

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

ПЕРВИЧНАЯ КОМПОНЕНТА КОСМИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

М. И. Фрадкин

СОДЕРЖАНИЕ

Введение	305
I. Общие свойства первичного космического излучения	306
II. Протоны в составе первичного космического излучения	314
III. Электроны и фотоны в составе первичной компоненты космического излучения	323
1. Электроны и фотоны больших энергий	323
2. Электроны и фотоны малых энергий	327
3. Значение отсутствия первичных электронов и фотонов для теоретического происхождения космических лучей	330
IV. Сложные ядра в первичном космическом излучении	331
1. Методы определения заряда и энергии ядер при помощи фотоэмульсий	333
2. Другие методы изучения ядерной компоненты первичного космического излучения	348
3. Экспериментальные результаты	353
4. Эволюция ядер в межзвёздном пространстве	365
Заключение	373

ВВЕДЕНИЕ

С момента открытия космических лучей прошло несколько десятилетий, но вопрос о составе первичного потока космического излучения (потока, приходящего из межпланетного пространства к границе атмосферы Земли) не был решён до последнего времени. Многочисленные исследования космического излучения, как правило, проводились на поверхности Земли, где фактически наблюдаются не излучение, приходящее из «космоса», а образованные этим излучением вторичные и третичные частицы.

Развитие и усовершенствование за последние годы техники подъёма приборов на большие высоты при помощи шаров-зондов и ракет позволило в широком масштабе проводить прямые

эксперименты по изучению первичной компоненты космических лучей, и в настоящее время большинство вопросов, связанных с составом и свойствами первичной компоненты, выяснено. Проведённые опыты доказали неэлектронный характер первичного излучения, преобладание в нём положительно заряженных частиц, выяснили характер взаимодействия первичных протонов с веществом и решили ряд других вопросов. Большой вклад в изучение первичной компоненты внёс коллектив советских физиков, работающий под руководством С. Н. Вернова.

Знание состава первичного излучения важно как для понимания процессов, вызываемых космическими лучами в атмосфере Земли, так и в ещё большей степени для решения вопроса о происхождении космических лучей, вопроса, исчерпывающий ответ на который ещё не найден и решение которого только в последние годы, благодаря прогрессу в физике и астрофизике, стало основываться на твёрдом фундаменте опытных данных, а не на чисто гипотетических построениях *).

Настоящая статья содержит обзор современных экспериментальных данных о первичном потоке космических лучей (с кратким описанием новых методов исследования) и ряд соображений о значении этих данных для теорий происхождения космических лучей.

1. ОБЩИЕ СВОЙСТВА ПЕРВИЧНОГО КОСМИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Открытие существования проникающего излучения² нового типа и доказательство его внеземного происхождения³ привлекли внимание большого числа физиков к изучению этого «космического» излучения. Здесь нет возможности сколько-нибудь подробно останавливаться на интересной и весьма характерной для современной науки истории изучения космических лучей. Интересующиеся этим вопросом могут получить необходимые сведения в книгах Д. В. Скобельцына⁴ и Яноши³.

Сразу же после того, как было установлено, что вновь открытое излучение возникает за пределами Земли, встал вопрос о его происхождении. Много работ было посвящено попыткам локализовать источник космического излучения. С этой целью проводились наблюдения за изменениями интенсивности в зависимости от времени дня, времени года, звёздного или солнечного времени и т. д. Наблюдения показали, что в данном месте интенсивность космического излучения не зависит от положения Земли в пространстве, т. е. космическое излучение распределено в пространстве изотропно. Наблюдавшиеся колебания интенсивности в большей

*) Обзор современных теорий происхождения космических лучей содержится в статье В. Л. Гинзбурга¹.

части оказывались обусловленными причинами земного характера и были весьма малы *).

Следует, однако, отметить, что наличие изотропии доказано лишь для той части космического излучения, которая образуется частицами сравнительно не очень больших энергий. Для космических лучей с энергией больше 10^{13} — 10^{14} эв, изучаемых, как правило, путём исследования создаваемых ими широких ливней или регистрации частиц с большой проникающей способностью, нет достаточно достоверных данных о существовании или отсутствии изотропии. Результаты появившихся за последние годы работ^{93—99}, в которых изучались временные вариации интенсивности частиц большой энергии, находятся в противоречии друг с другом.

В деле экспериментального обнаружения источников частиц сверхвысоких энергий, возможно, окажется полезным изучение пространственного распределения световых импульсов, коррелированных с широкими ливнями¹⁰⁰. Эти световые импульсы являются, по всей вероятности, результатом черенковского излучения частиц широкого ливня, и поэтому направление, по которому приходят эти импульсы, составляет небольшой угол с направлением движения первичной частицы, вызвавшей ливень.

Долгое время космическое излучение считалось некоторого рода «ультра- γ -излучением», т. е. предполагалось, что оно электрически нейтрально (и поэтому, в соответствии с существовавшими в то время взглядами, обладает большой проникающей способностью). Первые указания на то, что космические лучи состоят из заряженных частиц, были получены⁹ при изучении поглощения частиц, проходящих через два счётчика, расположенных параллельно друг другу на некотором расстоянии один от другого (телескоп из счётчиков). Однако более прямые указания на наличие в первичном потоке космических лучей заряженных частиц было получено Клеем¹⁰, установившим, что интенсивность космического излучения на уровне моря различна на различных широтах **). Объяснить изменение интенсивности космических лучей с широтой можно было только в предположении, что приходящее на Землю излучение состоит из заряженных частиц различной энергии. Действительно, Земля, как известно, обладает магнитным полем, которое достаточно хорошо аппроксимируется полем диполя с моментом $M = 8,1 \cdot 10^{23}$ гаусс·см³ и с осью,

*) Вариации космического излучения ещё недостаточно изучены как экспериментально, так и главным образом, в отношении истолкования полученных результатов. Подробнее вопрос о временных вариациях рассмотрен в книге Д. В. Скобельцына⁴ (гл. 1), в обзоре Эллиота⁶ и в докладах Е. С. Глоковой⁷ и С. Н. Вернова, Н. Л. Григорова, Е. С. Глоковой⁸. См. также опубликованные в последнее время работы^{13, 168, 174}.

**) Впоследствии было показано⁴⁸, что измеренный Клеем широтный эффект на больших высотах в 10 раз больше соответствующего действительности.

наклонённой к оси вращения Земли на $10^{\circ}30'$. В этом магнитном поле заряженные частицы будут отклоняться, и на данной широте на границу атмосферы Земли смогут попасть лишь те частицы, количество движения которых достаточно велико, чтобы преодолеть отклоняющее действие магнитного поля. Теория движения заряженных частиц в магнитном поле дипольного типа была разработана С. А. Богуславским^{11А}, Штёрмером¹¹. Применение этой теории к частицам космических лучей^{12, 13} привело к объяснению ряда эффектов, в первую очередь таких, как широтный эффект и эффект восточно-западной асимметрии*).

Широтный эффект. Согласно теории, разработанной Ламетром и Валарта^{12, 13, 15}, заряженная частица данной энергии (точнее, с данным импульсом) может приходиться в определённую точку на поверхности Земли лишь по некоторым «разрешённым» направлениям. Поэтому для каждой широты можно указать такое предельное значение импульса, что частица с меньшим импульсом не сможет притти на эту широту ни по какому направлению. Теория геомагнитных эффектов¹³ (см. 4, 5) даёт возможность определить для каждой широты ожидаемую интенсивность космических лучей, приходящих в том или ином направлении. При решении этой задачи теория геомагнитных эффектов основывается на известной из статистической физики теореме Лиувилля, которая в применении к случаю движения частиц в постоянном магнитном поле приводит к заключению, что движение группы частиц с некоторым импульсом происходит таким образом, что интенсивность потока этих частиц в любом участке траектории постоянна и равна интенсивности потока этих частиц «на бесконечности». Если распределение частиц «на бесконечности» изотропно, то интенсивность частиц с импульсом p в любой доступной для этих частиц точке пространства будет одна и та же, т. е. такая же, как в случае отсутствия магнитного поля. Отсюда следует вывод, что если для частиц с данным импульсом p некоторое направление является разрешённым, то регистрируемая в этом направлении на Земле интенсивность частиц будет равна интенсивности таких же частиц во всех других точках межзвёздного пространства**). В том случае, если рассматриваемое направление является «запрещённым», то приход по этому направлению частиц с данным импульсом полностью исключён и интенсивность такого рода частиц равна нулю. Если в составе космических лучей имеются заряженные частицы с различными импульсами, то интенсивность космических лучей

*) Более подробно вопрос о геомагнитных эффектах освещён в 4 и 5. Там же изложены основы теории Ламетра и Валарты (см. также обзоры^{13 и 14}).

***) Отсюда следует, что измерение интенсивности космических лучей на Земле даёт нам сведения об интенсивности космических лучей в межзвёздном пространстве.

на различных широтах будет различной. (Это и будет так называемый широтный эффект.)

