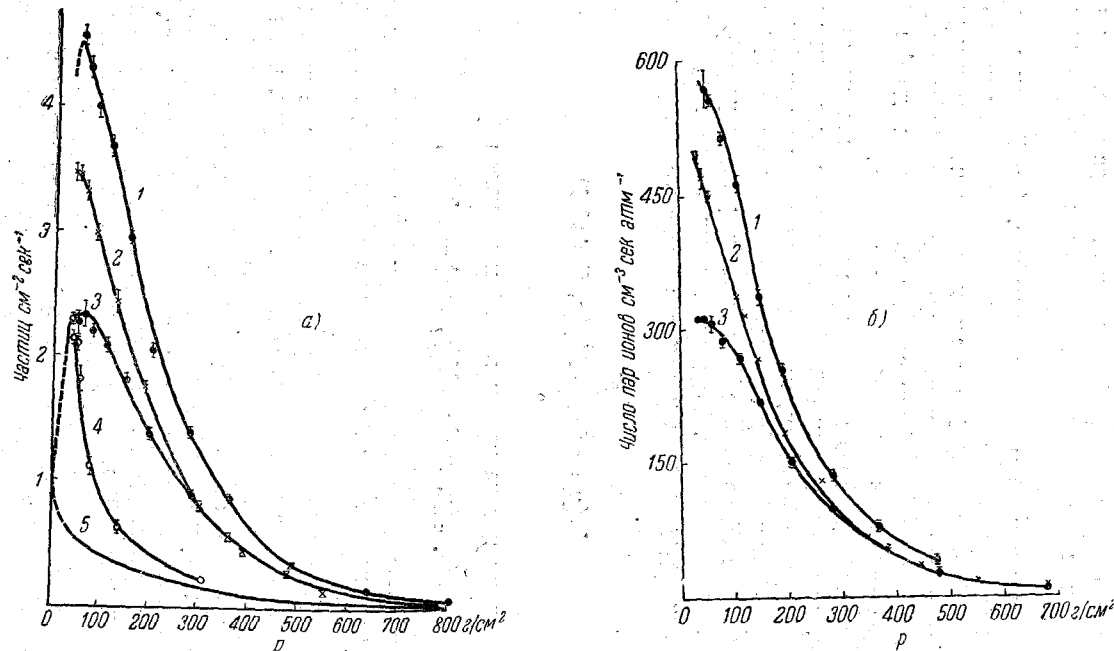


Рис. 4. Результаты измерения числа частиц (а) и ионизации (б) на широте 51°. 1 — с фильтром толщиной 1 и 2 см; 2 — с фильтром толщиной 4 см; 3 — без фильтра; 4 — с фильтром толщиной 8 см; 5 — глобальный поток жёсткой компоненты по измерениям ¹⁵.

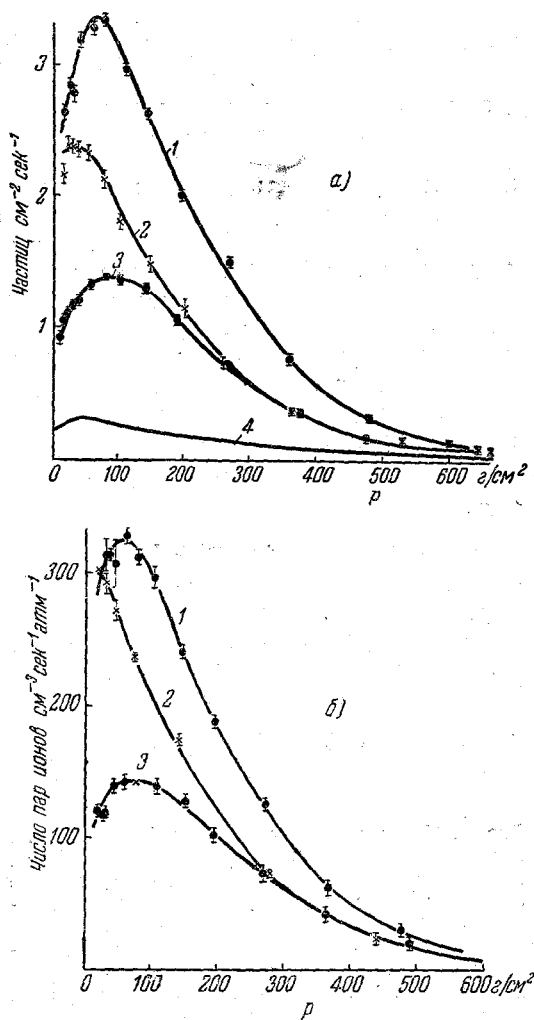


Рис. 5. Результаты измерения числа частиц (а) и ионизации (б) на широте 31° . 1 — с фильтром толщиной 1 и 2 см; 2 — с фильтром толщиной 4 см; 3 — без фильтра; 4 — глобальный поток жёсткой компоненты, полученный в предположении, что

$$N_{\text{ж}}(p, \theta) = N_{\text{ж}}\left(\frac{p}{\cos \theta}, 0\right).$$

Чтобы определить ионизацию, создаваемую жёсткой компонентой, достаточно умножить величину $N_{ж}(p)$ на ионизиющую способность релятивистских мезонов, измеренную в работах ^{11, 17}.

1.3. Генерация π -мезонов первичными частицами различных энергий

Излагая во введении сущность метода изучения средних характеристик взаимодействия первичных частиц с ядрами атомов атмосферы, мы указывали, что необходимо измерять поток энергии $S(p)$, заключённой в электронно-фотонной компоненте на разных высотах. Покажем, что из результатов проведённых измерений могут быть получены необходимые значения $S(p)$.

Если из интенсивности космического излучения, измеренной счётчиком (камерой) под свинцовым фильтром данной толщины x_{Pb} , вычесть интенсивность жёсткой компоненты, то мы получим зависимость интенсивности мягкой компоненты космических лучей от толщины

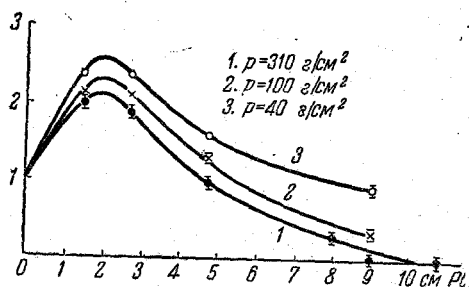


Рис. 6. Переходные кривые мягкой компоненты космических лучей по измерениям числа частиц на разных глубинах на геомагнитной широте 51° . По оси абсцисс — средняя толщина свинцового фильтра; по оси ординат — интенсивность числа частиц мягкой компоненты под фильтром данной толщины. За единицу принята интенсивность мягкой компоненты в атмосфере на данной глубине атмосферы p .

свинцового фильтра. Графическое изображение этой зависимости приведено на рис. 6. Как видно из этого рисунка, все кривые, относящиеся к разным высотам, подобны между собой, а некоторое увеличение числа частиц под фильтрами большой толщины, наблюдаемое на больших высотах, обусловлено, как отмечалось ранее, генерацией π -мезонов первичными частицами в толще самого фильтра.

Рассмотрим особенности полученных кривых.

1. На всех высотах (при разных значениях p) кривые имеют резко выраженный максимум, как это должно быть, если мягкая компонента имеет электронно-фотонную природу.

2. За максимумом интенсивность падает экспоненциально с коэффициентом поглощения $0,20 \pm 0,02$ t -единиц (t -единица — лавинная единица длины, равная для свинца $\sim 0,5$ см). Согласно каскадной теории, описывающей поглощение электронов и фотонов большой энергии в свинце, спад кривой за максимумом должен быть экспоненциального типа с коэффициентом поглощения около 0,22 t -единиц (минимальный коэффициент поглощения фотонов в свинце).

3. Из сопоставления увеличения ионизации и числа частиц под свинцовыми фильтрами можно определить среднюю ионизирующую способность тех частиц, которые возникли в фильтре и обусловили наличие переходного эффекта.

Полученные экспериментальные результаты показывают, что частицы, возникающие в свинцовых фильтрах толщиной 1 и 2 см, обладают удельной ионизирующей способностью в воздухе

$87 \pm 9 \frac{\text{пар ионов}}{\text{см} \cdot \text{атм}}$. Эта величина мало отличается от ионизирующей способности электронов мягкой компоненты космических лучей на уровне моря, равной $75 \pm 5 \frac{\text{пар ионов}}{\text{см} \cdot \text{атм}}$ ¹⁷. Таким образом, эти частицы обладают релятивистскими скоростями, как это и должно быть, если наблюдаемый переходный эффект обусловлен электронно-фотонной компонентой.

Перечисленные особенности кривых, характеризующих переходный эффект мягкой компоненты из воздуха в свинец, показывают, что этот эффект обусловлен размножением в свинце электронно-фотонной компоненты космических лучей. Если это утверждение правильно, то для каждой из переходных кривых должна иметь место определенная связь между высотой максимума, его положением и площадью, ограниченной кривой и осями координат. Эта связь устанавливается каскадной теорией.

Если на свинец падает электрон (фотон) с энергией E_0 , то число частиц, созданных благодаря процессу каскадного размножения (излучения электронами квантов тормозного излучения и образования последними электронно-позитронных пар), на некоторой глубине $t_{\text{макс}}$ достигает максимального значения $N_{\text{макс}}$. Согласно¹²

$$N_{\text{макс}} = k_1 \left(\frac{E_0}{\beta} \right) \frac{\frac{E_0}{\beta}}{\sqrt{\ln \frac{E_0}{\beta}}} \quad \text{и} \quad t_{\text{макс}} = k_2 \left(\frac{E_0}{\beta} \right) \ln \frac{E_0}{\beta}, \quad (9)$$

где E_0 — энергия электрона, падающего на свинец, β — критическая энергия в свинце, равная 6,4 Мэв. Но площадь σ под

каскадной кривой $N(t)$, определяющей число электронов под слоем толщины t , в соответствии с законом сохранения энергии должна равняться $\frac{E_0}{\beta}$. Так как

$$E_0 = \beta \int_0^{\infty} N(t) dt = \beta \sigma, \quad \text{т. е. } \sigma = \frac{E_0}{\beta},$$

то

$$N_{\text{макс}} = k_1(\sigma) \frac{\sigma}{\sqrt{\ln \sigma}}; \quad t_{\text{макс}} = k_2(\sigma) \ln \sigma. \quad (9a)$$

Величину $\frac{k_1(\sigma)}{\sqrt{\ln \sigma}} = \gamma(\sigma)$ можно рассчитать согласно каскадной теории. Оказывается, что $\gamma(\sigma)$ крайне слабо меняется с ростом σ (или E_0). Так, при изменении E_0 от 20 Мэв до 10 000 Мэв, $\gamma(\sigma)$ изменяется от 0,145 до 0,08.

На глубине $p = 300 \text{ г/см}^2$ площадь под переходной кривой равна $\sigma = 20,4 \pm 1 \text{ т-единиц}$. Пользуясь формулами (9a), можно определить, что $\sigma = 20$ соответствует $\gamma(20) = 0,1$; следовательно, должно быть $N_{\text{макс}} = 2,0$ и $t_{\text{макс}} = 4,3 \text{ т-единиц} \approx 2,0 \text{ см}$.

Как видно из рис. 6, эксперимент находится в полном соответствии с рассчитанными значениями: экспериментальные значения $N_{\text{макс}} = 2,0 \pm 0,1$, $t_{\text{макс}} \approx 2 \text{ см}$.

Таким образом, особенности каскадного размножения, благодаря которым имеется однозначная связь между максимумом переходной кривой и площадью под ней, позволяют определять поток энергии электронно-фотонной компоненты не по площади под всей кривой поглощения мягкой компоненты в свинце, а по высоте максимума переходной кривой. Этот способ особенно необходим для больших высот, где переходная кривая под большими толщинами свинца искажается образованием π^0 -мезонов в самом свинцовом фильтре первичными частицами.

Согласно (9a) $N_{\text{макс}} = \gamma(\sigma) \sigma$; $N_{\text{макс}}$ изменяется на всех высотах от 2 до 3, откуда значение $\gamma(\sigma)$ практически остаётся постоянным и равным 0,096. Таким образом,

$$\sigma = \frac{N_{\text{макс}}}{\gamma} = \frac{\bar{E}}{\beta} \quad \text{и} \quad \bar{E} = \frac{\beta}{\gamma} N_{\text{макс}}$$

$\bar{E}$ — средняя энергия, приходящаяся на одну заряженную частицу мягкой компоненты. Полный поток энергии электронно-фотонной компоненты

$$S = \bar{E} N_0 = \frac{\beta}{\gamma} N_0 N_{\text{макс}}$$

Но

$$N_{\text{макс}} = \frac{N(t_{\text{макс}}, p)}{N_0},$$

откуда

$$S^{\text{глоб}}(p) = \frac{\beta}{\gamma} N(t_{\text{макс}}, p). \quad (10)$$

С учётом того, что в стенках применявшихся счётчиков могло поглощаться до 15% частиц, выходящих из свинцовых фильтров, получим окончательно:

$$S^{\text{глоб}}(p) = 76N(t_{\text{макс}}, p) \text{ Мэв} \cdot \text{см}^{-2} \text{сек}^{-1}. \quad (10a)$$

Экспериментальные данные дают $N(t_{\text{макс}}, p)$ (интенсивность мягкой компоненты под 1 или 2 см свинца). Воспользовавшись формулами (10a) и (7), мы получим $S^*(p)$. Затем из экспериментальных данных о числе частиц мягкой компоненты в атмосфере $N_m(p)$ определим

$$\beta \int_0^p N_m(p) dp \text{ и воспользовавшись формулой (4), получим } E_{\text{м.к}}(p).$$

Если величину $E_{\text{м.к}}(p)$ разделить на долю испытавших взаимодействие в слое p первичных частиц $\frac{\Delta N_{\text{перв}}}{N_0}$, определяемую формулой (5), то мы получим зависимость $N_0 \varepsilon(p) = \frac{E_{\text{м.к}}(p)}{\left(\frac{\Delta N_{\text{перв}}}{N_0}\right)}$ от

толщины слоя атмосферы p , в котором электронно-фотонной компоненте передана энергия $\varepsilon(p)$.

Чтобы определить значение $\frac{\Delta N_{\text{перв}}(p)}{N_0}$, нужно знать пробег взаимодействия первичных частиц в атмосфере. Из опытов¹⁸ следует, что пробег взаимодействия в углероде протонов с энергией $\sim 10^{10}$ эв равен $70 \pm 7 \text{ г/см}^2$, т. е. эффективное сечение взаимодействия, приводящего к образованию вторичных частиц, примерно равно геометрическому сечению ядра углерода. Взяв для пробега взаимодействия первичных частиц в воздухе значения 60—70 г/см², мы получим зависимость $\frac{E_{\text{м.к}}(p)}{\left(\frac{\Delta N_{\text{перв}}}{N_0}\right)}$ от p , изображённую на рис. 7. Верхние две кривые относятся к данным, полученным на геомагнитной широте 31° (первичные частицы имеют энергии больше 7 Бэв, т. е. $\bar{E}_0 = 20 \text{ Бэв}$), а нижняя кривая относится к разности данных, полученных на геомагнитных широтах 51° и 31° (первичные частицы имеют энергии, заключённые в интервале $1,5 \text{ Бэв} \leq E_0 \leq 7 \text{ Бэв}$, т. е. $\bar{E}_0 = 3,3 \text{ Бэв}$),

Прежде чем анализировать эти кривые, отметим одну особенность генерации мезонов первичными частицами с указанными средними энергиями.

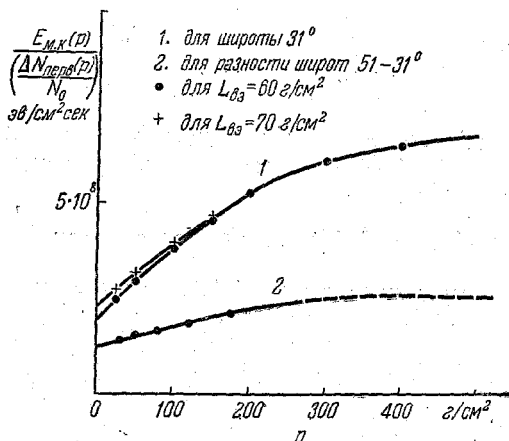


Рис. 7. Зависимость $\frac{E_{м.к}(p)}{\left(\frac{\Delta N_{перв}(p)}{N_0}\right)}$ от глубины атмосферы p .

Кривые 1 получены для широты 31° при двух значениях пробега взаимодействия первичных частиц. Крестики — $L_{вз} = 70$ г/см²; точки — $L_{вз} = 60$ г/см². Кривая 2 — для разности широт 51 и 31° , $L_{вз} = 60$ г/см².

При $p = 1000$ г/см² энергия, переданная во всей атмосфере мягкой компоненте, равна:

на широте 31° $E_{м.к}^{31^\circ}(1000 \text{ г/см}^2) = (7,20 \pm 0,14) \cdot 10^8 \text{ эв см}^{-2} \text{ сек}^{-1}$,
на широте 51° $E_{м.к}^{51^\circ}(1000 \text{ г/см}^2) = (9,80 \pm 0,22) \cdot 10^8 \text{ эв см}^{-2} \text{ сек}^{-1}$.

