

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

**ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ДАННЫЕ
ОБ ОБРАЗОВАНИИ ЧАСТИЦ ПРИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЯХ**

И. Л. Розенталь и Д. С. Чернавский

ВВЕДЕНИЕ

В настоящей статье мы попытаемся дать обзор опытных и теоретических данных, относящихся к рождению частиц при больших ($> 10^{10}$ эв) и особенно сверхбольших ($> 10^{12}$ эв вплоть до 10^{18} эв) энергиях.

Нужно отметить, что экспериментальное исследование процессов при столь высоких энергиях началось сравнительно недавно (с развитием фотоэмulsionной техники, с одной стороны, и детальным изучением широких атмосферных ливней — с другой). Тем не менее уже к настоящему времени в этой области получен ряд весьма интересных результатов. Основной из них состоит в том, что при столкновении нуклеона столь высокой энергии с нуклеоном (или ядром) рождается сразу много (порядка 10 и более) частиц. Процессы, в которых при столкновении двух нуклеонов рождается много частиц, получили название множественного рождения. Нужно сказать, что с процессами подобного типа физика ранее не встречалась.

Действительно, в электродинамике, как известно, множественной генерации частиц не наблюдается, так как ввиду малости константы связи ($\frac{e^2}{\hbar c} \sim \frac{1}{137}$) вероятность рождения n частиц по порядку величины в $(137)^{n-1}$ раз меньше вероятности рождения одного фотона (или одной электронной пары).

В ядерных реакциях, протекающих при меньших энергиях (~ 300 Мэв), множественной генерации частиц тоже не наблюдалось. Здесь, правда, это объясняется энергетическими соображениями (для рождения нескольких частиц такой энергии не всегда хватает). Имелись и теоретические соображения о том, что при высоких энергиях множественному рождению будет препятствовать так называемое явление затухания². Так или иначе некоторым физикам

множественное рождение казалось процессом неожиданным, и они стремились объяснить опытные факты, свидетельствующие в пользу множественного рождения, на основе концепции так называемого многократного рождения. Многократным называется процесс рождения нуклеоном, пролетающим через ядро, многих частиц (например, π -мезонов), по одному в каждом акте взаимодействия с нуклеонами ядра (см. § 2).

С другой стороны, теоретические указания на возможность множественной генерации появились уже сравнительно давно, даже до основных экспериментальных исследований в этой области. Действительно, константа связи нуклеонов с мезонным полем $(\frac{g^2}{\hbar c})$ гораздо больше, чем в электродинамике. Весьма вероятно, что $\frac{g^2}{\hbar c} \sim 1$. Если, сверх того, эта связь имеет векторный характер (на что сейчас также есть определённые указания¹), то она должна увеличиваться с энергией, что при больших энергиях должно увеличивать вероятность процессов более высокого порядка (в смысле теории возмущений), т. е. приводить к множественному рождению.

Кроме того, как отметил Гайзенберг², можно ожидать, что при больших энергиях будут играть роль нелинейные члены в гамильтониане взаимодействия (присутствующие, например, в теории β -распада), которые тоже будут приводить к множественному рождению.

Несмотря на то, что все эти обстоятельства были известны сравнительно давно, до сих пор нет ни одной теоретической работы, которая целиком основывалась бы на исходных положениях современной теории поля и последовательно описывала бы множественные процессы. Объясняется это принципиальными трудностями современной теории, связанными с бесконечной собственной энергией частиц.

Все теоретические работы основываются на какой-нибудь позволяющей обойти эти трудности гипотезе, справедливость которой устанавливается лишь в результате сравнения с экспериментальными данными. Таким образом, ведущая роль в этой области сейчас принадлежит эксперименту.

Наиболее правдоподобная гипотеза об установлении статистического равновесия многих одновременно образованных частиц в небольшом объёме, в котором находятся сталкивающиеся частицы, была высказана Ферми⁴. Однако теория содержала некоторые непоследовательности^{5, 6}. Последовательное развитие гипотезы Ферми, осуществлённое Л. Д. Ландау⁷, приводит к необходимости рассматривать совокупность частиц в момент их образования как некую жидкость, т. е. требует рассмотрения этой совокупности на основе гидродинамики.

Одна из задач настоящей статьи состоит в том, чтобы провести сопоставление различных направлений теоретических исследований множественных процессов (см. § 1). Другая цель обзора — систематизировать опытный материал и сравнить теоретические и экспериментальные данные о взаимодействии при высоких энергиях (см. § 4).

Весь опытный материал можно разбить на две группы:

а) Наблюдения единичных актов множественного рождения.

Сюда относятся данные, получаемые при помощи фотопластинок, и результаты опытов со счётчиками. Энергия актов, зарегистрированных такими способами, не превышает 10^{18} эв, что является основным недостатком этих методов.

Результаты, получаемые при помощи счётчиков, могут показать, существуют ли вообще множественные процессы. Чтобы получить сведения о других характеристиках элементарного акта, целесообразно применять фотопластинки, однако и в этом случае анализ результатов осложняется наличием внутриядерных актов превращения и размножения (см. § 2).

б) Данные по широким атмосферным ливням.

Они по необходимости усреднены, так как наблюдается сразу результат многих соударений, и в этом состоит недостаток метода. Кроме того, при сопоставлении этих данных с теоретическими следует иметь в виду, что ливни развиваются вследствие столкновений нуклеонов с лёгкими ядрами, а не на основе нуклеон-нуклеонных столкновений. С другой стороны, широкие атмосферные ливни являются единственным источником сведений об элементарных актах при сверхвысоких энергиях (до 10^{18} эв) и в этом их неоспоримое преимущество перед всеми другими методами исследования элементарного акта.

Здесь следует отметить, что основные работы, выясняющие роль ядерного взаимодействия в развитии широких атмосферных ливней, выполнены советскими физиками (см. ⁸ и обзор ⁹).

Остановимся на значении каждого из этих методов. Роль, которую сыграли в развитии концепции множественного рождения акты множественного рождения, зарегистрированные в фотопластинках, общеизвестна. «Звезда» Шайна, зарегистрированная в эмульсии, была, как известно, первым пробным камнем теории Ферми. Однако сейчас всё большую роль начинают играть данные по широким атмосферным ливням. В настоящее время наиболее определённые сведения для проверки той или иной гипотезы или теории множественного рождения дают нам именно широкие атмосферные ливни. Объясняется это тем, что широкие атмосферные ливни дают сведения о процессах при сверхбольших энергиях ($\sim 10^{14} \text{--} 10^{18}$ эв), когда все характерные черты множественного рождения выражены особенно ярко (см. §§ 3 и 4).

Прежде чем переходить к детальному разбору интересующего нас вопроса, приведём систему единиц, основные обозначения и формулы:

В дальнейшем, как правило, используется система единиц, в которой

$$\hbar = c = \mu = 1 \quad (\mu \text{ — масса нуклона}).$$

В этой системе единиц масса π -мезона $\mu \sim \frac{1}{6}$; единица энергии равна 0,9 Бэв; радиус действия ядерных сил $R \sim \frac{1}{\mu}$; \bar{E}_0 — энергия падающей частицы в системе координат, связанной с центром тяжести (C -система); \bar{E} и ϑ — энергия вторичной частицы и угол между направлениями движения падающей и вторичной частицы в C -системе. E , ϑ — те же величины в лабораторной системе координат (L -система); E_0 — энергия падающей частицы в L -системе. (Применительно к широким атмосферным ливням E_0 — энергия первичной частицы.) V — скорость C -системы относительно L -системы; $\gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - V^2}}$. В случае столкновения нуклона с нуклоном γ представляет собой также энергию нуклонов в C -системе (поскольку $\mu = 1$).

В случае столкновения двух частиц с одинаковой массой можно в крайнем релятивистском случае написать следующие соотношения, которые нами широко используются в дальнейшем:

$$E_0 = \frac{\bar{E}_0^2}{2}, \quad (A)$$

$$\gamma = \sqrt{\frac{\bar{E}_0}{2}}, \quad (B)$$

Для преобразования углов в крайнем релятивистском случае можно применять формулу

$$\vartheta = \operatorname{tg} \frac{\frac{\vartheta}{2}}{\gamma}. \quad (B)$$

1. ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ПРЕДСТАВЛЕНИЯ О ВЗАИМОДЕЙСТВИИ НУКЛОНА С НУКЛОННОМ ПРИ ВЫСОКОЙ ЭНЕРГИИ

Теоретические исследования множественного рождения начались еще до появления основных экспериментальных указаний о существовании таких процессов. В настоящее время на основании сравнения с экспериментальными данными уже достаточно ясно, что выводы ряда теоретических построений не соответствуют действительности.

Всё же, несмотря на это, мы считаем не лишним провести обзор всех теоретических работ в историческом разрезе; это важно ещё и потому, что некоторые идеи, хотя и приводят, из-за неразработанности теории поля, к неправильным результатам, однако сами по себе могут сыграть важную роль в создании правильной последовательной теории.

Впервые на возможность рождения большого числа частиц при столкновении двух нуклеонов обратил внимание Гейзенберг³. Именно он отметил, что теория β -распада благодаря нелинейному члену в гамильтониане содержит возможность рождения при больших энергиях сразу нескольких электронно-позитронных пар и нейтрино. Поэтому, обращаясь к мезонной физике, он особенное значение придавал нелинейным теориям и в качестве примера проанализировал¹⁰ уравнение, получающееся из лагранжевой функции, аналогичной функции, предложенной Борном

$$L = l^{-4} \sqrt{1 + l^4 \left[\left(\frac{\partial \varphi}{\partial \tau} \right)^2 - (\text{grad } \varphi)^2 \right]}, \quad \tau = t, \quad (1)$$

где l представляет собой некую универсальную константу, имеющую размерность длины. В дальнейшем Гейзенберг считает её равной $l = \frac{1}{\mu}$ (μ — масса π -мезона).

Эта лагранжева функция характерна тем, что в процессах, протекающих при небольшой энергии ($E_0 \ll \frac{1}{l}$), её можно разложить в ряд по степеням l и тогда, в первом приближении, выражение переходит (с точностью до постоянной величины) в обычный лагранжиан линейной теории. Нелинейные члены начинают сказываться только при энергиях, превышающих $\frac{1}{l}$: $E_0 \gg \frac{1}{l}$, т. е. $E_0 \gg \mu$. Действительно, уже из энергетических соображений ясно, что множественное рождение может происходить только в указанной области энергий.

Для определения числа рождающихся частиц Гейзенберг находит их энергетический спектр^{*)}. При этом он считает поле φ классическим, т. е. пренебрегает соотношением коммутации функции φ с сопряжённой ϵ ней. Другими словами, он рассматривает два сталкивающихся нуклеона как некие тела, размеры которых в направлении, перпендикулярном к движению, равны l . В направлении движения эти тела в соответствии с преобразованиями Лоренца сокращены, и размеры их в \mathcal{L} -системе равны $\frac{2l}{E_0}$. В случае

^{*)} Более или менее последовательно весь расчёт проведён лишь в его последней работе¹¹.

весьма высокой энергии $E_0 \gg 1$, лоренцово сокращение весьма велико и одним размером системы можно пренебречь по сравнению с другими. Всю систему можно представить как некий весьма тонкий лист. Из соображений симметрии ясно, что в начальный момент процесса скорости частиц их градиенты и т. п. будут иметь только одно направление — вдоль по оси x , совпадающей с направлением движения первичных нуклеонов. Таким образом, рассмотрение первой стадии процесса приводит к одномерной задаче.

Уравнение для функции φ , получающееся из лагранжиана (1), имеет в этом случае вид:

$$\varphi \frac{d}{ds} (s\varphi') + \mu^2 \varphi = 8l^4 s (\varphi')^2 - \frac{\varphi' + \mu^2 \varphi}{1 + l^4 \mu^2 \varphi^2}, \quad (2)$$

где s — интервал, равный $\sqrt{x^2 - \tau^2}$.

Решая это уравнение, Гейзенберг получает спектр частиц, причём оказывается, что средняя энергия частиц по порядку величины равна M . Отсюда число частиц n находится делением всей энергии \bar{E}_0 в \mathcal{L} -системе на μ : $n \sim \frac{\bar{E}_0}{\mu}$). Нужно сказать, что основные результаты Гейзенberга определяются присутствием нелинейного члена и связанным с ним сильным взаимодействием между всеми частицами. Более того, результат $n \sim \frac{\bar{E}_0}{\mu}$ не зависит даже от вида нелинейного члена, а следует исключительно из предположения о сильном взаимодействии. Угловое распределение рождающихся частиц автор специально не исследует, но полагает, что ввиду сильного взаимодействия мезонов друг с другом оно в \mathcal{L} -системе должно быть изотропным.

В ряде работ, особенно в последних статьях^{11, 12}, Гейзенберг приводит новую, несколько иную интерпретацию своей теории. В первых работах теория Гейзенберга носила чисто полевой характер. В последних же работах он склонен рассматривать всю систему из нуклеонов и мезонов как некую жидкость, поведение которой описывается гидродинамическим уравнением. С этой целью для обоснования спектра рождающихся частиц он даже привлекает результаты работы по статистической теории турбулентности¹³. Нужно сказать, что привлечение этих данных совершенно не обосновано, так как работа¹³ выполнена в нерелятивистском приближении, в то время как рассматриваемый процесс множественного рождения существенно релятивистский. Кроме того, теория Гейзен-

^{11, 12}) Заметим, что на основании законов сохранения энергии и импульса такое число частиц является максимально возможным. Действительно, если все π -мезоны рождаются покоящимися, что возможно из-за закона сохранения импульса лишь в системе центра тяжести, то $n = \frac{\bar{E}_0}{\mu}$.

берга вообще не может соответствовать обычной классической релятивистской гидродинамике. Действительно, в релятивистской области число Рейнольдса очень велико, и следовательно, силы взаимодействия между частицами жидкости меньше сил инерции. Поэтому в релятивистском гидродинамическом уравнении, как правило, членом, описывающим вязкость, можно пренебречь. В этом случае, однако, процесс не может сопровождаться диссипацией энергии и полная энтропия системы должна оставаться постоянной. В процессах же, описываемых уравнением (2), диссипация энергии весьма значительна, и энтропия системы постоянно возрастает.

Таким образом, если бы удалось придать теории Гейзенберга гидродинамическую форму, то это должна была бы быть гидродинамика совершенно особой жидкости, у которой силы взаимодействия между частицами столь велики, что остаются больше сил инерции даже в релятивистской области. Поэтому фигурирующая в статьях Гейзенберга гидродинамическая терминология носит по существу условный характер, поскольку формально любое поле, описываемое нелинейным уравнением, можно рассматривать как некую сплошную среду.

Итак, теория Гейзенберга является внутренне непротиворечивой и последовательной полевой теорией множественного рождения. Формально её, быть может, можно рассматривать и как гидродинамическую теорию. Однако последовательное построение такой релятивистской гидродинамики с аномально большой вязкостью на основе нелинейного волнового уравнения ещё не осуществлено.

Нужно сказать, что всё вышеизложенное относится к той части работ Гейзенберга, где он рассматривает лобовое соударение двух нуклеонов. Однако в последней работе, написанной уже тогда, когда выяснилось, что основные выводы теории не согласуются с экспериментальными данными, Гейзенберг с целью уменьшить разногласие обратился к рассмотрению периферических соударений между нуклеонами. В этой части работы автор допустил ряд неточностей, так что результат в целом неверен. Остановимся на этом подробнее.

Гейзенберг рассматривает соударение сверхбыстрых нуклеонов в C -системе (рис. 1). В этой системе их мезонные поля сильно сплющенны в направлении движения, а в перпендикулярном направлении убывают по закону $e^{-\frac{y}{R}}$, где $R = \frac{1}{\mu}$. Гейзенберг полагает, что при пролетании двух нуклеонов на расстоянии b (параметр удара) друг от друга нуклеоны передают друг другу импульс

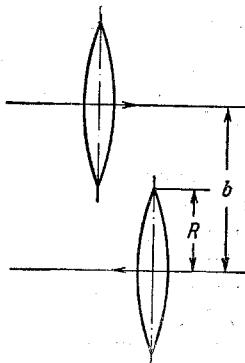


Рис. 1. Схема нецентрального столкновения двух нуклеонов.

$\sim \bar{p} = \bar{p}_0 e^{-\frac{b}{R}}$, где \bar{p}_0 — полный импульс частицы. Такой результат получается, если считать, что интенсивность взаимодействия пропорциональна величине взаимного наложения мезонных облаков. Гейзенберг не ограничивается случаями малых значений b и применяет ту же формулу для $b \gg R$. Благодаря этому число частиц, рождающихся при соударении, у него получается меньше, чем при центральном ударе в $e^{-\frac{b}{R}}$ раз:

$$n \sim \frac{\bar{E}_0}{\mu} e^{-\frac{b}{R}}. \quad (3)$$

Максимально возможным параметром удара b автор считает такой, при котором ещё может родиться два мезона. Определённый таким образом максимальный параметр удара b_{\max} зависит от энергии ($b_{\max} \sim R \ln \frac{\bar{E}_0}{\mu}$) и, следовательно, сечение взаимодействия двух нуклеонов тоже должно расти с энергией по закону

$$\sigma \sim \pi (b_{\max})^2 \sim \pi R^2 \left(\ln \frac{\bar{E}_0}{\mu} \right)^2. \quad (4)$$

Однако этот вывод неверен, так как при $b \gg R$ нельзя считать поля нуклеонов классическими *). Действительно, классическое приближение справедливо лишь тогда, когда передача импульса $\bar{p} \gg \Delta \bar{p}$, (где $\Delta \bar{p}$ — неопределённость импульса). В согласии с соотношением неточностей $\Delta \bar{p} \sim \frac{1}{\Delta t}$, где $\Delta t = \frac{1}{\mu p_0}$ — толщина нуклеонного поля.