Широтный эффект, наблюдаемый на поверхности Земли, подробно изучался Комптоном и др.¹⁶, измерявшими создаваемую космическими лучами ионизацию. Проводившиеся на большой высоте измерения широтного эффекта при помощи ионизационных камер¹⁷ и измерения С. Н. Вернова в стратосфере при помощи телескопа из счётчиков¹⁸ не только подтвердили факт существования широтного эффекта, но и показали, что широтный эффект на больших высотах ещё более резко выражен, чем на уровне Земли: если на уровне моря широтный эффект от 0 до 49—50° составляет $\sim 15\text{--}20\%$ ¹⁶, то на большой высоте (~ 18 км) для тех же примерно широт он составляет 300%^{18, 32}. Эти измерения позволили определить распределение первичных частиц по энергиям (см. раздел II) и показали, что большая доля ($\sim \frac{1}{2}$) энергии, несомой космическими лучами, приходит в виде заряженных частиц с импульсами, меньшими $14 \cdot 10^9$ эв/c. Таким образом, вопрос о природе первичного излучения был в некоторой степени решён: большую часть первичного потока составляют заряженные частицы. Однако измерения широтного эффекта не могут дать сведений о знаке заряда частицы. Такие сведения может дать изучение другого геомагнитного эффекта — восточно-западной асимметрии.

Восточно-западная асимметрия. В магнитном поле диполя частицы разных знаков, обладающие одинаковым импульсом, будут отклоняться по-разному. Поэтому «разрешённые» направления будут определяться не только импульсом частицы, но и знаком её заряда. Так, для положительно заряженных (положительных) частиц, приходящих с запада, пороговый импульс меньше, чем для таких же частиц, приходящих с востока (под тем же углом к горизонту). Этот эффект называется восточно-западной асимметрией.

Быше было указано, что интенсивность космических лучей в «разрешённом» направлении будет такой же, как в случае отсутствия магнитного поля, а в «запрещённом» направлении интенсивность частиц с соответствующим импульсом будет равна нулю. На основании этого утверждения можно сказать, что интенсивность, например, положительных частиц, приходящих под некоторым углом к вертикали с запада на экваторе [$p > p_1(0^\circ, \alpha)$], равна интенсивности положительных частиц, приходящих по вертикали на некоторой широте λ , где пороговое значение импульса для частиц, приходящих по вертикали, равно как раз p_1 (независимо от знака заряда). Из соображений симметрии ясно, что пороговый импульс для отрицательных частиц, приходящих на экваторе с востока под тем же углом к вертикали, также будет p_1 . Если обозначить через N^+ ($p > p_1$) и N^- ($p > p_1$) потоки положительных

и, соответственно, отрицательных частиц с импульсом, бóльшим p_1 , то для результатов измерений на широтах, соответствующих пороговым импульсам p_1 и p_2 для вертикального направления, и измерений в восточном и западном направлениях, соответствующих тем же пороговым импульсам, на некоторой широте λ можно будет написать ряд соотношений.

Интенсивность, измеряемая в западном направлении, будет $I_3 = N^+(p > p_1) + N^-(p > p_2)$. Интенсивность в восточном направлении будет $I_B = N^+(p > p_2) + N^-(p > p_1)$. Интенсивность на широте, соответствующей пороговому импульсу p_1 для вертикального направления: $I_1 = N^+(p > p_1) + N^-(p > p_1)$. Интенсивность на широте, соответствующей пороговому импульсу p_2 для вертикального направления: $I_2 = N^+(p > p_2) + N^-(p > p_2)$. Используя эти обозначения, мы можем записать

$$\begin{aligned} A_{3-B} &\equiv 2 \frac{I_3 - I_B}{I_3 + I_B} = \\ &= 2 \frac{[N^+(p > p_1) - N^+(p > p_2)] - [N^-(p > p_1) - N^-(p > p_2)]}{[N^+(p > p_1) + N^+(p > p_2)] + [N^-(p > p_1) + N^-(p > p_2)]}, \quad (1) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} A_{\text{шир}} &\equiv 2 \frac{I_1 - I_2}{I_1 + I_2} = \\ &= 2 \frac{[N^+(p > p_1) - N^+(p > p_2)] + [N^-(p > p_1) - N^-(p > p_2)]}{[N^+(p > p_1) + N^+(p > p_2)] + [N^-(p > p_1) + N^-(p > p_2)]}. \quad (2) \end{aligned}$$

Если считать, что спектры положительных и отрицательных частиц одинаковы, т. е.

$$\frac{N^+(p > p_2)}{N^+(p > p_1)} = \frac{N^-(p > p_2)}{N^-(p > p_1)} = \alpha, \quad (3)$$

то написанные выше соотношения можно будет переписать в виде

$$A_{3-B} = 2 \frac{(1-k)(1-\alpha)}{(1+k)(1+\alpha)} = \frac{1-k}{1+k} \cdot A_{3-B}^+, \quad (4)$$

$$A_{\text{шир}} = 2 \frac{1-\alpha}{1+\alpha} = A_{3-B}^+, \quad (5)$$

где $k = \frac{N^-(p > p_1)}{N^+(p > p_1)}$ — отношение числа отрицательных частиц к числу положительных, а A_{3-B}^+ — асимметрия в случае только положительных первичных частиц. Отсюда находим:

$$\frac{A_{3-B}}{A_{\text{шир}}} \equiv \frac{I_3 - I_B}{I_3 + I_B} : \frac{I_1 - I_2}{I_1 + I_2} = \frac{1-k}{1+k}. \quad (6)$$

Из этого соотношения мы видим, что измерений I_3 , I_B , I_1 , I_2 достаточно для определения соотношения между числом положительных и отрицательных частиц (при условии независимости вида спектра от знака заряда). Вместо измерения I_1 и I_2 можно по известному энергетическому спектру частиц вычислить α и из формулы (4) определить соотношение между числом положительных и отрицательных частиц.

Соотношениями (4) и (5) обычно пользуются при истолковании результатов экспериментов по измерению восточно-западной асимметрии.

Измерения восточно-западной асимметрии на поверхности Земли проводились ещё в 30-х годах^{19, 20}, и результаты этих измерений свидетельствовали о том, что первичное излучение, создающее проникающую компоненту, состоит в основном из положительных частиц. Обзор этих экспериментов см. в монографиях^{4, 5}. Проведённые в последние годы измерения восточно-западной асимметрии на малых высотах^{29, 94, 166, 169} подтвердили прежние результаты.

Долгое время считалось, что на больших высотах восточно-западная асимметрия ничтожно мала. Это заключение основывалось на результатах единственного опыта Джонсона и Бэрри²¹, нашедших, что в стратосфере на широте 20° N восточно-западная асимметрия составляет всего лишь 7% вместо 60%, как ожидалось для случая положительных первичных частиц*). Этот результат, если бы он был правильным, означал наличие в первичном потоке отрицательных частиц в количестве $\sim 44\%$. Работа²¹ дала повод для всякого рода спекуляций в отношении природы космических лучей. Делались предположения⁵ о том, что жёсткая и мягкая компоненты создаются различными первичными частицами: первая создаётся положительными частицами (протонами), а вторая — частицами обоих знаков (электронами и позитронами). Другая попытка объяснить результаты Джонсона и Бэрри заключалась в том, чтобы согласовать эти результаты с предположением о положительном знаке заряда первичных частиц, считая причиной сглаживания эффекта восточно-западной асимметрии рассеяние вторичных частиц. Однако как теоретическое рассмотрение^{5, 22}, так и прямые опыты, проведённые С. Н. Верновым и А. М. Куликовым²³, показали, что рассеяние слишком мало для

*) По вычислениям Яноши⁵ ожидаемая асимметрия должна была составлять 40%, что соответствует наличию в первичном потоке $\sim 41\%$ отрицательных частиц. Малость ожидаемого значения асимметрии (по сравнению с вычисляемым по формуле (5)) объясняется тем, что установка в опыте Джонсона и Бэрри непрерывно вращалась, и измеряемая интенсивность относилась к весьма широкому интервалу углов: интервал $\left(+\frac{1}{2}\pi, -\frac{1}{2}\pi \right)$ от направления строго на запад или строго на восток.

того, чтобы объяснить отсутствие восточно-западной асимметрии *). С другой стороны, результаты исследований взаимодействия первичных частиц с веществом, проведённых С. Н. Верновым²⁴ и другими^{25, 176}, показали, что мягкая компонента образуется в тех же процессах, что и жёсткая компонента, т. е. была опровергнута гипотеза о двух компонентах в первичном потоке.

В связи с явным несогласием результатов Джонсона и Бэрри с другими данными в последние годы было проведено большое число экспериментов с целью измерения восточно-западной асимметрии на больших высотах^{23—28, 30—32}. В 1949 году С. Н. Вернов, Н. Л. Григоров, Н. А. Добротин и др.²⁶ измеряли эффект восточно-западной асимметрии в стратосфере (высота, соответствующая $\sim 15 \text{ г/см}^2$) в районе экватора. Они нашли, что асимметрия на $6—10^\circ$ южн. магн. широты достигает $45—50\%$ для полной интенсивности и $\sim 70\%$ для жёсткой компоненты (проникающей через 8 см свинца). Этот результат указывал на явную ошибочность опыта Джонсона и Бэрри. Аналогичные результаты были получены и другими исследователями^{27, 28}.

Если рассчитать ожидаемую восточно-западную асимметрию для условий, в которых проводился эксперимент, в предположении, что интегральный энергетический спектр первичных частиц имеет вид $E^{-\gamma}$, то при $\gamma = 1,2 \div 1,5$ найдём **):

$$A_{3-B}^{\pm} = (110—130\%).$$

Сравнивая этот результат с измеренной асимметрией жёсткой компоненты (70%), можно найти по формуле (4), что доля отрицательных частиц в первичном потоке составляет (считая $A_{3-B}^{\pm} = 120\%$)

$$\frac{k}{1+k} \approx 20\%.$$

Это значит, что результаты С. Н. Вернова, Н. Л. Григоровой, Н. А. Добротина и др. не исключают возможности присутствия в первичном потоке отрицательных частиц в количестве $13—20\%$.