Таким образом, первичными частицами с энергией $\bar{E}_0 \approx 3$ Бэв мягкой компоненте передано во всей атмосфере

$$E_{м.к}^{51-31^\circ}(1000 \text{ г/см}^2) = (2,6 \pm 0,26) \cdot 10^8 \text{ эв} \cdot \text{см}^{-2} \text{ сек}^{-1}.$$

На тех же широтах в атмосфере выделена (путем ионизации атмосферы) энергия

$$E_{\text{ион}}^{31^\circ} = 32,5 \text{ эв} \int_0^{1000} I^{31^\circ}(p) dp = (10,8 \pm 0,18) \cdot 10^8 \text{ эв} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{сек}^{-1},$$

$$E_{\text{ион}}^{51^\circ} = 32,5 \text{ эв} \int_0^{1000} I^{51^\circ}(p) dp = (19,2 \pm 0,21) \cdot 10^8 \text{ эв} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{сек}^{-1},$$

и

$$E_{\text{ион}}^{51-31^\circ} = (8,4 \pm 0,28) \cdot 10^8 \text{ эв} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{сек}^{-1}.$$

Отношение энергии, переданной мягкой компоненте, ко всей энергии, затраченной на ионизацию атмосферы первичными частицами с $\bar{E}_0 = 20 \text{ Бэв}$ и $\bar{E}_0 = 3 \text{ Бэв}$, составит, соответственно,

$$\frac{E_{\text{м.к}}^{31^\circ}}{E_{\text{ион}}^{31^\circ}} = 67 \pm 1,4\% \quad \text{и} \quad \frac{E_{\text{м.к}}^{51-31^\circ}}{E_{\text{ион}}^{51-31^\circ}} = 31 \pm 3\%.$$

Так как энергия, переданная во всей атмосфере мягкой компоненте, примерно пропорциональна энергии, переданной первичными частицами всем π -мезонам, то из приведённого сравнения следуют два вывода:

а) При полном поглощении в веществе с малым атомным номером первичные частицы с $\bar{E}_0 \approx 3 \text{ Бэв}$ передают мезонам примерно в два раза меньшую долю своей энергии, чем первичные частицы с $\bar{E}_0 = 20 \text{ Бэв}$.

б) Имеют место потери энергии, конкурирующие с потерями энергии на мезообразование. Эти потери играют существенно большую роль для частиц с малыми энергиями (эти потери будут рассмотрены ниже, в ч. II).

Так обстоит дело с образованием π -мезонов при полном поглощении первичных частиц в атмосфере.

Чтобы получить долю энергии, передаваемой π -мезонам первичными частицами в первом взаимодействии с ядрами атомов N и O, нужно, в соответствии с формулой (5а), найти $\frac{1}{E_0 N_0} \lim_{p \rightarrow 0} \frac{E_\pi(p)}{F(p/L_{\text{вз}})}$;

однако непосредственно мы измеряем $E_{\text{м.к}}(p)$. Найдём связь между $E_\pi(p)$ и $E_{\text{м.к}}(p)$.

Если бы μ -мезоны не успевали распадаться, то вся энергия $E_{\text{м.к}}(p)$ мягкой компоненты, рождённой в слое p , была бы обязана своим происхождением распаду π^0 -мезонов. Однако некоторая доля μ -мезонов в слое p успевает распасться и при этом передает часть своей энергии электронам распада, т. е. вносит некоторый вклад в $E_{\text{м.к}}(p)$.

Если энергия μ -мезонов достаточно велика, так что $E_\mu \gg \beta p$, и если глубина места наблюдения невелика, так что $p/L_\pi \ll 1$, где L_π — пробег для поглощения ядерно-активной компоненты, то можно показать¹¹, что доля энергии, передаваемой μ -мезонами электронам распада, не будет зависеть от p . Если принять во внимание средние энергии μ -мезонов, то для широты 31° мы получим, что на глубинах $p \ll 200 \text{ г/см}^2$ доля энергии, переходящей от $\pi^\pm$ -мезонов к электронам, составляет 10% от $E_{\pi^\pm}$, так что

$$E_{\text{м.к}}^{31^\circ}(p) = E_{\pi^0}^{31^\circ}(p) + 0,1 E_{\pi^\pm}^{31^\circ}(p).$$

Если считать, что $E_{\pi^\pm}^{31^\circ} = kE_{\pi^0}^{31^\circ}$, то

$$E_{\text{м.к}}^{31^\circ}(p) = (1 + 0,1k) E_{\pi^0}^{31^\circ}; \quad E_{\pi^0(p)}^{31^\circ} = \frac{E_{\text{м.к}}^{31^\circ}(p)}{1 + 0,1k}$$

и

$$E_{\pi}^{31^\circ}(p) = (1 + k) E_{\pi^0}(p) = \frac{1 + k}{1 + 0,1k} E_{\text{м.к}}^{31^\circ}(p). \quad (11)$$

Для разности широт $51-31^\circ$ средняя энергия μ -мезонов заметно меньше 10^9 эв (см. ¹⁶) и поэтому вклад $\pi^\pm$ -мезонов в энергию мягкой компоненты составит $\sim 0,25$ от $E_{\pi^\pm}$. Таким образом,

$$E_{\pi^0}^{51-31^\circ} = \frac{E_{\text{м.к}}^{51-31^\circ}(p)}{1 + 0,25k}$$

и

$$E_{\pi}^{51-31^\circ}(p) = \frac{1 + k}{1 + 0,25k} E_{\text{м.к}}^{51-31^\circ}(p). \quad (11a)$$

Следовательно,

$$\lim_{p \rightarrow 0} \frac{E_{\pi}(p)}{F(p/L_{B3})} = \frac{1 + k}{1 + ak} \lim_{p \rightarrow 0} \frac{E_{\text{м.к}}(p)}{F(p/L_{B3})},$$

где $a = 0,1$ и $0,25$ соответственно для широты 31° и разности широт $51-31^\circ$,

Чтобы получить $\lim_{p \rightarrow 0} \frac{E_{\text{м.к}}(p)}{F(p/L_{B3})}$, нужно кривые, представленные на рис. 7, экстраполировать к пересечению с осью ординат ($p = 0$). При этом мы получим следующие данные:

для широты 31° :

$$\lim_{p \rightarrow 0} \frac{E_{\text{м.к}}(p)}{F(p/L_{B3})} = (2,04 \pm 0,2) \cdot 10^8 \text{ эв} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{сек}^{-1}.$$

Для разности широт $51-31^\circ$:

$$\lim_{p \rightarrow 0} \frac{E_{\text{м.к}}(p)}{F(p/L_{B3})} = (1,26 \pm 0,28) \cdot 10^8 \text{ эв} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{сек}^{-1}$$

и в соответствии с (11) и (11a)

$$\lim_{p \rightarrow 0} \frac{E_{\pi}^{31^\circ}(p)}{F(p/L_{B3})} = \frac{1 + k}{1 + 0,1k} (2,04 \pm 0,2) \cdot 10^8 \text{ эв} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{сек}^{-1},$$

$$\lim_{p \rightarrow 0} \frac{E_{\pi}^{51-31^\circ}(p)}{F(p/L_{B3})} = \frac{1 + k}{1 + 0,25k} (1,26 \pm 0,28) \cdot 10^8 \text{ эв} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{сек}^{-1}.$$

Теперь остаётся определить поток энергии, который приносится первичным излучением. Возникающие при этом трудности состоят в следующем:

1) часть (притом основная) энергии, переданной $\pi^\pm$ -мезонам, переходит к нейтрину и в атмосфере не выделяется;

2) ускользает от регистрации часть энергии (правда, небольшая), связанная с энергией связи в ядре продуктов ядерных расщеплений.

Энергию, уносимую нейтрино, можно определить из следующих соображений.

При $\pi \rightarrow \mu$ -распаде к нейтрину перейдёт $\frac{1}{4} E_{\pi^\pm}$, а $\frac{3}{4} E_{\pi^\pm}$ перейдёт к $\mu^\pm$ -мезонам. Из этой энергии μ -мезоны затратят на ионизацию $E_{\mu \text{ ион}}$, а остаток $\frac{3}{4} E_{\pi^\pm} - E_{\mu \text{ ион}}$ перейдёт к продуктам распада, причём к нейтрину перейдёт $\frac{2}{3}$ этой энергии. Таким образом,

$$\begin{aligned} E_{\text{нейтрин}} &= \frac{1}{4} E_{\pi^\pm} + \frac{2}{3} \left(\frac{3}{4} E_{\pi^\pm} - E_{\mu \text{ ион}} \right) = \\ &= \frac{3}{4} E_{\pi^\pm} - \frac{2}{3} E_{\mu \text{ ион}} \end{aligned} \quad (12)$$

Если воспользоваться формулой (3) и тем, что $E_{\pi^\pm} = k E_{\pi^0}$, и подставить в (12), то получим:

$$E_{\text{нейтрин}} = \frac{3k E_{\text{м. к}} - \frac{8-k}{3} E_{\mu \text{ ион}}}{4+k}. \quad (12a)$$

В (12a) входят измеряемые на опыте величины. Если положить $k=2$ в соответствии с большинством экспериментальных данных, то получим следующие значения потоков энергии первичных частиц: для широты 31°

$$N_0 \bar{E}_0^{31^\circ} = (18,3 \pm 0,24) \cdot 10^8 \text{ эв см}^{-2} \text{ сек}^{-1};$$

для разности широт $51-31^\circ$

$$N_0 \bar{E}_0^{51-31^\circ} = (12,3 \pm 0,4) \cdot 10^8 \text{ эв см}^{-2} \text{ сек}^{-1}.$$

Теперь есть все данные, которые входят в формулу (5a), определяющую среднюю долю энергии, передаваемой π -мезонам в акте первого взаимодействия первичных частиц с лёгкими атомными ядрами.

Для $k=2$ получаем для широты 31° :

$$\frac{\varepsilon_\pi}{\bar{E}_0} = \frac{3}{1,2} \frac{(2,04 \pm 0,2) \cdot 10^8 \text{ эв см}^{-2} \text{ сек}^{-1}}{(18,3 \pm 0,24) \cdot 10^8 \text{ эв см}^{-2} \text{ сек}^{-1}} = 28 \pm 3\%,$$

а) для разности широт $51-31^\circ$:

$$\frac{\varepsilon_\pi}{\bar{E}_0} = \frac{3}{1,5} \frac{(1,26 \pm 0,28) \cdot 10^8 \text{ эв см}^{-2} \text{сек}^{-1}}{(12,3 \pm 0,4) \cdot 10^8 \text{ эв см}^{-2} \text{сек}^{-1}} = 21 \pm 4,5\%.$$

Хотя непосредственных измерений потоков энергии мягкой компоненты на геомагнитной широте 0° мы не производили, однако можно определить с достаточной степенью точности долю энергии, передаваемой мезонам первичными частицами с $\bar{E}_0 = 40 \text{ Бэв}$. Эта оценка основана на следующих соображениях. Средняя энергия первичных частиц на геомагнитном экваторе $\sim 40 \text{ Бэв}$. Средняя энергия первичных частиц, добавляющихся от широты 0° до широты 31° , примерно $\sim 10 \text{ Бэв}$. Поток первичных частиц на широте 31° в два раза больше потока первичных на широте 0° . Таким образом, поток энергии первичных частиц на широте 31° на $3/4$ обусловлен частицами с $\bar{E}_0 = 40 \text{ Бэв}$.

Пусть первичные частицы с $\bar{E}_1 = 10 \text{ Бэв}$ передают в первом акте взаимодействия мезонам долю δ_1 , а первичные с энергией $\bar{E}_2 = 40 \text{ Бэв}$ — долю δ_2 от своей энергии. Тогда

$$28 \pm 3\% = \frac{\delta_1 N_1 \bar{E}_1 + \delta_2 N_2 \bar{E}_2}{N_1 \bar{E}_1 + N_2 \bar{E}_2} = \frac{\delta_1 \frac{N_1 \bar{E}_1}{N_2 \bar{E}_2} + \delta_2}{1 + \frac{N_1 \bar{E}_1}{N_2 \bar{E}_2}}.$$

Но δ_1 , очевидно, не меньше, чем для первичных частиц с $\bar{E}_0 = 3 \text{ Бэв}$, т. е. $\delta_1 > 20\%$, поэтому

$$\delta_2 < 30 \pm 4\%.$$

С другой стороны, повидимому, $\delta_1 \leq \delta_2$, поэтому, если $\delta_1 = \delta_2$, то $\delta_2 = 28\%$, следовательно,

$$28 \pm 3\% \leq \delta_2 < 30 \pm 4\%.$$

Таким образом, для первичных частиц с $\bar{E}_0 = 40 \text{ Бэв}$ доля энергии, теряемой на образование мезонов в первом акте взаимодействия с лёгким ядром, равна $\sim 30\%$ энергии первичной частицы.

Можно определить значение $\frac{\varepsilon_\pi}{\bar{E}_0}$, предполагая различные значения k . Такое предположение, по существу, равносильно предположению об образовании, помимо π -мезонов, других частиц, которые

затем распадаются на π - или μ -мезоны. Результаты такого расчёта приведены в таблице I.

Таблица I

Зависимость $\frac{\epsilon_{\pi}}{E_0}$ от величины k

k	$E_{\text{нейтрино}}$ $10^8 \text{ эв см}^{-2} \text{ сек}^{-1}$		$N\bar{E}_0$ $10^8 \text{ эв см}^{-2} \text{ сек}^{-1}$		E_{π} в первом акте взаимо- действия, $10^8 \text{ эв см}^{-2} \text{ сек}^{-1}$		$\frac{\epsilon_{\pi}}{E_0}$	
	31°	$51-31^\circ$	31°	$51-31^\circ$	31°	$51-31^\circ$	31°	$51-31^\circ$
1	3,5	1,30	15,4	11,2	3,7	2,0	24%	18%
2	6,4	2,40	18,3	12,3	5,1	2,5	28%	21%
3	5,8	3,20	20,7	13,1	6,3	2,9	30%	22%
4	10,5	3,8	22,4	13,7	7,3	3,1	32,6%	23%

Таблица показывает, что полученная средняя доля энергии, передаваемой мезонам в акте первого столкновения, крайне нечувствительна к наличию в составе генерируемых частиц ещё и тяжёлых мезонов, распадающихся на π - или μ -мезоны.

Мы видели, что во всей атмосфере мезонам передаётся энергия значительно бóльшая, чем в первом акте взаимодействия первичных частиц с ядрами атомов атмосферы. Поскольку в прежних оценках не учитывалась энергия, уносимая нейтрино, и энергия, переходящая в жёсткую (μ -мезонную) компоненту космических лучей, то теперь мы можем учесть эти две величины, чтобы получить более правильное значение всей энергии, переданной π -мезонам во всей атмосфере. Очевидно,

$$\left. \begin{aligned} E_{\pi} &= E_{\text{м.к}} + E_{\text{нейтрино}} + E_{\mu \text{ ион}}, \\ E_{\mu \text{ ион}}^{31^\circ} &\approx 1,7 \cdot 10^8 \text{ эв см}^{-2} \text{ сек}^{-1}, \\ E_{\mu \text{ ион}}^{51-31^\circ} &\approx 0,6 \cdot 10^8 \text{ эв см}^{-2} \text{ сек}^{-1}. \end{aligned} \right\} \quad (13)$$

Значения $E_{\text{нейтрино}}$ приведены в таблице I. Воспользовавшись соотношением (13) и всеми приведёнными числовыми значениями, получим, что для широты 31° (первичные частицы с энергией $\bar{E}_0 = 20 \text{ Бэв}$)

$$\frac{E_{\pi}}{\bar{E}_0} = 84 \pm 2\%,$$

а для разности широт $51-31^\circ$ (первичные частицы с энергией $\bar{E}_0 \approx 3 \text{ Бэв}$)

$$\frac{E_{\pi}}{\bar{E}_0} = 45 \pm 3\%.$$

Сравнивая эти величины с долей энергии, передаваемой мезонам в одном акте, мы убеждаемся, что первичные частицы с $\bar{E}_0 \approx 20 \text{ Бэв}$ в атмосфере передают мезонам в 3 раза больше энергии, чем в первом акте взаимодействия. Следовательно, в результате первого взаимодействия остаются ядерно-активные частицы (нуклоны), которые в последующих актах ядерных взаимодействий генерируют π -мезоны. Таким образом, мы видим, что первичные протоны не поглощаются в первом взаимодействии. Они поглощаются в результате нескольких столкновений с атомными ядрами. Притом интересно отметить, что отсутствие одноактного поглощения имеет место не только для частиц большой энергии ($\bar{E}_0 \approx 20 \text{ Бэв}$), но и для частиц существенно меньших энергий ($\bar{E}_0 \approx 3 \text{ Бэв}$). Многоактный характер поглощения первичных частиц впервые был установлен в работе¹⁹.

Для полноты характеристики элементарного акта взаимодействия первичных частиц указанных средних энергий (3—40 Бэв) с ядрами атомов атмосферы следует выяснить, сколько, в среднем, образуется вторичных нуклонов, которые уносят энергию, нерастрченную первичной частицей в первом столкновении, и какая энергия расходуется на процессы, конкурирующие с мезообразованием. Эти вопросы будут рассмотрены в ч. II.

1.4. Генерация π -мезонов первичными частицами с энергией $10^{11} - 10^{12} \text{ эв}$

Для того чтобы рассмотреть процессы образования мезонов первичными частицами с энергией $10^{11} - 10^{12} \text{ эв}$, нужно воспользоваться спектром μ -мезонов в области высоких энергий, полученным в результате измерения интенсивности жёсткой компоненты на разных глубинах под землёй²⁰, и спектром первичных частиц в области энергий до 10^{12} эв ²¹.

На рис. 8 представлены интегральные спектры μ -мезонов и первичных частиц. Непосредственное сопоставление этих спектров показывает, что от одной первичной частицы с энергией $\geq 10^{11} \text{ эв}$ образуется примерно $\frac{1}{40} = 0,025$ μ -мезонов с энергией $\geq 10^{11} \text{ эв}$.

Если считать, что все μ -мезоны образуются от распада $\pi^\pm$ -мезонов, то отсюда мы сразу получим, что вероятность передачи $\pi^\pm$ -мезону энергии порядка энергии первичного протона весьма мала.

Чтобы получить количественные характеристики вероятности образования $\pi^\pm$ -мезонов с той или иной энергией при взаимодействии первичных частиц высокой энергии $10^{11} - 10^{12} \text{ эв}$, нужно учесть, что далеко не все $\pi^\pm$ -мезоны столь большой энергии успевают распасться в атмосфере и образовать μ -мезон большой энергии. Процессом, конкурирующим с распадом, является ядерное взаимодействие

мезонов. Если распадный пробег становится значительно больше пробега для взаимодействия, то большая часть π -мезонов большой энергии не будет распадаться, а будет выбывать из потока частиц из-за ядерного взаимодействия.