Следовательно, условие применимости классического приближения выражается неравенством

$$\bar{p}_0 e^{-\frac{b}{R}} \gg \bar{p}_0 \mu \quad \text{или} \quad e^{-\frac{b}{R}} \gg \mu.$$

При $b \gg R$ это условие нарушается и процесс является существенно квантовым.

Возможен и иной аспект того же явления. При рассмотрении столкновения двух весьма энергичных нуклеонов с параметром удара b можно мезонное поле одного из них в точке b разложить на мезонные плоские волны и найти число мезонов, которыми обмениваются нуклеоны (в духе метода Вейцекера-Вильямса ^{15, 16}). При $b \ll R$ (лобовые и близкие к ним соударения) это число оказывается большим и процесс можно считать классическим. При $b \gg R$ это число меньше единицы и, следовательно, здесь речь может идти лишь о вычислении вероятности обмена одним мезоном. Классическое рассмотрение в этой области (подобное выполненному Гейзенбергом) соответствовало бы предположению об обмене долями

*) Подробнее об этом. см. ¹⁴.

мезона, что, разумеется, невозможно. Последовательное квантовое рассмотрение периферических соударений не приводит к выводу о росте сечения с энергией, оставляя его по порядку величины равным геометрическому. Числа рождающихся частиц при лобовом и периферическом ударе двух нуклеонов получаются тоже близкими, и отличия появляются лишь в угловых распределениях частиц (см.⁶).

В последнее время полевая теория, основанная на предположении о нелинейности взаимодействия нуклеонов и мезонного поля, развивается Д. Д. Иваненко и В. В. Лебедевым¹⁷. В этих работах предполагается, что энергия связи нуклеонов и мезонного поля имеет форму:

$$U = g_1 \Phi + g_2 \Phi^2 + \dots + g_n \Phi^n, \quad (5)$$

где Φ — волновая функция мезонов и g_i — константы связи. Однако числа таких констант и их величины теория не даёт. Нельзя ориентироваться, во всяком случае в настоящее время, и на то, что экспериментальные данные позволяют однозначно определить величины этих констант и их число. Поэтому мы не будем останавливаться более подробно на этой теории.

Другой подход к проблеме множественного рождения был развит в работе Люиса, Оппенгеймера и Бутхаузена¹⁸. Эти авторы исходили из обычной теории взаимодействия мезонного поля с нуклеонами и в основном анализировали симметричное псевдоскалярное мезонное поле с векторной связью. Свой выбор авторы объяснили тем, что в классическом приближении этот вариант обеспечивает сильный рост мезонного поля вблизи нуклеона (по закону $\sim \frac{1}{r^3}$).

Такая зависимость силы поля от расстояния отражает, до некоторой степени, зависимость силы взаимодействия двух нуклеонов от энергии. Действительно, при увеличении энергии и импульсов сталкивающихся нуклеонов начинают играть роль всё меньшие расстояния. Поэтому при столкновении двух нуклеонов большой энергии такая форма мезонного поля должна приводить к множественной генерации мезонов.

Для расчёта процесса авторы использовали метод Блоха-Нордика¹⁹, т. е. считали векторы спина (σ) и изотопического спина (τ) в выражении для гамильтонiana системы классическими единичными векторами, пренебрегая их свойствами коммутации. Последнее обстоятельство позволяет провести каноническое преобразование исходного гамильтонiana, найти волновую функцию системы, зависимость сечения процесса от потенциала взаимодействия между нуклеонами $V(r)$, число рождённых частиц и т. д.

Относительно потенциала взаимодействия авторы сделали следующие предположения: 1) он достаточно гладок вблизи нуля (спадает медленнее, чем $\frac{1}{r^3}$) и, следовательно, его компоненты

Фурье, соответствующие весьма большим импульсам ($\gg p$), стремятся к нулю; 2) матричный элемент потенциала зависит только от нуклеонов и не зависит от состояний мезонного поля, т. е. от числа n родившихся нуклеонов. Следует отметить, что последние предположения не согласуются со сделанными ранее. Действительно, известно, что псевдоскалярный вариант с векторной связью мезонного поля с нуклеонами приводит как раз к весьма сингулярному потенциальному взаимодействию типа $\frac{1}{r^3}$. Кроме того, при расчёте авторы делают ещё ряд упрощений: не учитывают отдачу нуклеонов при взаимодействии их с мезонным полем, что при рождении мезонов столь большой энергии нельзя считать оправданным; пользуются для оценки сечений теорией возмущений, хотя сами же отмечают её неприемлемость, и т. п. Таким образом, эта работа является непоследовательной даже в рамках сделанных предположений. В результате они получают сечение образования n частиц в виде

$$\sigma(n) = \left(\frac{g^2}{\pi}\right) \cdot \frac{\bar{E}_{\max}^{2n}}{(n!)^3} \cdot \left(\frac{g_1 + g_2}{f_1^{f_1} f_2^{f_2}}\right)^n, \quad (6)$$

где \bar{E}_{\max} — максимальная величина передаваемой энергии в Ц-системе , g и f — величины порядка 1, зависящие от характера поля и связи (например, для нейтрального псевдоскалярного поля $f = \frac{1}{2}$); индексы 1 и 2 относятся к первому и второму нуклеонам.

Максимальная величина передаваемой энергии \bar{E}_{\max} зависит от характера удара. При лобовом ударе в Ц-системе нуклеоны передают друг другу почти всю кинетическую энергию (т. е. всю энергию, за исключением массы покоя). Поэтому $\bar{E}_{\max} = \gamma - 1$, где γ — энергия нуклеонов в Ц-системе . При больших энергиях $\gamma \gg 1$ и с достаточной точностью можно положить $\bar{E}_{\max} = \gamma$.

Осуществляться будет, как правило, тот процесс, вероятность которого (или величина, ей пропорциональная — сечение процесса) близка к максимальной. Число частиц \bar{n} , при котором $\sigma(\bar{n})$ достигает максимума, равно:

$$\bar{n} = \left(\frac{g^2 \gamma^2}{\pi}\right)^{1/3} \left(\frac{g_1 + g_2}{f_1^{f_1} f_2^{f_2}}\right)^{1/3}. \quad (7)$$

Таким образом, число рождающихся частиц зависит в Ц-системе от энергии, как $\bar{E}_0^{2/3}$, или, переходя к Л-системе , получим:

$$n \sim E_0^{4/3}. \quad (8)$$

Этот результат является характерным для описываемой теории.

Исследуя угловое распределение рождающихся частиц, авторы пришли к выводу, что в системе центра тяжести оно должно быть изотропным. В дальнейшем их идеи получили развитие в работах²⁰⁻²³.

В работах^{20, 21} было проведено релятивистское обобщение метода Блоха-Нордсика и другие уточнения расчёта. Однако основные характерные черты теории от этого не изменились: зависимость числа рождающихся частиц от энергии попрежнему сохранила вид (8) и распределение частиц по углам в \mathcal{L} -системе осталось изотропным. В самое последнее время, когда выяснилось, что тот и другой выводы трудно согласовать с экспериментальными данными, была предпринята попытка²² найти фактор, снижающий множественность. Автор предположил, что в мезонное поле переходит не вся кинетическая энергия сталкивающихся нуклеонов (как в работе¹⁷), а лишь небольшая часть её ($\sim \frac{1}{10}$). Однако в работе²² не приводятся аргументы в пользу такого предположения.

В недавней работе Люиса²³ проводится та же мысль, но указывается конкретный механизм, благодаря которому рождающимся частицам может передаваться не вся энергия нуклеонов, а лишь часть её. Этот механизм имеет место только при периферических соударениях двух нуклеонов и аналогичен рассмотренному ранее в работе⁶. Он заключается в том, что нуклеоны, пролетая друг относительно друга на расстоянии R , обмениваются мезонами. Благодаря этому в \mathcal{L} -системе распределение получается не изотропным, как раньше, а характерным двухконусным. Однако во всём остальном такой процесс отличается от процесса центрального соударения лишь незначительно. Действительно, если при центральном ударе нуклеоны передают друг другу импульс p_0 , то при обмене мезонами передаваемый импульс не может быть меньше $2\mu p_0$. Таким образом, учёт этих поправок не изменяет остальных выводов работы¹⁸.

Следует отметить, что в статьях^{22, 23} даётся несколько иная интерпретация работы¹⁸, близкая по духу к идеям Ферми⁴. Подробнее на этом целесообразно остановиться ниже.

Совершенно иначе подошёл к решению проблемы множественного рождения Ферми⁴. Он исходил при этом из идеи, успешно применённой им в теории β -распада. Суть её заключается в следующем.

Хорошо известно, что вероятность W перехода системы из одного состояния A в другое B равна:

$$W = 2\pi |H_{AB}|^2 \rho(\bar{E}_0), \quad (9)$$

где H_{AB} — матричный элемент перехода, $\rho(\bar{E}_0)$ — плотность уровней конечного состояния.

В процессах множественного рождения множитель $\rho_n(\bar{E}_0)$ представляет собой относительную вероятность того, что в некотором объёме Ω будет находиться n частиц, каждая из которых обладает своим импульсом p_i ($i = 1, 2, \dots, n$), так что полная энергия всей системы равна \bar{E}_0 .

При $n \gg 1$ $\rho_n(\bar{E}_0)$ является очень острой функцией от n , обладающей резким и узким максимумом. Поэтому максимум вероятности²⁰ должен в значительной мере определяться поведением функции $\rho_n(\bar{E}_0)$. Матричный элемент $|H_{AB}|^2$ может существенно влиять на вероятность W лишь в том случае, если он является функцией от n по крайней мере столь же острой, как $\rho_n(\bar{E}_0)$, чего вообще ожидать трудно. Основная идея Ферми и заключается в предположении достаточной гладкости функции, представляющей матричный элемент. В этом случае результат процесса очень мало зависит от него и целиком определяется статистическим весом $\rho_n(\bar{E}_0)$.

Вопрос об объёме Ω в теории Ферми освещён недостаточно. Ферми принимает его в \mathcal{L} -системе равным

$$\Omega = \frac{\Omega_0}{\gamma} = \Omega_0 \frac{2}{\bar{E}_0}, \quad (10)$$

где $\Omega_0 = \frac{4}{3}\pi R^3$ — объём одного нуклеона в его системе покоя.

Такой выбор объёма в работе⁴ обоснован недостаточно ясно, и именно этот пункт подвергался много раз сомнению.

Здесь действительно имеется элемент произвола, связанный, однако, со всеми остальными предположениями Ферми. Несмотря на это, предположение о том, что можно использовать формулу (10), всё же, повидимому, справедливо; наиболее веские аргументы к тому будут приведены ниже.

Итак, осуществляться будут преимущественно те состояния, вероятность которых W (и, следовательно, величина $\rho(\bar{E}_0)$) максимальна. Таким образом, задача сводится к отысканию максимума выражения $\rho(\bar{E}_0)$, причём, поскольку эта функция обладает острым максимумом, осуществляться будут только состояния, соответствующие наибольшему её значению.

Однако задача определения максимума весовой функции при заданной энергии в точности совпадает с задачей, решаемой в классической статистической физике для определения равновесного состояния, соответствующего максимальной энтропии*).

Мы приходим к классической термодинамической задаче о нахождении равновесного состояния системы с большим числом

*.) Строго говоря, здесь содержится ещё предположение о том, что равновесие устанавливается достаточно быстро. Для этого необходимо лишь, чтобы все частицы претерпели друг с другом несколько соударений, т. е. чтобы свободный пробег был достаточно мал.

степеней свободы, заключённой в объёме Ω и обладающей энергией \bar{E}_0 .

Далее Ферми полагает, что можно пренебречь энергией взаимодействия между частицами. Это означает, что кинетическая энергия частиц много больше их энергии взаимодействия и соответствует ранее сделанным предположениям о независимости процесса от матричного элемента. Действительно, если бы энергия взаимодействия между частицами была бы велика, порядка или больше их кинетической энергии, это должно было бы отразиться на матричном элементе и пренебречь его влиянием было бы невозможно. Сделанное предположение позволяет использовать формулы термодинамики релятивистского идеального газа и найти число частиц n , рождающихся при данной энергии \bar{E}_0 . Действительно, плотность энергии, согласно закону Стефана $\sim (kT)^4$. Следовательно, энергия $\bar{E}_0 \sim (kT^4) \Omega = \frac{2}{\bar{E}_0} \Omega_0 (kT)^4$. Плотность частиц в этом случае

$$\Delta n \sim (kT)^3 \sim \bar{E}_0^{3/2}$$

и полное число частиц

$$n \sim \Delta n \Omega \sim \bar{E}_0^{1/2}.$$

Следовательно,

$$n = k \bar{E}_0^{1/2}. \quad (11)$$

Коэффициент пропорциональности k , вообще говоря, зависит от сорта вновь рождающихся частиц (π -мезоны, нуклеон — антинуклеоны и т. п.) и по порядку величины равен единице.

Перейдём к вопросу о распределении рождающихся частиц по углам и энергиям. Оно рассмотрено в другой работе Ферми²⁴, которая гораздо менее обоснована, нежели первая; в этой работе имеется ряд непоследовательностей и её много раз подвергали критике^{6,7}, в результате которой выяснилось, что она действительно не верна. Несмотря на это, результаты названной работы широко используются, и мы считаем не лишним кратко привести основные выводы. Ферми здесь не выходит за рамки термодинамики. Он рассматривает нецентральные соударения двух нуклеонов и пытается найти угловое распределение частиц, используя в этом случае закон сохранения момента.

Принимая, что образуются только π -мезоны, распределение частиц по углам и импульсам с учётом сохранения энергии и момента можно записать в интегральной форме:

$$dn = \frac{A}{\bar{E}_0} g \bar{p}^2 d\bar{p} d\bar{\eta} \int_{-1}^{+1} \frac{(1 - \zeta^2)}{e^\zeta - 1} d\zeta, \quad (12)$$

где $A = \frac{1}{2\pi\mu^3}$, $g = 3$ (статистический фактор), $\bar{\eta} = \cos \vartheta$, $\zeta = \bar{\eta}\rho(1 - \rho\bar{\xi})$, ν и ρ — величины, определяющиеся из законов сохранения. Физический смысл их таков: ρ отражает величину параметра удара и изменяется от 0 (лобовой удар) до 1 (самый крайний удар), $\nu = \frac{1}{kT}$ — величина, обратная температуре.

Интегрирование по $\bar{\rho}$ приводит к распределению частиц по углам в виде

$$dn = \frac{af(\rho\bar{\eta})}{2\pi\mu^3 E_0^3}, \quad (13)$$

где

$$a = 2 \sum_{r=1}^{\infty} \frac{1}{r^3} = 2,413$$

и

$$f(\rho\bar{\eta}) = \frac{2}{(\rho\bar{\eta})^3 [1 - (\rho\bar{\eta})^2]} - \frac{1}{(\rho\bar{\eta})^3} \ln \frac{1 + \rho\bar{\eta}}{1 - \rho\bar{\eta}}.$$

Остановимся теперь на недостатках работы²⁴.

Во-первых, Ферми предполагает, что при сравнительно далёком соударении с параметром удара порядка радиуса нуклеона (как и в случае лобового удара) образуется одно совокупное возбуждённое состояние. Однако для этого необходимо, чтобы за время удара, равное в C -системе $\frac{2}{\mu E}$, возмущение распространилось бы в перпендикулярном (к движению) направлении на расстояния порядка R , что, если не отказываться от теории относительности, трудно себе представить (так как для этого требуются скорости, большие скорости света).

Во-вторых, совершенно игнорируется взаимодействие частиц после того, как они вылетели из первоначального лоренцовского сокращённого объёма.

Однако самый важный недостаток заключается в неправильном подходе к решению вопроса. Действительно, для получения таких «усреднённых» сведений, как полная энтропия системы, число частиц и т. п., можно пользоваться формулами термодинамики (гидродинамическое рассмотрение ничего нового в этом отношении не внесёт — см. ниже). Для получения же сведений относительно углового и энергетического распределения частиц необходимо, как указали И. Я. Померанчук⁵ и Л. Д. Ландау⁷, учесть взаимодействие частиц при разлёте, т. е. необходимо использовать уравнения гидродинамики. Действительно, области применимости термодинамики и гидродинамики совпадают. И для той и для другой необходимо

и достаточно, чтобы число частиц было велико, а свободный пробег мал по сравнению с размерами системы. Гидродинамика и термодинамика не являются различными подходами, а представляют собой лишь два аспекта одного и того же статистического подхода к явлению. И если для описания одной стороны явления (описание стационарных состояний) используется термодинамика, то для описания другой стороны (развития процесса в пространстве и времени) необходимо применять уравнения гидродинамики. В случае больших энергий в соответствии со всеми предположениями, сделанными Ферми в его первой работе, необходимо использовать гидродинамику идеальной, невязкой релятивистской жидкости. Это было осуществлено в работе Л. Д. Ландау⁷.