Сравнение наблюдаемой восточно-западной асимметрии с ожидаемой для случая полной интенсивности затруднено тем, что для

*) Как показал расчёт⁸⁷, отсутствие восточно-западной асимметрии на больших высотах нельзя объяснить отклонением вторичных частиц в магнитном поле Земли.

**) Если считать $\gamma \approx 1$, что в области энергий больших 10^{10} эв заведомо является заниженным значением, то $A_{3-B}^{\pm} \approx 96\%$ и, соответственно, доля отрицательно заряженных частиц будет

$$\frac{k}{1+k} \approx 13,5\%.$$

такого сравнения надо знать, какой вклад вносят вторичные частицы в полную интенсивность при измерениях на высоте $\sim 15 \text{ г/см}^2$ в восточном направлении и в западном. Можно, во всяком случае, считать, что относительный вклад вторичных частиц в восточном направлении (где средняя энергия положительных частиц выше) будет больше, чем в западном. Введение поправки на наличие вторичных частиц приведёт к уменьшению разницы между измеренной и ожидаемой асимметрией.

Измерения полной интенсивности в западном и восточном направлениях не будут нуждаться во введении поправок на размножение, если они проведены за границей атмосферы. Такие измерения были проведены^{30, 31} на геомагнитном экваторе с помощью установок, смонтированных на ракетах. Телескоп из счётчиков, поднятый на ракете за границу атмосферы, измерял интенсивность первичного излучения, причём регистрировалось направление счётчиков в пространстве. Измеренная восточно-западная асимметрия составила $\sim 40\%$. Ожидаемая асимметрия для установки, использованной в этих опытах в предположении, что все первичные частицы положительные, составляла $\sim 84\%$ ³¹. Различие между измеренной асимметрией и вычисленным значением объясняется, по мнению авторов, наличием обратного тока частиц из атмосферы (альbedo атмосферы для космических лучей; см. раздел II), который, по их измерениям, составляет до 35% от потока первичных частиц (для направления, составляющего угол 45° с вертикалью).

Если считать, что альbedo составляет $m\%$ от полной интенсивности и не зависит от азимутального угла, то ожидаемая в этом случае асимметрия будет определяться формулой

$$A'_{з-в} = A_{з-в} \cdot \left(1 - \frac{m}{100}\right) = A_{з-в}^{\pm} \frac{1-k}{1+k} \cdot \left(1 - \frac{m}{100}\right). \quad (7)$$

В рассматриваемом случае ожидаемая асимметрия уменьшится до 54%. Однако даже учёт альbedo не исключает возможности присутствия отрицательных частиц в количестве $\sim 13\%$.

Таким образом, имеющиеся в настоящее время экспериментальные данные указывают на наличие заметной восточно-западной асимметрии на больших высотах, что свидетельствует в пользу положительного знака заряда у основной массы первичных частиц. Однако результаты прямых измерений не исключают присутствия в первичном потоке некоторой доли отрицательно заряженных частиц ($\sim 13-20\%$)*.

*) Такое заключение вместе с известным фактом отсутствия первичных электронов (см. раздел III) позволяет сделать предположение о наличии в первичном потоке некоторого количества антипротонов (см. 147). К аналогичному заключению пришёл Бхоумик²⁸, анализировавший результаты своих измерений и измерений Винклера и др.²⁷.

II. ПРОТОНЫ В СОСТАВЕ ПЕРВИЧНОГО КОСМИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

После открытия и подробного исследования в 30-х годах широтного эффекта в физике космических лучей утвердилось мнение, что первичная компонента состоит из электронов (положительных и отрицательных). Такое предположение, казалось, хорошо согласовывалось с наблюдаемыми в атмосфере процессами, вызванными частицами космических лучей. Потребовалось большое количество исследований как непосредственно первичной компоненты, так и процессов, происходящих в атмосфере, чтобы установить неэлектронный характер первичного потока космических лучей.

Опыты, доказавшие неэлектронный характер первичных частиц космических лучей. Почти все приборы, предназначенные для регистрации заряженных частиц, основаны на использовании свойства быстрых заряженных частиц ионизовать вещество, через которое они проходят. Однако при больших энергиях ионизацию, создаваемую тяжёлыми частицами, нельзя отличить от ионизации, создаваемой лёгкими частицами с тем же зарядом (см. раздел IV). Для определения природы частиц большой энергии надо кроме ионизации знать ещё какую-нибудь характеризующую движение величину — например импульс.

При изучении первичной компоненты приходится поднимать установки на большую высоту, что лишает нас возможности использовать такие методы, как определение импульса по кривизне следа в магнитном поле, так как в нашем распоряжении пока ещё нет ни мощных магнитов малого веса, ни способов подъёма тяжёлых установок к границе атмосферы. Поэтому для определения природы первичных частиц приходится изыскивать иные методы. Эти методы основаны на изучении взаимодействия частиц большой энергии с веществом. Электроны большой энергии при прохождении через вещество испытывают торможение в кулоновских полях ядер (и электронов) среды и излучают фотоны, которые в свою очередь создают электроны и позитроны в процессе образования пар или в процессе комптоновского рассеяния. Теория таких лавинных электромагнитных процессов хорошо разработана³³ и результаты теории широко используются при обработке и обсуждении экспериментальных данных. Теория даёт возможность по числу частиц в ливне и по толщине фильтра, в котором возник и развился ливень, оценить энергию частицы, вызвавшей ливень. В отличие от электронов тяжёлые частицы (протоны) не дают тормозного излучения, так как вероятность этого процесса обратно пропорциональна квадрату массы частицы. Исследование ливнеобразующей способности частиц даёт, таким образом, возможность различать электроны и протоны. Дальнейшее изучение характера взаимодействия протонов с веществом показало, что протоны вызывают ядерные расщепления

(«звёзды») и создают мезонные ливни, которые можно наблюдать в фотоэмульсиях³⁴, в то время как электроны не создают ни мезонов, ни «звёзд».

Предположение о протонном характере первичной компоненты (во всяком случае, той её части, которая создаёт проникающее излучение) было сделано в 1934 г.³⁵ при объяснении результатов измерения восточно-западной асимметрии. Однако вопрос об основном составе первичного потока оставался нерешённым ещё в продолжение примерно 15 лет. В 1941 г. был произведён опыт, целью которого было измерение высотного хода электронных ливней в свинце³⁶. Оказалось, что на большой высоте (давление ~ 3 см рт. ст.) число ливней из свинца невелико. Это дало основание предположить, что в составе первичного излучения основную долю составляют протоны. Для определения природы первичного излучения С. И. Бриккер, С. Н. Вернов и др. провели целую серию опытов^{37, 38}. В этих опытах к границе атмосферы поднималась установка, регистрировавшая число частиц, проходящих через счётчик. Измерения производились попеременно внутри свинцовой сферы со стенкой в 1 см толщины и вне свинца, в воздухе. Результаты опытов С. И. Бриккер, С. Н. Вернова и др. показали, что имеет место увеличение числа частиц под свинцом (в 2,5 раза на высоте 20 км), но выше 20 км с дальнейшим ростом высоты не наблюдается увеличения эффективности размножения — число частиц под свинцом остаётся всё время в 2,5 раза больше числа частиц вне свинца. Если бы первичное излучение состояло в основном из электронов, то при тех больших энергиях, которыми они должны были бы обладать, чтобы пройти через геомагнитный барьер, наблюдалось бы по мере подъёма всё большее размножение, намного превышающее измеренное на опыте. Отсюда можно было сделать вывод, что главной составной частью первичного потока являются не электроны, а, повидимому, протоны.

Подтверждением протонного характера первичного излучения является наблюдение в экспонированных на большой высоте пластинах ядерных расщеплений и мезонных ливней, вызываемых первичными релятивистскими частицами³⁴.

В потоке первичных космических лучей нельзя ожидать заметного количества мезонов, так как они являются короткоживущими частицами (их время жизни меньше 10^{-6} сек) и самопроизвольно распадаются. По этой же причине в составе первичных космических лучей не может быть большого числа нейтронов. Хотя время жизни последних (десятки минут) значительно больше времени жизни мезонов, только в случае образования быстрых нейтронов на Солнце часть из них могла бы достигнуть Земли не распадаясь. В настоящее время, однако, нет данных о количестве быстрых нейтронов на больших высотах и вопрос о присутствии их в первичном излучении остаётся открытым.

Проведённые эксперименты (см. разделы III и IV) показали, что в составе первичного излучения на данной широте 14—20% составляют ядра различных элементов (от He до Fe), а на долю электронов приходится не более 0,6%. Так как протоны составляют на данной широте, повидимому, более 80% от полного числа падающих частиц, в этом разделе поток первичных космических лучей будет отождествляться с потоком первичных протонов.

Поток первичной компоненты на различных широтах. Определить поток первичной компоненты можно непосредственными измерениями на границе и за границей атмосферы или из данных по измерению высотного хода интенсивности космических лучей в атмосфере. Первые определения потока первичной компоненты были произведены именно вторым методом.