В наших оценках мы примем, что пробег взаимодействия π -мезонов большой энергии равен в воздухе $\sim 65 \text{ г/см}^2$, т. е. эффективное сечение взаимодействия равно геометрическому сечению ядра,

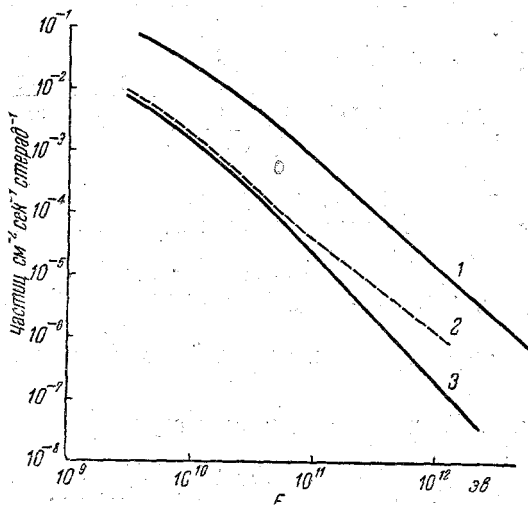


Рис. 8. Интегральные спектры: 1 — первичных частиц; 2 — π -мезонов, генерированных в атмосфере; 3 — μ -мезонов на уровне моря.

и что в результате взаимодействия π -мезона с ядром вся энергия налетающего мезона передаётся вторичным мезонам с энергией, существенно меньшей энергии налетающего мезона, т. е. регенерация мезонов с энергией того же порядка, что и у налетающего мезона, не происходит.

Будем считать, что все наблюдаемые на уровне моря μ -мезоны являются продуктами распада $\pi^\pm$ -мезонов.

Перечисленные предположения обеспечивают максимальное число π -мезонов, генерируемых частицами высокой энергии.

Уравнение, описывающее поглощение π -мезонов в атмосфере, имеет вид:

$$\frac{\partial N_\pi(x, E_\pi)}{\partial x} = -\frac{N_\pi(x, E_\pi)}{L_{\text{вз}}} - \frac{A}{x} N_\pi(x, E_\pi) + \frac{N_0(E \geq E_\pi) \gamma(E_\pi) e^{-\frac{x}{L_\pi}}}{L_{\text{вз}}}. \quad (14)$$

Здесь $N_\pi(x, E_\pi)$ — поток $\pi^\pm$ -мезонов с энергией E_π на глубине атмосферы x г/см². Первый член этого уравнения учитывает ядерное поглощение мезонов, второй — распад, а третий — генерацию π -мезонов первичными частицами с энергией $E \geq E_\pi$, интенсивность которых в точке x равна $N_0(E \geq E_\pi) e^{-\frac{x}{L_\pi}}$ (где L_π — пробег поглощения в атмосфере генерирующих частиц). $\nu(E_\pi)$ — среднее число π -мезонов с энергией E_π , генерируемых всеми первичными частицами с энергией $> E_\pi$.

Решение уравнения (14) имеет вид:

$$N_\pi(x, E_\pi) = \frac{N_0(E \geq E_\pi) \nu(E_\pi)}{L_{\text{вз}}} \int_0^x \left(\frac{\xi}{x}\right)^A e^{-\frac{\xi}{L_\pi} - \frac{(x-\xi)}{L_{\text{вз}}}} d\xi \quad (14a)$$

(здесь, как и в дальнейшем, потери энергии на ионизацию атмосферы π - и μ -мезонами не учитываются ввиду их малости по сравнению с энергией самих частиц).

В том случае, когда $A = \frac{\rho_0 m_\pi c^2}{\rho_0 c \tau_\pi E_\pi} = \frac{1,8 \cdot 10^{11} \text{ эв}}{E_\pi} \gg 1$, выражение $\left(\frac{\xi}{x}\right)^A$ отлично от 0 только в точках $\xi \approx x$ (так как $\frac{\xi}{x} \leq 1$), где $e^{-\frac{(x-\xi)}{L_{\text{вз}}}} \approx 1$. Следовательно, в этом случае

$$N_\pi(x, E_\pi) = \frac{N_0(E \geq E_\pi) \nu(E_\pi)}{L_{\text{вз}}} e^{-\frac{x}{L_\pi}} \frac{x}{A+1}. \quad (15)$$

Если известно число π -мезонов в каждой точке атмосферы, то легко определить, сколько μ -мезонов образуется в слое толщиной p г/см²:

$$N_\mu(\bar{E}_\mu) = \int_0^p N_\pi(x, E_\pi) w(x, E_\pi) dx, \quad (16)$$

где $w(x, E_\pi)$ — вероятность распада π -мезона, обладающего энергией E_π .

При вычислении вида спектра μ -мезонов, как отмечено в работе ²², в первом приближении можно пренебречь разбросом импульсов μ -мезонов, возникающих от распада π -мезонов с данным импульсом.

$w(x, E_\pi) = \frac{A}{x}$, поэтому при $A \gg 1$

$$\begin{aligned} N_\mu(\bar{E}_\mu) &= \frac{N_0(E \geq E_\pi) \nu(E_\pi)}{L_{\text{вз}}} \frac{A}{A+1} \int_0^p e^{-\frac{x}{L_\pi}} dx = \\ &= \frac{L_\pi N_0(E \geq E_\pi) \nu(E_\pi)}{L_{\text{вз}}} \left(1 - e^{-\frac{p}{L_\pi}}\right), \end{aligned} \quad (17)$$

т. е. в том случае, когда $E_\pi \ll 1,8 \cdot 10^{11}$ эв, число μ -мезонов со средней энергией $\bar{E}_\mu = \frac{1}{1,3} E_\pi$, образовавшихся из π -мезонов с энергией E_π , будет таким же, как если бы эти μ -мезоны возникали непосредственно во взаимодействиях первичных частиц.

При высоких энергиях π -мезонов реализуется другой случай: $A \ll 1$. Чтобы его проанализировать, заменим в выражении (14а) $\frac{\xi}{x}$ на t . Тогда

$$N_\pi(x, E_\pi) = \frac{N_0(E \geq E_\pi) \vee (E_\pi)}{L_{B3}} x \int_0^1 e^{-\frac{xt}{L_\pi}} t^A e^{-\frac{x}{L_{B3}}(1-t)} dt,$$

и число образовавшихся в слое атмосферы p г/см² μ -мезонов будет равно, согласно (16),

$$\begin{aligned} N_\mu(\bar{E}_\mu, p) &= \\ &= \frac{N_0(E \geq E_\pi) \vee (E_\pi)}{L_{B3}} A \int_0^p dx \int_0^1 e^{-\frac{x}{L_\pi} t} t^A e^{-\frac{x}{L_{B3}}(1-t)} dt. \end{aligned}$$

Опыт даёт^{23, 24}, что вплоть до $E \sim 10^{12}$ эв $L_\pi \approx 120$ г/см². Учитывая, что $\frac{L_\pi}{L_{B3}} \approx 2$, получим:

$$\begin{aligned} \int_0^p e^{-\frac{xt}{L_\pi}} e^{-\frac{x}{L_{B3}}(1-t)} \frac{dx}{L_{B3}} &= \int_0^p e^{-\frac{x}{L_{B3}} \left(1-t + \frac{L_{B3}}{L_\pi} t\right)} \frac{dx}{L_{B3}} = \\ &= \frac{2}{2-t} \left[1 - e^{-\frac{p}{L_{B3}} \left(1 - \frac{t}{2}\right)} \right]. \end{aligned}$$

Нас интересует число μ -мезонов на уровне моря, т. е. при $p = 1000$ г/см²; следовательно, при всех значениях t , заключённых в интервале от 0 до 1, $e^{-\frac{1000}{60} \left(1 - \frac{t}{2}\right)} \ll 1$ и

$$N_\mu(\bar{E}_\mu, p = 1000 \text{ г/см}^2) = N_0(E > E_\pi) \vee (E_\pi) A \int_0^1 \frac{2t^A}{2-t} dt.$$

Число рождённых во всей атмосфере π -мезонов с энергией E_π равно

$$N_\pi^0(E_\pi) = \int_0^{1000} N_0(E \geq E_\pi) \vee (E_\pi) e^{-\frac{x}{L_\pi}} \frac{dx}{L_{B3}} = 2N_0(E \geq E_\pi) \vee (E_\pi).$$

Поэтому отношение числа μ -мезонов с энергией $E_\mu = \frac{E_\pi}{1,3}$ к числу рождённых в атмосфере π -мезонов с энергией E_π равно

$$\frac{N_\mu \left(E_\mu = \frac{E_\pi}{1,3} \right)}{N_\pi^0(E_\pi)} = A \int_0^t \frac{t^A dt}{2-t} = f(A);$$

отсюда

$$N_\pi^0(E_\pi) = \frac{N_\mu \left(E_\mu = \frac{E_\pi}{1,3} \right)}{f(A)}. \quad (18)$$

Разложение функции $f(A)$ может быть легко получено путём

интегрирования по частям выражения $\int_0^1 \frac{t^A}{2-t} dt$:

$$f(A) = \frac{A}{A+1} \left[1 - \frac{11}{A+2} + \frac{21}{(A+2)(A+3)} - \frac{31}{(A+2)(A+3)(A+4)} + \dots \right].$$

Пользуясь формулой (18) и интегральным спектром μ -мезонов, представленным на рис. 8, можно получить полное число π -мезонов с энергией $\geq E_\pi$, рождённых во всей атмосфере. Результат этого подсчёта показан на рис. 8 пунктирной линией.

Чтобы оценить верхний предел числа π -мезонов данной энергии, образуемых первичными частицами той или иной энергии, предположим, что все возникшие в атмосфере π -мезоны с энергией $\geq E_\pi$ были генерированы первичными частицами с энергией $E_0 \geq E_1 \geq E_\pi$ (очевидно, такое предположение завышает искомое число π -мезонов, так как часть π -мезонов с $E \geq E_\pi$ могла генерироваться первичными частицами с энергией от E_π до E_1). Тогда

$$N_\pi^0(E > E_\pi) > 2N_0(E_0 \geq E_1) \vee (E \geq E_\pi)$$

и отсюда

$$\vee(E \geq E_\pi) < \frac{N_\pi^0(E > E_\pi)}{2N_0(E \geq E_1)}. \quad (19)$$

Задавая значения энергии первичных частиц E_1 и энергии генерируемых π -мезонов E_π и пользуясь данными, приведёнными на рис. 8, можно по формуле (19) определить верхний предел числа π -мезонов разных энергий, которые могут быть рождены в одном взаимодействии

с лёгким ядром первичной частицы с энергией $\geq E_1$. Результаты таких подсчётов приведены в таблице II.

Таблица II

Число π -мезонов $\nu(E \geq E_\pi)$, рождаемых с энергией $E \geq E_\pi$ первичными частицами, энергия которых $E_{\text{перв}} \geq E_1$

$E_1 = 50 \text{ Бэв}$		$E_1 = 300 \text{ Бэв}$		$E_1 = 1000 \text{ Бэв}$	
$E_\pi, \text{ Бэв}$	$\nu(E \geq E_\pi)$	$E_\pi, \text{ Бэв}$	$\nu(E \geq E_\pi)$	$E_\pi, \text{ Бэв}$	$\nu(E \geq E_\pi)$
6	$< 3,6$	16	$< 7,4$	42	$< 7,5$
9	$< 1,2$	29	$< 2,3$	68	$< 3,1$
16	$< 0,34$	42	$< 1,0$	130	$< 1,3$
29	$< 0,10$	68	$< 0,44$	260	$< 0,44$
42	$< 0,048$	130	$< 0,17$	390	$< 0,24$
50	$< 0,032$	300	$< 0,05$	520	$< 0,15$
				650	$< 0,10$
				1000	$< 0,053$

Из таблицы II следуют два вывода:

1) π -мезоны с энергией, равной энергии первичной частицы, генерируются с вероятностью не более 5%.

2) π -мезон с данной энергией E_π генерируется, в основном, первичной частицей, обладающей энергией, приблизительно в 8 раз большей E_π . Поэтому в потоке ядерноактивных частиц с энергией $\sim 10^{10} \text{ эв}$, наблюдаемых на любой глубине атмосферы, π -мезоны будут составлять ничтожную долю ($\sim 5\%$ от доли нуклонов), даже если энергии π -мезонов достаточно велики, чтобы их пробег распада был много больше пробега взаимодействия.

Сведения о средних потерях энергии нуклонов при их столкновении с лёгкими ядрами в области энергий $10^{11} - 10^{12} \text{ эв}$ могут быть получены из рассмотрения поглощения частиц высокой энергии в атмосфере (см. ч. III).

II. ОБРАЗОВАНИЕ ЯДЕРНЫХ РАСЩЕПЛЕНИЙ В АТМОСФЕРЕ ПЕРВИЧНЫМИ ЧАСТИЦАМИ РАЗНЫХ ЭНЕРГИЙ

2.1. Метод изучения

В опытах 1947—1948 гг.^{25, 26}, выполненных на геомагнитной широте 51° , было получено, что ионизация возрастает от уровня моря до стратосферы в 150 раз, в то время как число частиц возрастает в 90 раз. Следовательно, в стратосфере средняя удельная ионизирующая

способность космических частиц примерно на 70% выше средней ионизирующей способности релятивистских частиц, имеющих на уровне моря.

Значительное возрастание средней удельной ионизирующей способности космических частиц в стратосфере по сравнению с уровнем моря указывает на появление в стратосфере медленных сильно ионизирующих частиц.

Естественно связать эти сильно ионизирующие частицы с продуктами ядерных расщеплений — протонами, дейтонами, тритонами, α -частицами, вылетающими из расщепляемых ядер. Если такая трактовка природы «избыточной» ионизации $I_{с.н}(p)$ (т. е. ионизации, которая не может быть объяснена релятивистскими частицами, а создается сильно ионизирующими частицами) правильна, то отсюда следует метод её обнаружения: она должна создаваться в ионизационной камере в виде более или менее значительных по величине ионизационных толчков, т. е. мгновенных возрастаний ионизации над некоторым средним уровнем, обусловленным прохождением через камеру большого числа релятивистских частиц.

Если «избыточная ионизация» создается продуктами ядерных расщеплений, то величина $32,5 \int_0^{\infty} I_{с.н}^{\lambda}(p) dp$ определяет энергию всех сильно ионизирующих частиц, возникших в атмосфере в результате расщепления ядер атомов воздуха. Если к этой величине ещё добавить энергию связи этих частиц в ядре $E_{связи}^{\lambda}$, то мы получим полную энергию $E_{я.п}^{\lambda}$, переданную во всей атмосфере на ядерные расщепления первичными частицами на геомагнитной широте λ :

$$E_{я.п}^{\lambda} = 32,5 \text{ эв} \int_0^{1000} I_{с.н}^{\lambda}(p) dp + E_{связи}^{\lambda}. \quad (20)$$

Разделив $E_{я.п}^{\lambda}$ на число первичных частиц N_0^{λ} , падающих на границу атмосферы, мы получим $\epsilon_{я.п}^{\lambda}$ — величину энергии, теряемой на ядерные расщепления в атмосфере одной первичной частицей на геомагнитной широте λ , т. е.

$$\epsilon_{я.п}^{\lambda} = \frac{E_{я.п}^{\lambda}}{N_0^{\lambda}}.$$

Зная $\epsilon_{я.п}^{\lambda}$ и характер потерь энергии на образование мезонов первичными частицами разной энергии, можно определить среднюю множественность вторичных нуклонов высокой энергии, возникающих в акте первого взаимодействия первичных частиц (см. 2.5).

2.2. Аппаратура и результаты измерений

Изучение образования в атмосфере тяжёлых частиц — продуктов ядерных расщеплений — требует измерения не только общего числа толчков N_T , но и их распределения по величине,

т. е. $\frac{\partial N_T(p, J_T)}{\partial J_T}$.

Зная $\frac{\partial N_T}{\partial J_T}$, легко можно определить ионизацию I_T^λ , создаваемую продуктами ядерных расщеплений:

$$I_T^\lambda(p) = \int_{J_{\min}}^{\infty} J_T \frac{\partial N_T^\lambda}{\partial J_T} dJ_T. \quad (21)$$

Здесь J_T — величина ионизационного толчка, выраженная числом пар ионов.

Нами были разработаны два типа приборов, которые применялись при изучении толчков. Один вариант прибора состоял из импульсной ионизационной камеры и усилителя. Второй вариант прибора, помимо камеры и усилителя, содержал 25 счётчиков, окружавших камеру и включённых в 14 годоскопических ячеек (рис. 9). Управляющий сигнал вырабатывался ионизационным толчком, превышавшим некоторый минимальный порог $J_{\min}$.

Метод передачи амплитуд ионизационных толчков, предложенный А. Е. Чудаковым, в обоих приборах был одинаков и сводился к тому, что усиленный сигнал от ионизационной камеры трансформировался в прямоугольный импульс, который модулировался звуковой частотой и передавался в эфир так, как это делалось в ранее описанных приборах для изучения переходного эффекта. Вслед за передачей импульса от камеры передавались в эфир данные о работе годоскопических счётчиков. «Опрос» о срабатывании годоскопических ячеек производился с помощью механического коммутатора и непрерывно вращающегося искателя, поочерёдно подсоединявшего к выходу радиосхемы годоскопические ячейки ⁴⁴ (см. рис. 9). Принятые на земле радиосигналы подавались на вход катодного осциллографа и фотографировались на непрерывно движущуюся киноплёнку.

В приборах обоих типов применялись одинаковые ионизационные камеры. Они представляли собой алюминиевые сферы с толщиной стенок 1,0—1,5 мм и диаметром 15 см. Диаметр сферического собирающего электрода — 2 см. Камеры наполнялись спектрально чистым аргоном до давления 4,0—4,5 ата и работали на электронном импульсе. На собирающий электрод камеры через 100 Мом подавалось высокое напряжение 1000—1100 в.

В камеру была введена латунная трубка, в которой находился источник α -частиц Po, служивший для градуировки камеры и контроля за чистотой газа, наполняющего камеру. Источник α -частиц вводился в рабочий объём камеры с помощью небольшого соленоида, надетого на трубку. Через эту же трубку производилась откачка камеры и её наполнение аргоном.