Таким образом, работа Ландау является продолжением и развитием первой работы Ферми⁴. В то же время она резко расходится со второй работой Ферми²⁴, которая, как указывалось выше, непоследовательна.

В дальнейшем, когда будут сравниваться теории Ферми и Ландау, следует иметь в виду, что речь идёт о второй работе Ферми²⁴.

Рассмотрение Ландау касается стадии разлёта новообразовавшихся частиц. В качестве начального состояния он принимает то состояние системы, которое в первой работе Ферми считалось конечным, т. е. считает, что в \mathcal{L} -системе в объёме Ω (см. (10)) заключена энергия E_0 . Что касается стадии образования этого состояния, то и её можно было бы в духе идей Ферми рассмотреть гидродинамически; однако, как мы увидим, такое рассмотрение не приводит к новым результатам. Действительно, из предположения о том, что результаты любого процесса определяются статистическим весом различных состояний нуклеона, следует, что нуклеон можно рассматривать как некоторое «сплошное» газообразное или жидкое тело объёма Ω_0 . При соударении двух таких лоренцевски сокращённых тел в момент удара возникает ударная волна, распространяющаяся внутри нуклеонов в обе стороны со скоростью света. Во время распространения ударной волны в системе происходит диссиляция энергии и увеличение энтропии. Заканчивается эта стадия тогда, когда фронты ударных волн подходит к границам нуклеонов. Поскольку скорости обеих границ одинаковы и приблизительно равны скорости света, то встреча их с границей налетающего нуклеона происходит в момент, когда волна пройдёт половину диаметра нуклеона (рис. 2). Объём всей системы к концу этой стадии становится равным $\Omega = \Omega_0 \frac{2}{E_0}$, что полностью соответствует работе Ферми. Затем, поскольку волны



Рис. 2. Схема центрального столкновения двух нуклеонов по Ландау:
----- фронт ударной волны; —— границы нуклеонов.

распространяются далее в пустоте, а не в нуклеонной материи, они не носят уже более ударного характера, диссипации энергии не происходит, энтропия не увеличивается и начинается стадия разлёта, рассмотренная Ландау. Между тем число новообразованных частиц в релятивистском случае пропорционально именно полной энтропии S -системы⁷

$$n \sim S.$$

Следовательно, оно, как и в первой работе Ферми, будет равно:

$$n_1 = k_1 E_0^{1/4}, \quad (14)$$

где k_1 — постоянная, E_0 — энергия в L -системе. Для получения же углового и энергетического распределения нужно решить уравнения релятивистской гидродинамики для идеальной жидкости. Ввиду сильного релятивистского сокращения исходное состояние можно считать плоским и поэтому на первой стадии разлёта решать одномерную систему уравнений релятивистской гидродинамики.

В результате решения этой проблемы Ландау получил, что основная доля энергии системы сосредоточивается на самом фронте волны. Основная же доля рождающихся частиц заключена в области за фронтом волны, уже не столь богатой энергией. В энергетическом распределении частиц это обстоятельство выражается в том, что сравнительно малая доля частиц несёт значительную долю энергии. Однако исходное предположение о том, что система плоская и движение квазидномерно, рано или поздно должно нарушаться. Действительно, в конечном счёте продольные размеры станут того же порядка, что и поперечные. Ландау показал, что к этому моменту, т. е. в стадии «трёхмерного расширения», взаимодействие различных частей системы друг с другом будет настолько малым, что они будут уже двигаться прямолинейно. Распределение частиц по углам в этой стадии, таким образом, уже не может искажиться и сохраняется таким же, как в конце первой стадии. Поэтому отношение боковых компонент скорости к продольным (направленным по оси движения) во вторую стадию останется таким же, как и в конце первой стадии, т. е. малым. Ввиду малости боковых компонент можно основываться на решении для одномерной задачи, а боковые компоненты учитывать как поправки. Используя это обстоятельство, Ландау получил угловое распределение частиц в U -системе. Оно даётся в параметрическом виде:

$$dn \sim e^{\gamma L^2 - \lambda^2} d\lambda, \quad (15)$$

где $\lambda = -\ln \operatorname{tg} \frac{\theta}{2}$; $L = \ln \frac{E_0}{2}$. В случае достаточно большой энергии, как правило, играют существенную роль лишь значения $\lambda \ll L$. Тогда $dn \sim e^{-\frac{\lambda^2}{2L}} d\lambda$, и здесь уже можно считать, что λ

изменяется от 0 до ∞ . Нужно отметить, что при таком рассмотрении каждый элемент «газообразного ядерного вещества» обладает вполне определённой энергией и определённым направлением движения*).

Поэтому угловое и энергетическое распределения в схеме Ландау жёстко связаны друг с другом, т. е. под определённым углом вылетают частицы вполне определённой энергии. Зависимость энергии от угла вылета (или от параметра λ) даётся выражением

$$\bar{E} \sim e^{-\frac{L}{6} + \lambda + \frac{1}{3} \sqrt{L^2 - \lambda^2}}. \quad (16)$$

Выражение (15) даёт распределение частиц в L -системе. В L -систему можно перейти по формулам aberrации, ибо частицы как в L -системе, так и в L -системе движутся со скоростями, весьма близкими к скорости света. Этот переход приводит к распределению:

$$dn = 2 \sqrt{\frac{L}{2\pi}} \left(\frac{E_0}{2}\right)^{-\frac{\delta}{4} + \frac{1}{2} \sqrt{1-\delta^2}} d\delta, \quad (17)$$

$$-1 < \delta < 1, \quad \delta = \frac{\lambda}{L},$$

и энергии частиц

$$E = C \left(\frac{E_0}{2}\right)^{\frac{5}{12} \delta + \frac{\delta}{2} + \frac{1}{6} \sqrt{1-\delta^2}}, \quad (18)$$

где C определяется из условия $\int E dn = E_0$.

Угол вылета

$$\delta = \left(\frac{E_0}{2}\right)^{-\frac{1+\delta}{2}}. \quad (19)$$

Вопрос о составе рождающихся частиц в работе Ландау решается тоже иначе, нежели у Ферми. В работе Ферми предполагалось, что все частицы образуются сразу и соотношение между различными сортами частиц (мезонами и нуклонами) определяется не температурой (так как $kT \gg 1$ и $kT \gg \mu$), а числом возможных спиновых и зарядовых состояний частиц каждого сорта. В результате отношение числа нуклонов — антинуклонов к мезонам в теории Ферми равно $8/3$. В теории Ландау учитывается, что на первой стадии соударения нельзя судить о составе частиц (так как

*). Необходимо отметить, что гидродинамический расчёт элементарного акта чрезвычайно сложен. Поэтому Ландау прибегнул к ряду упрощений. Так, например, он использовал уравнения состояний ультрарелятивистской жидкости и в то же время отметил, что большинство частиц имеет энергию ~ 1 . Однако точность расчётов вполне соответствует точности имеющихся в настоящее время экспериментальных данных об элементарном акте.

в результате взаимодействия он всё время меняется), а имеет смысл лишь полная энтропия системы. Говорить о составе можно лишь тогда, когда температура в системе понизится настолько, что взаимодействие будет слабым и состав будет приблизительно постоянным. Температуру, соответствующую такому моменту, Ландау принимает равной $kT \sim \mu$. Отсюда следует, что основную часть вновь рожденных частиц должны составлять π -мезоны, а доли любых других частиц массы $\mu > \mu$ будут порядка $e^{-\frac{\chi}{\mu}}$, т. е. очень малы.

Однако этот вывод справедлив лишь в том случае, если в каждый момент времени в системе успевает установиться равновесие. Это предположение при низких температурах ($kT \sim \mu$) может нарушаться вследствие того, что взаимодействие между π -мезонами при малых энергиях мало. Если встать на ту точку зрения, что взаимодействие между π -мезонами обусловлено виртуальными парами нуклеон — антинуклеон, то следует ожидать, что это взаимодействие будет эффективно лишь при энергиях ~ 1 . Равновесие в системе будет устанавливаться достаточно быстро при температуре $kT \sim 1$ и при меньших температурах будет сохраняться в «замороженном» виде равновесие, соответствующее $kT \sim 1$.

В этом случае, вообще говоря, можно ожидать, что среди вновь рожденных частиц будут присутствовать в заметном количестве и более тяжёлые частицы, чем π -мезоны; могут образоваться и нуклеонные пары.

Таким образом, вопрос о составе ливня из вновь родившихся частиц тесно связан с вопросом о взаимодействии π -мезонов друг с другом при малых (от μ до 1) энергиях. Для ответа на эти вопросы необходимы дальнейшие исследования.

Таковы характерные черты и основные результаты трёх направлений теории. Несмотря на различие исходных положений, между этими теориями есть нечто общее. Так, в работе²² развивается мысль, что результаты, формально совпадающие с результатами теории Люиса, Оппенгеймера и Витхаузена, можно получить, основываясь на идеях Ферми. Например, можно предположить, что статистическое равновесие устанавливается не в объёме $\frac{2}{E_0} \Omega_0$, а в объёме, поперечные размеры которого $\sim \frac{1}{\mu}$, продольные же по порядку величины равны длине волн излучаемых мезонов. В этом случае зависимость числа частиц от энергии тоже имеет вид (8).

Теории Гейзенберга, несмотря на то, что она основывается на предпосылках, отличных от положений теории Ферми и Ландау, тоже может быть сопоставлена некая гидродинамическая картина (о чём уже упоминалось выше). Но в то же время как предполо-

жение о независимости вероятности процесса от матричного элемента ведёт к уравнению классической релятивистской идеальной жидкости (без вязкости) предположение о сильной зависимости от матричного элемента и предельно сильном взаимодействии рождающихся частиц может привести только к гидродинамике с экстремально сильной вязкостью и диссипацией.

Чисто умозрительно трудно сказать, какая из теорий более соответствует действительности. Как уже упоминалось, теория Оппенгеймера и др. не последовательна и внутренне противоречива. Остальные две теории (Ферми-Ландау и Гейзенберга) в рамках сделанных предположений последовательны и внутренне согласованы, хотя теория Гейзенберга не развита в такой мере, как теория Ландау. Какая из них ближе к действительности, показывает только опыт, и он, как это будет видно из дальнейшего, уже может дать однозначный ответ на этот вопрос.

В заключение отметим, что основные теории множественного рождения носят феноменологический характер и не связаны непосредственно с основными проблемами теории элементарных частиц (например, проблемой собственной массы). Поэтому с первого взгляда может возникнуть совершенно ложное представление, что такой связи вообще не может быть, т. е. что ни экспериментальное, ни теоретическое исследования множественного рождения не могут нас продвинуть в изучении основных свойств элементарных частиц. Это, однако, неверно, и хороший пример этому даёт теория Гейзенберга.

Действительно, в дальнейшем будет показано, что гейзенберговская теория множественного рождения расходится с опытом и что, следовательно, лагранжиан (1), по крайне мере при очень высоких энергиях, не соответствует действительности. Поэтому использовать его без изменений в проблемах собственной энергии элементарных частиц не имеет смысла, и его нужно по крайней мере модернизировать, потребовав, чтобы при больших энергиях такой лагранжиан не приводил бы к слишком высокой множественности.

Таким образом, на основании результатов по множественному рождению можно сформулировать ограничение или требование, предъявляемое к любой теории, претендующей на описание основных свойств элементарных частиц: в области больших энергий теория должна давать правильную зависимость множественности от энергии: $n \sim E^{1/4}$. То, что отнюдь не любая теория подчиняется этому требованию, видно хотя бы на примере теории Гейзенберга.

С другой стороны, как указывалось выше, вопрос о составе порождённых частиц тесно связан с вопросом о взаимодействии между ними и зависимости его от энергии, поэтому изучение состава может, например, пролить свет на проблему взаимодействия двух мезонов.

2. ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ НУКЛЕОНОВ ВЫСОКОЙ ЭНЕРГИИ СО СЛОЖНЫМИ ЯДРАМИ

В предыдущем разделе были рассмотрены теоретические представления об элементарном акте, т. е. о взаимодействии нуклеона с нуклоном. В действительности обычно эксперимент даёт результат взаимодействия быстрых нуклонов со сложными ядрами.

Вопрос о том, будет ли такой процесс в основном аналогичен элементарному взаимодействию или внутриядерные взаимодействия будут сильно искажать его и как будет зависеть результат процесса от атомного номера ядра A , весьма актуален. Сравнительно недавно появился ряд работ^{25,26}, проведённых с камерой Вильсона, в которых на основании совпадения характеристик (множественность и угловое распределение) электронно-ядерных ливней, образованных в тяжёлых (Pb) и лёгких (C, Be) элементах, делается заключение в пользу первого предположения. Однако в этих работах отбирающая система фиксировала ливни, содержащие сравнительно много частиц, движущихся в малом угле. Поэтому, каково бы ни было вещество, в котором образовывались ливни, зарегистрированные ливни характеризовались одними и теми же свойствами, отражающими в основном особенности установки. Таким образом, эти опыты нельзя считать доказательными. Напротив, сейчас есть доводы в пользу предположения о том, что внутриядерные процессы, сопровождающие прохождение нуклона через ядро, приведут к иным последствиям, чем элементарные соударения. На наш взгляд, наиболее убедительные доводы в пользу существования внутриядерных явлений (во всяком случае при энергиях $\sim 10 (10^{10} \text{ эв})$) даёт рассмотрение зависимости числа образовавшихся в ливнях быстрых релятивистских частиц (n_s) и их углового распределения от числа медленных заряженных частиц N_h^* .

В работе²⁸ все ливни были разделены по числу медленных частиц на два класса. К первому классу были отнесены ливни $N_h > 8$. Поскольку медленные частицы, образованные при расщеплениях, являются обычно нуклонами, то ливни с таким большим значением N_h могли возникнуть только при столкновении с тяжёлыми элементами (Ag, Br), входящими в состав фотоэмulsionии. Ливни второго класса $N_h \leq 8$ могли образоваться либо при соударениях с лёгкими ядрами эмульсии (O, N, C, H), либо при расщеплениях тяжёлых ядер, в которых благодаря особенностям процесса (малые энергии первичных частиц, периферические соударения) ядру передаётся небольшая энергия.

Было наблюдено, что в «звёздах» с $N_h > 8$ среднее число релятивистских частиц $n_s = n'_s = 0,16 \pm 0,02$, а в «звёздах» с $N_h \leq 8$

^{*)} Мы используем введённые Поуэллом и сотр.²⁷ обозначения характеристик ливней, наблюденных в фотоэмulsionии.

$n_s = n'_s = 0,23 \pm 0,03$. Оказалось также, что средние углы ϑ' разлёта ливневых частиц при $N_h > 6$ больше, чем средний угол разлёта ϑ'' при $N_h \leq 6$. Эти результаты показывают явную зависимость характеристик ливней (а следовательно, и процесса взаимодействия) от атомного веса.

Действительно, при обратном предположении причиной наблюдённого различия может быть только разница энергий частиц, вызывающих ливни обоих классов. Однако, как уже отмечалось, ливни второго класса (малые значения N_h) в среднем характеризуются меньшей энергией, чем ливни первого класса (большие значения N_h). Поэтому в противоположность результатам наблюдений должны были бы выполняться соотношения $n'_s > n''_s$ и $\vartheta' < \vartheta''$.

Против сделанного вывода, казалось бы, можно выставить возражение, что звёзды с малыми N_h появляются в результате периферических соударений нуклеона с тяжёлыми ядрами. Однако такое заключение означает, что характер соударения существенно зависит от пути, пройдённого нуклеоном в ядерном веществе, т. е. что на характер взаимодействия нуклеона с ядром влияет размер ядра. Таким образом, внутриядерные явления заметно влияют на результаты столкновения. Поэтому возникает необходимость обобщить картину элементарного акта и рассмотреть особо случай прохождения быстрых нуклеонов через ядро.

Мы будем исходить из того, что сечение взаимодействия двух нуклеонов с энергией более $1 - 10 (10^9 - 10^{10} \text{ эв})$ равно геометрическому ($\sigma = \pi R^2$). Хотя прямых экспериментальных доказательств справедливости этого утверждения нет, однако то обстоятельство, что сечение взаимодействия нуклеонов таких энергий близко к геометрическому для очень широкого интервала атомных номеров²⁹ (от С до Pb), делает его весьма правдоподобным.