Из данных по измерению широтного эффекта космических лучей можно было найти энергетический спектр первичного излучения и оценить поток частиц в различных энергетических интервалах. Так, например, Джонсон³⁹, используя данные Милликена и др.¹⁷ по измерению ионизации, ещё в 1938 г. нашёл вид энергетического спектра первичных частиц и соответствующие потоки на различных широтах. Согласно³⁹, спектр космических лучей имеет вид $N(E) \cdot dE = \frac{15 \cdot 10^8}{E^3} dE$ частиц/см²·сек; соответствующие потоки приведены в таблице I.

Таблица I

Поток первичных частиц, определяемый по измерению создаваемой ими ионизации

Широта	Пороговая энергия *), эв	Поток энергии $\frac{\text{эв}}{\text{см}^2 \cdot \text{сек}}$	Число частиц на см ² в сек	
			Джонсон ³⁹	Неер ⁵²
3°	15 · 10 ⁹	10 ⁹	0,032	0,031
39°	8 · 10 ⁹	1,7 · 10 ⁹	0,11	0,066
52°	2 · 10 ⁹	3,2 · 10 ⁹	0,36	0,22

*) За пороговую энергию принята энергия, которую должен иметь протон для того, чтобы попасть на Землю в вертикальном направлении.

Впоследствии при более точных измерениях был найден несколько иной вид спектра (см. ниже), но данные для потока,

получаемые из измерений выделенной энергии, имеют тот же порядок величины (см. ^{14, 52}) и приведены в последнем столбце таблицы I.

Непосредственные измерения первичного потока космических лучей с помощью телескопа из счётчиков, поднимаемого к границе атмосферы ^{27, 40, 42, 44, 50} на шарах-пилотах или за границу атмосферы на ракетах ^{43, 45—48}, дают иные, значительно большие значения, чем получаемые из измерений ионизации.

Так, например, из измерений Л. Т. Барадзей, С. Н. Вернова и Ю. А. Смородина ⁴⁰, проведённых на широте 51°N , получается, что поток в вертикальном направлении на высоте $\sim 13 \text{ г/см}^2$ составляет $\sim 0,18 \text{ частиц/см}^2 \cdot \text{сек} \cdot \text{стерад}$, что соответствует полному потоку $\sim 0,56 \text{ частиц/см}^2 \cdot \text{сек}$ (по сравнению с потоком $0,36 \text{ частиц/см}^2 \cdot \text{сек}$ или даже $0,22 \text{ частиц/см}^2 \cdot \text{сек}$, как получается из данных по измерению энергии.) Примерно в таком же отношении к данным, полученным из измерений выделенной энергии, находятся результаты других авторов ^{41—48}, непосредственно измерявших поток первичных частиц на границе или за границей атмосферы.

В настоящее время нет исчерпывающего объяснения различия между результатами непосредственного измерения потока частиц и определения потока частиц по измерению создаваемой им ионизации. Можно, однако, указать два обстоятельства, которые, вероятно, полностью смогут объяснить это расхождение.

Во-первых, измерения выделенной космическими лучами энергии могут дать заниженные результаты, так как часть энергии в процессе взаимодействия с веществом переходит к нерегистрируемым частицам — нейтрино и, таким образом, не входит в конечные результаты.

Во-вторых, измерения при помощи телескопов из счётчиков могут на границе атмосферы и вне её дать несколько завышенные результаты (по сравнению с истинным потоком первичных частиц) ввиду неравенства нулю альbedo земной атмосферы, т. е. наличия вторичных частиц, вышедших из атмосферы и удерживаемых магнитным полем вблизи Земли ^{90, 91, 92}. Подтверждением существенной роли альbedo служат данные измерений потока частиц за границей атмосферы при помощи одиночного счётчика и при помощи телескопа из счётчиков. Оказалось, что за границей атмосферы поток, измеряемый одиночным счётчиком ^{41, 45}, больше, чем поток, измеряемый телескопом ^{43, 45—48}. На экваторе было найдено ⁴⁸, что угловое распределение частиц за границей атмосферы имеет вид:

$$j(\theta) = 0,028(1 + 0,6 \sin \theta), \quad (8)$$

где θ — угол между направлением оси телескопа и вертикальным направлением. Попытки непосредственного измерения идущего

снизу потока при помощи черенковских счётчиков⁴⁹ пока ещё не дали однозначного и в достаточной степени достоверного результата.

С. Н. Вернов, А. М. Куликов и А. Н. Чарахчьян⁵⁰ произвели оценку потока первичных частиц на северных широтах 51° , 31° и 2° путём измерений потока частиц, проникающих через 10 см Рб. Определив в ряде опытов, что пробег подавляющего числа первичных частиц составляет $160 \text{ г/см}^2 \text{ Рб}$, они считают, что на границе атмосферы через 10 см Рб половина протонов проходит без взаимодействия. Измерив высотный ход для частиц, прошедших через 10 см Рб без размножения, они экстраполируют кривые к границе атмосферы и принимают за первичный поток удвоенное значение, получившееся в результате экстраполяции. Следует отметить, что производимая ими экстраполяция может вызвать возражения, так как уже на высотах $\sim 30 \text{ км}$ телескоп в вертикальном направлении измеряет такую же интенсивность, как за границей атмосферы⁴⁵.

Результаты различных авторов, измерявших при помощи телескопов из счётчиков первичный поток на границе и за границей атмосферы, сведены в таблице II.

Таблица II

Поток первичных частиц на различных широтах, измеренный при помощи вертикального телескопа из счётчиков

Геомагнитная широта λ в $^\circ$	Пороговый импульс для прогибов, 10^9 эв/с	Поток частиц в $\text{м}^2 \cdot \text{сек} \cdot \text{стерад}$	Глубина от «границы атмосферы», г/см^2	Дополнительный поглотитель	Автор
1	2	3	4	5	6
0	14,9	260 ± 10	} 15 15 0*) экстраполяция**) 15	} 3 см Рб — — пересчёт***)	} Винклер ²⁷ Ван-Аллен ⁴³ Чарахчьян ⁵⁰
0	14,9	270 ± 10			
0	14,9	310 ± 10			
0	14,9	280 ± 40			
2	14,9	150			
2	14,9	270	15	} 3 см Рб	} Винклер ²⁷
20	11,6	310 ± 10	15		
28	9,1	460 ± 10	15	18 см Рб	Шайн ²⁷
28	9,1	590 ± 10	экстраполяция**)	—	Видаль ¹⁷⁶
31	8,0	460 ± 15	15	3 см Рб	Винклер ²⁷

Продолжение табл. II

Геомагнитная широта λ в °	Пороговый импульс для протонов, 10^9 эв/с	Поток частиц в 1 м ² ·сек·стерад	Глубина от «границы атмосферы», г/см ²	Дополнительный поглотитель	Автор
1	2	3	4	5	6
31	8,0	300	экстраполяция **)	} пересчёт ***)	Чарахчян ⁵⁰
31	8,0	490	15		
38,8	5,5	850±30	} 15	3 см Рв	Винклер ²⁷
39,5	5,3	680±20			
41	4,8	820±20			
41	4,8	700±50	0 *)	—	Перлов ¹⁵³
41	4,8	730±60	0 *)	—	Ван-Аллен ⁴³
41	4,8	780±100	0 *)	—	Зингер ⁴⁷
41	4,8	1020±100	экстраполяция **)	—	Видадь ¹⁷⁶
50	2,5	1800±200	0 *)	—	Ван-Аллен ⁴³
50	2,5	1500	12	—	Монтгомери ¹⁷⁸
51	2,3	2200±100	15	1,9 см Рв	Винклер и Струд ²⁷
51	2,3	1500	экстраполяция **)	} пересчёт ***)	Чарахчян ⁵⁰
51	2,3	1690	15		
52	2,1	1680±40	18	<8 см Рв	Померанц ⁴⁴
52	2,1	1858	12,5	3 см Рв	Померанц ¹⁷⁹
52	2,1	2000	11	—	Померанц ⁶³
55	1,6	2960±200	экстраполяция **)	—	Видадь ¹⁷⁷
56	1,5	2200	экстраполяция **)	—	—
56	1,5	2460	15	—	Винклер и Струд ¹⁷⁷
58	1,2	2900±300	0 *)	—	Ван-Аллен ⁴³
69	0,25	3000	11	—	Померанц ^{63,44}
69	0,25	2500	11	—	Померанц ⁶⁶

*) Измерения проведены на ракетах за границей атмосферы.

**) Значения потока получены экстраполяцией кривых высотного хода интенсивности к границе атмосферы.

***) Значения потока при нулевом поглотителе получены из измерений под 10 см Рв при помощи пересчёта к нулевой толщине поглотителя (см. ⁵⁰).

Распределение первичных частиц по энергиям. Приведённые в предыдущем параграфе результаты по измерению потока первичных частиц на различных широтах позволили найти распределение первичных частиц космических лучей по энергиям.