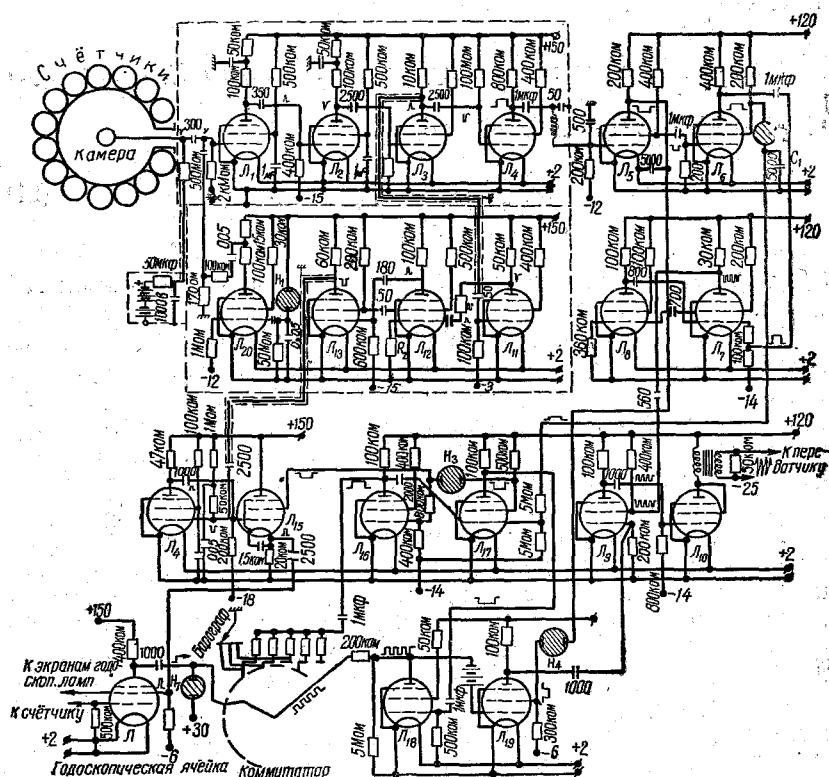


Рис. 9. Радиосхема установки для изучения ионизационных толчков с применением камеры, окружённой годоскопическими счётчиками.

Для контроля за коэффициентом радиотехнического усиления во время полёта прибора в усилителе была предусмотрена схема, подававшая периодически (6—8 раз в минуту) на вход усилителя градуировочный сигнал стандартной величины.

Сконструированная аппаратура обеспечивала получение результатов с ошибкой, не превосходящей 10%, в широком диапазоне измеряемых толчков. Результаты измерений показали, что расхождение между данными разных полётов не превышает 10%.

Разрешающее время годоскопической ячейки, равное $(4,3 \pm 0,9) \times 10^{-5}$ сек., обеспечивало относительно небольшие искажения в работе счётчиков за счёт случайных совпадений толчка в камере и разряда в каком-либо из счётчиков.

Число случайных совпадений контролировалось в полёте по случаям совпадения разряда в любом из счётчиков с градуировочным сигналом (такие совпадения по своей природе могли быть только случайными).

Перед полётом установки тщательно градуировались, т. е. устанавливалась однозначная связь между величиной ионизации в камере, величиной входного сигнала и продолжительностью выходного сигнала²¹.

Особенность наших измерений, по сравнению с тем, что делалось ранее, заключается в том, что нам удалось измерять толчки, начиная с весьма малой величины 10^4 — $2,5 \cdot 10^4$ пар ионов, и применить годоскопические счётчики, позволившие установить природу регистрируемых толчков.

Изучение ионизационных толчков производилось на геомагнитных широтах 0, 31, 38 и 51° в диапазоне высот от 5 до 20—28 км. На геомагнитных широтах 31 и 51° применялась аппаратура двух указанных выше типов, поэтому наиболее подробные сведения о природе толчков получены на этих двух широтах. Полученные данные о спектрах толчков на разных высотах представлены на рис. 10, заимствованном из работы²⁷.

Для выяснения природы толчков рассмотрим данные (таблица III) о работе годоскопических счётчиков, окружавших ионизационную камеру. Данные получены на широте 51° и относятся к толчкам с ионизацией $\geq 27\,000$ пар ионов.

Аналогичные результаты²⁷ получены и на широте 31° .

Расчёты²⁷ дают, что при изотропном угловом распределении частиц вероятность попадания частицы в камеру, минуя годоскопические счётчики, равна 0,12. Поэтому если бы все толчки вызывались заряженными частицами, то толчков без работы счётчиков могло быть не более 12% от полного числа толчков, а с работой счётчиков — 88%. В действительности, как видно из таблицы III, случаи, когда толчки сопровождаются работой счётчиков, составляют 33%. Допустим, что все эти случаи вызваны заряженной частицей, приходящей из воздуха. Это предположение явно завышает число толчков, созданных заряженной компонентой космических лучей. Однако и при таком предположении мы получаем, что на высотах 11—21 км не менее 62% всех толчков вызывается неионизирующей компонентой.

Ясно, что эти толчки не могут быть ливнями из релятивистских частиц, поскольку порог срабатывания установки соответствовал ионизации в 27 000 пар ионов, что эквивалентно прохождению через камеру по средней хорде 5,6 релятивистских частиц.

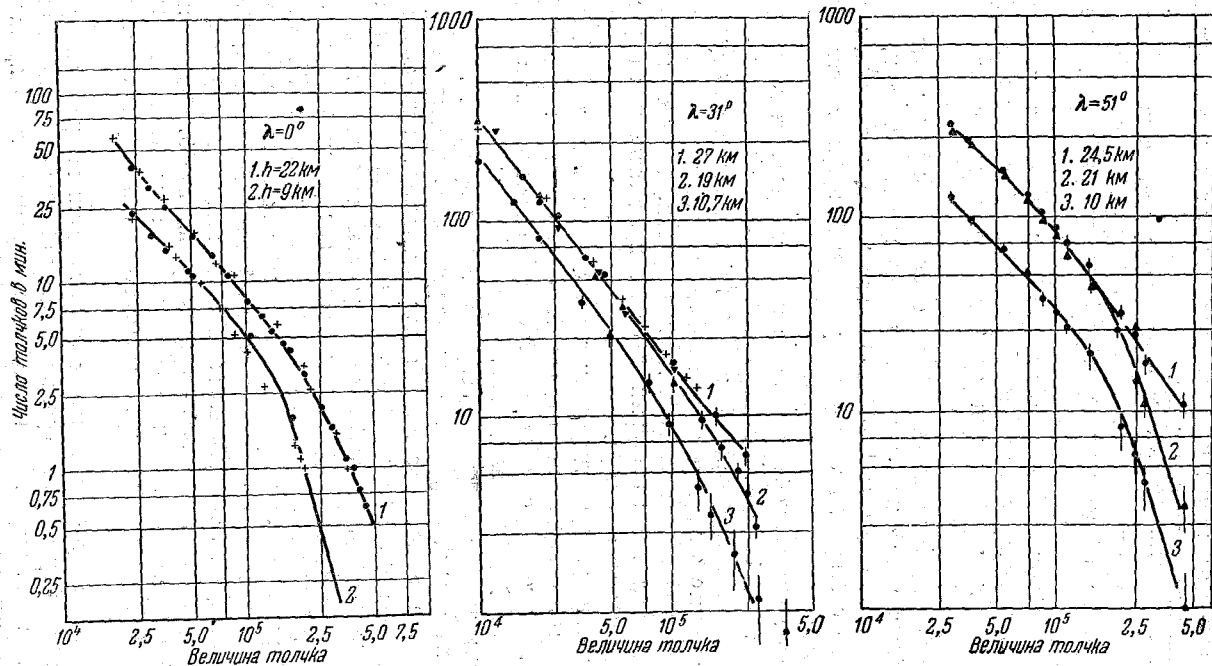


Рис. 10. Интегральные спектры ионизационных толчков на разных высотах, полученные на геомагнитных широтах 0, 31 и 51°. По оси абсцисс отложена величина толчка (число пар ионов), по оси ординат—число толчков в 1 минуту.

Совершенно невероятно, чтобы при такой минимальной плотности ливня не сработал ни один из счётчиков, охватывавших около 90% всего телесного угла. Следовательно, эти толчки представляют собой случаи возникновения в объёме камеры тяжёлых сильно ионизирующих частиц, не способных пройти через стенку камеры

Таблица III

Высота	Число сработавших счётчиков	Число импульсов в камере с данным числом сработавших счётчиков		После учёта случайных совпадений
$H = 21 \text{ км}$	0	347	54%	62%
	1	183	28,8%	24,8%
	2	64	10%	6%
	≥ 3	46	7,2%	7,2%
	Всего...	640	100%	100%
$H = 16 \text{ км}$	0	534	59%	67%
	1	227	25%	21%
	2	94	10,6%	6,7%
	≥ 3	48	5,4%	5,3%
	Всего...	903	100%	100%
$H = 11 \text{ км}$	0	381	64,7%	68,7%
	1	152	25,6%	23,6%
	2	36	6,1%	4,1%
	≥ 3	21	3,6%	3,6%
	Всего...	590	100%	100%

и стенку счётчика и созданных нейтральной частицей, очевидно, нейтроном.

Рассмотрим теперь, что представляют собой толчки, сопровождающиеся работой счётчиков. Для этого обратим внимание на распределение работы счётчиков в разных областях величины регистрируемых толчков. Эти данные, относящиеся к высоте 16 км на широте 51° , представлены в таблице IV (на других высотах распределение работы счётчиков в зависимости от величины толчка имеет такой

же характер, что и приведённое в таблице IV. Поэтому приведённые данные следует рассматривать как типичные).

Таблица IV

Интервал ионизаций в камере в 10^3 пар ионов	27,0—37,4	37,4—54,0	54,0—69,2	69,2—84,6	84,6—100	>100	Всего
Полное число толчков данной величины	114	244	138	87	34	286	903
Число случаев работы * одного счётчика	30	62	36	27	10	62	227
Число случаев работы любых двух счётчиков	14	28	12	6	3	31	94
Число случаев работы любых трёх и больше счётчиков	10	12	4	3	3	16	48

Если считать, что все толчки, сопровождающиеся работой трёх и более счётчиков, вызываются ливнями из релятивистских частиц (такое предположение, очевидно, завышает роль ливней), то и тогда мы получим, что ливни создают не более 5% всех толчков. Таким образом, не менее 95% всех толчков вызывается сильно ионизирующими частицами. Большая часть из них возникает в стенках камеры и газе, наполняющем камеру, и имеет пробеги меньше $1,1 \text{ г/см}^2 \text{ Al}$ (суммарная толщина стенки камеры и стенки счётчика). Как видно из таблицы IV, около 30% всех толчков сопровождается работой одного и двух счётчиков. Детальный анализ работы этих счётчиков при толчках, создающих в камере ионизации более 27 000 пар ионов, показывает¹¹, что одиночными протонами, приходящими в камеру из воздуха, может быть объяснено не более 40% толчков, сопровождающихся работой одного счётчика (т. е. не более $0,4 \cdot 25\% = 10\%$ всех толчков) и не более 15% всех толчков, сопровождающихся работой двух счётчиков (т. е. не более 1% всех толчков). Остальные 20% всех толчков, которые сопровождаются работой одного и двух счётчиков, не могут быть объяснены ни тем, что они создаются сильно ионизирующими одиночными частицами (в основном протонами), приходящими в камеру из воздуха, ни ливнями из релятиви-

стских частиц (так как средний импульс в этих толчках соответствует ионизации, создаваемой 15 релятивистскими частицами, а число срабатывающих счётчиков 1—2).

Мы приходим к заключению, что 20% всех толчков (сопровождающихся работой 1—2 счётчиков) тоже создаётся сильно ионизирующими частицами, возникающими в результате ядерных расщеплений, происходящих в стенках и газе камеры и в стенках счётчиков.

Таким образом, можно утверждать, что на высотах вплоть до 21 км ($p = 47 \text{ г/см}^2$) не менее 80% всех толчков вызываются ядерными расщеплениями, происходящими в стенках и газе ионизационной камеры, причём не менее $3/4$ всех расщеплений генерируется нейтральной компонентой космических лучей — нейтронами. Опыты²⁸, выполненные с фотопластинками на геомагнитных широтах 54 и 28°, показывают, что 72% всех расщеплений создаётся нейтронами.

Аналогичный результат был получен и на геомагнитной широте 31°, где не менее 75% всех расщеплений вызывается нейтронами.

В опытах, проведённых на широте 31°, удалось регистрировать ионизационные толчки с порогом ионизации в камере больше 10 000 пар ионов. При этом оказалось, что в толчках с ионизацией меньше 27 000 пар ионов большую роль играют одиночные сильно ионизирующие частицы, приходящие в камеру из воздуха. По измеренной ионизации и минимальному пробегу, которым должна обладать частица, создающая толчок, сопровождающийся зажиганием двух диаметрально расположенных счётчиков, в этих измерениях удалось оценить массу частиц²⁷. Она оказалась близкой к массе протона. Таким путём было доказано, что одиночные сильно ионизирующие частицы, вызывающие в камере толчки и приходящие из воздуха, в основной своей массе — протоны.

Если принять во внимание, что сильно ионизирующие частицы, приходящие из воздуха, до попадания в камеру должны иметь минимальный пробег не менее $1,1 \text{ г/см}^2 \text{ Al}$, то по терминологии, принятой в работах с фотопластинками⁴, они должны быть отнесены к частицам, образующим «серые» следы. В работе⁴ показано, что основная доля «серых» следов, возникающих в ядерных расщеплениях ядер фотомульсии, состоит из протонов.

Таким образом, изучение толчков показывает, что:

- 1) часть толчков создаётся сильно ионизирующими одиночными частицами, приходящими из воздуха; эти частицы имеют ту же природу, что и тяжёлые частицы, возникающие в «звёздах»;
- 2) остальные толчки создаются сильно ионизирующими частицами, возникающими в результате расщеплений атомных ядер вещества стенок и газа камеры.

Мы уже ранее показали, что большая часть частиц, генерирующих толчки в камере и «звёзды» в фотопластинках, — это нейтроны.

Если толчки и «звёзды» вызываются одной и той же компонентой, то высотный ход этих явлений должен быть одинаков. Действительно, рис. 7 и 8 в работе ⁶ показывают, что толчки и «звёзды» имеют одинаковые высотный ход и широтный эффект, следовательно, можно написать, что число толчков N_T пропорционально числу «звёзд» N_3 :

$$N_T^\lambda(p) = \alpha N_3^\lambda(p). \quad (22)$$

Все особенности регистрируемых толчков доказывают, что они являются продуктами ядерных расщеплений. Поэтому, если бы мы измеряли всю ионизацию, создаваемую всеми толчками, то мы могли бы определить $E_{я.р.}$ Однако, в действительности мы регистрируем толчки, начиная с некоторого порога — с некоторой минимальной величины $J_{мин}$. Поэтому величина

$$I_T^\lambda(p) = \int_{J_{мин}}^{\infty} J_T \frac{\partial N_T^\lambda(J_T, p)}{\partial J_T} dJ_T$$

не даёт ионизации, создаваемой всеми сильно ионизующими частицами, возникающими в ядерных расщеплениях. Однако можно ожидать, что с уменьшением порога регистрируемых толчков $J_{мин}$ величина $I_T^\lambda(p)$ будет стремиться к $I_{с.и}^\lambda(p)$. Результаты измерений, выполненных на широтах 51 и 31°, дают, что отношение $\frac{I_{с.и}^\lambda(p)}{I_T^\lambda(p)}$

не зависит, в пределах ошибок, ни от глубины атмосферы p , ни от геомагнитной широты λ , т. е.

$$\frac{I_{с.и}^\lambda(p)}{I_T^\lambda(p)} = \text{const} = \alpha, \quad (23)$$

причём $\alpha = 2,6$ при $J_{мин} = 27\,000$ пар ионов. Если порог регистрируемых толчков понизить до $J_{мин} = 10\,000$ пар ионов, то α уменьшается до 1,6. Следовательно, есть основание полагать, что величина $I_{с.и}^\lambda(p)$ в основном определяется ионизацией, созданной в атмосфере всеми сильно ионизующими продуктами ядерных расщеплений.

Таким образом, на тех широтах, где у нас измерены полная ионизация $I^\lambda(p)$ и число частиц $N^\lambda(p)$, может быть определено значение $I_{с.и}^\lambda(p) = (I^\lambda(p) - 83 N^\lambda(p)) \frac{\text{пар ионов}}{\text{см}^2}$. На тех же широтах (0 и 38°), где этих данных нет, будем определять $I_{с.и}^\lambda(p)$, пользуясь соотношением (23), полагая $\alpha = 2,6$ для $J_{мин} = 27\,000$ пар ионов.

2.3. Образование первичными частицами разных энергий вторичных частиц, вызывающих ядерные расщепления («звёзды»)

Легко показать, что на высоте 20 км в потоке частиц, генерирующих «звёзды», первичные частицы составляют не более 15% и, следовательно, около 85% частиц имеют вторичное происхождение.