Поскольку нуклеоны в ядре находятся на расстоянии порядка R друг от друга, ядро в этой области энергий «непрозрачно». Другими словами, трудно предположить, что первичная частица, пролетая через ядро по хорде, проходящей через несколько нуклеонов, будет взаимодействовать только с одним из них. Вероятнее, она взаимодействует со всеми этими нуклеонами или по крайней мере с большой их частью. Отправляясь от такого предположения, можно развить две крайние точки зрения на процесс прохождения нуклеонов через ядро. Согласно первой из них ядро трактуется как некий объём, заполненный сплошным бесструктурным ядерным веществом. Назовём такую картину схемой (а). Согласно второй точке зрения процесс прохождения нуклеона рассматривается как ряд последовательных независимых друг от друга элементарных актов (схема (б)).

Наиболее общий критерий для выбора между обеими схемами вытекает из соотношения между временем τ_B между взаимодействиями

и длительностями τ_A одного акта *). Схему (б) можно определенно принять только в том случае, если $\tau_A \ll \tau_B$. В противоположном случае ($\tau_A \gg \tau_B$) нельзя рассматривать отдельные акты независимо. В случае, если $\tau_A \sim \tau_B$ заранее ничего нельзя сказать и если нет убедительной картины элементарного акта, решающее слово принадлежит эксперименту.

Критерий для выбора той или другой схемы можно рассматривать и с другой точки зрения. Очевидно, что столкновения можно считать независимыми, если можно пренебречь влиянием частиц, образованных при столкновении с r -ым нуклеоном, на частицы, порождённые в предыдущих $r - 1$ столкновениях. Однако такое пренебрежение возможно только в том случае, если расстояние между частицами много больше радиуса сил между ними; в противоположном случае взаимодействие между частицами столь велико, что разделить акты становится невозможным.

В весьма существенном промежуточном случае, *a priori* нельзя сделать определённых заключений. В этом случае результат соударения нуклеона с ядром будет зависеть от характера элементарного акта. Из работы И. Я. Померанчука и Е. Л. Фейнберга³⁰ следует, что если при столкновении нуклеон — нуклеон передаётся малая ($\sim \frac{1}{5}$) доля энергии E_0 , то эффективное расстояние, на котором происходит взаимодействие, значительно превосходит геометрический диаметр нуклеонов. Поэтому в случае малых энергетических потерь время взаимодействия очень велико и выполняется соотношение $\tau_A \gg \tau_B$. Если при определённых энергиях преобладают столкновения, в которых первичные частицы теряют малую долю своей энергии, то необходимо при рассмотрении прохождения нуклеона через ядро использовать схему (а). В том случае, если при умеренных энергиях (когда возникает небольшое число частиц) основную роль играют элементарные соударения с большими энергетическими потерями, то можно ожидать, что применение схемы (б) даст удовлетворительную картину прохождения нуклеона.

Выбор между обеими возможностями принадлежит опыту. Согласно Н. Л. Григорову и В. С. Мурзину³¹ нуклеоны с энергией порядка 10^{10} эв теряют в среднем в каждом столкновении 30% от своей первоначальной энергии.

Эти опытные данные свидетельствуют о том, что в среднем нуклеон передаёт ядру небольшую долю энергии и преобладают соударения большой длительности. Таким образом, для получения характеристик, усреднённых по большому числу соударений, применять модель внутриядерного каскада (схему (б)), повидимому, нельзя.

*) Необходимо подчеркнуть разницу между временем, в течение которого протекает акт, и временем прохождения одного нуклеона мимо другого. Эта разница может, в частности, обуславливаться взаимодействием вторичных частиц, которое является необходимым элементом акта.

Однако, если рассматривать специально отобранные случаи интенсивного внутриядерного взаимодействия при той же энергии (10^{10} эв), например многолучевые звёзды, зарегистрированные в фотопластинках, то в этих случаях средний параметр удара будет мал и длительность соударения нуклеона с нуклеоном будет того же порядка, что и время между соударениями. Возможно, что к описанию таких процессов модель внутриядерного каскада будет применима. Для окончательного выяснения этого вопроса и для определения границ применимости той и другой схемы при энергиях 10^{10} эв необходимы дополнительные экспериментальные и теоретические исследования.

В предельном случае, когда энергия E_0 настолько мала, что она полностью переходит к мезону *), $\tau_A \ll \tau_B$. В этом случае время взаимодействия можно принять равным интервалу между испусканием мезона одним нуклеоном и поглощением его другим:

$$\tau_A = \sqrt{(\Delta t)^2 + (\Delta x)^2},$$

где $\Delta x \sim R$, $\Delta t = \frac{R}{v}$ и v — скорость мезона. Поэтому

$$\tau_A \sim \frac{R}{\sqrt{1 - \frac{M^2}{E_0^2}}} \frac{M}{E_0}.$$

Интервал между взаимодействиями:

$$\tau_B \sim \frac{R}{\sqrt{1 - \frac{1}{E_0^2}}} \frac{1}{E_0} \gg \tau_A.$$

Таким образом, весьма возможно, что при малых энергиях (когда образуется немногих частиц), процесс представляет последовательность актов.

Теория многократных процессов была развита Яноши, Гейтлером, Месселем и сотр.³²⁻³⁵. В этой теории принимается, что когда нуклеон сталкивается с нуклеонами ядра, находящимися на его пути, то при каждом таком столкновении порождается один мезон **). Основным положением, лежащим в основе расчётов, является предположение о статистической независимости испускания мезонов при столкновениях. Однако последовательное проведение этой идеи даже в самой простой форме оказывается затруднительным. Действительно,

*) Естественно, что в этом крайнем случае каскадный процесс в ядре, если и будет развиваться, то очень слабо.

**) Предположение о том, что при каждом столкновении нуклеон — нуклеон образуется не более одного мезона, базируется на теории радиационного затухания (см. 2).

даже в самой простой форме концепции Гайтлера-Яноши (мезоны и вторичные нуклеоны не взаимодействуют) порождение мезонов происходит, если энергия нуклеонов выше некоторой критической. В более сложной модификации (вторичные δ -нуклеоны также вызывают образование мезонов) число образующихся мезонов при r -ом столкновении существенно зависит от r .

При подобном рассмотрении весьма принципиальную роль играет учёт взаимодействия нуклеонов и мезонов. Мезоны при прохождении через ядро передают часть своей энергии нуклеонам и также могут порождать новые мезоны. Расчёты, которые в определённой схеме учитывают это взаимодействие, были проведены^{**}). Однако в них совершенно непоследовательно принималось во внимание только взаимодействие частиц лавины с теми нуклеонами, через которые она проходит, и не учитывалось взаимодействие частиц лавины между собой (и, в частности, обратное действие нуклеонов на акт генерации). Это упрощение, как упоминалось ранее, совершенно не оправдано в случае образования большого числа частиц. В том случае, когда число образованных частиц велико, описание прохождения нуклеонов через ядро, как ряда последовательных соударений, внутренне противоречиво; в этом случае заведомо необходимо применить схему (a), конкретным выражением которой является гидродинамическая картина, предложенная Ландау.

Окончательный выбор между обеими схемами следует производить, руководствуясь опытными данными. В настоящее время нет данных, которые сделали бы возможным такой выбор при энергиях порядка 10^{10} эв (см. выше), однако при более высоких энергиях $10^{11} - 10^{12}$ эв имеются указания, что гидродинамическая теория, и следовательно схема (a), как и следовало ожидать (см. выше), лучше отражает действительность. Эта область энергий играет особую роль по целому ряду причин. Во-первых, только при энергиях $\lesssim 10^{11} \div 10^{12}$ эв ещё можно ожидать каскадных внутриядерных процессов, во-вторых, для этих энергий можно получить данные с достаточной статистической точностью; в третьих, нуклеоны такой энергии при не очень периферических соударениях должны произ-

^{**) В первых вариантах расчётов²³ предполагалось, что мезоны не взаимодействуют с нуклеонами. В последующем Гайтлер и Яноши²⁴, а затем и Мессель с сотр.²⁵ сделали попытку учесть взаимодействие мезонов. Однако, поскольку для умеренных энергий $10 - 10^2$ ($10^{10} - 10^{11}$ эв) обоснованной теории взаимодействия мезонов с нуклеонами не существует, авторам приходится вводить дополнительные предположения о характере такого взаимодействия. Получающиеся с помощью такой модели результаты ещё хуже согласуются с опытными данными, чем выводы из модели, в которой взаимодействие π -мезонов не учитывается. Поэтому Мессель, ссылаясь на Гайтлера, высказал на наш взгляд совершенно необоснованную точку зрения, что сечение взаимодействия π -мезонов падает с энергией. Такое заключение противоречит опытным данным о взаимодействии π -мезонов при энергиях порядка 10^{10} эв.}

вести практически полный развал ядра, что позволит (по величине суммарного заряда медленных частиц) более определённо судить, с каким именно ядром произошло соударение; и, наконец, в четвёртых, вторичные частицы в этом случае обладают достаточно большой энергией, чтобы вновь порождать мезоны. Это обстоятельство позволяет при оценке величины полной множественности n вторичных частиц по схеме (б) пренебречь влиянием энергетического порога рождения мезонов, и следовательно, придаёт этой оценке большую общность. Все эти обстоятельства создают благоприятные условия для выбора между обеими схемами. Удобную возможность представляет здесь сопоставление зависимости множественности n от атомного веса A ядра, с которым произошло столкновение. Действительно, для столкновений при высокой энергии эта зависимость будет совершенно различной в указанных двух схемах. Оценим отношение $\frac{n_T}{n_L}$ чисел частиц, образованных в тяжёлых и лёгких элементах.

Легко убедиться, что в схеме (б) нижняя граница искомого отношения получается, когда вторичные частицы не взаимодействуют ни между собой, ни с нуклеонами ядра. В этом крайнем, заведомо не имеющем места случае, число образованных частиц пропорционально длине пути нуклеона в ядре, т. е. радиусу ядра. Следовательно, в этом случае

$$\frac{n_T}{n_L} = \left(\frac{A_T}{A_L} \right)^{1/3}.$$

При высоких энергиях любой механизм, предполагающий взаимодействие вторичных частиц, только увеличит это отношение. Так, если считать, что взаимодействуют только нуклеоны (первичный и δ -нуклеоны), то

$$\frac{n_T}{n_L} \sim 2 \frac{\frac{A_T^{1/3} - A_L^{1/3}}{k}}{},$$

где $k \sim 1,5$ — геометрический фактор.

Поскольку для группы тяжёлых и группы лёгких элементов фотоэмulsionий $A_T \sim 90$; $A_L \sim 13$, то, следовательно, в схеме (б) для фотоэмulsionий

$$\frac{n_T}{n_L} \sim 1,9$$

(вторичные частицы не взаимодействуют) и

$$\frac{n_T}{n_L} \sim 3$$

(взаимодействуют только нуклеоны).

Учёт взаимодействия мезонов ещё больше увеличит отношение.

Более детальные подсчёты, основанные на модели Гайтлера-Яноши³³, дают при известных предположениях для этого отношения (при $E_0 \sim 500$, $n_n \sim 10$) величину, равную 2,5.

Совершенно иную зависимость следует ожидать, если анализировать схему (а) (точнее, её конкретное выражение — гидродинамическую теорию Ландау). Соответствующий расчёт можно упростить следующим образом. В Ц-системе нуклеон и ядро благодаря релятивистскому сокращению сильно сплющены. Поэтому время соударения в этой системе весьма мало; за это время возмущение, вызванное нуклеонами, не может распространиться в поперечном направлении сколь-нибудь далеко. Нуклеон взаимодействует только с тем ядерным веществом, которое находится непосредственно на его пути, т. е. он как бы вырезает в ядре «трубку» и взаимодействует с ней как с целым, образуя совокупное возбуждённое состояние вещества, которое при разлёте ведёт себя как идеальная жидкость. В последующем расчёте предполагается, что разлёт в Ц-системе происходит симметрично относительно плоскости, перпендикулярной к направлению движения первичного нуклеона. Это предположение, совершенно естественное при рассмотрении столкновения нуклеон—нуклеон, в случае соударения нуклеон—ядро нуждается в дополнительном обосновании.

Согласно Ландау (см. § 1)

$$n \sim S \sim \bar{E}_0^{3/4} \Omega_t^{1/4},$$

но $\Omega_t = \Omega_t^{(0)} \frac{2M_1}{\bar{E}_0}$, где M_1 и $\Omega_t^{(0)}$ — масса и объём «трубки» в её системе покоя.

Так как $\Omega_t^{(0)}$ и $M_1 \sim A^{1/3}$, то $n \sim \bar{E}_0^{1/2} A^{1/3}$. Для энергии в Л-системе имеем $\bar{E}_0 = \frac{\bar{E}_0^2}{2M_1}$. Поэтому

$$n \sim \bar{E}_0^{1/4} A^{1/4}. \quad (20)$$

В этом случае, следовательно,

$$\frac{n_t}{n_n} = \left(\frac{A_t}{A_n} \right)^{1/4} \sim 1,5. \quad (20a)$$

Таким образом, в схеме (а) число частиц, образующихся при попадании нуклеона в ядро, гораздо слабее зависит от атомного номера, чем в схеме (б). Это обстоятельство позволяет высказать надежду, что соответствующие опыты приведут к окончательному выбору между обеими схемами. До сих пор имеются только немногочисленные указания, полученные на основании опытов, в которых произведён отбор образованных в фотоэмulsionи ливней больших энергий³⁶. В этом случае естественно предполагать, что произошло почти полное разрушение ядра; поэтому ядро можно

охарактеризовать полным зарядом N_h , уносимым нерелятивистскими частицами.

Оказалось, что из 16 ливней наибольшей энергии в 6 ливнях $N_h < 10$, а в остальных десяти $N_h > 15$. Отсутствие ливней с числом $10 < N_h < 15$ позволяет думать, что первые 6 ливней образованы при столкновении с лёгкими ядрами, а остальные 10 — при столкновении с тяжёлыми. Автор получил, что для первой группы ливней, видимо образованных в лёгких ядрах, среднее число релятивистских частиц $\bar{n}_s^{(n)} = 9,1$, а для ливней второй группы (тяжёлые ядра) — $\bar{n}_s^{(r)} = 12,6$.

Таким образом, $\frac{\bar{n}^{(r)}}{\bar{n}^{(n)}} \approx 1,4$, что хорошо согласуется с формулой (20а) и расходится с предсказаниями теории последовательных соударений (схема (б)), которая даёт для этого отношения величину $2 \div 3$.

Итак, при достаточно больших энергиях ($10^{11} — 10^{12}$ эв) и опытные и теоретические данные говорят о том, что модель одноактного взаимодействия нуклеона с ядром (вернее с ядерной «трубкой» — схема (а)) лучше отражает действительность, чем схема последовательных соударений.

При меньших энергиях вопрос о применимости той и другой схемы окончательно не выяснен. Возможно, что они обе применимы, но для описания различных актов. Однако в «среднем» преобладают акты, для описания которых схема (б) неприменима *).

3. О СУЩЕСТВОВАНИИ МНОЖЕСТВЕННЫХ ПРОЦЕССОВ

Начнём сравнение теорий с экспериментом с доказательства множественного характера генерации частиц при больших энергиях. Рассмотрение этого вопроса целесообразно потому, что сама концепция множественного рождения не получила ещё общего признания и до сих пор появляются работы, пытающиеся объяснить все наблюдённые факты многократными процессами.

а) Метод счётчиков

Несомненным доказательством множественного характера процесса явилось бы рождение многих частиц сразу на ядре водорода. Однако с помощью счётчиков нельзя провести опыты с чистым водородом, поскольку необходимо наличие «сосуда», масса которого

*.) Бисваш и др.³⁷, анализируя угловое распределение частиц, зарегистрированных в фотопластинках, приходят к заключению, что оно согласуется с представлением о множественно-многократных процессах. Однако значительный произвол в толковании такой сложной схемы сильно снижает ценность этого заключения.

всегда сравнивают с массой водорода. Поэтому изучают разностный эффект, т. е. измеряют число частиц, образованных в «сосуде» с водородом, и вычитают число частиц, образованных в пустом «сосуде». Этот метод был применён Н. А. Добротиным, Б. Н. Верховским, И. И. Левинтовым и Г. Н. Ходаковым ³⁸, которые сравнивали сечение поглощения электронно-ядерных ливней в парафине и графите.

В данном случае роль «сосуда» играл графит. Авторы изучали поглощение электронно-ядерных ливней, образованных в свинце, в блоках парафина и углерода (равных по массе). Оказалось, что водород поглощает частицы генерирующей компоненты так же, как и нуклеоны ядер графита. Поскольку, по мнению авторов, поглощение не обусловливается нуклеонными δ -процессами, они рассматривают одинаковое поглощение как указание в пользу множественного образования частиц.

Аналогичная идея была использована в ином варианте в работе ³⁹. Однако в этом случае сравнивалось не поглощение, а генерация электронно-ядерных ливней в слоях графита и парафина, содержащих одинаковое число ядер углерода. Измерялась частота четырёх-, пяти- и шестикратных совпадений. Результаты измерений сведены в таблице I.