Согласно теории геомагнитных эффектов на каждой широте λ в вертикальном направлении могут приходиться лишь те частицы, импульс которых больше некоторого «порогового» значения $p_{\text{верт}}(\lambda) = 14,9 \cdot 10^9 \cos^4 \lambda$ эв/с. Ориентированный в вертикальном направлении телескоп из счётчиков будет измерять суммарный поток всех частиц с импульсом, превышающим $p_{\text{верт}}(\lambda)$. Таким образом, измерения вертикальной интенсивности космических лучей на различных широтах (измерения широтного эффекта) дают возможность найти энергетическое распределение первичных частиц (интегральный спектр первичных), имеющих импульс меньше $\sim 15 \cdot 10^9$ эв/с. Для построения спектра в области больших энергий привлекают данные об энергетическом спектре широких ливней, предполагая, что широкие ливни создаются первичными протонами. Следует отметить, что против такого предположения можно выдвинуть возражение: не исключено, что широкие ливни создаются также многозарядными частицами (см. раздел IV) и спектр широких ливней представляет собой по существу спектр смеси многозарядных частиц и протонов, а не спектр одних лишь протонов. Для решения этого вопроса необходимы дальнейшие исследования широких ливней и, в частности, изучение так называемых коррелированных ливней, которые, как указал Г. Т. Зацепин⁸⁸, возможно, образованы многозарядными частицами.

Спектр, получаемый путём объединения данных широтного эффекта и данных по измерениям широких ливней при указанных выше предположениях, приведён на рис. 1.

В последнее время предложен метод определения энергии протонов путём исследования ливней, создаваемых ими в фотозуммирующих⁵¹. Для этого измеряют либо угол разлёта частиц, либо энергию «мягкой компоненты» (электронов, сопровождающих эти ливни). Таким методом удалось измерить энергии протонов вплоть до 10^{12} эв и найти поток частиц с энергией, превышающей 10^{11} эв. Найденные значения хорошо согласуются с кривой рис. 1. Однако измерений, проведённых таким методом, пока ещё немного, и полученные результаты следует рассматривать как предварительные.

Аналитическое выражение для интегрального спектра первичных частиц можно записать в виде^{14, 52}

$$N(E > E_0) \sim \int_{E_0}^{\infty} \frac{dE}{E^{\frac{2}{3}} \left(1 + 0,09 E^{\frac{4}{3}}\right)^{\frac{3}{2}}}, \quad (9)$$

где E — кинетическая энергия, выраженная в 10^9 эв. При боль-

ших энергиях выражение (9) ведёт себя как $\sim \frac{1}{E^{1,67}}$, что хорошо отражает спектр широких ливней⁵³, а при энергии E , заключённой в интервале от 2 до $12 \cdot 10^9$ эв, оно близко к кривой $\frac{1}{E^{1,1}}$, проходящей через экспериментальные точки²⁷.

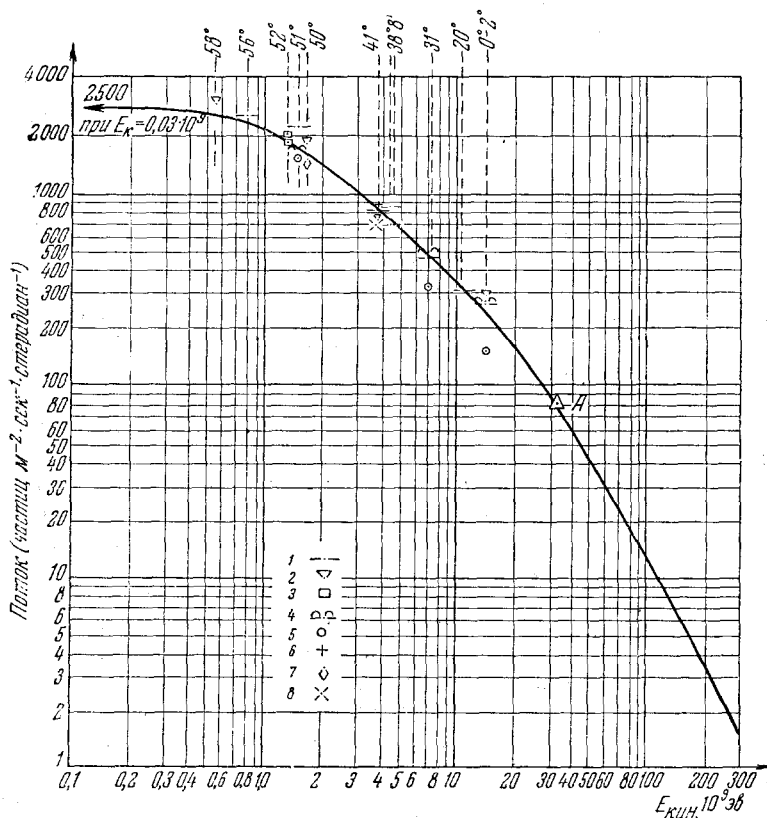


Рис. 1. Интегральный энергетический спектр первичного космического излучения, полученный измерением потока частиц на различных широтах (для энергий, меньших $15 \cdot 10^9$ эв). Полученный спектр сопрягается в точке А со спектром широких ливней, даваемым Гильберти⁵³ в виде

$$N(E > E_1) = \frac{A}{E_1^{1,7}}.$$

1 — измерения Винклера и др.^{27, 177}, 2 — измерения Ван-Аллена и Зингера^{43, 63, 64, 66, 179}, 3 — измерения Псмеранца, 4 и 5 — измерения Чаракчьяна⁵⁰ без экстраполяции и с экстраполяцией соответственно, 6 — измерения Зингера⁴⁷, 7 — измерения Монгмери¹⁷⁸, 8 — измерения Перлова¹⁵⁶.

Измерения широтного эффекта на высоких широтах указывают на «уплощение» кривой интегрального энергетического спектра первичных частиц: частицы космических лучей, обладающие малыми энергиями, на Землю не приходят. Указания на исчезновение широтного эффекта у поверхности Земли на больших широтах были получены уже давно^{16, 54, 39}. Такой «порог» в широтном эффекте у поверхности Земли объясняли поглощением частиц в атмосфере, так как порог этот наблюдался как раз на широте $\sim 45^\circ$, где допускаемая магнитным полем Земли энергия равна энергии, затрачиваемой релятивистской частицей на ионизацию при прохождении через атмосферу. Однако измерения широтного эффекта на больших высотах⁵⁵ также обнаружили существование порога в широтном эффекте, причём первоначально этот порог помещали на $\sim 50^\circ$ геомагнитной широты. Для объяснения наблюдаемого порога в широтном эффекте Яноши^{5, 56} выдвинул гипотезу об обрезании первичного спектра падающих на Землю частиц магнитным полем Солнца. Если Солнце обладает постоянным магнитным моментом $\sim 1,3 \cdot 10^{34}$ гаусс·см³ (поле на полюсе $H_p \sim 77$ гаусс), то его магнитное поле не позволит частицам с импульсом, меньшим $p_0 = 3 \cdot 10^9$ эв/c (что соответствует геомагнитному порогу на 50°), приблизиться к Земле. В то время, когда была выдвинута эта гипотеза, считали^{57, 86}, что Солнце обладает магнитным моментом порядка $(1,7 \cdot 0,42) \cdot 10^{34}$ гаусс·см³. В дальнейшем, однако, нашли^{58, 59, 60}, что магнитный момент Солнца значительно меньше измеренного первоначально, и появились указания на полное отсутствие у Солнца сколько-нибудь заметного магнитного момента*).

Проведённые в последние годы при помощи шаров-зондов^{62-64, 168} и ракет^{43, 65} опыты показали, что на больших широтах не наблюдается роста интенсивности с увеличением широты, что как раз свидетельствует о наличии какого-то обрезания в первичном спектре. В настоящее время можно считать установленным^{65-67, 168}, что порог в широтном эффекте имеет место примерно на широте $56-58^\circ$.

Ввиду того что современные астрофизические данные свидетельствуют скорее об отсутствии постоянного магнитного момента у Солнца**), чем о его существовании, было сделано предполо-

*) Определение величины магнитного момента Солнца производилось на основе измерений зеемановского уширения линий поглощения в оптическом спектре Солнца. Однако были высказаны⁶¹ сомнения в отношении возможности применять этот метод к измерению сравнительно небольших полей (десятки гаусс) на поверхности Солнца.

**) Наличие постоянного магнитного момента Солнца может служить причиной суточных колебаний интенсивности космических лучей^{53, 70, 71}. Отсутствие таких колебаний при измерениях^{64, 72, 74} истолковывалось как дополнительное указание на отсутствие у Солнца постоянного маг-

жение⁶⁸, что обрезание спектра объясняется поглощением мало-энергичных частиц по мере движения из области источника к Земле. Если причиной обрезания является поглощение, то различные частицы будут поглощаться по-разному и обрезание спектра для них будет происходить при разных значениях импульса и, следовательно, на разных широтах. Хотя в настоящее время экспериментальных данных мало, есть указания⁶⁵, что обрезание для протонов и для α -частиц происходит примерно на одной и той же широте. Эти указания свидетельствуют в пользу магнитного обрезания. В. Л. Гинзбург⁶⁹ указал, что магнитное обрезание может иметь место даже при отсутствии постоянного магнитного поля Солнца: оно может происходить вследствие существования магнитного поля солнечной системы в целом, возникающего при движении проводящей межпланетной среды.

Резюмируя, можно сказать, что интегральный спектр протонов (первичных частиц) нельзя аппроксимировать в виде степенной функции с постоянным показателем степени. Только в отдельных интервалах энергии такая аппроксимация хорошо совпадает с экспериментальными данными. В области малых энергий интегральный спектр уплощается, что соответствует «обрезанию» в первичном потоке частиц малой энергии.