Можно записать, что весь поток частиц звездогенерирующей компоненты $S^\lambda(p)$ на глубине p и геомагнитной широте λ состоит из $N_{\text{перв}}^\lambda(p)$ — первичных частиц, дошедших до данной глубины без взаимодействия, и $N_{\text{втор}}^\lambda(p)$ — вторичных, которые возникли в слое p за счёт взаимодействия первичных частиц:

$$S^\lambda(p) = N_{\text{перв}}^\lambda(p) + N_{\text{втор}}^\lambda(p).$$

Опыт даёт (рис. 11), что широтный эффект числа толчков таков-же, как и широтный эффект числа первичных космических частиц $N_{\text{перв}}^\lambda(0)$, т. е.

$$\frac{S^\lambda(p)}{N_{\text{перв}}^\lambda(0)} = \text{const} = a.$$

Следовательно,

$$a = \frac{N_{\text{перв}}^\lambda(p)}{N_{\text{перв}}^\lambda(0)} + \frac{N_{\text{втор}}^\lambda(p)}{N_{\text{перв}}^\lambda(0)}.$$

Но при $p \approx 50 \text{ г/см}^2$ (высота около 20 км над уровнем моря)

$$\frac{N_{\text{перв}}^\lambda(p)}{N_{\text{перв}}^\lambda(0)} \approx 0,15,$$

поэтому

$$\begin{aligned} \frac{N_{\text{втор}}^\lambda(p)}{N_{\text{перв}}^\lambda(0)} &= a - 0,15 = \\ &= \text{const} (a \geq 1). \end{aligned}$$

Мы получили, что в тонком слое атмосферы на разных геомагнитных широтах одной первичной частицей образуется одинаковое число вторичных частиц, дающих впоследствии ядерные расщепления («звёзды»). Иными словами, γ — среднее число частиц звездогенери-

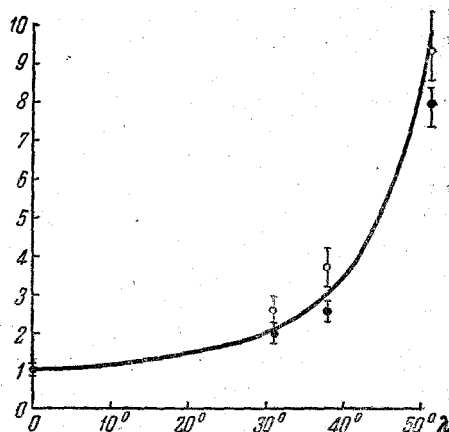


Рис. 11. Широтный эффект на глубине $p = 40 \text{ г/см}^2$ числа толчков (белые кружки) и ионизации, создаваемой этими толчками (чёрные кружки). Сплошной кривой показан широтный эффект первичных частиц по измерениям¹⁶. По оси ординат отложено отношение измеряемой величины на широте λ к её значению на широте 0° .

рующей компоненты, возникающих при взаимодействии первичных космических частиц с лёгким ядром, — оказывается не зависящим от энергии этих первичных частиц в диапазоне их средних энергий 3—40 Бэв.

Значение $\bar{\nu}$ можно определить следующим образом.

Допустим, что на геомагнитной широте λ в столбе атмосферы сечением 1 см^2 в одну секунду образуется n_3^λ «звёзд». Разделив n_3^λ на число падающих на границу атмосферы первичных частиц $N_{\text{перв}}^\lambda(0)$, получим число ядерных расщеплений $n_{\text{расщ}}^\lambda$, которое создаёт во всей атмосфере одна первичная частица. Каким образом возникают эти $n_{\text{расщ}}^\lambda$ расщеплений?

Из выясненного в ч. I характера столкновений, приводящих к образованию мезонов, можно утверждать, что после первого столкновения значительная часть энергии сохраняется у вторичных нуклонов, способных в свою очередь при столкновении с ядрами генерировать мезоны, и т. д., т. е. первичные частицы и их ядерно-активные потомки высокой энергии испытывают в атмосфере несколько взаимодействий, $n_{\text{вз}}^\lambda$. Естественно, что при каждом таком взаимодействии будет возникать расщепление того ядра, с которым произошло взаимодействие. Только за этот счёт уже будет создано в атмосфере (в расчёте на одну первичную частицу) $n_{\text{вз}}^\lambda$ расщеплений. Однако при каждом таком взаимодействии будут создаваться и вторичные частицы звездогенерирующей компоненты, каждая из которых затем сможет вызвать расщепление того ядра, с которым она столкнётся.

Мы видели, что число возникающих при взаимодействии вторичных частиц $\bar{\nu}$ в среднем не меняется, по крайней мере, пока энергия нуклона, вызывающего взаимодействие, не менее 1,5 Бэв (минимальная энергия первичных частиц на широте 51°).

Поэтому, если мы рассматриваем взаимодействия в атмосфере частиц с энергией больше 3 Бэв (что заведомо обеспечивает нам независимость $\bar{\nu}$ от энергии налетающей частицы), то полное число расщеплений, которое будет создано в атмосфере одной первичной частицей, будет равно:

$$n_{\text{расщ}}^\lambda = n_{\text{вз}}^\lambda = n_{\text{вз}}^\lambda + \bar{\nu} n_{\text{вз}}^\lambda = (1 + \bar{\nu}) n_{\text{вз}}^\lambda.$$

Отсюда

$$\bar{\nu} = \frac{n_{\text{расщ}}^\lambda}{n_{\text{вз}}^\lambda} - 1. \quad (24)$$

Кстати, следует отметить, что если $\bar{\nu}$ не зависит от энергии, то его значение не должно зависеть и от геомагнитной широты λ .

Рассмотрим экспериментальные данные. Для того чтобы вычислить $n_{\text{расщ}}^{\lambda}$, нужно прежде всего найти $n_3^{\lambda} = \int_0^{1000} N_3^{\lambda}(p) dp$. Но

$$N_3^{\lambda}(p) = \frac{1}{x} N_T^{\lambda}(p).$$

Поэтому

$$n_3^{\lambda} = \frac{1}{x} \int_0^{1000} N_T^{\lambda}(p) dp.$$

Коэффициент $\frac{1}{x}$ можно определить, если сопоставить число «звёзд» в 1 см^3 эмульсии и число толчков на какой-либо одной высоте. По данным²⁸ на широте 54° на высотах, где давление $15-50 \text{ г/см}^2$, число «звёзд» в фотоэмульсии составляет $2400 \text{ см}^{-3} \text{ день}^{-1}$ (при этом регистрировались «звёзды» с числом лучей $N_h \geq 3$). Если по данным²⁹ оценить возможное число «звёзд» с $N_h \geq 0$, то получим 4500 «звёзд» в $\text{см}^{-3} \text{ день}^{-1}$. На широте 51° и высоте 20 км мы регистрируем 300 толчков в минуту. Из этих данных можно найти x .

Результат вычисления n_3^{λ} на разных геомагнитных широтах приведён в таблице V во второй строке, а в четвёртой строке той же таблицы приведено значение $n_{\text{расщ}}^{\lambda}$. Как видно из таблицы, $n_{\text{расщ}}^{\lambda}$ резко возрастает с ростом энергии первичной частицы. Так, для первичных частиц с $\bar{E}_0 = 3,3 \text{ Бэв}$ $n_{\text{расщ}} \approx 5,6$, а для первичных частиц с $E_0 = 40 \text{ Бэв}$ $n_{\text{расщ}} = 17$.

Очевидно, что возрастание числа расщеплений, приходящихся на одну первичную частицу, происходит за счёт того, что с ростом $\bar{E}_0$ возрастает число взаимодействий в атмосфере, которые испытывают ядерно-активные нуклоны большой энергии. То, что это так, видно не только из того, что с ростом $\bar{E}_0$ растёт число актов, в которых генерируются мезоны в атмосфере (см. ч. I), но и из высотной зависимости числа протонов с энергией больше $\sim 3 \text{ Бэв}$, полученной в¹⁶ на разных геомагнитных широтах.

Чтобы получить полное число взаимодействий $n_{\text{вз}}^{\lambda}$, которые испытывают в атмосфере первичные и вторичные нуклоны высокой энергии, нужно знать, как их поток изменяется с глубиной атмосферы. Если $S^{\lambda}(p)$ — поток всех ядерно-активных нуклонов на глубине $p \text{ г/см}^2$, то

$$n_{\text{вз}}^{\lambda} = \frac{1}{N_{\text{перв}}^{\lambda}(0) L_{\text{вз}}^{\lambda}} \int_0^{\infty} S^{\lambda}(p) dp. \quad (25)$$

Опыты¹⁶ дают изменение с высотой только

$$N_{\text{перв}}^{\lambda}(p) + N_{\text{втор. прот}}^{\lambda}(p) = P^{\lambda}(p),$$

т. е. суммы потоков первичных и вторичных протонов (нейтроны высокой энергии в опытах¹⁶ не регистрировались). Однако с большой степенью вероятности можно считать, что вторичные нейтроны

Таблица V

Зависимость $n_{\text{расщ}}^{\lambda}$, $n_{\text{вз}}^{\lambda}$ и $\bar{\nu}$ от энергии первичных частиц

Геомагнитная широта λ	51°	31°	0°	51—31°	31—0°	0°
Энергия первичной частицы, Бэв	>1,5	>7	>14	3,3	9,2	40
Число первичных частиц на границе атмосферы, $\text{см}^{-2} \text{сек}^{-1}$	0,47	0,094	0,047	0,376	0,047	0,047
Число расщеплений $n_{\text{з}}^{\lambda}$ в столбе атмосферы, $\text{см}^{-2} \text{сек}^{-1}$	3,5	1,4	0,8	2,1	0,6	0,8
Число расщеплений на одну первичную частицу, $n_{\text{расщ}}^{\lambda}$	7,5	15,0	17,0	5,6	13	17
Число взаимодействий $n_{\text{вз}}^{\lambda}$ на одну первичную частицу	2	4	5	~1,5	3	5
$\frac{n_{\text{расщ}}^{\lambda}}{n_{\text{вз}}^{\lambda}} = \bar{\nu} + 1$	—	—	—	3,7	4,3	3,4

большой энергии образуются так же, как образуются вторичные протоны большой энергии, т. е.

$$N_{\text{втор. нейтр}}^{\lambda}(p) = k N_{\text{втор. прот}}^{\lambda}(p).$$

На больших глубинах атмосферы, где $N_{\text{перв}}^{\lambda}(p) \approx 0$, известно, что $N_{\text{втор. нейтр}}^{\lambda}(p) = N_{\text{втор. прот}}^{\lambda}(p)$, т. е. $k=1$. Таким образом:

$$\begin{aligned} S^{\lambda}(p) &= N_{\text{перв. прот}}^{\lambda}(p) + N_{\text{втор. прот}}^{\lambda}(p) + N_{\text{втор. нейтр}}^{\lambda}(p) = \\ &= N_{\text{перв}}^{\lambda}(p) + 2N_{\text{втор. прот}}^{\lambda}(p). \end{aligned}$$

Из эксперимента мы знаем величину $N_{\text{перв}}^{\lambda}(p) + N_{\text{втор. прот}}^{\lambda}(p) = P^{\lambda}(p)$, следовательно,

$$S^{\lambda}(p) = 2P^{\lambda}(p) - N_{\text{перв}}^{\lambda}(p).$$

Так как

$$N_{\text{перв}}^{\lambda}(p) = N_{\text{перв}}^{\lambda}(0) e^{-\frac{p}{L_{\text{вз}}}},$$

то окончательно

$$n_{\text{вз}}^{\lambda} = \frac{2}{N_{\text{перв}}^{\lambda}(0) L_{\text{вз}}} \int_0^{1000} P^{\lambda}(p) dp - 1. \quad (25a)$$

Число $n_{\text{вз}}^{\lambda}$, вычисленное на основе данных¹⁶, представлено в таблице V в 6-й строке, а в 7-й строке даны значения $\frac{n_{\text{расщ}}^{\lambda}}{n_{\text{вз}}^{\lambda}}$. Как видно из этой таблицы, с достаточной точностью можно считать, что отношение остаётся постоянным и равным $3,8 \pm 0,4$ для всех энергий первичных частиц в интервале 3—40 Бэв.

Пользуясь данными таблицы V и формулой (24), мы получаем, что $\bar{\nu}$ действительно не зависит от энергии первичных частиц и равно $2,8 \pm 0,4$.

Из метода определения величины $\bar{\nu}$ следует, что найденное число даёт среднее число образующихся частиц звездогенирующей компоненты (нейтронов с энергиями в десятки — сотни Мэв) при одном взаимодействии нуклона высокой энергии с лёгким ядром (если каждый из таких нейтронов в среднем создаёт одно расщепление). Точнее же, величина $\bar{\nu}$ даёт среднее число вторичных расщеплений, приходящихся на одно взаимодействие нуклона высокой энергии.

2.4. Потери энергии первичных частиц, обусловленные ядерными расщеплениями

С ростом энергии первичных частиц возрастает общее число взаимодействий, которые испытывают в атмосфере вторичные нуклоны высокой энергии. В соответствии с этим можно ожидать возрастания энергии, которая будет передана в атмосфере

первичными частицами и их потомками продуктам ядерных расщеплений.

Чтобы выяснить этот вопрос, следует определить энергию передаваемую на ядерные расщепления в столбе всей атмосферы, в соответствии с формулой (20); для этого нужно оценить энергию, теряемую при расщеплении ядер на преодоление связи нуклонов в ядре. Такая оценка¹¹ даёт, что $E_{\text{св.и}}^{\lambda} \approx 0,3 E_{\text{кин}}$, т. е. равна $0,3 E_{\text{с.и}}^{\lambda}$. Оценка энергии, затрачиваемой на ионизацию атмосферы протонами с ионизацией, близкой к релятивистской, показывает¹¹, что эта энергия составляет около $0,1 E_{\text{с.и}}^{\lambda}$.

Таким образом,

$$E_{\text{я.р}}^{\lambda} \approx 1,4 E_{\text{с.и}}^{\lambda} = 1,4 \cdot 32,5 \int_0^{1000} I_{\text{с.и}}^{\lambda}(p) dp \text{ эв.}$$

$E_{\text{я.р}}^{\lambda}$ может быть вычислено как путём использования данных о величине $I_{\text{с.и}}^{\lambda}(p)$, полученной из измерений с интегрирующей камерой и счётчиком, так и путём использования данных измерения спектра толчков.

Результаты обоих способов определения $E_{\text{я.р}}^{\lambda}$ приведены в таблице VI.

Результаты, представленные в таблице VI, показывают, что протоны с энергией $\sim 3 \text{ Бэв}$ при полном поглощении в лёгком веществе около 50% своей энергии теряют на образование ядерных расщеплений.

Первичные протоны с энергией $\sim 20 \text{ Бэв}$ при полном поглощении в лёгком веществе на образование ядерных расщеплений теряют только 15% своей энергии, а протоны с $\bar{E}_0 = 40 \text{ Бэв}$ теряют около 10% своей энергии.

Таблица VI показывает, что с ростом энергии первичной частицы действительно наблюдается рост энергии, теряемой на ядерные расщепления, но рост этот весьма слабый. Так, при возрастании $\bar{E}_0$ с $3,3 \text{ Бэв}$ до 20 Бэв , т. е. в 6 раз, $\epsilon_{\text{я.р}}$ возрастает с $1,8 \text{ Бэв}$ до $2,8 \text{ Бэв}$, т. е. всего в 1,6 раза. Потери энергии на образование π -мезонов возрастают в том же диапазоне первичных частиц с $1,5 \text{ Бэв}$ до 17 Бэв , т. е. более, чем в 11 раз. Чтобы понять причину слабой зависимости $\epsilon_{\text{я.р}}$ от энергии первичной частицы $\bar{E}_0$, нужно выяснить, какая энергия передаётся продуктам ядерных расщеплений в первом взаимодействии первичной частицы с ядром и как эта энергия зависит от энергии первичной частицы.

Чтобы ответить на поставленный вопрос, можно воспользоваться следующей особенностью сильно ионизирующих частиц, возникающих в ядерных расщеплениях. Эти частицы за счёт ионизационных

Таблица VI

Геомагнитная широта λ	51°	31°	0°	51—31°	31—0°
Средняя энергия $\bar{E}_\pi$ первичных частиц, $B\bar{E}\bar{v}$	6,5	19,5	40	3,3	9,2
Значение $E_{\pi, p}^\lambda$, полученное из значений $I_{c, n}^\lambda(p)$, 10^8 эв $см^{-2} сек^{-1}$	(9,25 ± 0,55)	(2,66 ± 0,34)	—	(6,6 ± 0,6)	—
Значение $E_{\pi, p}^\lambda$, полученное из измерений спектра толчков, т. е. $I_T^\lambda(p)$, эв $см^{-2} сек^{-1}$	(9,16 ± 0,62)	(2,95 ± 0,23)	(1,68 ± 0,14)	(6,2 ± 0,65)	(1,27 ± 0,27)
Энергия $\epsilon_{\pi, p}^\lambda$, потерянная на ядерные расщепления во всей атмосфере одной первичной частицей, $B\bar{E}\bar{v}$	2,0 ± 0,12	2,84 ± 0,36	3,7 ± 0,3	1,75 ± 0,18	2,6 ± 0,5
Доля энергии, теряемой на ядер. расщепления, $\frac{\epsilon_{\pi, p}^\lambda}{\bar{E}_0}$	31%	15%	9%	53 ± 5%	28 ± 6%

потерь имеют значительно меньший пробег, чем пробег тех частиц, которые их порождают, т. е. пробег, меньший пробега компоненты, генерирующей «звезды». Поэтому будет иметь место энергетическое «равновесие» между сильно ионизирующими частицами и компонентой, генерирующей их, т. е. энергия, теряемая на ионизацию в 1 г вещества атмосферы сильно ионизирующими частицами, будет равняться энергии, которую передаёт в 1 г сильно ионизирующим частицам звездогенерирующая компонента.

Энергия сильно ионизирующих частиц на данной глубине p будет пополняться за счёт ядерных расщеплений, производимых непосредственно первичными частицами в месте наблюдения и за счёт энергии тех вторичных частиц звездогенерирующей компоненты, которые возникли выше уровня p . Если высота достаточно велика (p мало), то вторичные частицы звездогенерирующей компоненты в основной своей массе являются частицами, возникшими в актах первого взаимодействия первичных частиц с ядрами атмосферы. Эти частицы первого поколения как раз и являются носителями той энергии ϵ , которая расходуется на расщепление ядер пер-

вичными частицами. Поэтому величина $\int_{p_{\min}}^{p_{\max}} I_{c.и}(p) dp$ является ме-

рой энергии, переданной первичной частицей продуктам ядерного расщепления в акте её взаимодействия с ядром.

Значение $p_{\min}$ выбирается из условия, чтобы в величине $I_{c.и}(p)$ первичные многозарядные частицы играли малую роль (т. е. $p_{\min} \geq 40$ г/см², так как при $p = 40$ г/см² многозарядные частицы создают не более 10% от $I_{c.и}^{\lambda}$). $p_{\max}$ выбирается из условия, чтобы в глобальном потоке звездогенерирующей компоненты частицы второго и последующих поколений играли малую роль (т. е. $p_{\max} \leq 100$ г/см²).