Таблица I

Кратность	Без фильтра (0)	Графит (C)	Парафин (Par)	C - 0	Par - 0	Par - C
4	120,9±1	152,9±2,0	162,9±2	32±2,3	42,0±2,3	10,0±2,8
5	65,8±0,9	74,6±1,4	81,1±1,4	8,8±1,7	15,3±1,7	6,5±2
6	30,3±0,7	35,3±1	80,8±1	5,0±1,3	10,5±1,3	5,5±1,8*)

Анализируя полученные ими данные (столбец Par-C), авторы заключили, что при столкновении ядерно-активных частиц с водородом образуются электронно-ядерные ливни, вызывающие четырёх-, пяти- и шестикратные совпадения.

На основании сопоставления частот пятикратных и шестикратных совпадений (в столбце Par-C), была получена оценка величины множественности таких процессов, которая оказалась $\gg 10$.

Таким образом, результаты этой работы тоже, и более определённо, свидетельствуют в пользу концепции множественного рождения. Однако и в этой работе есть ряд неясных мест, ставящих под сомнение её основной результат. Так, сопоставление цифр двух последних строк таблицы приводит к заключению, что на ядре водорода рождается частиц больше, чем на ядре графита. Это обстоятельство в статье не обсуждается. Наблюденный эффект

*) В статье приводится другая, неправильная величина ошибки (1,4).

можно, например, также приписать влиянию двойных ливней в свинце, вызванных первичным нуклеоном и столкнувшимся с ним нуклеоном водорода. Благодаря большей вероятности регистрации такие двойные ливни могут имитировать увеличение числа взаимодействий в парафиине сравнительно с числом взаимодействий в углероде.

Таким образом, хотя опыты, основанные на сопоставлении характеристики электронно-ядерных ливней, образованных в графите и парафиине, определенно свидетельствуют в пользу существования множественных процессов, однако этот вывод нельзя считать окончательным.

Широко известна попытка обнаружить множественную генерацию ливней при столкновении нуклеон — нуклеон, предпринятая Шайном и сотр.⁴⁰. В этих опытах медный тонкостенный (суммарная толщина стенок $\sim 1,5 \text{ мм}$) сосуд Дьюара, наполненный жидким водородом, поднимался на высоту 27 км (соответствующая глубина $20 \text{ г} \cdot \text{см}^{-2}$). Водород (в количестве $1,6 \text{ г} \cdot \text{см}^2$) находился на этой высоте 130 мин., после чего 85% водорода было выпущено на воздух. Сосуд вместе с оставшимся водородом находился на максимальной высоте в течение 110 мин.

С помощью небольшого гадоскопа регистрировались электронно-ядерные ливни, содержащие две и более частиц. Полученные авторами результаты сведены в таблице II.

Таблица II

Число сработавших счётчиков гадоскопа	Число ливней	
	с водородом	без водорода
2	43 ± 5	33 ± 4
3	24 ± 3	12 ± 3
4	15 ± 3	17 ± 3

Из данных, помещённых в таблице II, авторы заключают, что роль множественных процессов в элементарных актах весьма велика.

Предполагая, что ливни, образованные в водороде (разность величин, помещённых в 3 и 2 столбцах таблицы II), обусловлены столкновением нуклеон — нуклеон, авторы, сравнивая угловое распределение ливней, образованных с водородом и без водорода, сделали следующие выводы:

1) При высоких энергиях сечение взаимодействия нуклеон — нуклеон равно геометрическому.

2) Протоны с энергиями $\sim 10^{11}$ эв образуют более четырёх заряженных мезонов.

Следует, однако, заметить, что основное предположение авторов о том, что разностный эффект может быть приписан только столкновениям нуклеон — нуклеон, лишенной убедительности; в частности, он может быть вызван наличием в потоке первичного излучения α -частиц, расщепляющихся при столкновении с ядрами водорода.

Действительно, хорошо известно, что на высотах, где производились измерения, поток α -частиц (P_{He}) составляет $\sim 0,2$ от полного потока, который в последующем расчёте положим равным 1.

Принимая, что сечение взаимодействия α -частиц с водородом равно геометрическому сечению α -частицы *), и учитывая, что отношение K масс водорода и стенок равно 1,2, можно получить отношение числа столкновений α -частиц с водородом к числу столкновений всех частиц с ядрами меди. Число столкновений пропорционально потоку, величине геометрического сечения и числу атомов в слое вещества мишени.

Поэтому искомое отношение равно:

$$KA_{\text{Cu}}^{1/3}A_{\text{He}}^{2/3}P_{\text{He}} \sim 2,5.$$

Таким образом, весь наблюдённый Шайном и сотр. эффект с избытком можно приписать взаимодействию α -частиц. Такое объяснение, естественно, согласуется с тем, что для $n \geq 4$ никакой разницы в числе ливней с водородом и без водорода наблюдано не было.

Избыток вычисленного значения эффекта над наблюдённым можно приписать разнице вероятностей регистрации столкновений He — H и H — Cu. Естественно, что поэтому опыты Шайна ни в коем случае не свидетельствуют ни в пользу, ни против существования множественных процессов. Опыты ничего не доказывают и не опровергают.

б) Метод фотопластинок

Поскольку существуют внутриядерные взаимодействия (см. § 2), появление «звёзд» с многими релятивистскими частицами само по себе не доказывает существования множественных процессов. Поэтому особое внимание было обращено «на звёзды», которые можно было бы интерпретировать как следствия однократного (или по крайней мере немногократного) столкновения нуклеонов. Более всего такому истолкованию удовлетворяли «звёзды», содержащие очень мало (или совсем не содержащие) медленных частиц («чёрные» и

*). В действительности оно несколько больше (см., например, ⁴¹).

«серые» следы). За последнее время наблюдалось несколько десятков «звезд», у которых отношение чисел медленных и быстрых частиц $\lesssim \frac{1}{10}$. Некоторые из них сыграли важную роль в развитии наших представлений о множественных процессах (так, звезда, наблюденная Шайном и сотр.⁴², была первым пробным камнем теории Ферми).

Однако таких звезд наблюдано всё же не так много, и все они получены путём весьма «жёсткого» отбора. Кроме того, трактовка таких ливней как следствия столкновения нуклеон — нуклеон, часто вступает в противоречие с законом сохранения заряда⁴¹. Поэтому возникают попытки объяснить их на основе многократного рождения на ядре. В этом отношении характерна недавно появившаяся статья Месселя и сотр.³⁵, являющаяся продолжением работ Гайтлера-Яноши. Авторы её считают, что при усовершенствовании теории многократного рождения на её основе можно будет объяснить основные особенности ливней, наблюденных в фотопластинах.

Успех таких попыток весьма сомнителен, однако они показывают, что результаты фотопластиночных работ не являются безапелляционным доказательством множественного характера рождения, хотя допущение таких процессов естественным образом объясняет многие особенности ливней, наблюденных с помощью фотопластинок.

в) Широкие атмосферные ливни

Как было указано Г. Т. Зацепиным⁸, развитие широких атмосферных ливней обусловливается в основном ядерным взаимодействием. Поэтому, сопоставляя наблюдённые и рассчитанные характеристики широких атмосферных ливней, можно получить определённые сведения о природе элементарного акта. В этом разделе мы применим такой подход для доказательства существования множественных процессов. В частности, Г. Т. Зацепин⁴⁴ предложил следующий способ определения множественности. Известно⁴⁵, что наблюдённый максимум регистрируемых широких ливней (с энергией 10^4 — 10^5 (10^{13} — 10^{14} эв)) находится на глубине $350 \text{ г} \cdot \text{см}^{-2}$, т. е. выше, чем это предсказывалось электромагнитной каскадной теорией. Отсюда можно заключить, что размножение частиц, обусловленное суммарным влиянием ядерных и электромагнитных процессов, происходит быстрее, чем размножение в электронно-фотонных лавинах. Если глубину атмосферы l выражать в единицах, равных ядерному пробегу, то рост числа частиц в электронно-фотонных лавинах (при энергиях $\sim 10^4$ — 10^5) в начале каскадной кривой должен иметь характер экспоненты e^λ , где $\lambda \sim 5$. Отсюда, предполагая, что размножение вследствие электромагнитных процессов играет малую роль, можно заключить, что величина $\lambda = 5$ является нижним пределом величины множественности. Однако, поскольку

нейсна возможность пренебрежения в этом случае электромагнитными процессами, мы провели определение величины множественности посредством сопоставления вычисленного и экспериментального высотных изменений широких ливней, основанное на несколько иной идее.

Эта идея заключается в сопоставлении экспериментального и вычисленного положений максимума широких ливней. При вычислении учитывается влияние электромагнитных процессов, а сам расчёт базируется на предположениях, которые либо основываются на экспериментальных данных, либо содержат произвол, который может лишь занизить получающуюся множественность, и потому соглашаются с поставленной задачей определения нижней границы величины множественности.

Вычисления проводятся в дополнении I. В настоящем разделе мы ограничимся дискуссией результатов.

Если принять, что величина множественности $n=5$, то максимум кривой, описывающей высотный ход электронов, образованных первичной частицей с энергией $E_0 = 10^4 - 10^5$, должен лежать на

глубине, превышающей $t = a \frac{E_0}{\ln E_{kp}} \sim 14$ (формула (15,1); см. кривую II на рис. 6).

Эта глубина больше наблюдённой, которая, как упоминалось ранее, порядка 10.

Ещё большая средняя множественность получается, если проанализировать высотный ход ливней больших энергий (по приближённым оценкам $10^7 - 10^8$ ($10^{16} - 10^{17}$ эв)). Известно, что число таких ливней уменьшается с высотой (между уровнем моря и высотой 4 км) очень сильно, — примерно так же, как ливни малой энергии ($10^4 - 10^5$). Поэтому можно ожидать, что максимум ливней большой энергии лежит значительно выше 4 км. Однако если предположить, что в каждом акте рождается 10 частиц, то ливень энергии $10^7 - 10^8$ достигал бы своего максимума на расстояний 17—20 единиц (4—5 км).

Отсюда можно заключить, что при очень больших энергиях множественность превышает 10. Если так же учесть, что развитие широких ливней обусловливается вторичными частицами относительно больших энергий *), то истинная множественность (т. е. полное число частиц) при высоких энергиях получится больше 20.

Такую большую величину множественности частиц, образованных при столкновении с лёгким ядром, нельзя согласовать с концепцией многократного рождения. Действительно, из элементарных

*.) Основная доля энергии уносится частицами, движущимися в Z -системе в угле, меньшем 90° относительно направления движения первичной частицы. Число таких частиц равно примерно половине от полного числа.

соображений следует, что так как в среднем при соударении с лёгким ядром нуклеон сталкивается лишь с двумя частицами ядра (принимая, что в каждом соударении образуется мезон и б-нуклеон), суммарное число частиц меньше 10.

Уже упоминавшийся ранее факт практической независимости высотного хода широких атмосферных ливней от энергий (в интервале 10^4 — 10^7) также нельзя согласовать с предположением об отсутствии множественных процессов. Действительно, отсюда следует, что число рождающихся частиц увеличивается с энергией, чего также нельзя объяснить на основе концепции многократного рождения ⁴⁴.

Таким образом, из всей совокупности данных можно заключить, что при высоких энергиях ($> 10^4$, т. е. 10^{13} эз) существуют множественные процессы. Не столь определены экспериментальные данные при меньших энергиях, хотя и в этой области, повидимому, такие процессы имеют место.

4. СРАВНЕНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ И ТЕОРЕТИЧЕСКИХ ДАННЫХ О ВЗАИМОДЕЙСТВИИ ЧАСТИЦ ВЫСОКОЙ ЭНЕРГИИ

Экспериментальный материал, накопленный уже в прошлые годы, позволил оценить теории и некоторые из них с большой уверенностью признать несостоятельными. Так, из данных, полученных при изучении широких атмосферных ливней, следует, что множественность может зависеть от энергий не сильнее, чем $n \sim E_0^v$, где $v < \frac{1}{3}$ ⁴⁶. Отсюда следует, что вывод Гейзенберга ¹² о том, что эта зависимость при очень больших энергиях представляется функцией $n \sim E_0^{1/2}$, не соответствует действительности. Теория Оппенгеймера и сотр. ¹⁷, предсказывающая изотропное распределение рождающихся частиц в системе центра тяжести, не согласуется с данными по широким атмосферным ливням и с наблюдениями в фотопластинках.

Действительно, как было отмечено Засециным ⁴⁴, предложившим при сопоставлении характеристик элементарного акта и широких ливней использовать угловое распределение потоков энергии, в случае изотропного распределения (в L -системе) энергия в L -системе будет распределена приблизительно равномерно в пределах угла $\frac{1}{2} \sqrt{\frac{2}{E_0}}$. Для энергий $\sim 10^{14}$ эз этот угол $\sim 2 \cdot 10^{-3}$. Такая большая величина приводит к тому, что ширина «плато» (т. е. область примерно равномерной плотности частиц вблизи оси) в кривой пространственного распределения частиц должна составлять ~ 20 м. Это противоречит экспериментальным данным ^{47, 48} о ширине плато, которое если и существует, то не шире 1—2 м ^{45, 47, 48}. (Подробнее о ширине «плато» см. ниже.)

Предположение об изотропии в C -системе также противоречит наблюдённому угловому распределению частиц в ряде «звёзд» большой энергии. Так, Шайн и сотр.⁴² наблюдали «звезду» с 15 следами релятивистских и 2 следами медленных частиц. 7 частиц двигались внутри узкого конуса с полууглом при вершине $\vartheta_1 \sim 0,003$; остальные 8 двигались в пределах широкого конуса с полууглом $\vartheta_2 \sim 0,13$.

Предполагая, что произошло столкновение нуклеон — нуклеон, легко по формуле (B) оценить величину полуугла $\bar{\vartheta}$ в C -системе:

$$\left. \begin{array}{l} \vartheta_1 \sim \frac{\operatorname{tg} \frac{\bar{\vartheta}_1}{2}}{\gamma}, \\ \vartheta_2 \sim \frac{\operatorname{tg} \bar{\vartheta}_2}{\gamma} \end{array} \right\} \gamma = \sqrt{\frac{E_0}{2M}}.$$

Так как $\bar{\vartheta}_1 = 180^\circ - \bar{\vartheta}_2$ (равноправность частиц), $\operatorname{tg}^2 \frac{\bar{\vartheta}}{2} \sim \frac{\bar{\vartheta}_1}{\bar{\vartheta}_2}$.

Если использовать данные Шайна, то получим, что $\bar{\vartheta} \sim 20^\circ$ ⁴³). Таким образом, если предположение об элементарном столкновении двух нуклеонов правильно, то распределение в C -системе должно быть анизотропным.

Перейдём к другим теориям. Предположение Фукуда о том, что значительная ($\sim \frac{5}{6}$) доля энергии остаётся у первичной частицы, противоречит данным, полученным при изучении широких атмосферных ливней.

Так, из этого предположения вытекает, что максимум числа ливней должен лежать вблизи уровня моря (т. е. значительно ниже наблюдённого), а пробег лавины $\sim 1500 \text{ г} \cdot \text{см}^{-2}$ в отличие от наблюдённого на опыте значения $\sim 200 \text{ г} \cdot \text{см}^{-2}$.

Опубликованная недавно новая работа Гейзенберга¹¹ предсказывает (как было показано в § 1, неправильно) рост сечения взаимодействия с энергией, что не согласуется с экспериментальными данными о звезде большой энергии⁴⁹ ($\sim 10^{14}$ эв), где найдено, что при энергии порядка 10^{14} эв сечение взаимодействия близко к геометрическому, в то время как по Гейзенбергу оно должно было бы быть на порядок больше ($\sim 10 \sigma_{\text{ geom}}$).

О том же свидетельствуют «звёзды», зарегистрированные в фотопластинках. Среди них имеется ряд «звёзд», интерпретированных авторами как нуклеон-нуклеонные столкновения. Число частиц в большинстве таких «звёзд» хорошо согласуется как с теорией

⁴³⁾ Необходимо отметить, что полученная величина несколько меньше, чем следует из теории Ферми, которая даёт для величины угла $\bar{\vartheta} \sim 40^\circ$. Это обстоятельство не было отмечено авторами работы⁴².

Ферми, так и с теорией Ландау и находится в довольно резком противоречии с остальными теориями *).

Таким образом остаётся рассмотреть только теорию Ферми и теорию Ландау**). Для того чтобы сделать выбор между ними, необходим более детальный анализ опытных данных. Необходимо привлечь данные по столкновениям нуклеонов с ядрами и расширить область применимости теории в этом направлении. В случае большой энергии это легко сделать, если предположить, что первичная частица сталкивается лишь с теми нуклеонами ядра, которые находятся на её пути.

Первый этап столкновения нуклеона с ядром заканчивается тем, что в L -системе нуклеона и трубы образуется возбуждённый сгусток ядерного вещества, объём и ширина которого определяются размерами «трубки». Затем начинается стадия разлёта вещества, находящегося в таком возбуждённом состоянии. Мы применили к этой стадии теорию Ландау и предположили, что разлёт будет происходить симметрично относительно плоскости, перпендикулярной к направлению движения. Вообще говоря, это предположение может и не выполняться, так как задача вначале не симметрична, (например, разлёт может начаться с того конца, в который влетел нуклеон, до того, как ударная волна дойдёт до другого конца). Более того, подобную асимметрию даже следует ожидать в случае центрального столкновения с тяжёлым ядром (длинная «трубка»). Однако в случаях столкновения с небольшой «трубкой» (содержащей 2—3 нуклеона) такая модель всё ещё представляется применимой.