III. ЭЛЕКТРОНЫ И ФОТОНЫ В СОСТАВЕ ПЕРВИЧНОЙ КОМПОНЕНТЫ КОСМИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

В предыдущих разделах уже были описаны эксперименты, доказавшие, что первичное излучение состоит преимущественно из положительно заряженных частиц, не электронов. Однако из результатов этих опытов нельзя было сделать никаких выводов о возможном верхнем пределе для электронной компоненты в первичном космическом излучении. В связи с этим был предпринят ряд попыток измерить поток первичных электронов и фотонов в различных энергетических интервалах.

1. Электроны и фотоны больших энергий

Для выделения из общей массы частиц космического излучения электронов и фотонов большой энергии используют свойство размножения электронно-фотонной компоненты при прохождении через вещество. Это свойство позволяет проводить измерения интенсивности электронно-фотонной компоненты в различных

нитного момента. Однако Зингер⁷³ показал, что при правильном учёте спектра частиц и ряда других обстоятельств результаты измерений⁷² не противоречат наличию у Солнца постоянного магнитного момента $\sim 0,65 \cdot 10^{24}$ гаусс·см³, соответствующего порогу в широтном эффекте на 56°. См. также¹²³.

интервалах энергии. Прежде всего исследователей интересовал вопрос о количестве электронов и фотонов с энергией $\geq 10^9$ эв. Был проведён ряд экспериментов с применением ионизационной камеры^{75, 76} и камеры Вильсона^{77, 78}, поднимавшихся на шарах-зондах к границе атмосферы.

Первые грубые результаты были получены при помощи ионизационной камеры. Применявшаяся ионизационная камера имела форму цилиндра диаметром 5 см и длиной 15 см. Изготовлена она была из латуни толщиной $\sim 0,7$ мм ($0,6$ г/см²). Наполнялась камера чистым аргоном до давления в 6 атмосфер. Над камерой был смонтирован полуцилиндрический свинцовый фильтр толщиной 2,5 см и длиной 10 см. В этом свинцовом блоке происходило образование электронно-фотонного ливня, частицы которого при прохождении через чувствительный объём камеры создавали ионизацию, пропорциональную числу частиц (все частицы имели примерно одинаковую скорость, близкую к скорости света, и все они были однозарядные, так что ионизация, создаваемая отдельными частицами, была практически одна и та же). Измерялось число «толчков»; превышающих некоторый минимальный, выбиравшийся в различных экспериментах по-разному.

В первых опытах⁷⁵ порог соответствовал прохождению через камеру 80 релятивистских однозарядных частиц. Оценка⁷⁶ энергии электрона, образующего под 2,5 см Pb ливень из 80 релятивистских частиц, даёт значение $\sim 10^{10}$ эв. Во время полёта производилась калибровка всей системы при помощи источника α -частиц Po, периодически облучавшего камеру. Такая калибровка давала возможность контролировать работу установки и исключать из рассмотрения данные тех полётов, в которых система функционировала неправильно.

Для определения количества электронов и фотонов с энергией больше 10^{10} эв производились полёты камер с поглотителем и без поглотителя. Удачных полётов на большой высоте было 2. Данные, полученные в этих полётах, приведены в таблице III.

Таблица III

Результаты опытов по измерению электронно-фотонной компоненты

Давление	Число толчков в час	Время наблюдения (в часах)	Примечания
20 г/см ²	313	1,2	поглотитель над камерой
45 г/см ²	183	0,6	без поглотителя

Для сравнения результатов двух полётов авторы производили экстраполяцию данных второго полёта к высоте 20 г/см² (исполь-

зую дополнительные данные для высоты 306 г/см^2) и нашли, что присутствие свинца ведёт к возрастанию числа толчков в $\sim 1,5$ раза. Несомненно, что метод сравнения результатов различных полётов, проведённых к тому же на различной высоте, может привести к ошибочным выводам, но при грубых оценках он вполне применим. Если считать, что всё различие объясняется электронами и фотонами (некоторая доля эффекта может быть, вообще говоря, связана с ядерными расщеплениями в стенках камеры и в прилегающем к камере слое поглотителя), то поток этих частиц будет ~ 5 частиц/ $\text{м}^2 \cdot \text{сек} \cdot \text{стерад}$ (эффективная поверхность камеры равна 19 см^2 , телесный угол равен π). Принимая для потока всех первичных частиц значение 700 частиц/ $\text{м}^2 \cdot \text{сек} \cdot \text{стерад}$, что соответствует потоку частиц с $E \geq 5 \cdot 10^9 \text{ эв}$, авторы находят, что электроны и фотоны измеряемых ими энергий составляют не более 1% от полного числа частиц *). В дальнейшем были проведены такие же измерения, но порог был выбран в 30 релятивистских частиц, что соответствует 76 энергии падающей частицы $\sim 5 \cdot 10^9 \text{ эв}$. В результате полётов установки на высоте, соответствующей давлению $\sim 27 \text{ г/см}^2$, было найдено, что число регистрируемых толчков составляет $\sim 4580 \pm 100$ в час. Это даёт 76 для потока компоненты, вызывающей толчки в камере, значение 84 частицы/ $\text{м}^2 \cdot \text{сек} \cdot \text{стерад}$. Данные об измерениях в камере без свинца с порогом в 30 частиц не опубликованы, и поэтому нельзя оценить долю толчков, вызванных электронно-фотонной компонентой. Однако, предполагая, что все толчки в камере вызваны ливнями от электронов и фотонов, находим в качестве весьма завышенного верхнего предела для доли электронно-фотонной компоненты с энергией $E > 5 \cdot 10^9 \text{ эв}$ величину $\sim 12\%$.

Произведённая в работе 77 оценка доли электронно-фотонной компоненты в $\sim 4\%$ неправильна, так как поток электронов и фотонов с энергией $E \geq 5 \cdot 10^9 \text{ эв}$ сравнивался с потоком всех частиц с энергией $E \geq 10^9 \text{ эв}$.

Несомненно, что часть толчков в ионизационной камере была вызвана не электронами (ядерные расщепления, мезонные ливни), а некоторая часть «электронных» толчков — не первичными электронами, а вторичными, образованными в свинце. Таким образом, приведённое выше значение (12%) для содержания электронов большой энергии в первичном излучении является заведомо завышенным.

Измерения $^{89, 92}$ при помощи телескопов со свинцовыми поглотителями различной толщины, поднятых на ракетах за границу

*) Если учесть, что поток частиц с энергией $E > 10^{10} \text{ эв}$ составляет 400 частиц/ $\text{м}^2 \cdot \text{сек} \cdot \text{стерад}$ (см. 27), то верхний предел для доли первичных электронов составит $1,5\%$ от полного числа частиц с энергией $E > 10^{10} \text{ эв}$.

атмосферы, также дали возможность примерно оценить долю электронов в первичном потоке космических лучей. По измерениям⁹² первичные электроны на широте 41° составляют не более 14% первичного излучения. В работе⁸⁹ было установлено, что поток первичных фотонов и электронов с энергией больше $5 \cdot 10^9$ эв составляет меньше 5% от потока первичных частиц.

Дальнейшие исследования^{77, 78} позволили заметно снизить верхний предел для доли электронов и фотонов большой энергии в первичном потоке космических лучей. Эксперименты проводились на широте 55° при помощи камер Вильсона, поднимавшихся на шарах-зондах к границе атмосферы (~ 20 г/см²). В камере Вильсона помещались свинцовые пластинки толщиной 0,6 см (1,2 t-единицы), в которых происходило размножение электронов и образование ливней. Во всех шести полётах внутри камеры помещалось не менее двух свинцовых пластинок. Было отобрано 1000 снимков, на которых видны электронные ливни. При отборе руководствовались требованием, чтобы число частиц с минимальной ионизацией было не менее 10. Последнее требование налагает ограничения на минимальную энергию регистрируемого электрона. Тщательный анализ⁷⁸ показал, что эта минимальная энергия E_0 составляет $\sim 0,73 \cdot 10^9$ эв, причём даже в наименее благоприятном случае E_0 не больше $1,1 \cdot 10^9$ эв. Измерение чувствительного времени камеры (при помощи радиоактивного источника) и вычисление эффективной площади камеры и эффективного телесного угла позволили определить верхний предел для потока электронов с энергией, большей по крайней мере $1,1 \cdot 10^9$ эв. Этот поток составил ~ 12 частиц/м²·сек·стерад, т. е. $\sim 0,6\%$ от первичного потока частиц с импульсом $p > 1,1 \cdot 10^9$ эв/с^{*}). Приведённое в работе⁷⁷ значение доли электронно-фотонной компоненты ($\sim 0,2\%$) отличается от приводимого в более поздней работе⁷⁸ потому, что в работе⁷⁷ учитывались лишь те ливни, которые не сопровождалось проникающими частицами. Кроме того, в работе⁷³ более тщательно было произведено определение чувствительного времени камеры и эффективного телесного угла.

Можно считать, что в первичном потоке космических лучей электроны с энергией $E \gtrsim 10^9$ эв, если они и имеются, составляют не более 0,6% от числа всех первичных частиц. Это соответствует плотности электронов большой энергии вблизи Земли меньше $7 \cdot 10^{-13}$ электронов/см³. В то же время из данных по радиоизлучению Галактики следует⁷⁹ существование в галактическом пространстве электронов с энергией $\sim 10^9$ эв, причём плот-

*) Возможно, что найденный поток ~ 12 частиц/м²·сек·стерад относится к электронам с энергией больше $0,73 \cdot 10^9$ эв. В этом случае поток электронов с энергией $E > 1,1 \cdot 10^9$ эв будет ещё меньше.