Так как $\frac{I_{c.и}^{\lambda}(p)}{N_{\text{перв}}^{\lambda}} \approx \text{const}$ (см. рис. 11) для значений

$$p \leq 150 \text{ г/см}^2,$$

то при выборе $p_{\max} < 100$ г/см² мы получим, что

$$\epsilon \sim \int_{p_{\min}}^{p_{\max}} \frac{I_{c.и}^{\lambda}(p) dp}{N_{\text{перв}}^{\lambda}} = \text{const},$$

или энергия, передаваемая продуктам ядерных расщеплений, в первом приближении не зависит от геомагнитной широты, т. е. от энергии первичных частиц.

Легко оценить верхний предел величины ϵ . Для этого достаточно полную энергию, выделенную во всей атмосфере на ядерные расщепления, разделить на число взаимодействий, испытываемых во всей атмосфере ядерно-активными частицами. Из такой оценки мы получим, что $\epsilon < 700 \text{ Мэв}$.

Следовательно, картина потерь энергии в атмосфере первичной частицей за счёт образования мезонов и ядерных расщеплений выглядит следующим образом: первичная частица большой энергии, взаимодействуя с ядром, только малую часть своей энергии передаёт мезонам; меньше 700 Мэв в среднем передаётся тяжёлым частицам — продуктам ядерного расщепления. Таким образом, большую часть энергии первичной частицы уносит некоторое число вторичных нуклонов большой энергии. Эти нуклоны в дальнейшем будут взаимодействовать с ядрами и каждый из нуклонов высокой энергии будет повторять всё то, что делал первичный протон при своём первом взаимодействии. Постепенно энергия ядерно-активных нуклонов будет понижаться и дойдёт до такого значения ϵ_1 , когда процесс образования мезонов будет отнимать ничтожную часть энергии нуклона. При такой энергии нуклона потери энергии будут полностью определяться процессом ядерных расщеплений и ионизационным торможением, и можно считать, что почти вся энергия ϵ_1 перейдёт к сильно ионизирующим частицам. Когда энергия частиц упадёт ниже $2\text{--}3 \text{ Бэв}$, то, с одной стороны, они уже не будут регистрироваться как ядерно-активные частицы, а, с другой стороны, они большую часть своей энергии будут терять на ядерные расщепления. Тем, что мы не учли это обстоятельство, мы существенно завысили оценку величины ϵ .

2. 5. Множественность образования вторичных нуклонов высокой энергии и картина элементарного акта взаимодействия нуклонов разных энергий с лёгкими ядрами

После того, как выяснена в общих чертах картина потерь энергии первичными частицами на два основных процесса — образование мезонов и ядерные расщепления — можно определить среднее число $\bar{m}$ ядерно-активных нуклонов, уносящих энергию, участвующую в первом взаимодействии.

Для оценки величины $\bar{m}$ допустим, что в каждом столкновении образуется $\bar{m}$ ядерно-активных нуклонов. Если до столкновения первичная частица имела энергию $\bar{E}_0$, то после столкновения $\bar{m}$ нуклонов будут иметь суммарную энергию $(1 - \alpha)\bar{E}_0$, где α — доля энергии, переданной π -мезонам. В результате следующего столкновения этих $\bar{m}$ нуклонов возникнут $\bar{m}^2$ нуклонов, суммарная энергия которых будет $(1 - \alpha)^2 \bar{E}_0$, и т. д.

Пусть в результате k каскадов последнее, k -е поколение нуклонов будет состоять из нуклонов со средней энергией $\bar{E}_k = 3 \text{ Бэв}$. Но частицы с энергией $\sim 3 \text{ Бэв}$ в атмосфере теряют на ядерные расщепления $1,75 \text{ Бэв}$. Следовательно, образовавшиеся $\bar{m}^k$ нуклонов с $\bar{E} = 3 \text{ Бэв}$ все вместе потеряют в атмосфере на ядерные расщепления энергию не больше той, которая передаётся в атмосфере на этот процесс первичной частицей с энергией $\bar{E}_0$. Если $\bar{E}_0 = 20 \text{ Бэв}$, то $\bar{m}^k (1,75 \pm 0,18) \text{ Бэв} < 2,84 \pm 0,36 \text{ Бэв}$ и $\bar{m}^k < 1,62 \pm 0,25$.

Но прежде чем образовалось $\bar{m}^k$ нуклонов со средней энергией 3 Бэв , предыдущие поколения образовали $n_{\text{вз}}^k$ взаимодействий, которые мы называем взаимодействиями ядерно-активных частиц. Для первичных частиц с $E_0 = 20 \text{ Бэв}$ $n_{\text{вз}} = 4$; таким образом,

$$n_{\text{вз}} = 1 + \bar{m} + \bar{m}^2 + \dots + \bar{m}^{k-1} = \frac{1 - \bar{m}^k}{1 - \bar{m}} = 4,$$

т. е. $\bar{m}^k = 1 - 4(1 - \bar{m}) < (1,62 \pm 0,25)$ и отсюда $\bar{m} < 1,16 \pm 0,06$.

Можно рассуждать и так. Все нуклоны k -го поколения, со средней энергией 3 Бэв , будут обладать суммарной энергией

$$(1 - \alpha)^k \bar{E}_0 = 3\bar{m}^k \text{ Бэв};$$

таким образом, $\bar{m}_k = \frac{20}{3} (1 - \alpha)^k$. Но $\alpha \approx 0,3$, а $\bar{m}^k < 1,62 \pm 0,25$,

т. е. $6,7 \alpha^k < 1,62 \pm 0,25$ и $k > 3,7$.

Отсюда

$$\bar{m} < (1,62 \pm 0,25)^{\frac{1}{3,7}} = 1,13 \pm 0,04.$$

Для первичных частиц с $\bar{E}_0 = 40 \text{ Бэв}$ получим:

$$k > 5,2 \quad \text{и} \quad \bar{m} < 1,15 \pm 0,04.$$

С другой стороны, так как после первого взаимодействия 70% энергии первичного протона уносят нуклоны, то $\bar{m}$ не может быть заметно меньше 1. Следовательно, мы должны сделать вывод, что в результате столкновения нуклона высокой энергии с лёгким ядром нарастающую энергию уносит в среднем один вторичный нуклон большой энергии.

Этот вывод справедлив в области средних энергий первичных частиц $3-40 \text{ Бэв}$.

Первичные частицы с $E > 1,5 \text{ Бэв}$ при взаимодействии с лёгким ядром в среднем образуют одинаковые ядерные расщепления. Это

значит, что по мере прохождения нуклона через атмосферу средняя потеря энергии на ядерные расщепления в каждом столкновении нуклона с ядром будет оставаться постоянной величиной, равной ϵ , а общая потеря энергии в атмосфере будет возрастать по мере возрастания числа взаимодействий.

Это будет заведомо верно до тех пор, пока энергия нуклона будет больше $1,5 \text{ Бэв}$. Однако уже при $E = 1,5 \text{ Бэв}$ на процесс образования мезонов теряется весьма малая доля энергии нуклона. С уменьшением энергии нуклона, например при $\bar{E}_0 < \epsilon_1$, можно считать, что практически вся энергия нуклона $\bar{E}_0$ уходит на процесс образования сильно ионизирующих частиц.

Так как средняя множественность образования нуклонов большой энергии не больше единицы, то в среднем, от одного первичного протона на его излёте образуется один нуклон с энергией ϵ_1 .

Поэтому мы можем написать, что энергия $E_{\text{я.р}}^\lambda$, теряемая на ядерные расщепления во всей атмосфере одной первичной частицей на геомагнитной широте λ , равна

$$E_{\text{я.р}}^\lambda = \epsilon n_{\text{вз}}^\lambda + \epsilon_1.$$

Мы можем написать такие равенства для трёх разных широт, т. е. будем иметь три независимых уравнения для двух величин ϵ и ϵ_1 . Оказывается, эти три уравнения будут удовлетворены значениями

$$\epsilon = 440 \pm 160 \text{ Мэв},$$

$$\epsilon_1 = 1100 \pm 280 \text{ Мэв}.$$

Первичные частицы с $\bar{E}_0 = 20 \text{ Бэв}$ в первом взаимодействии передают π -мезонам $28 \pm 3\%$ своей энергии. На ядерное расщепление ядра-мишени они теряют 440 Мэв , т. е. 2% от $\bar{E}_0$.

Таким образом, суммарная потеря энергии в первом взаимодействии составит $30 \pm 3\%$ от $\bar{E}_0$ (то же самое имеет место и для первичных частиц с $\bar{E}_0 = 40 \text{ Бэв}$).

Первичные частицы со средней энергией $3,3 \text{ Бэв}$ передают π -мезонам $21 \pm 4,5\%$ своей энергии. На ядерное расщепление ядра-мишени они теряют $440 \pm 160 \text{ Мэв}$, т. е. $13 \pm 5\%$ своей энергии. Таким образом, суммарная потеря энергии в первом взаимодействии составляет $34 \pm 7\%$ от $\bar{E}_0$. Поэтому можно считать, что средняя потеря энергии первичными частицами в первом акте их взаимодействия с лёгким ядром составляет $\sim 30\%$ от $\bar{E}_0$ и не зависит от $\bar{E}_0$, по крайней мере в диапазоне средних энергий $3 - 40 \text{ Бэв}$.

В области энергий первичных частиц $10^{11} - 10^{12} \text{ эв}$ непосредственные данные отсутствуют. Однако рассмотренные выше соображения

об образовании π -мезонов высокой энергии и высотный ход нуклонов столь больших энергий в сопоставлении с некоторыми расчётами (см. ч. III) приводят к заключению, что и в области энергий $10^{11} - 10^{12}$ эв средние характеристики взаимодействия с лёгкими ядрами, повидимому, мало отличаются от тех, которые были найдены для первичных частиц с энергиями 3 — 40 Бэв.

Если интерпретировать столкновения нуклонов с лёгким ядром как ряд последовательных независимых нуклон-нуклонных столкновений, то мы должны будем придти к следующему заключению о характере нуклон-нуклонных взаимодействий при энергиях налетающего нуклона $10^{10} - 10^{12}$ эв. В лёгком ядре с атомным весом 14—16 налетающий нуклон в среднем будет испытывать около двух соударений, поэтому в каждом соударении он будет терять в среднем 15% своей энергии на генерацию π -мезонов. При нуклон-нуклонном соударении будет возникать нуклон отдачи, имеющий в среднем кинетическую энергию около 200 Мэв. Энергия этих нуклонов отдачи в конечном итоге растрачивается в виде энергии ядерных расщеплений, как ядер, в которых эти нуклоны отдачи образовались, так и других ядер. (Эти соображения о значении энергии нуклона отдачи справедливы, по крайней мере, при средних энергиях налетающего нуклона вплоть до 40 Бэв.)

Если в лёгком ядре происходит в среднем только одно нуклон-нуклонное столкновение, то в нём π -мезонами передаётся энергия $\sim 30\%$ от E_0 , а нуклону отдачи передаётся энергия ~ 400 Мэв.

Можно рассмотреть ¹¹ кинематику нуклон-нуклонного столкновения.

При этом из заданных величин средней потери энергии на образование мезонов и средней энергии нуклона отдачи можно определить средний угол разлёта $\bar{\varphi}$ нуклонов после их столкновения в системе их центра масс.

Так, предполагая, что в лёгком ядре, в среднем, происходит одно нуклон-нуклонное столкновение, получим из наших экспериментальных данных

$$\bar{\varphi} = 51^\circ \pm 11^\circ \quad \text{для} \quad \bar{E}_0 = 3 \text{ Бэв.}$$

и

$$\bar{\varphi} = 20^\circ \begin{matrix} +10^\circ \\ -20^\circ \end{matrix} \quad \text{для} \quad \bar{E}_0 = 20 \text{ Бэв.}$$

Если же предположить, что в лёгком ядре происходит, в среднем, два нуклон-нуклонных соударения, то получим:

$$\bar{\varphi} \approx 30^\circ \quad \text{для} \quad \bar{E}_0 = 3 \text{ Бэв}$$

и

$$\bar{\varphi} \approx 10^\circ \quad \text{для} \quad \bar{E}_0 = 20 \text{ Бэв.}$$

Таким образом, полученные нами данные при указанной выше интерпретации приводят к заключению об анизотропии разлёта в системе центра масс сталкивающихся нуклонов, причём анизотропия разлёта должна расти с ростом энергии налетающей частицы.

Наши данные можно сопоставить с результатами, полученными для энергий 1—2 Бэв на космотроне⁴². При столкновении нейтронов с энергией $\bar{E} = 1,8$ Бэв с протонами средняя потеря энергии на образование мезонов составляет $44 \pm 11\%$ (усреднено по всем типам реакций с образованием мезонов). Однако для сопоставления с нашими результатами данные, полученные на космотроне, нужно отнести ко всем видам столкновений. Для энергий протонов 1,0 Бэв доля неупругих столкновений составляет около 60% всех (p — p)-столкновений⁴³. Если зависимость $\frac{\sigma_{\text{неупр}}(E)}{\sigma_{\text{полн}}(E)}$ экстраполиро-

вать до $E = 1,8$ Бэв, то получим, что $\frac{\sigma_{\text{неупр}}}{\sigma_{\text{полн}}} \approx 0,7$ при $E = 1,8$ Бэв. Тогда, с учётом упругих столкновений в реакции p — p средняя потеря энергии на образование мезонов составит $31 \pm 8\%$. Средний угол разлёта нуклонов в системе центра масс (усреднено по всем типам реакций) составит $42 \pm 4^\circ$.

Полученные нами заключения о характере нуклон-нуклонного столкновения лучше согласуются с результатами, полученными на ускорителях, если считать, что в лёгком ядре налетающий нуклон испытывает одно нуклон-нуклонное соударение.

III. ПРОХОЖДЕНИЕ НУКЛОНОВ РАЗНЫХ ЭНЕРГИЙ ЧЕРЕЗ АТМОСФЕРУ

3.1. Метод расчёта

Средние характеристики взаимодействия нуклонов с лёгкими ядрами были получены в основном из анализа образования различных вторичных компонент в тонких слоях вещества атмосферы, т. е. из результатов измерений, выполненных на больших высотах. Процессы, разыгрывающиеся при прохождении нуклонами больших толщин вещества, непосредственно не входили в результаты нашего анализа, поэтому а priori не следует, что найденные нами характеристики могут согласоваться с тем, что известно о нуклонной компоненте космических лучей на больших глубинах в атмосфере, т. е. под большими толщинами вещества.

Необходимо рассмотреть на базе найденных средних характеристик элементарного акта прохождения нуклонов через большие толщи вещества и сопоставить результаты рассмотрения с экспериментальными данными.

Уравнения, описывающие изменение потоков протонов $P(x, E)$ и нейтронов $N(x, E)$ с энергией E при изменении глубины атмо-

сферы x , могут быть записаны в виде

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial P(x, E)}{\partial x} &= -a(E) P(x, E) + \int_E^{\infty} P(x, E') a(E') W_1(E, E') dE' + \\ &+ \int_E^{\infty} N(x, E') b(E') W_2(E, E') dE', \\ \frac{\partial N(x, E)}{\partial x} &= -b(E) N(x, E) + \int_E^{\infty} P(x, E') a(E') W_3(E, E') dE' + \\ &+ \int_E^{\infty} N(x, E') b(E') W_4(E, E') dE'. \end{aligned} \right\} (26)$$

Здесь W_1 и W_3 — соответственно числа протонов и нейтронов с энергией E , создаваемых протоном с энергией E' ; W_2 и W_4 — числа протонов и нейтронов с энергией E , создаваемых нейтроном с энергией E' ; $\frac{1}{a(E)}$ и $\frac{1}{b(E)}$ — соответственно пробеги для взаимодействия протонов и нейтронов с энергией E .

Как выяснено^{30,31,11}, уравнения (26) могут быть решены в общем виде, если известен вид функций $W_1, W_2, W_3, W_4, a(E)$ и $b(E)$. Решение уравнений (26) имеет вид

$$\left. \begin{aligned} P(x, E) &= e^{-x} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{x^n}{n!} \Phi_n(E), \\ N(x, E) &= e^{-x} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{x^n}{n!} F_n(E), \end{aligned} \right\} (27)$$

где

$$\begin{aligned} \Phi_{n+1}(E) &= [1 - a(E)] \Phi_n(E) + \\ &+ \int_E^{\infty} \Phi_n(E') a(E') W_1(E, E') dE' + \int_E^{\infty} F_n(E') b(E') W_2(E, E') dE', \\ F_{n+1}(E) &= [1 - b(E)] F_n(E) + \\ &+ \int_0^{\infty} \Phi_n(E') a(E') W_3(E, E') dE' + \int_E^{\infty} F_n(E') b(E') W_4(E, E') dE'. \end{aligned}$$

Однако вид функций $W_1, W_2, W_3, W_4, a(E)$ и $b(E)$ нам не известен. Поэтому мы предположим, что

$$1) W_1 = W_2 = W_3 = W_4 \equiv W(E, E'),$$

2) $a(E) = b(E) = 1$, если измерять x в пробегах для взаимодействия, соответствующих геометрическому сечению ядер,

$$3) W(E, E') dE = W\left(\frac{E}{E'}\right) \frac{dE}{E'} = W(u) du, \text{ где } u = \frac{E}{E'}.$$

Чтобы удовлетворить установленным средним характеристикам элементарного взаимодействия нуклонов с лёгкими ядрами, следует положить

$$\int_0^1 W(u) du = 1;$$

$$\int_0^1 u W(u) du = \alpha \approx 0,7.$$

После этих допущений система (26) примет вид:

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial P(x, E)}{\partial x} &= -P(x, E) + \\ &+ \frac{1}{2} \int_0^1 \left[P\left(x, \frac{E}{u}\right) + N\left(x, \frac{E}{u}\right) \right] W(u) \frac{du}{u}, \\ \frac{\partial N(x, E)}{\partial x} &= -N(x, E) + \\ &+ \frac{1}{2} \int_0^1 \left[P\left(x, \frac{E}{u}\right) + N\left(x, \frac{E}{u}\right) \right] W(u) \frac{du}{u}. \end{aligned} \right\} \quad (28)$$

Когда на границу атмосферы падает поток первичных частиц с чисто степенным спектром

$$P(0, E) = \frac{c}{E^\gamma},$$

то в соответствии с формулами (27) мы получим:

$$\left. \begin{aligned} P(x, E) &= \frac{c}{E^\gamma} e^{-\mu x}; \\ N(x, E) &= \frac{c}{E^\gamma} [e^{-\mu x} - e^{-x}], \end{aligned} \right\} \quad (29)$$

где

$$\mu = 1 - \int_0^1 u^{\gamma-1} W(u) du. \quad (30)$$

Следовательно, в случае чисто степенного первичного спектра нуклонная лавина будет поглощаться в атмосфере по экспоненциальному закону с коэффициентом поглощения μ , зависящим от показателя спектра, а спектр нуклонов будет на всех глубинах оставаться степенным с тем же показателем γ .