Произведём сравнение видоизменённой таким образом теории Ландау с экспериментальными данными, полученными Каплоном и др.^{51, 52}.

Авторы использовали новую методику, основанную на применении так называемой «эмulsionной камеры», которая состояла из стопки фотопластинок, прослоенных листами меди. Исследовались столкновения частиц с ядрами меди. Просматривались не только фотопластинки в непосредственной близости от места зарождения ливня, но и все 15—20 пластинок, пересечённых ливнем. Авторам удалось подробно изучить угловое распределение частиц. При обработке каждой звезды они строили график зависимости n_θ от $\ln \vartheta$, где n_θ — число частиц, испущенных под углом θ (в L -системе).

*) Исключение представляет «звезда», наблюденная Тейхером⁵⁰, в которой зарегистрировано больше частиц, чем должно бы быть по теории Ферми-Ландау. Однако возможно, что эта «звезда» представляет собой столкновение нуклеона с ядром, так как критерий того, что произошло нуклеон-нуклеонное соударение, как указывалось выше, неоднозначен.

**) Заметим ещё раз, что под теорией Ферми мы подразумеваем здесь не основную работу Ферми⁴, на которой основывается Ландау, а вторую его работу²⁴, посвящённую угловому распределению.

Типичный график приведён на рис. 3. Авторы обнаружили, что в каждом случае можно найти на кривой такую точку, соответствующую углу ϑ_0 , что кривая будет симметрична относительно этой точки. Отсюда следует, что всегда можно найти такую движущуюся систему координат, в которой угол ϑ_0 будет иметь значение 90° , а распределение частиц будет симметрично относительно 90° . Такую выделенную систему естественно считать системой центра тяжести*). Таким образом, в Ц-системе распределение по углам не изотропно,

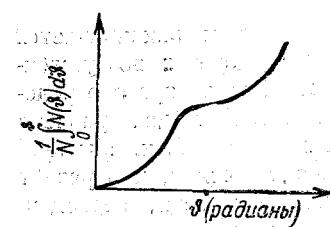


Рис. 3. Интегральное угловое распределение частиц в Ц-системе, полученное в ⁵²,

а имеет «двуухонусный» характер*, т. е. симметрично относительно 90° .

В работах ^{51, 52} авторы приводят следующие экспериментальные величины: число заряженных вторичных частиц n , величину $\gamma = \frac{2}{1-v^2}$ (v — скорость Ц-системы)**), а также характеризующую угловое распределение величину $X = \frac{x}{x_1}$, где

$$x = \frac{\theta_{1/4}}{\theta_{3/4}}, \quad x_1 — \text{таже величина},$$

соответствующая изотропному распределению в Ц-системе, а $\theta_{1/4}$ и $\theta_{3/4}$ — углы в Ц-системе, в которых вылетает $\frac{3}{4}$ и $\frac{1}{4}$ всех частиц (при большой анизотропии в Ц-системе X велико, в случае же изотропного распределения $X = 1$).

Используя эти данные, можно обработать экспериментальный материал Каплона и др. в соответствии с теорией Ландау, обобщив её на случай столкновения нуклеона с ядром, т. е. можно, используя величины γ и X , найти скорость Ц-системы, а также длину и массу трубки, с которой сталкивается нуклеон в каждом случае. На основании этих величин можно вычислить число частиц n , которое должно рождаться в каждом случае, и сравнить его с экспериментальным значением n_e .

Результаты такого расчёта даны в таблице III. Из таблицы видно, что в тех случаях, когда нуклеон сталкивается с не очень длинной трубкой (содержащей 2—3 нуклеона), вычисленные по

*). Заключение авторов о наличии симметрии в угловом распределении в Ц-системе весьма важно, так как с теоретической точки зрения, как указывалось выше, при столкновении нуклеона с большим ядром следует ожидать асимметричного распределения. К сожалению, в работах ^{51, 52} авторы приводят лишь одну кривую $n_\theta = n\theta$, на основании которой судить о всех звездах, конечно, нельзя.

**). Нужно сказать, что γ совпадает со энергией первичной частицы в Ц-системе только в случае нуклеон-нуклеонного столкновения, что имеет место отнюдь не всегда.

Ландау значения $n_{\text{л}}$ хорошо согласуются с экспериментальными. В случаях столкновения с длинной трубкой наблюдается заметное расхождение, однако, как указывалось выше, в этом случае не применим метод расчёта.

Таблица III

№ звезды	$\gamma \cdot 10^{-3}$	X	Длина трубыки $\frac{l}{R}$	$n_{\text{л}}$ (по Ландау)	n_{Φ} (по Ферми)	n_{Γ} (по Гейзенбергу)	n_{ϑ} (эксперим.)
104р	1,3	1,33	4	30	11,7	702	20
67рп	4,5	1,33	7,6	78*)	16	2 430	9
60рп	19,5	1,33	15,8	234**)	23	10 530	26
91рп	1,3	1,7	2,65	20	10,8	456	16
224р	1,8	1,9	2,54	21	11,6	514	24
63К	6,1	2,5	2,64	29	12	984	19
77	4	1,17	9	90**)	16,5	106	24
17р	5,1	3,7	—	—	7,9	321	24**)
59рп	8,9	4	—	—	8,8	2 714	24**)

*) В этих случаях метод расчёта неприменим (см. текст).

**) Эти звёзды — результат нуклеон-нуклеонного соударения.

В двух последних столбцах таблицы приведены значения n_{Φ} — число частиц, вычисленное по теории Ферми самими авторами и n_{Γ} — число частиц, вычисленное нами по теории Гейзенберга **). Видно, что числа n_{Φ} не очень резко расходятся с опытными данными, но во всяком случае согласуются с экспериментом хуже, чем $n_{\text{л}}$. Величина же n_{Γ} больше экспериментальных по крайне мере на порядок, что ещё раз доказывает несостоятельность теории Гейзенберга.

В ряде случаев оказалось, что масса ядерного вещества, с которой должна была бы столкнуться первичная частица, согласно вышеприведённому расчёту меньше одного нуклеона. Это значит, что произошло соударение с одним из крайних нуклеонов ядра, с большим параметром удара. Для таких процессов, как указывалось выше, необходимо квантовое рассмотрение, которое сводится к тому, что нужно рассмотреть обмен мезонами (одним, двумя и т. п.).

**) При расчёте по теории Гейзенберга мы принимали, что произошло лобовое соударение нуклеона с трубкой, так как, не говоря о том, что его теория периферических соударений не верна (см. § 1), в данном случае угловое распределение ясно указывает, что удары близки к центральным. Заметим, что поскольку у Гейзенберга не рассмотрен по существу вопрос об угловом распределении, расчёт нельзя вести сколь-нибудь точно. Поэтому цифры, приведённые в графе n_{Γ} , верны лишь по порядку величины.

Процесс столкновения нуклона с мезонами при этом рассматривался по аналогии с процессом соударения двух нуклонов, т. е. к этому случаю применялась непосредственно теория Ландау.

Результаты расчёта приведены в таблице IV. Из таблицы видно, что вычисленные таким образом числа рождающихся частиц n_L хорошо согласуются с наблюдёнными значениями. Расчёт по теории Ферми (выполненный самими авторами^{48, 49}) даёт слишком малые значения, не согласующиеся с экспериментом.

Таблица IV

№ звезды	$\gamma \cdot 10^{-3}$	X	Вычисленные величины				n_φ (эксперим.)
			число обмен. мезонов r	X	n_L (по Ландау)	n_Φ (по Ферми)	
72K	0,5	4	2	3,8	7	4,5	17
55K	1,29	3,3	2	4,5	9	6	18
222рп	1	6	2	4,3	8,4	4,2	16
66рп	0,64	6,67	2	4	7,5	2,7	11
T(p)	19,4	6,67	2	7	18	6,3	36
58K (рп)	30	8,7	2	7,5	19	8	15
179 (рп)	0,8	20	1	6	6	2	24
67K (рп)	0,8	20	1	6	6	2	15
Zрп	50	24	1	11	17	3,4	15
184рп	5	33	1	8	9,4	2	10
45K	7,2	66	1	8	10,3	2	14
Sp	32	—	1	9,8	15	6	15
GL (рп)	23	9	1	9,5	14	6	18

Следует обратить внимание на то, что в случаях обмена одним мезоном вычисленные величины X отличаются от измеренных. К сожалению, авторы^{51, 52} не приводят ошибок при измерении X , а в случае больших величин X (что соответствует очень узким конусам) эти ошибки как раз должны быть весьма большими. Таким образом, это нельзя рассматривать как резкое разногласие.

Итак, результат сравнения опытных данных Каплона и сотр. с теоретическими таков: теория Ландау, распространённая как на случай столкновения с ядром, так и на случай далёких периферических соударений, даёт во всех случаях, где она применима, лучшее согласие с экспериментом, нежели теория Ферми, не говоря уже о других теориях (Гейзенберга и пр.), которые резко противоречат опытным данным.

Наконец, в «звезде», вызванной⁴⁹ столкновением с ядром эмульсии ядра с энергией $\sim 10^{14}$ эв, угловое распределение частиц согласуется только с теорией Ландау, хотя сами авторы ошибочно полагают, что имеет место согласие с теорией Ферми.

Поскольку в данном случае имеет место столкновение ядра с ядром, теорию Ферми непосредственно применять нельзя. Если всё же попытаться использовать теорию Ферми, то следует ожидать скорее углового распределения, соответствующего центральному соударению (т. е. изотропию в L -системе), что совершенно не согласуется с экспериментально наблюдённым.

Весьма важные сведения об элементарном взаимодействии дают нам широкие атмосферные ливни, и некоторые характеристики ливней можно также использовать для анализа теорий Ферми и Ландау. В частности, целесообразно для этой цели исследовать пространственное распределение частиц вблизи оси ливня и высотный ход.

Перейдём к анализу пространственного распределения. Область вблизи ствола ливня представляет особый интерес, так как она более остальных отражает угловое распределение потоков энергии в первичном акте. Так, например, уже указывалось, что если распределение энергии в первом акте соударения в системе центра тяжести изотропно, то пространственное распределение частиц в ливнях с энергией $\sim 10^5$ должно в пределах 20 м от оси мало меняться. Существование такой большой области «квазиплато» противоречит экспериментальным данным. Пространственное распределение частиц вблизи ствола изучалось Хазеном⁴⁸. Им указывается, что ливни с энергией 10^5 характеризуются на высоте 3 км «плато» шириной ~ 1 м. Поэтому любая теория элементарного акта должна предсказывать угловое распределение потоков энергии, обеспечивающее отсутствие «плато» на расстояниях, больших 1—2 м. Однако вывод Хазена нуждается в дополнительном уточнении, так как он определял ствол ливня по присутствию электронов высокой энергии. В действительности из-за ядерно-каскадного процесса такие электроны могут удаляться на значительные расстояния от ствола. Если этот эффект играет важную роль (надёжных экспериментальных сведений о нём нет), то полученные Хазеном данные о пространственном распределении характеризуют не ствол, а иные области. В следующей работе⁵³ Хазен и сотр. сопоставили полученные ими данные о ширине ствола с теорией Ферми. Хотя Хазен приходит к заключению о противоречии между значениями энергии ливня, вычисленными с одной стороны, по числу частиц в нём, а с другой — по ширине «плато» на основании теории Ферми (энергия, вычисленная вторым способом, превышала на 1—2 порядка значение, определённое первым способом), однако этот вывод не представляется бесспорным, поскольку при вычислениях были допущены некоторые неточности (например, использовалась по существу распределение по числу частиц, а не угловое распределение потоков энергии в элементарном акте).

Кроме того, в⁵³ принимается, что соударение в среднем происходит при среднем параметре столкновения нуклеон — нуклеон.

В действительности, нуклеон сталкивается с ядром воздуха, и поэтому средний параметр в данном случае имеет иное значение (подробнее об этом ниже).

В других работах (Г. Т. Зацепин⁴⁴, Грин и Мессель⁵⁴) также указывалось, что теория Ферми неправильно предсказывает угловое распределение частицы.

Мы провели сопоставление экспериментальных данных⁴⁷ с предсказаниями теории Ферми и Ландау, используя в качестве характеристики элементарного акта угол, в котором излучается половина энергии.

Угол $\vartheta_{1/2}$ в соответствии с теорией Ферми определяется уравнениями (11, II) и (12, II), которые выводятся в дополнении II.

Из этих уравнений следует, что величина $\vartheta_{1/2}$ зависит от параметра ρ , который определяется параметром соударения. Поэтому в том случае, когда изучается усреднённый результат многих соударений (например, характеристики широких ливней), необходимо использовать среднее значение параметра ρ . В случае столкновения нуклеон — нуклеон среднее значение ρ определяется без затруднений.

Действительно, определим параметр $r_{1/2}$ так, чтобы вероятность соударений с $r < r_{1/2}$ была равна числу соударений с $r > r_{1/2}$. Следовательно,

$$\frac{\int_0^{r_{1/2}} r dr}{\int_0^R r dr} = \frac{1}{2},$$

откуда $r_{1/2} \sim 0,7$.

Этому значению $r_{1/2}$ соответствует значение $\rho = 0,959$, для которого $\vartheta_{1/2} \sim 0,3$.

Значительное сложнее обобщение теории Ферми (а следовательно, и вычисление $r_{1/2}$) на случай соударения нуклеона с ядром. Если принять наиболее правдоподобную модель (столкновение нуклеона с частицами, расположеннымными в «трубке»), то большинство соударений будет центральным, и следовательно, угловое распределение в π -системе будет изотропным, что, как отмечалось выше, противоречит экспериментальным данным. Только в случае столкновения с периферийными нуклеонами ядра возможно, по Ферми, анизотропное соударение. Введение $r_{1/2}$ (даже если нуклеон сталкивается с лёгким ядром) бессмысленно, так как в этом случае $r_{1/2} > 1$. Целесообразно вычислить долю δ случаев столкновений с периферийными нуклеонами, когда $R_a - r < 0,3 (R_a = RA^{1/3})$. Если принять $A = 15$, то $\delta \sim 0,25$.

Следовательно, только в 25% случаев должна, если следовать Ферми, наблюдаться сильная анизотропия. В остальных 75% случаев распределение в L -системе будет близко к изотропному.

Поэтому вычисление углового распределения в случае столкновения нуклеон — ядро (а следовательно, и пространственного распределения частиц в ливнях) при значении параметра $r_{1/2} = 0,7$ даёт только нижнюю границу углов отклонений. Однако поскольку нет последовательного обобщения теории Ферми на случай столкновения с ядром, мы провели вычисление с таким значением параметра. Таким образом, приведенные результаты расчета могут дать только нижнюю границу ширины «плато», соответствующую теории Ферми. Более последовательное применение теории Ферми должно привести к более изотропному распределению (в L -системе), и следовательно, к более широкому «плато». Как мы увидим ниже, даже это наименьшее значение ширины «плато» много больше экспериментального.

Таблица V

Энергия в эв	$\bar{\Phi}_{1/2}$ по Ферми	$\Phi_{1/2}$ по Ферми	$\bar{\Phi}_{1/2}$ по Ландау	$\Phi_{1/2}$ по Ландау
10^{14}	0,31	$6,7 \cdot 10^{-4}$	0,10	$1,3 \cdot 10^{-4}$
10^{15}	—	$2,1 \cdot 10^{-4}$	0,054	$2,2 \cdot 10^{-5}$
10^{16}	—	$6,7 \cdot 10^{-5}$	0,031	$3,8 \cdot 10^{-6}$

Во втором и третьем столбцах таблицы V приведены значения $\Phi_{1/2}$, вычисленные по формулам (11, II), (12, II) при $\rho = 0,959$ ($\frac{r}{R} = 0,7$).

Перейдём далее к вычислению $\Phi_{1/2}$ в соответствии с теорией Ландау *). Для этого вычислим прежде всего величину $\delta_{1/2}$, определяемую соотношением

$$\frac{\int\limits_{-\frac{1}{2}}^{\frac{1}{2}} E dn}{\int\limits_{-\frac{1}{2}}^{\frac{1}{2}} E dn} = \frac{\int\limits_{\delta_{1/2}}^{\frac{1}{2}} \left(\frac{E_0}{2}\right)^{\frac{1}{6} + \frac{\delta}{2} + \frac{2}{3} \sqrt{1 - \varepsilon^2}} d\varepsilon}{E_0} = \frac{1}{2}, \quad (21)$$

*) Необходимо отметить, что поскольку Ландау рассматривает центральные соударения, при вычислении $\Phi_{1/2}$ не возникает трудности с определением среднего параметра при столкновении нуклона с ядром. Теория Ландау позволяет более последовательно описать картину этого сложного процесса.

где $\delta_{1/2} = \frac{\lambda_{1/2}}{L}$; $\lambda_{1/2} = \left| \ln \operatorname{tg} \frac{\vartheta_{1/2}}{2} \right|$ (таким образом, $\delta_{1/2}$ — параметр, соответствующий углу, куда излучается половина энергии).