ность их ⁶⁹ порядка $10^{-14} - 10^{-13}$ в $см^3$. Существенно выяснить, является ли такое совпадение значений плотности электронов случайным или действительно вблизи Земли имеются электроны в количестве, соответствующем количеству релятивистских электронов, создающих галактическое радиоизлучение. С этой точки зрения весьма важно проведение дальнейших экспериментов по измерению электронов в первичном потоке с целью установления более точного предельного значения для количества электронов с энергией $\sim 10^9$ эв в приходящем на Землю потоке космических частиц.

2. Электроны и фотоны малых энергий

Описанные выше опыты установили почти полное отсутствие первичных электронов и фотонов с энергией $E \gtrsim 10^9$ эв. Возникает вопрос, нет ли в первичном излучении электронов и фотонов с энергией, меньшей $\sim 10^9$ эв. Согласно имеющимся данным ⁶³, на Землю вообще не приходят заряженные частицы с импульсом, меньшим $1,2 \cdot 10^9$ эв/с, т. е. не приходят и электроны с энергией, меньшей $1,2 \cdot 10^9$ эв*). В отношении фотонов малых энергий, однако, нельзя сделать подобного рода выводов без проведения специальных экспериментов.

Опыты по поискам первичных фотонов проводились при помощи ракет, поднимавших (на геомагнитной широте 41°) соответствующие установки за границу атмосферы ^{80, 81}. Подъём на большие высоты был необходим потому, что на меньших высотах (на высотах, достижимых при помощи шаров-зондов) присутствует большое количество вторичных фотонов, усложняющих и запутывающих всю картину. Установка для измерения фотонов состояла из группы счётчиков, включённых на совпадения. Счётчики были окружены свинцовыми полуцилиндрами, которые в свою очередь окружались группами счётчиков (рис. 2). Регистрировались совпадения счётчиков внутри свинцовых блоков и антисовпадения этой группы с любым периферийным счётчиком. Антисовпадения соответствовали фотонам, создавшим в свинце электроны, энергия

*) Максимальный процент электронов с энергией больше $2,5 \cdot 10^8$ эв можно грубо оценить из следующих соображений. Потоки первичных частиц, измеренные на 69° широты ($p_{\text{верт.с}} = 2,5 \cdot 10^8$ эв) и на 58° широты ($p_{\text{верт.с}} = 1,2 \cdot 10^9$ эв) соответственно равны $0,25 \pm 0,02$ частиц/см²·сек·стерад и $0,29 \pm 0,03$ частиц/см²·сек·стерад ⁴³. Если принять максимальную возможную разность в потоках на 69° широты и на 58° широты за поток электронов с импульсом $2,5 \cdot 10^8$ эв/с $< p < 1,2 \cdot 10^9$ эв/с,

то процент таких электронов будет не больше $\frac{\Delta I_{\text{макс}}}{I_{69^\circ, \text{макс}}} = \frac{0,01}{0,27} \sim 3,7\%$.

Ясно, что в действительности таких электронов, если они вообще присутствуют в первичном потоке, ещё меньше.

которых была меньше необходимой для прохождения через второй поглотитель. Совпадения в центральных счётчиках давали полное число частиц (ионизирующих и неионизирующих). И использованные поглотители выделяли фотоны в энергетическом интервале от 3,4 до 90 Мэв (фотоны с энергией, меньшей 3,4 Мэв, создавали электроны, которые не могли пройти через медную пластинку толщиной 1,9 мм, помещённую между двумя центральными счётчиками; фотоны с энергией больше 90 Мэв создавали электроны, проходившие через нижний фильтр и вызывавшие разряд в нижней группе счётчиков).

Число совпадений, зарегистрированных над атмосферой, составляло $2,30 \pm 0,11$ в секунду, а число антисовпадений составляло $0,20 \pm 0,04$ в секунду ($\sim 8,7\%$ от числа совпадений)⁸⁰.

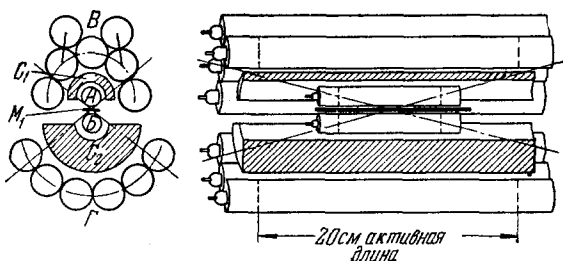


Рис. 2. Схематическое изображение установки для регистрации фотонов с энергиями в интервале от 3,4 до 90 Мэв: C_1 и C_2 — свинцовые полуцилиндры толщиной 0,63 см и 2,42 см соответственно; А, В — счётчики Гейгера-Мюллера со стенками толщиной 0,15 мм Аl; В и Г — группы из счётчиков Гейгера-Мюллера со стенками толщиной 0,8 мм Сu; M_1 — медная пластинка толщиной 1,9 мм, поглощавшая электроны малых энергий.

Если, однако, учесть (приблизительно) различие между поверхностями, собирающими фотоны и собирающими заряженные частицы, то процент, который составляют незаряженные частицы по отношению к заряженным, будет всего $\sim 2,5\%$, а если ввести необходимые поправки на случайные совпадения, мёртвое время счётчиков, на звёзды и т. п., то этот процент снизится до 1%.

Разумнее сравнивать не число фотонов с числом всех частиц, а энергию, несомую фотонами, с энергией, несомой всем космическим излучением. Энергия, несомая фотонами в энергетическом интервале от 3,4 до 90 Мэв, составляет⁸⁰ $1,4 \cdot 10^6$ эв/см²·сек. Энергия полного излучения на той же широте (41° сев. шир.) составляет^{82, 83} $1,8 \cdot 10^9$ эв/см²·сек. Таким образом, энергия, несомая фотонами с энергией в интервале 3,4 ÷ 90 Мэв, составляет

всего лишь 0,08% от полной энергии, несомой космическим излучением на северной широте 41° *).

Мы видим, таким образом, что вклад фотонов с энергией от 3,4 до 90 Мэв в поток энергии полного космического излучения ничтожно мал.

Для определения потока фотонов в интервале энергий от 0,1 до 15 Мэв поднималась аналогичная установка⁸¹, но без дополнительных поглотителей. Единственными поглотителями были медные стенки счётчика толщиной 0,9 мм. Установка, состоявшая из семи счётчиков, изображена на рис. 3. Регистрировались совпадения между центральным счётчиком А и периферийными

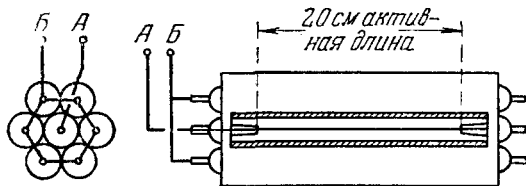


Рис. 3. Схематическое изображение установки для регистрации фотонов с энергиями в интервале от 0,1 до 15 Мэв: А — центральный счётчик; Б — периферийные счётчики, соединённые параллельно. Толщина стенок у всех счётчиков $\sim 0,09$ мм Си.

счётчиками, образывавшими одно кольцо Б. Одновременно регистрировались антисовпадения А — Б. Совпадения давали количество заряженных частиц, энергичных γ -лучей и энергичных нейтронов. Антисовпадения давали число малоэнергичных γ -лучей и нейтронов малых энергий. В результате измерений было найдено, что число совпадений составляет $(28,3 \pm 0,4)$ в секунду, а число антисовпадений (после внесения соответствующих поправок) составляет $1,0 \pm 0,1$ в секунду. Поток энергии, несомой фотонами в энергетическом интервале от 0,1 до 15 Мэв, равен $0,9 \text{ Мэв/см}^2 \cdot \text{сек}$, что сравнимо с потоком энергии, несомой фотонами в энергетическом интервале от 3,4 до 90 Мэв.

Таким образом, результаты измерений интенсивности фотонов в интервале энергий от 0,1 до 90 Мэв показывают, что поток несомой фотонами энергий составляет ничтожную долю (менее 0,1%) от потока энергии, несомой заряженными частицами космических лучей.

*) Если отнести измеренный поток энергии, несомой γ -лучами в интервале энергий $3,4 \div 90 \text{ Мэв}$, к потоку энергии, несомой космическими лучами на широте 60° (ввиду наличия «обрезания» первичного спектра этот поток можно считать потоком космических лучей на земной орбите), равному¹⁴ $2,4 \cdot 10^9 \text{ эв/см}^2 \cdot \text{сек}$, то доля энергии, несомой γ -лучами, будет меньше 0,06%.

3. Значение отсутствия первичных электронов и фотонов для теорий происхождения космических лучей

Изложенные в предыдущих параграфах результаты показывают, что в первичном потоке космических лучей почти полностью отсутствуют электроны (во всём энергетическом интервале от малых энергий до весьма больших) и фотоны с энергией $0,1 \text{ Мэв} \leq E < 90 \text{ Мэв}$ и с $E \geq 10^9 \text{ эв}$. Нет прямых экспериментальных данных о фотонах в энергетическом интервале от 90 до 1000 Мэв, но весьма маловероятно, чтобы в этом узком интервале энергий интенсивность потока фотонов намного превышала его интенсивность в соседних интервалах.