В действительности на границу атмосферы падает поток частиц не с чисто степенным спектром. На высоких широтах показатель спектра γ сам является функцией энергии, изменяясь от 2 в области энергий 10^9 — 10^{10} эв до 2,5 в области энергий $E > 10^{11}$ эв. Кроме того, если нас интересует прохождение через атмосферу нуклонов разных энергий на различных геомагнитных широтах, где первичный спектр обрезан со стороны малых энергий, то в этом случае имеет место резкое отклонение от условий чисто степенного первичного спектра. В этом случае для энергий нуклонов $E > E_c$ (E_c — энергия широтного обрезания), полученные решения (29), (30) будут справедливы (при условии постоянства γ), но для $E < E_c$ решения (29) и (30) будут заведомо неверными. Учитывая оба эти обстоятельства, необходимо найти общие решения уравнений (28).

Для решения уравнений (28) можно воспользоваться методом, развитым в электромагнитной каскадной теории¹². Пользуясь этим методом, мы получили решение для граничных условий, когда на границу атмосферы падает один протон данной энергии E_0 . Зная эти решения $P(x, E, E_0)$ и $N(x, E, E_0)$, легко их обобщить на случай произвольного спектра первичных частиц $\frac{dF(E_0)}{dE_0}$. В самом деле, искомым решением будет

$$\left. \begin{aligned} P(x, E) &= \int_{E_c}^{\infty} P(x, E, E_0) \frac{dF}{dE_0} dE_0, \\ N(x, E) &= \int_{E_c}^{\infty} N(x, E, E_0) \frac{dF}{dE_0} dE_0. \end{aligned} \right\} \quad (31)$$

E_c — энергия геомагнитного обрезания. Если $E > E_c$, то нижним пределом интегрирования будет E . Если (31) проинтегрировать по E , то мы получим интегральные спектры протонов и нейтронов на глубине x .

Приведём формулы, дающие решение задачи ¹¹:

$$\left. \begin{aligned} P(x, > E, E_0) &= \frac{1}{2} \left\{ \frac{e^{\lambda(s)x + ys}}{\sqrt{2\pi [1 + s^2 x \lambda''(s)]}} + e^{-x} \right\}, \\ N(x, > E, E_0) &= \frac{1}{2} \left\{ \frac{e^{\lambda(s)x + ys}}{\sqrt{2\pi [1 + s^2 x \lambda''(s)]}} - e^{-x} \right\}, \end{aligned} \right\} \quad (32)$$

где

$$y = \ln \frac{E_0}{E},$$

$$\lambda(s) = \int_0^1 u^s W(u) du - 1,$$

а связь между параметром s и x даётся выражением

$$x = -\frac{1}{\lambda'(s)} \left[y - \frac{1}{s} \right].$$

Первичный спектр взят в форме, предложенной в работе ²¹:

$$\frac{dF}{dE_0} = \frac{B}{E_0^{\frac{2}{3}} \left[1 + 0,09 E_0^{\frac{4}{3}} \right]^{\frac{3}{2}}},$$

где E_0 измеряется в Бэв.

Полное вычисление $P(x, > E)$ проведено для функций:

$$W(u) = 2u$$

и

$$W(u) = 20u^3 (1 - u),$$

характеризующихся тем, что для них

$$\int_0^1 W(u) du = 1$$

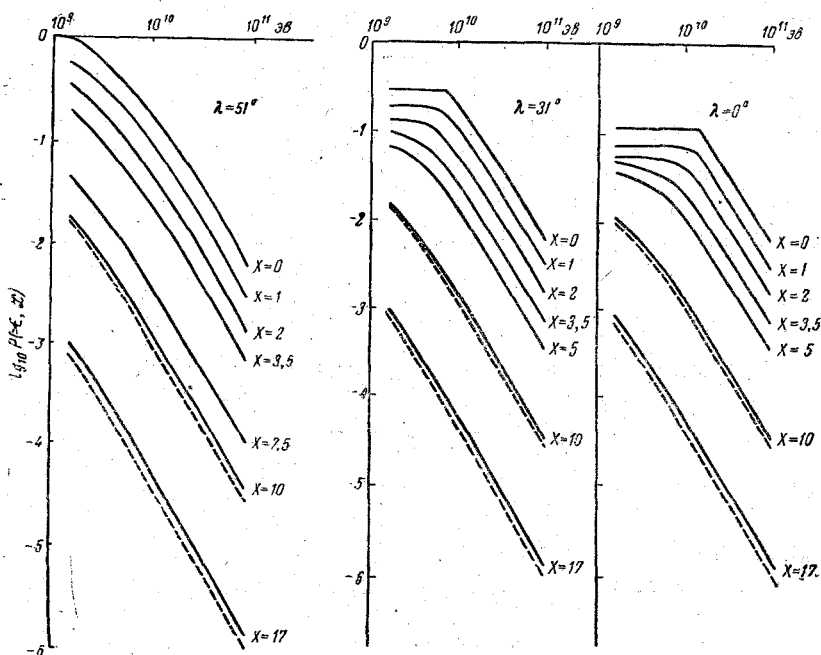
и

$$\int_0^1 u W(u) du = \frac{2}{3},$$

что означает, что в среднем в результате взаимодействия с ядром остаётся один ядерно-активный нуклон, уносящий $2/3$ энергии налетающего нуклона.

На рис. 12 представлены результаты расчёта спектров протонов на разных высотах на трёх геомагнитных широтах: 51, 31 и 0° для двух указанных видов функции $W(u)$.

Одним из способов проверки правильности предположений, положенных в основу расчёта, является сопоставление абсолютных интенсивностей протонов, полученных для уровня моря (глубина 1000 г/см²) путём расчёта с экспериментальными данными. Ясно, что для такой



протонов между границей атмосферы и уровнем моря более, чем в 10^4 раз расчёт даёт правильное значение интенсивности на уровне моря с точностью до коэффициента ~ 2 .

Из рассчитанных спектров, представленных на рис. 12, легко построить высотную зависимость числа протонов с энергией выше данной и сопоставить её с экспериментальными результатами. Наиболее подробными в этом отношении являются результаты измерения относительной интенсивности протонов с энергией $E > 3$ Бэв (см. ¹⁶ и ³³). Сравнение этих экспериментальных данных с результатами нашего расчёта показано на рис. 13. Как видно из рисунка, расчёт хорошо согласуется с экспериментальными данными. Экспериментальные данные с достаточной точностью дают высотный ход протонов

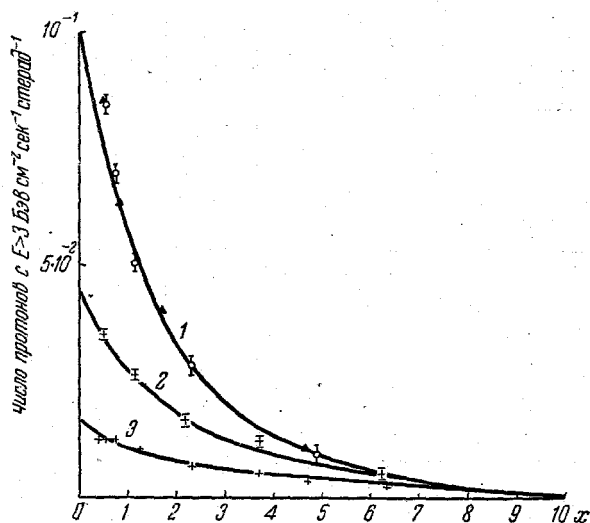


Рис. 13. Высотный ход протонов с энергией $E \geq 3$ Бэв (сплошные кривые) и высотный ход электронно-ядерных ливней по данным работы ¹⁶ (кружки и крестики) и работы ³³ (треугольники). 1 — на широте 51° , 2 — на широте 31° и 3 — на широте 0° . По оси абсцисс — глубина атмосферы x в пробегах для ядерного взаимодействия ($L_{вз}$ принято 60 г/см^2), по оси ординат — число протонов (экспериментальные точки нормированы к теоретическим кривым).

в стратосфере от глубин 30 г/см^2 до глубин $300\text{—}400 \text{ г/см}^2$. Высотный ход на больших глубинах в этих экспериментах получен с малой статистической точностью. Однако имеется большое число работ, в которых измерялся высотный ход нуклонной компоненты, генерирующей электронно-ядерные ливни между глубинами $1000\text{—}300 \text{ г/см}^2$.

Результаты некоторых из них сведены в таблицу VII.

Как показывают проведённые расчёты на глубинах гор и ниже, спектр нуклонной компоненты чисто степенной, с показателем

Таблица VII

656

Н. Л. ГРИГОРОВ

Автор	Интервал высот	Пробег поглоще- ния $L_{\text{п}}$, г/см^2	Метод измерения
Фретер ³⁴	Ур. моря — горы	123 ± 10	Эл.-яд. ливни в камере Вильсона
Биргер, Векслер и др. ³⁵	Ур. моря — горы	≈ 120	Эл.-яд. ливни (счётчики)
Уэлш, Пичиони и др. ³⁶	Ур. моря — 10 км	112 ± 2	Эл.-яд. ливни (счётчики)
Христи и др. ²³	5 км — 10 км	≈ 130	Толчки в ионизац. камере $E > 10^{11}$ эв
Тиндлот ³⁷	Ур. моря — 10 км	118 ± 2	Эл.-яд. ливни (счётчики)
Милрой ³²	Ур. моря — 10 км	140 ± 10	} Для вертикального потока частиц
Розен ³⁸	Ур. моря — горы	$136 \pm 13_8$	

степени $\gamma = 2,6$. Поэтому для вычисления пробега поглощения L_p можно пользоваться формулой (30). Однако эта формула даёт поглощение параллельного пучка частиц. В действительности же на больших глубинах в атмосфере из-за экспоненциального поглощения поток протонов (нейтронов) хотя и будет весьма коллимирован в вертикальном направлении, но всё же он не будет строго параллельным. Как показывают опыты^{39, 40}, угловое распределение протонов большой энергии на высотах гор $P(\theta) \sim P(0) \cos^n \theta$, где $n = 6 - 7$.

В силу резкой коллимации излучения в вертикальном направлении экспериментальная установка, измеряющая высотную зависимость электронно-ядерных ливней, измеряет поток, более или менее близкий к глобальному, откуда измеренный на больших глубинах пробег для поглощения L_p близок к пробегу для поглощения глобального потока ядерно-активных частиц.

Таблица VIII

Вид функции $W(u)$	Пробег поглощения вертикального потока частиц, $г/см^2$	Пробег поглощения глобального потока частиц, $г/см^2$	Средняя доля энергии, теряемой при столкновении: $\int_0^1 u W(u) du$
$W(u) = 2u$	135	118	$1/3$
$W(u) = 20u^3 (1 - u)$	133	116	$1/3$
$W(u) = \delta \left(\frac{2}{3} - u \right)$. .	125	110	$1/3$
$W(u) = 1$	98	88	$1/2$
$W(u) = 6u(1 - u)$. . .	94	85	$1/2$
$W(u) = \delta \left(\frac{1}{2} - u \right)$. .	90	82	$1/2$

В таблице VIII приведены значения для пробегов поглощения ядерно-активных нуклонов между глубинами атмосферы 600—1000 $г/см^2$, вычисленные по формуле (30) для разных видов $W(u)$ для глобального и вертикального потоков частиц. При этом пробег для взаимодействия в воздухе принимался равным 60 $г.см^{-2}$.

Таблица VIII показывает, что полученные средние характеристики находятся в хорошем количественном согласии с экспериментальным значением пробега для поглощения ядерно-активных нуклонов, в то время как предположение о средней потере 50% энергии в одном акте столкновения приводит к слишком сильному поглощению нуклонной компоненты, несовместимому с экспериментальными данными.

Предположение о том, что нерастраченную энергию уносят два нуклона с примерно равными энергиями, существенно уменьшает пробег поглощения нуклонной компоненты¹¹. Поэтому, если опыты подтверждают, что для частиц с энергией $10^{11} \div 10^{12}$ эв пробег взаимодействия в воздухе равен ~ 60 г/см², то из факта, что пробег для их поглощения равен 120 г/см², будет следовать, что и при энергии $\sim 10^{12}$ эв средняя потеря энергии на мезоны в одном акте взаимодействия около 30%, а 70% нерастраченной энергии уносит одна частица, скорее всего — нуклон.

Чтобы проверить, насколько правильно проведённые расчёты отражают изменение потока протонов и нейтронов разных энергий с глубиной, можно сопоставить результаты расчётов с данными⁴, полученными методом фотопластинок на глубинах 60 г/см² и 700 г/см².

При таком сравнении мы считаем, что «звёздам» с данным числом ливневых частиц n_s соответствуют генерирующие частицы со средней энергией $\bar{E}(n_s)$.

Результаты расчёта и экспериментальные данные приведены в таблицах IX и X. Эти таблицы показывают, что расчёт правильно описывает относительное изменение интенсивности протонов и нейтронов разных энергий в большом диапазоне глубин атмосферы.

Следует особо подчеркнуть согласие расчёта и эксперимента относительно доли нейтронов и протонов данной энергии на больших высотах ($x=1$).

Из того факта, что при $x=1$ расчёт даёт $\frac{N(1; > E)}{P(1; > E)} = 0,55$, а эксперимент даёт $\frac{n_n(1; > E)}{n_p(1; > E)} = 0,61 \pm 0,03$, следует оправдание предположения, положенного в основу расчёта (условия $W_1 = W_2$ и $W_3 = W_4$).

Как видно из таблиц IX и X, расчёт правильно отражает изменение пробега для поглощения частиц с изменением их энергии. При этом следует отметить, что наблюдаемое уменьшение L_n с ростом E происходит не потому, что меняется механизм взаимодействия частиц при возрастании их энергии, а потому, что с ростом E мы переходим к разным участкам энергетических спектров. Спектр же частиц изменяется с глубиной (см. рис. 12).

Резюмируя результаты сопоставления расчётов с экспериментальными данными о нуклонах большой энергии (больше 2—3 Бэв), можно сделать заключение, что расчёт, основанный на характеристиках элементарного акта, полученных в наших экспериментах,

Таблица IX

Изменение глобального потока протонов разных энергий на широте 51° с глубиной

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ КОСМИЧЕСКИХ ЧАСТИЦ С ЛЕГКИМИ ЯДРАМИ

659

Энергия E протонов, Бэв	Расчёт			Эксперимент		
	поток протонов $P(x, > E)$, $\text{см}^{-2} \text{сек}^{-1}$		$\frac{P(1; > E)}{P(11,7; > E)}$ или L_{Π}	число протонных «звёзд» n_p $(x, > E)$, $\text{см}^{-3} \text{день}^{-1}$		$\frac{n_p(1, > E)}{n_p(11,7; > E)}$ или L_{Π}
	$x = 1$ (60 г/см^2)	$x = 11,7$ (700 г/см^2)		$x = 1$ (60 г/см^2)	$x = 11,7$ (700 г/см^2)	
> 4	$1,26 \cdot 10^{-1}$	$3,3 \cdot 10^{-4}$	380 $L_{\Pi} = 107 \text{ г/см}^2$	$79 \pm 2,4$	$(2,6 \pm 0,24) \cdot 10^{-1}$	300 ± 30 $L_{\Pi} = 112 \pm 2 \text{ г/см}^2$
> 10	$3,7 \cdot 10^{-2}$	$8,1 \cdot 10^{-5}$	460 $L_{\Pi} = 104 \text{ г/см}^2$	$21 \pm 1,2$	$(5,3 \pm 1,1) \cdot 10^{-2}$	400 ± 80 $L_{\Pi} = 106 \pm 4 \text{ г/см}^2$
> 40	$7,4 \cdot 10^{-3}$	$4,7 \cdot 10^{-6}$	1600 $L_{\Pi} = 86 \text{ г/см}^2$	$4,0 \pm 0,5$	$(2,1 \pm 0,7) \cdot 10^{-3}$	1900 ± 700 $L_{\Pi} = 84 \pm 4 \text{ г/см}^2$

Изменение глобального потока нейтронов разных энергий по широте 51° с глубиной

Энергия E ней- тронов, $Bэв$	Расчёт			Эксперимент		
	поток нейтронов $N(x, > E)$, $см^{-2} сек^{-1}$		$\frac{N(1; > E)}{N(11,7; > E)}$	число нейтронных «звёзд» n_n $(x, > E)$, $см^{-3} день^{-1}$		$\frac{n_n(1; > E)}{n_n(11,7; > E)}$
	$x = 1$	$x = 11,7$		$x = 1$	$x = 11,7$	
> 4	$6,9 \cdot 10^{-2}$	$3,3 \cdot 10^{-4}$	207	$48 \pm 1,9$	$(2,2 \pm 0,2) \cdot 10^{-1}$	215 ± 22
> 10	$1,9 \cdot 10^{-2}$	$8,1 \cdot 10^{-5}$	234	$6,4 \pm 0,7$	$(3,1 \pm 0,8) \cdot 10^{-3}$	206 ± 58
> 40	$3,7 \cdot 10^{-3}$	$4,7 \cdot 10^{-6}$	790	$1,0 \pm 0,3$	$(1,8 \pm 0,6) \cdot 10^{-3}$	570 ± 270

с добавлением предположения о равенстве вероятности перезарядки протона в нейтрон и нейтрона в протон, даёт хорошее согласие со следующей совокупностью экспериментальных данных:

1) с высотным ходом нуклонной компоненты во всём диапазоне глубин в атмосфере от $p = 30 \text{ г/см}^2$ до $p = 1000 \text{ г/см}^2$;

2) с высотным ходом протонов в стратосфере на разных геомагнитных широтах;

3) с высотным ходом нейтронов разных энергий от нескольких Бэв до нескольких десятков Бэв между глубинами в атмосфере $p = 60 \text{ г/см}^2$ и $p = 700 \text{ г/см}^2$.