В интервале энергий $E_0 = 10^5 - 10^7$ $\delta_{1/2} = 0,54 - 0,55$, откуда

$$\vartheta_{1/2} \sim \left(\frac{E_0}{2} \right)^{-\frac{1+\delta_{1/2}}{2}} \sim \left(\frac{E_0}{2} \right)^{-0,77}. \quad (22)$$

$\bar{\vartheta}_{1/2}$ можно определить из (B) и (22).

В таблице V приведены значения $\vartheta_{1/2}$ и $\bar{\vartheta}_{1/2}$, вычисленные в соответствии с формулой (22), для разных энергий. Из таблицы видно, что распределение потоков энергии значительно «уже», чем по Ферми, причём это различие возрастает с энергией.

Другой особенностью углов, вычисленных в соответствии с теорией Ландау, является зависимость $\bar{\vartheta}_{1/2}$ от энергии (в отличие от предсказаний теории Ферми).

Для того чтобы вычислить усреднённую ширину плато (т. е. ширину области равномерной плотности при предположении, что в пределах угла $\vartheta_{1/2}$ энергия распределена равномерно), мы считали, что ливни зарождаются на глубине $\sim 100 \text{ г} \cdot \text{см}^{-2}$, что соответствует расстоянию $\sim 15 \text{ км}$ от высоты, на которой производили свои измерения Хазен и Никольский, Вавилов, Тукиш.

Таблица VI

Энергия в эв	Эксперим. величина «плато»	Нижняя граница усреднённой ширины плато по Ферми (в м)	Усреднённая ширина плато по Ландау (в м)
10^{14}	$\lesssim 1-2 \text{ м}$	10	3
$2 \cdot 10^{14}$		7	2

В таблице VI сведены вычисленные значения средней величины ширины «плато» для значения энергий, которые регистрировались в обеих работах. Поскольку точное вычисление энергии в настоящее время дать невозможно, мы привели также величины «плато» для удвоенной (относительно оценки авторов) энергии.

Из таблицы VI видно, что нижняя граница ширины «плато» по Ферми значительно превышает экспериментально наблюдённую верхнюю границу. Ширина плато, вычисленная в соответствии с теорией Ландау, согласуется с результатами наблюдений гораздо лучше.

Ещё более важной, чем средние значения, характеристикой элементарного акта является угловое распределение потоков энергии E_θ . Для теории Ферми его можно вычислить по формуле (13, II); в соответствии с теорией Ландау (см. (17) — (19)) оно определяется соотношением

$$E_\theta = \frac{2k}{\sqrt{2\pi \ln \frac{E_0}{2}}} \frac{1}{\theta} \left(\frac{E_0}{2} \right)^{\frac{1}{6}} + \frac{\delta}{2} + \frac{2}{3} \sqrt{1 - \delta^2} d\theta, \quad (23)$$

где

$$\delta = -1 - 2 \frac{\ln \frac{\theta}{2}}{\ln \frac{E_0}{2}}.$$

На рис. 4 приведены угловые распределения потоков энергии, вычисленные при значении $E_0 = 10^5$ (10^{14} эв) в соответствии

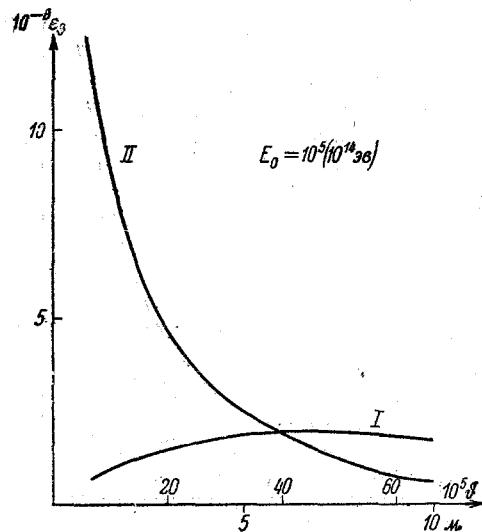


Рис. 4. Угловое распределение потоков энергии: кривая I — распределение по Ферми, кривая II — по Ландау. Эти кривые также описывают пространственное распределение электронов вблизи оси, обусловленное первым актом. В этом случае по оси абсцисс отложены M (нижний масштаб); величины ординат пропорциональны произведению плотности потоков частиц на расстояние от оси. При пересчёте масштабов предполагалось, что первое столкновение произошло на расстоянии 15 км от места наблюдения.

с обеими теориями. Пространственное распределение частиц в ливне, определённое только первым актом, представляется при соответствующем изменении масштаба теми же кривыми.

Характер кривых показывает, что в то время как по Ландау следует ожидать весьма резкого увеличения плотности частиц, при уменьшении расстояния формула (13, II) предсказывает наличие «плато» в области 1—6 м. Экспериментальные данные показывают, что в этой области «плато» нет.^{47, 48}

К сожалению, точность вычислений, проведённых Ландау, такова, что нельзя судить о пространственном распределении частиц в ливнях с энергией 10^5 при расстояниях меньше 1 м. Помимо такого же положение и в теории Ферми. Поэтому на рис. 5 не приводится распределение для столь малых расстояний.

Таким образом, в соответствии с теорией Ландау вплоть до расстояний от ~ 1 м, строго говоря, не должно быть областей постоянной плотности.

Таким образом, все изложенные выше экспериментальные данные о взаимодействии при высокой энергии согласуются с теорией Ландау. И если опыты Каплона и др.^{51, 52} свидетельствуют об этом отчасти косвенно (при обработке этих экспериментальных данных были сделаны дополнительные предположения), то данные по широким атмосферным ливням непосредственно подтверждают угловое распределение, предсказанное теорией Ландау. Дальнейшее исследование как звёзд в фотопластинках, так и широких атмосферных ливней не может, повидимому, существенно изменить этот вывод, хотя уточнения в этом направлении весьма и весьма желательны.

Однако экспериментальное исследование элементарного акта при высоких энергиях отнюдь нельзя считать законченным. Осталось много невыясненных вопросов и, в частности, весьма важный вопрос о составе ливней при высоких энергиях. Некоторый свет на эту проблему может пролить детальное исследование ствола широкого атмосферного ливня, в частности изучение состава ствола, доли проникающей компоненты и т. п.

С другой стороны, весьма перспективно экспериментальное исследование электронно-ядерных ливней. В этом направлении представляло бы большой интерес наблюдение ливней большой энергии ($E \sim 10^{18}$ эв), образованных в различных (как тяжёлых, так и лёгких) элементах. С помощью таких опытов можно было бы детально проверить не только теорию элементарного акта, но и изложенные выше допущения о характере столкновения нуклеон — ядро.

ВЫВОДЫ

1. На основании совокупности всех экспериментальных данных можно сделать вывод о существовании при высоких энергиях множественных процессов.

2. Теории Гейзенберга, Оппенгеймера с сотр. и Фукуда противоречат экспериментальным данным о взаимодействии при сверхвысокой энергии.

3. Теории Ферми и Ландау дают одинаковую зависимость множественности от энергий первичной частицы, но существенно различные угловые и энергетические распределения вторичных частиц.

4. Угловое распределение частиц, даваемое теорией Ферми, нельзя согласовать с пространственным распределением частиц в широких атмосферных ливнях и данными, полученными с помощью фотопластинок.

5. Теория Ландау соглашается, в пределах её применимости, со всеми экспериментальными данными, имеющимися в настоящее время.

В заключение авторы выражают глубокую признательность Е. Л. Фейнбергу, чьи советы широко использовались в процессе работы. Авторы также благодарят Ю. А. Смородина за обсуждение опытов Шайна и сотр.⁴⁰.

ДОПОЛНЕНИЕ I

О максимуме кривой, описывающей высотный ход электронной компоненты широких атмосферных ливней

Произведём вначале вычисление высотной зависимости ядерно-активной компоненты широких ливней при следующих предположениях:

- 1) При каждом столкновении ядерно-активной частицы, энергия которой больше критической*), всегда образуется n ($n = \text{const}$) частиц.
- 2) Энергия падающей частицы делится между вторичными частицами поровну.
- 3) Доля энергии Δ , переходящая к нейтральным π -мезонам (а следовательно, в электронно-фотонную компоненту), не зависит от энергии сталкивающихся частиц.
- 4) Все вторичные частицы взаимодействуют с ядром с одинаковым сечением, равным геометрическому попечнику.

Можно убедиться, что сделанные нами предположения в значительной степени опираются на экспериментальные факты. В той же мере, в какой эти предположения произвольны, они выбраны так, что могут привести лишь к занижению множественности. Между тем, наша задача и состоит в определении нижней границы множественности.

Так, например, предположение, что энергия падающей частицы делится равномерно между вторичными частицами, эквивалентно

*.) Критической энергией E_k называют такую энергию, при которой прекращается генерация вторичных релятивистских частиц. По данным²⁷ $E_k \sim 5 \cdot 10^9 - 10^{10} \text{ эв.}$

уменьшению множественности и, следовательно, приводит к «растяжению» ливня**).

Уменьшение эффективного сечения также приводит к снижению положения максимума. Увеличение сечения a priori исключить нельзя. Однако имеются экспериментальные указания⁴⁹, что вплоть до энергий $\sim 10^{13}$ размер сечения для вторичных частиц порядка геометрического. Естественно ожидать, что и при более высоких энергиях оно остаётся постоянным.

Перейдём к вычислениям.

Из принятой нами схемы вытекает целесообразность введений понятия «поколения». Определим его следующим образом: все частицы i -го поколения имеют одинаковую энергию E_i и образуются при столкновении с ядрами воздуха частиц $i - 1$ -го поколения.

Тогда, принимая за единицу длины средний путь L , проходящий между двумя последовательными соударениями, можно написать следующую систему уравнений, описывающих распределение $P_i(l)$ частиц различных поколений по глубине:

$$\frac{dP_i(l)}{dt} = -P_i(l) + n(1 - \Delta)P_{i-1}(l), \quad (1, I)$$

где $i = 1, 2, \dots, r$; r определяется из уравнения $E_0 \left(\frac{1}{n}\right)^r \sim E_{\text{кр}}$ (E_0 — энергия первичной частицы). Это соотношение имеет простой физический смысл: энергия r -го поколения равна критической.

Учитывая, что $P_0(l) = e^{-l}$, получаем:

$$P_i(l) = \frac{[n(1 - \Delta)]^i e^{-l}}{i!}, \quad (2, I)$$

Полное число частиц определяется суммой ***)

$$N(l) = \sum_{i=0}^r P_i(l) = e^{-l} \sum_{i=0}^r \frac{[n(1 - \Delta)]^i e^{-l}}{i!}. \quad (3, I)$$

Принимая во внимание, что $\Delta < 0,1 \div 0,2$ ⁵⁵, а также что вблизи максимума каскадной кривой, описывающей высотный ход ядерно-активной компоненты, определяющий вклад вносят частицы r -го поколения, получим, что соответствующая максимуму глубина

$$l_{\text{макс}} \sim r.$$

*) Отметим, что предположение о равномерном распределении энергии базируется на существовании максимума в энергетическом распределении вторичных частиц в статистико-гидродинамических теориях.

**) Написанные уравнения не учитывают распада заряженных частиц на ядерно-пассивные. Имеются следующие основания, оправдывающие для поставленной задачи это предположение (хотя строгое доказательство пока дать нельзя): 1) нас интересуют главным образом высокие энергии; 2) общая энергия мезонной компоненты составляет, повидимому, небольшую часть энергии E_0 .

Перейдём далее к вычислению глубины $l_{\text{макс}}^{(e)}$, соответствующей максимуму кривой, описывающей высотную зависимость электронно-фотонной компоненты. Вычислим вначале число электронов $P_i^{(e)}$, образовавшихся при лавинном размножении фотонов, возникших при распаде π^0 -мезонов ($i = 1$)-го поколения.

Переходя к обычным радиационным t -единицам длины и учитывая, что π^0 -мезоны распадаются на два фотона, получим:

$$P_i^{(e)}(t) =$$

$$= \frac{2n\Delta [n(1-\Delta)]^{i-1}}{(i-1)! a^i} \int_0^t e^{-\frac{(t-t_1)}{a}} (t-t_1)^{i-1} \Pi\left[\frac{E_i}{2}, t_1\right] dt, \quad (4, I)$$

где $a = \frac{t}{t} \sim 2,2 - 2,4$, $\Pi\left[\frac{E_i}{2}, t_1\right]$ — число электронов в лавине, образованной фотоном с энергией $\frac{E_i}{2}$, если лавина прошла путь t_1 .

Используя представление 56, 57

$$\Pi\left[\frac{E_i}{2}, t_1\right] = e^{\varphi_i^{(m)} - \frac{1}{2} b_i(t_1 - t_i^{(m)})^2}, \quad (5, I)$$

где

$$e^{\varphi_i^{(m)}} = \Pi_i^{(m)}, \quad b_i = 2\pi \left[\frac{2\beta \Pi_i^{(m)}}{E_i} \right]^2 \sim \frac{0,6}{t_i^{(m)}},$$

$\Pi_i^{(m)}$ — число электронов i -го поколения в максимуме лавины; $t_i^{(m)}$ — соответствующая глубина максимума. Уравнение (4, I) можно записать в форме

$$P_i(t) = \frac{2n\Delta [n(1-\Delta)]^{i-1}}{(i-1)! a^i} e^{-\frac{t}{a}} + \varphi_i^{(m)} \sum_{k=0}^{i-1} (-1)^k C_{i-1}^k t^{i-k-1} \times \\ \times \int_0^t e^{\frac{t_1}{a}} t_1^k e^{-\frac{1}{2} b_i(t_i^{(m)} - t_1)^2} dt_1 \quad (6, I)$$

или

$$P_i(t) = \frac{2n\Delta [n(1-\Delta)]^{i-1}}{(i-1)! a^i} \Pi_i^{(m)} e^{-\frac{t}{a}} \sum_{k=0}^{i-1} (-1)^k C_{i-1}^k t^{i-k-1} \times \\ \times \frac{\sqrt{\frac{b_i}{2}} t - \sqrt{C_i}}{\left(\sqrt{\frac{b_i}{2}}\right)^{k+1}} \int_{-\sqrt{C_i}}^{\sqrt{\frac{b_i}{2}} t - \sqrt{C_i}} e^{-x^2} (x + \sqrt{C_i})^k dx, \quad (7, I)$$

где

$$C_i = \frac{\left(\frac{1}{a} + b_i t_i^{(m)}\right)^2}{2b_i} \sim \frac{1}{2b_i}.$$

Найдём $\frac{dP_i(t)}{dt}$:

$$\begin{aligned} \frac{dP_i(t)}{dt} &= \frac{2n\Delta [n(1-\Delta)]^{i-1}}{(i-1)! a^i} \pi_m e^{-\frac{1}{2} b_i [t_i^{(m)}]^2 + C_i - \frac{t}{a}} \times \\ &\quad \times \sum_{k=0}^{i-1} \frac{C_{i-1}^k}{\left(\sqrt{\frac{b_i}{2}}\right)^{k+1}} t^{i-k-2} \times \\ &\quad \times \left[-\frac{1}{a} t + (i-k-1) \right] \int_{-\sqrt{C_i}}^{\sqrt{\frac{b_i}{2}} t - \sqrt{C_i}} e^{-x^2} (x + \sqrt{C_i})^k dx. \end{aligned} \quad (8, I)$$

Как мы увидим далее [см. (10, I), (11, I)], в области максимума электронной кривой (когда $\frac{dP_i}{dt} = 0$) $\sqrt{\frac{b_i}{2}} t > \sqrt{C_i}$; поэтому ис-
следуем область $t > \sqrt{\frac{2C_i}{b_i}}$.

Тогда

$$\sqrt{\frac{b_i}{2}} t - \sqrt{C_i} \int_{-\sqrt{C_i}}^{\sqrt{\frac{b_i}{2}} t - \sqrt{C_i}} e^{-x^2} (x + \sqrt{C_i})^k dx \sim \frac{\sqrt{\pi}}{2} (\sqrt{C_i})^k.$$

Сумма в (8, I) упрощается и

$$\frac{dP_i(t)}{dt} \sim i-1 - \frac{t - \sqrt{\frac{2C_i}{b_i}}}{a} = i-1 - \frac{t - 1,6t_i^{(m)}}{a}. \quad (9, I)$$

Следовательно, максимум $t_i^{(M)}$ каскадной кривой, описывающей по-
ведение электронов i -го поколения (в предположении, что электроны
образуются через посредство ядерно-активной компоненты) на-
ходится при

$$t = t_i^{(M)} = a \left(i-1 + \frac{1,6t_i^{(m)}}{a} \right)^{*).} \quad (10, I)$$

*). Напомним, что $t_i^{(m)}$ — максимум чистой электронно-фотонной лави-
ны с энергией $\frac{E_i}{2}$.