Расчёт даёт:

4) правильное изменение спектра протонов с глубиной между глубинами атмосферы $p = 60 \text{ г/см}^2$ и $p = 700 \text{ г/см}^2$;

5) правильное (с точностью до коэффициента ~ 2) значение абсолютного потока протонов большой энергии на глубине 1000 г/см^2 (при изменении интенсивности протонов от границы атмосферы до уровня моря в 10 000 раз);

6) правильное соотношение между потоками ядерно-активных протонов и нейтронов в стратосфере и на больших глубинах в атмосфере.

3.2. Расчёт образования в атмосфере звездогенерирующей компоненты на разных геомагнитных широтах

Экспериментальные данные о высотной и широтной зависимости толчков и «звёзд» показывают, что звездогенерирующая компонента не тождественна с компонентой, генерирующей электронно-ядерные ливни, однако генетически с ней связана.

Наши эксперименты и данные других авторов⁴ показывают, что вторичные частицы, генерирующие «звёзды» без ливневых частиц, являются в основном нейтронами. Анализ углового распределения вторичных протонов с энергиями 50—100 Мэв , рожденных в воздухе, показал²⁷, что они генерируются преимущественно в направлении первичных частиц, т. е. частиц, создавших расщепление, в котором возникли указанные протоны. Это обстоятельство даёт основание считать, что и нейтроны с энергиями $\sim 100 \text{ Мэв}$ и выше вылетают при расщеплении лёгких ядер преимущественно в направлении «первичных» частиц. (В этом параграфе термин «первичные» частицы будет относиться к ядерно-активным нуклонам, с энергией $\geq 1,5 \text{ Бэв}$, интенсивность и спектр которых был рассчитан в предыдущем параграфе и столкновение которых с ядром приводит к образованию нейтронов звездогенерирующей компоненты. Граница 1,5 Бэв , конечно, весьма условна.) Так как большая часть этих нейтронов, повидимому, обладает энергиями $\sim 100 \text{ Мэв}$, то их пробег для взаимодействия в воздухе должен быть⁴¹ около 120 г/см^2 , причём при взаимодействии с ядром нейтрон вызывает расщепление и, как правило, поглощается.

В случае существенно больших энергий, где пробег для взаимодействия приближается к $60-70 \text{ г/см}^2$, существенно возрастает вероятность неоднократного взаимодействия, что приводит к увеличению пробега для поглощения сравнительно с $60-70 \text{ г/см}^2$.

Таким образом, можно считать, что: 1) пробег поглощения частиц звездогенерирующей компоненты равен $\sim 120 \text{ г/см}^2$ для весьма широкого диапазона энергий этих частиц; 2) вторичные нейтроны, возникающие в акте взаимодействия с ядром частиц высокой энергии, сохраняют направление движения первичной частицы. Изменение интенсивности параллельного потока нейтронов $n(x)$ с глубиной x может быть записано так:

$$\frac{dn}{dx} = -\frac{1}{2} n(x) + \bar{\nu} [P(x) + N(x)],$$

где $P(x) + N(x)$ — суммарный поток протонов и нейтронов с $E \geq 1,5 \text{ Бэв}$.

Решение этого уравнения элементарно:

$$n(x) = e^{-\frac{x}{2}} \bar{\nu} \int_0^x e^{\frac{t}{2}} [P(t) + N(t)] dt.$$

Так как $P(x) + N(x)$ нам известно на всех геомагнитных широтах, то легко можно рассчитать и величину $n(x)$ для любого значения x и любой геомагнитной широты. При сопоставлении с экспериментами нужно иметь в виду, что ядерные расщепления вызывают не только нейтроны умеренных энергий ($n(x)$), но и ядерно-активные частицы с энергией $E \geq 1,5 \text{ Бэв}$. Поэтому суммарный поток $\Pi(x)$ компоненты, вызывающей расщепления («звёзды», толчки), равен

$$\Pi(x) = n(x) + P(x) + N(x).$$

Так как во всех опытах, выполненных до настоящего времени, регистрировался глобальный поток частиц, создающих расщепления, то нужно вычислить $\Pi_{\text{глоб}}(x)$.

В рамках сделанных предположений

$$\Pi_{\text{глоб}}(x) = 2\pi x \int_x^\infty \Pi(t) \frac{dt}{t^2}.$$

В величине $\Pi_{\text{глоб}}(x)$ есть одна пока неопределённая величина $\bar{\nu}$. Мы её определим на основе экспериментальных данных, а потом сопоставим результаты расчёта с данными разных экспериментов.

Ранее было показано, что на один акт взаимодействия ядерно-активной частицы приходится $2,8 \pm 0,4$ вторичных расщеплений, поэтому $\bar{\nu} = 2,8 \pm 0,4$.

Нами был проведён расчёт $\Pi_{\text{глоб}}(x)$ при значении $\bar{\nu} = 2,6$. Считая, что вторичные частицы, образующие «звёзды», в основном, ней-

троны, можно определить отношение протонов к полной интенсивности звездогенерирующей компоненты, т. е. отношение $\frac{P}{P+N+n}$. (В качестве протонов в этой компоненте берутся частицы с $E \geq 1,5$ Бэв.) Ясно, что отношение $\frac{P}{P+N+n}$ на больших высотах будет очень чувствительно к значению величины $\bar{\nu}$. На рис. 14 представлено экспериментальное и рассчитанное отношение $\frac{P}{P+N+n}$ на двух геомагнитных широтах. Как видно из этого рисунка,

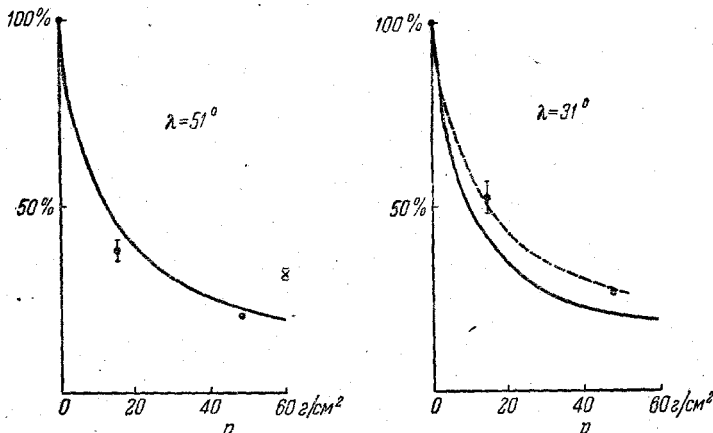


Рис. 14. Зависимость доли протонных звёзд от глубины атмосферы. По оси ординат отложено отношение числа звёзд, вызванных протонами, к числу всех звёзд. Сплошные кривые соответствуют $\bar{\nu} = 2,6$, пунктирная — $\bar{\nu} = 2,3$; точки — экспериментальные результаты работы²⁸, крестик — результаты работы⁴.

принятое значение $\bar{\nu} = 2,6$, находится в хорошем согласии с экспериментом.

На рис. 15 представлены результаты расчёта высотной зависимости звездогенерирующей компоненты $\Pi^{\text{глоб}}(x)$ на разных геомагнитных широтах при принятом значении $\bar{\nu} = 2,6$. Как видно из рисунка, рассчитанная высотная зависимость потока звездогенерирующей компоненты хорошо совпадает с экспериментальными значениями числа толчков в широком диапазоне глубин и на разных геомагнитных широтах.

Кроме того, принятая схема расчёта со значением $\bar{\nu} = 2,6$ даёт и правильное значение абсолютного потока звездогенерирующей компоненты. Результаты расчёта дают поток звездогенерирующей компоненты для геомагнитной широты 51° и $p = 15 \text{ г/см}^2$:

$$\Pi^{\text{глоб}}(p = 15) = 1,38 \frac{\text{частиц}}{\text{см}^2 \text{ сек}};$$

эксперимент, исправленный на число звёзд с $N_h < 3$, даёт поток звездогенирующей компоненты на геомагнитной широте 54° и $p = 15 \text{ г/см}^2$, равный $1,20 \frac{\text{частиц}}{\text{см}^2 \text{ сек}}$.

Сопоставление расчётов с экспериментальными данными позволяет сделать следующие выводы:

1. Большой круг экспериментальных данных о компоненте, генерирующей «звезды», находится в хорошем соответствии с представлением о том, что в акте взаимодействия с лёгким ядром нуклона

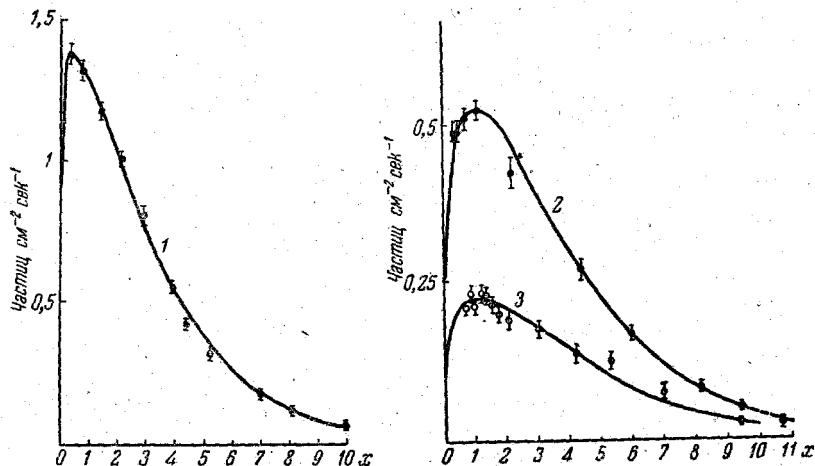


Рис. 15. Зависимость глобального потока звездогенирующей компоненты от глубины атмосферы для широт 51° (кривая 1), 31° (кривая 2) и 0° (кривая 3). По оси ординат отложены значения потока частиц звездогенирующей компоненты. Экспериментальные точки — числа толчков, нормированные к теоретическим кривым в точке $x = 4$.

высокой энергии возникают в среднем 2,6 вторичных нейтрона с малыми энергиями порядка 100 Мэв, которые впоследствии генерируют «звёзды».

2. Возможность правильно объяснить единым механизмом высотную зависимость звездогенирующей компоненты на разных геомагнитных широтах и её широтный эффект подтверждает правильность сделанного ранее утверждения о том, что число вторичных звездогенирующих частиц, рождаемых в акте взаимодействия с ядром нуклона высокой энергии, не зависит от его энергии.

Анализ экспериментального материала, весьма кратко изложенный в настоящей статье, позволяет сделать следующие основные выводы:

1) при энергии первичных космических частиц в несколько миллиардов электрон-вольт к поглощению первичных частиц приводят два основных процесса: ядерные расщепления и генерация π -мезонов.

Роль обоих процессов в потерях энергии при полном поглощении первичных частиц существенно зависит от их энергии. Так, при средней энергии первичных частиц $\bar{E}_0 = 3 \text{ Бэв}$ последние теряют на образование тяжёлых частиц в ядерных расщеплениях $53 \pm 5\%$ своей энергии; в то время как первичные частицы со средней энергией $\bar{E}_0 = 20 \text{ Бэв}$ на этот же процесс теряют только $15 \pm 2\%$ своей энергии. На генерацию π -мезонов первичные частицы со средней энергией $= 3 \text{ Бэв}$ теряют $45 \pm 3\%$ своей энергии, а первичные частицы со средней энергией 20 Бэв — $84 \pm 2\%$ своей энергии.

2) Процесс генерации π -мезонов не является одноактным. При столкновении с лёгким ядром первичные частицы в одном акте передают π -мезонам сравнительно небольшую долю своей энергии. В первом акте столкновения с лёгким ядром первичные частицы со средней энергией 3 Бэв π -мезонам передают 21% своей энергии, а первичные частицы со средней энергией 20 Бэв и 40 Бэв передают π -мезонам $28\text{—}30\%$ своей энергии. Первичные частицы с энергией $100 \div 1000 \text{ Бэв}$ передают мезонам порядка 30% и заведомо меньше 50% своей энергии.

3) Энергию, не растраченную на образование π -мезонов, после столкновения с лёгким ядром уносит, в среднем, один нуклон. Для частиц с энергией $10^{11}\text{—}10^{12} \text{ эв}$ после столкновения нерастраченную энергию (порядка 70% первичной энергии) также уносит, в среднем, одна частица, скорее всего — нуклон.

4) Основные черты механизма образования звездогенирующей компоненты в атмосфере заключаются в следующем. При столкновении с лёгким ядром частицы высокой энергии (несколько Бэв и выше) на расщепление ядра в среднем расходуется одна и та же энергия $\epsilon = 440 \pm 160 \text{ Мэв}$, не зависящая от энергии налетающего нуклона (по крайней мере, в области средних энергий $3\text{—}40 \text{ Бэв}$). Заряженным тяжёлым частицам в этом расщеплении передаётся энергия $\sim 200 \text{ Мэв}$, а остальную энергию, $\sim 200 \text{ Мэв}$, уносят в среднем $2,8 \pm 0,4$ нейтрона, которые впоследствии расходуют полученную энергию во вторичных ядерных расщеплениях. Среднее число вторичных нейтронов, вылетающих из расщеплённого ядра, также не зависит от энергии налетающей частицы.

5) Экспериментально найденные средние характеристики акта взаимодействия с лёгким ядром частиц высокой энергии количественно хорошо описывают прохождение нуклонной компоненты космических лучей через атмосферу.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. С. Н. Вернов, Н. А. Добротин, Н. Л. Григоров и др., ДАН СССР **68**, 253 (1949).
2. H. L. Bradt and B. Peters, Phys. Rev. **74**, 1828 (1948); **76**, 156 (1949).
3. С. Н. Вернов, ЖЭТФ **19**, 621 (1949).
4. У. Камерини, К. Ф. Пауэлл и др., УФН **40**, 76 (1950).

5. A. G. Carlson J. E., Hopper, D. T. King, *Phil. Mag.* **41**, 701 (1950).
6. Н. Л. Григоров и В. С. Мурзин, *Изв. АН СССР, сер. физ.* **17**, 21 (1953).
7. Н. Л. Григоров, И. М. Евреинова, С. П. Соколов, *ДАН СССР* **81**, 379 (1951).
8. Г. Т. Зацепин, *ДАН СССР* **67**, 993 (1949).
9. M. S. Vallarta, *Phys. Rev.* **74**, 1837 (1948).
10. Н. Л. Григоров, *ДАН СССР* **76**, 381 (1951).
11. Н. Л. Григоров, Средние характеристики акта взаимодействия с лёгкими атомными ядрами первичных космических частиц разных энергий. Диссертация, 1954.
12. С. З. Беленький, Лавинные процессы в космических лучах. Гестехиздат, Москва, 1948.
13. О. Н. Вавилов, Труды ФИАН, т. IV. Диссертация, Москва (1949).
14. С. И. Бриккер, С. Н. Вернов и др., *ДАН СССР* **61**, 629 (1948).
15. С. Н. Вернов и А. М. Куликов, *ДАН СССР* **73**, 483 (1950).
16. С. Н. Вернов, А. М. Куликов и А. Н. Чарахчян, *Изв. АН СССР, сер. физ.* **17**, 13 (1953).
17. Н. Л. Григоров, И. Д. Рапопорти и Г. П. Шипуло, *ДАН СССР* **91**, 491 (1953).
18. А. С. Азимов, Н. А. Добротин и др., *Изв. АН СССР, сер. физ.* **17**, 80 (1953).
19. Г. Т. Зацепин, *ЖЭТФ* **19**, 1104 (1949).
20. Физика космических лучей, под ред. Дж. Вильсона, гл. VII, ИЛ, Москва (1954).
21. Физика космических лучей, под ред. Дж. Вильсона, гл. V, ИЛ, Москва (1954).
22. Г. М. Гарибяни и И. И. Гольдман, *ЖЭТФ* **26**, 257 (1954).
23. R. F. Christy, A. T. Biehl и др., *Phys. Rev.* **81**, 647 (1951).
24. M. F. Carlon et al., *Phys. Rev.* **91**, 1573 (1953).
25. С. Н. Вернов, Н. Л. Григоров и Ф. Д. Савин, *ДАН СССР* **57**, 137 (1947).
26. С. И. Бриккер, С. Н. Вернов и др., *ДАН СССР* **59**, 629 (1948).
27. В. С. Мурзин, Диссертация, Москва, 1954.
28. J. J. Lord, *Phys. Rev.* **81**, 901 (1951).
29. J. J. Lord and M. Schein, *Phys. Rev.* **77**, 19 (1950).
30. И. Л. Розенталь, *ДАН СССР* **80**, 731 (1951); И. Л. Розенталь, *ЖЭТФ* **23**, 440 (1952).
31. Н. Л. Григоров, *ДАН СССР* **94**, 835 (1954).
32. M. G. Milroy and J. Wilson, *Proc. Phys. Soc.* **64A**, 404 (1951).
33. К. И. Алексеева и С. Н. Вернов, *ДАН СССР* **69**, 317 (1949).
34. W. B. Fretter, *Phys. Rev.* **76**, 511 (1949).
35. Н. Г. Биргер, В. И. Векслер и др., *ЖЭТФ*, **19**, 826 (1949).
36. Walsh and Piccioni, *Phys. Rev.* **80**, 619 (1950).
37. J. Tinlot, *Phys. Rev.* **73**, 1476 (1948); **74**, 1197 (1948).
38. A. Z. Rosen, *Phys. Rev.* **93**, 211 (1954).
39. E. Miller и др., *Phys. Rev.* **93**, 590 (1954).
40. Н. М. Кочарян, *ЖЭТФ* **18**, 364 (1953).
41. В. Гольдманский и А. Любимов, *УФН* **49**, 3 (1953).
42. W. B. Fowler и др., *Phys. Rev.* **95**, 1026 (1954).
43. L. W. Smith и др., *Phys. Rev.* **97**, 1186 (1955).
44. А. Н. Чарахчян, *ДАН СССР*, **63** (1948).