Поскольку энергии частиц i -го поколения $E_i = \frac{E_0}{n^i}$, то

$$t_i^{(M)} = a \left[i - 1 + 1,6 \frac{\ln \frac{E_0}{2} - i \ln n - \ln \beta}{a} \right]. \quad (11, I)$$

Полагая индекс i непрерывной функцией, найдём

$$\frac{dt_i^{(M)}}{di} = a \left[1 - \frac{1,6 \ln n}{a} \right]. \quad (12, I)$$

Из (12, I) следует, что если $\frac{1,6 \ln n}{a} < 1$ (небольшая множественность, $n \leq 4$), то $t_i^{(M)}$, возрастающая функция i , и поэтому наименьшее значение $t_i^{(M)} = t_1^{(M)}$, а следовательно, глубина $t^{(M)}$, соответствующая максимуму полного числа электронов $t^{(M)} \geq t_1^{(M)}$. В том случае, если $\frac{1,6 \ln n}{a} > 1$, то наименьшее значение $t_i^{(M)} = t_r^{(M)}$; в этом случае $t^{(M)} \geq t_r^{(M)}$.

Разберём оба случая:

$$1) \quad \frac{1,6 \ln n}{a} < 1,$$

$$t_1^{(M)} = 1,6 \ln \frac{E_0}{2\beta}. \quad (13, I)$$

Следовательно, при очень малых значениях n положение максимума примерно в 1,5 раза ниже, чем положение максимума кривой, описывающей высотный ход электронно-фотонной лавины, образованной электроном с энергией E_0 .

$$2) \quad \frac{1,6 \ln n}{a} > 1,$$

$$t_r^{(M)} = a \left[2 - 1 + 1,6 \frac{\ln \frac{E_0}{2\beta n^r}}{a} \right] > ar, \quad (14, I)$$

т. е. в этом случае максимум числа электронов всегда лежит ниже, чем максимум числа ядерно-активных частиц.

Так как $r \sim \frac{\ln \frac{E_0}{E_{kp}}}{\ln n}$, то

$$t_r^{(M)} > a \frac{\ln \frac{E_0}{E_{kp}}}{\ln n}. \quad (15, I)$$

На рис. 5 приведены кривые, описывающие высотный ход ядерно-активной и электронной компонент для двух значений n :

$$n = 3 \text{ и } n = 5 [E_0 = 10^5].$$

Как видно из рис. 5, при $n = 3$ (кривые I и II), $t^{(M)} \sim 1,5 \ln \frac{E_0}{\beta}$,

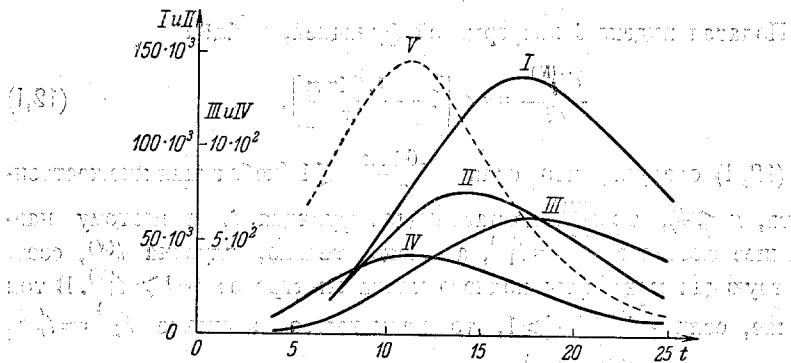


Рис. 5. Каскадные кривые. Кривые I и II описывают соответственно высотный ход электронной и ядерно-активной компонент, если $n = 3$; кривые III и IV — если $n = 5$. Ординаты кривой V пропорциональны экспериментальным значениям¹³. По оси ординат левый масштаб соответствует числу электронов, а правый — числу ядерно-активных частиц.

при $n = 5$ (кривые III и IV) глубина, на которой находится максимум кривой, описывающей высотный ход электронов, лежит значительно ниже максимума ядерно-активной компоненты.

ДОПОЛНЕНИЕ II

Вычисление угла $\vartheta_{1/2}$ в соответствии с теорией Ферми

Мы вычислим вначале угол $\vartheta_{1/2}$ (в L -системе), в котором вторичные частицы уносят половину энергии первичной частицы. При вычислении $\vartheta_{1/2}$ в соответствии с теорией Ферми мы используем вариант, в котором не предполагается образование нуклеон-антинуклеонных пар. Как показано Хазеном и сотр.⁵³ (что, впрочем, естественно следует из самой теории), учёт возможности порождения нуклеонов не изменяет результата*). Согласно Ферми число π -мезонов в элементе фазового объёма L -системы равно:

$$dn = \frac{3A}{E_0} \frac{1}{[e^\xi - 1]} (1 - \xi^2) p^2 dp d\eta d\xi. \quad (1, II)$$

*.) Обобщение выводов на случай образования нуклеонов проводится без труда.

(О физическом смысле входящих в (1, II) величин см. § 1.)
Это выражение удобно представить в форме

$$dn = \frac{3A}{E_0} \sum_{r=1}^{\infty} e^{-r\xi} (1 - \xi^2) \bar{p}^2 d\bar{p} d\bar{\eta} d\xi. \quad (2, II)$$

Вычислим энергию, уносимую частицами с импульсом \bar{p} , движущимися под углом $\arccos \bar{\eta}$:

$$\begin{aligned} (3, II) \quad \bar{E}_{\bar{p}, \bar{\eta}} &= \frac{3A}{E_0} \bar{p}^3 d\bar{p} d\bar{\eta} \sum_{r=1}^{\infty} \int_0^1 e^{-r\xi} (1 - \xi^2) d\xi = \\ &= \frac{6A}{E_0 (\bar{p} \bar{\eta})^2} \bar{p} \sum_{r=1}^{\infty} \frac{1}{r^2} \left[e^{-r\bar{p}(1+\rho\bar{\eta})} \left(1 + \frac{1}{r\bar{p}\rho\bar{\eta}} \right) + \right. \\ &\quad \left. + e^{-r\bar{p}(1-\rho\bar{\eta})} \left(1 - \frac{1}{r\bar{p}\rho\bar{\eta}} \right) \right]. \end{aligned} \quad (3, II)$$

Полная энергия $\bar{E}_{\bar{\eta}}$, уносимая частицами, движущимися в пределах угла $(\arccos \bar{\eta}, \arccos(\bar{\eta} + d\bar{\eta}))$, равна

$$\begin{aligned} (4, II) \quad \bar{E}_{\bar{\eta}} d\bar{\eta} &= \frac{6A}{E_0 (\bar{p} \bar{\eta})^2} d\bar{\eta} \sum_{r=1}^{\infty} \frac{1}{r^2} \int_0^1 \bar{p} \left[e^{-r\bar{p}(1+\rho\bar{\eta})} \left(1 + \frac{1}{r\bar{p}\rho\bar{\eta}} \right) + \right. \\ &\quad \left. + e^{-r\bar{p}(1-\rho\bar{\eta})} \left(1 - \frac{1}{r\bar{p}\rho\bar{\eta}} \right) \right] d\bar{p} = \\ &= \frac{6AB}{E_0 (\bar{p}^2 \rho \bar{\eta})} d\bar{\eta} \left[\frac{1}{(1-\rho\bar{\eta})^2} - \frac{1}{\rho\bar{\eta}(1-\rho\bar{\eta})} + \right. \\ &\quad \left. + \frac{1}{(1+\rho\bar{\eta})^2} + \frac{1}{\rho\bar{\eta}(1+\rho\bar{\eta})} \right], \end{aligned} \quad (4, II)$$

$$B = \sum_{r=1}^{\infty} \frac{1}{r^4} = 1,08.$$

Интегрируя по $\bar{\eta}$ от $\bar{\eta}_m$ до 1, получим полный поток $\bar{E}_{>\bar{\eta}_m}$ энергии, уносимый частицами, движущимися под углами $\theta < \arccos \bar{\eta}$:

$$(5, II) \quad \bar{E}_{>\bar{\eta}_m} = \frac{6AB}{E_0 \sqrt[4]{\rho}} \left[\frac{2\rho}{1-\rho^2} + \ln \frac{1+\rho}{1-\rho} - \frac{2\rho\bar{\eta}_m}{1-\rho^2\bar{\eta}_m^2} - \ln \frac{1+\rho\bar{\eta}_m}{1-\rho\bar{\eta}_m} \right]$$

и полная энергия

$$(6, II) \quad \bar{E}_0 = \frac{12AB}{E_0 \sqrt[4]{\rho}} \left[\frac{2\rho}{1-\rho^2} + \ln \frac{1+\rho}{1-\rho} \right].$$

Уравнение (6,II) может служить для определения величины v .

Для того чтобы определить $\bar{\theta}_{1/2}$, воспользуемся соотношением

$$E = \gamma (\bar{E} + \bar{p} V \eta), \quad (7,II)$$

где $\gamma = \frac{\bar{E}_0}{2M} = \frac{1}{\sqrt{1 - V^2}}$ и E — энергия в L -системе.

Учитывая, что рассматриваются релятивистские частицы, можно положить

$$E = \gamma \bar{E} (1 + \bar{\eta}). \quad (8,II)$$

Угол $\bar{\theta}_{1/2}$, в котором частицы уносят в L -системе половину энергии, определяется из условия:

$$\gamma \int_{\bar{\eta}_{1/2}}^1 \bar{E}(\bar{\eta})(1 + \bar{\eta}) d\bar{\eta} = \frac{\bar{E}_0}{2}. \quad (9,II)$$

Поскольку в интересующих нас случаях $\bar{\eta}_{1/2} \sim 1$ (см. § 4), то (9,II) можно записать в форме

$$\int_{\bar{\eta}_{1/2}}^1 \bar{E}(\bar{\eta}) d\bar{\eta} = \frac{\bar{E}_0}{4\gamma} = \frac{\bar{E}_0}{4}. \quad (10,II)$$

Из (5,II), (6,II), (10,II) следует, что $\bar{\eta}_{1/2}$ является корнем уравнения

$$\frac{\rho}{1 - \rho^2} + \frac{1}{2} \ln \frac{1 + \rho}{1 - \rho} = \frac{2\rho \bar{\eta}_{1/2}}{1 - (\rho \bar{\eta}_{1/2})^2} + \ln \frac{1 + \rho \bar{\eta}_{1/2}}{1 - \rho \bar{\eta}_{1/2}}. \quad (11,II)$$

Переходя к L -системе, получаем:

$$\theta_{1/2} = \frac{1}{\gamma} \operatorname{tg} \frac{\bar{\theta}_{1/2}}{2}. \quad (12,II)$$

Уравнение (4,II) описывает угловое распределение потоков энергии в L -системе. Чтобы получить соответствующее угловое распределение в L -системе, воспользуемся тем, что нас интересует область, где $\bar{\eta} \sim 1$. Тогда из (B) и (7, II) следует:

$$2\gamma d\theta = d\bar{\theta} \quad \text{и} \quad E_\theta = 2\gamma E_{\bar{\theta}}.$$

Отсюда величина энергии E , излучаемой в интервале углов $\theta + d\theta$, равна:

$$E_\theta d\theta \sim \frac{48\gamma^3 AB}{E_0 (\gamma^2 \rho \bar{\eta})^2} \frac{1}{(1 - \rho \bar{\eta})^2} \theta d\theta, \quad (13,II)$$

где $\bar{\eta} = \bar{\eta}(\theta)$ определяется из соотношения (B).

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. А. М. Балдин и В. В. Михайлов, УФН **44**, 200 (1951).
2. W. Heitler a. H. W. Peng, Proc. Camb. Phil. Soc. **38**, 296 (1942); W. Heitler, Rev. Mod. Phys. **21**, 113 (1949).
3. W. Heisenberg, Zeits. f. Physik **101**, 533 (1936).
4. E. Fermi, Progr. Theor. Phys. **5**, 570 (1950).
5. И. Я. Померанчук, ДАН **78**, 889 (1951).
6. Е. Л. Фейнберг и Д. С. Чернавский, ДАН **81**, 795 (1951).
7. Л. Д. Ландау, Известия АН СССР **17**, 51 (1953).
8. Г. Т. Зацепин, ДАН **67**, 933 (1949).
9. Н. А. Добротин, Г. Т. Зацепин, И. Л. Розенталь, Л. И. Сарычева, Г. Б. Христиансен, Л. Х. Эйдус, УФН **49**, 185 (1953).
10. W. Heisenberg, Zeits. f. Physik **113**, 61 (1939).
11. W. Heisenberg, Zeits. f. Physik **133**, 65 (1952).
12. W. Heisenberg, Zeits. f. Physik **129**, 569 (1949).
13. W. Heisenberg, Zeits. f. Physik **124**, 628 (1948).
14. Е. Л. Фейнберг и Д. С. Чернавский, ДАН **91**, 511 (1953).
15. C. V. Weizsäcker, Zeits. f. Physik, **88**, 612 (1934).
16. E. Williams, Phys. Rev., **45**, 729 (1934).
17. Д. Д. Иваненко и В. В. Лебедев, ДАН **80**, 357 (1951).
18. H. W. Lewis, I. R. Oppenheimer, S. A. Wouthousen, Phys. Rev. **73**, 127 (1942).
19. F. Bloch a. A. Nordsieck, Phys. Rev., **52**, 54 (1937).
20. H. Fukuda a. C. Takeida, Progr. Theor. Phys., **5**, 597 (1950).
21. Y. Fujimoto, H. Fukuda, S. Hayakawa, Y. Yamaguchi, Progr. Theor. Phys., **5**, 669 (1950).
22. H. Fukuda, Phys. Rev. **89**, 842 (1953).
23. H. W. Lewis, Rev. Mod. Phys. **24**, 241 (1952).
24. E. Fermi, Phys. Rev. **81**, 683 (1951).
25. I. R. Green, Phys. Rev. **80**, 832 (1950).
26. W. V. Chang, G. Del Castello, L. Grodzins, Phys. Rev. **84**, 582 (1951).
27. С. Ф. Поузэлл, У. Камерини и др., УФН **40**, 76 (1950).
28. U. Camerini, Y. Davies, P. H. Fowler и др., Phil. Mag. **42**, 1241 (1950).
29. В. И. Гольданский, А. Л. Любимов и Б. В. Медведев, УФН **49**, 3 (1953).
30. И. Я. Померанчук и Е. Л. Фейнберг, ДАН **93**, 439 (1953).
31. Н. Л. Григорьев и В. С. Мурзин, Изв. АН СССР **17**, 21 (1953).
32. L. Yanossy, Phys. Rev. **64**, 345 (1943).
33. W. Heitler a. L. Yanossy, Proc. Phys. Soc. **62**, 374 и 669 (1949).
34. W. Heitler a. L. Yanossy, Helv. Phys. Acta **23**, 417 (1950).
35. H. Messel, R. B. Potts, C. R. McCusker, Phil. Mag. **43**, 889 (1952).
36. L. S. Osborne, Phys. Rev. **81**, 239 (1951).
37. S. Biswasa. V. D. Hooper, Phys. Rev. **86**, 209 (1952).
38. Б. Н. Верховский, Н. А. Добротин, И. П. Левинтов, Г. Н. Ходаков, ДАН **77**, 1007 (1952).
39. G. Watagin, Nuov. Cim. Suppl. **6**, 538 (1949); G. Bertolino, H. Cini, P. Colombino, G. Watagin, Nuov. Cim. **9**, 407 (1952).
40. M. Vidale, M. Schein, Nuov. Cim. **8**, 774 (1951).
41. H. L. Bradt a. B. Peters, Phys. Rev. **77**, 54 (1950).
42. Y. Lord, Y. Fainberg, M. Schein, Nuov. Cim. **7**, 774 (1950).
43. E. Picka ja. L. Voyvodic, Phys. Rev. **84**, 1190 (1951).
44. Г. Т. Зацепин и др., Изв. АН СССР **17**, 39 (1953).

45. H. L. Kraybill, Phys. Rev. **76**, 1092 (1949).
 46. И. Л. Розенталь, ДАН **80**, 731 (1951); ЖЭТФ **23**, 440 (1952).
 47. Ю. Н. Вавилов, С. И. Никольский, Е. Тукши, ДАН **93**, № 2 (1953).
 48. W. Hazen, Phys. Rev. **85**, 455 (1952).
 49. D. Lal, Y. Pal, B. Peters, M. Schwami, Phys. Rev. **87**, 545 (1952).
 50. M. Teucher, Naturwiss. **37**, 260 (1950); **39**, 68 (1952).
 51. M. F. Kapton, D. M. Ritson, Phys. Rev. **85**, 900 (1952); **88**, 386 (1952).
 52. M. F. Kapton, B. Peters, D. M. Ritson, Phys. Rev., **86**, 932 (1952).
 53. W. Hazen, R. Heineman, E. N. Lepnox, Phys. Rev. **86**, 198 (1952).
 54. H. Messel, L. S. Green, Phys. Rev. **87**, 378 (1952).
 55. Е. Л. Фейнберг, ЖЭТФ **19**, 1098 (1949).
 56. Л. Д. Ландау, ЖЭТФ **10**, 1007 (1940).
 57. С. З. Беленький, Лавинные процессы в космических лучах, Гос-
техиздат (1948).