Не останавливаясь на вопросе о том, как объясняют различные теории происхождения космических лучей этот экспериментальный факт, отметим лишь несколько моментов, указывающих на нетривиальность утверждения об отсутствии в первичном потоке космических лучей электронно-фотонной компоненты.

Поскольку большинство современных теорий происхождения космических лучей основывается на электромагнитных механизмах ускорения, постольку в общем случае нет оснований предполагать, что электроны не будут ускоряться так же, как протоны и сложные ядра. Кроме того, протоны, перемещаясь в межзвёздном пространстве из области источника к Земле, будут испытывать ядерные взаимодействия, образуя при этом мезоны, которые, распадаясь, создадут энергичные электроны и γ -лучи. Таким образом, мы видим, что имеется достаточно большое количество источников электронов и необходимо объяснить, почему эти электроны не наблюдаются на Земле.

Большинство авторов теорий происхождения космических лучей либо вообще не рассматривает вопроса об электронах, либо ограничивается указанием на те механизмы потерь энергии электронами, которые могут обусловить удаление энергичных электронов из потока космических лучей. Однако, как указывалось в ряде статей^{69, 84, 85}, необходим подробный и тщательный анализ процессов потерь энергии при каждом конкретном механизме ускорения. В противном случае может случиться, что из данной теории вовсе не следует отсутствие первичной электронной компоненты.

Отсутствие в первичном излучении заметной доли фотонов объясняется значительно проще. Согласно современным взглядам наблюдаемый на Земле поток космических лучей является результатом «накопления» заряженных частиц космических лучей, удерживаемых межзвёздными магнитными полями. Ясно, что γ -излучение не будет «накапливаться», а будет уходить от источника

неограниченно далеко. По этой причине доля γ -излучения по сравнению с долей заряженных частиц будет сильно уменьшаться*). Требуется, правда, проанализировать, соответствует ли выводимый из теоретических рассмотрений верхний предел для интенсивности γ -излучения устанавливаемому опытом.

Неясным также остаётся вопрос об энергии, уносимой γ -излучением: возвращается ли она в каком-нибудь виде в Галактику, имеет ли место равновесие между уходящим γ -излучением и γ -излучением, приходящим из других галактик, или за счёт γ -излучения происходит постоянная утечка энергии из Галактики?

Дальнейшие экспериментальные и теоретические исследования дадут возможность выяснить поставленные вопросы и позволят расширить и углубить наши знания не только о космических лучах, но и о Галактике, о межгалактическом пространстве, о всей вселенной.

IV. СЛОЖНЫЕ ЯДРА В ПЕРВИЧНОМ КОСМИЧЕСКОМ ИЗЛУЧЕНИИ

Предположения о наличии в составе первичного космического излучения сложных ядер высказывались ещё задолго до открытия этих ядер в первичном потоке^{101, 102, 149—151}. Так, например, Альфвен¹⁰¹, разрабатывая свою теорию ускорения заряженных частиц в индукционных полях двойных звёзд, указал, что испускаемые таким генератором космические лучи должны представлять собой смесь атомных ядер различных элементов, причём соотношение, в котором различные ядра будут представлены в составе космических лучей, должно отражать химический состав источника. К такому же выводу пришёл и Я. П. Терлецкий¹⁰², развивавший теорию ускорения заряженных частиц в полях звёзд с несовпадающими магнитным и механическим моментами. Достоверные сообщения об экспериментальном подтверждении такого предположения по-

*) В качестве иллюстрации к сделанному утверждению можно привести простую оценку. Допустим, что в течение продолжительного времени ($\gg 10^8$ лет) происходит непрерывное образование фотонов и заряженных частиц большой энергии, причём и те и другие в одном и том же энергетическом интервале образуются в одинаковом количестве. Заряженные частицы будут удерживаться магнитными полями и в течение $\sim 5 \cdot 10^8$ лет $\approx 1,5 \cdot 10^{16}$ сек. будут «блуждать» внутри Галактики, создавая регистрируемую нами интенсивность космических лучей. Испущенные вместе с заряженными частицами фотоны, двигаясь со скоростью света, покинут Галактику через время, меньшее $\frac{4,5 \cdot 10^{22}}{3 \cdot 10^{10}} \approx 1,5 \cdot 10^{12}$ сек. Отсюда видно, что «фактор накопления» заряженных частиц составляет больше чем 10^4 , т. е. при сделанных нами предположениях о характере источников космических лучей фотонов должно быть в 10 000 раз меньше, чем заряженных частиц.

явились в 1948 г. *). В статье группы исследователей¹⁰³ приводились примеры микрофотографий следов с повышенной иониза-

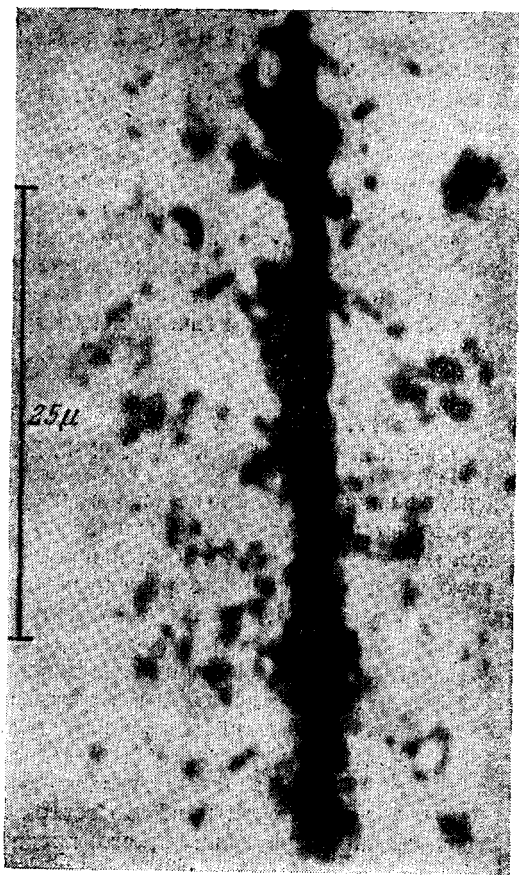


Рис. 4. Одна из первых фотографий следа многозарядной частицы. Видно большое количество следов δ -электронов, сопровождающих след частицы.

цией, оставленных в фотоэмульсии частицами космических лучей на большой высоте (рис. 4). Сравнение производимой этими части-

*) В 1936 г. была опубликована¹³⁷ фотография следа, приписанного первичной α -частице, и появилось несколько кратких сообщений¹⁴⁵ о многозарядных частицах. Однако вскоре было опубликовано другое сообщение¹⁴⁴, авторы которого не наблюдали следов α -частиц. В этой работе был поставлен под сомнение первичный характер зарегистрированной ранее α -частицы, а в дальнейшем никаких сообщений о наблюдении первичных сложных ядер не появлялось.

цами ионизации и их пробега показало, что эти следы нельзя приписать медленным протонам или другим однократно заряженным частицам. Следы такого рода частиц были также зарегистрированы в камере Вильсона (рис. 5). Таким образом, было установлено, что в составе космического излучения имеются ядра различных атомов, в том числе и атомов с большим Z . К настоящему моменту имеется большое количество полученных различными методами сведений о составе и энергетическом распределении ядер в первичном потоке космических лучей, но, к сожалению,

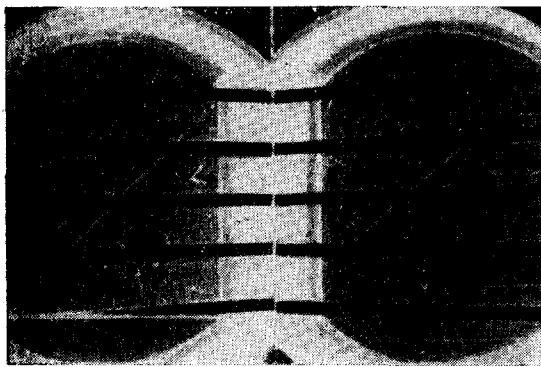


Рис. 5. Стереопhotография камеры Вильсона, изображающая прохождение через свинцовую пластинку частицы с большой ионизирующей способностью (многозарядная частица).

ещё нет полного согласия между результатами различных авторов, применявших различные в методическом отношении приёмы исследования. Для того чтобы иметь возможность критически обсудить имеющиеся результаты и сделать из них в достаточной степени достоверные выводы, надо подробнее ознакомиться с различными методами, используемыми при изучении ядерной компоненты первичных космических лучей.

1. Методы определения заряда и энергии ядер при помощи фотоэмульсий

Основным методом, используемым для изучения состава ядерной компоненты, является метод толстослойных фотоэмульсий. Этот метод, предложенный в 1927 г. Л. В. Мысовским¹⁰⁴, получил весьма широкое применение в исследованиях, связанных с ядерными взаимодействиями, и в том числе при изучении космических лучей. Основы этого метода изложены в различных статьях и ряде книг^{105; 106, 181}, а потому здесь лишь кратко будут

описаны способы определения заряда и энергии частиц космических лучей по следам, оставляемым ими в эмульсии (рис. 6).

Определение заряда. Основным явлением, позволившим применять фотоэмульсии (так же как и большинство других приборов ядерной физики) для изучения энергичных заряженных

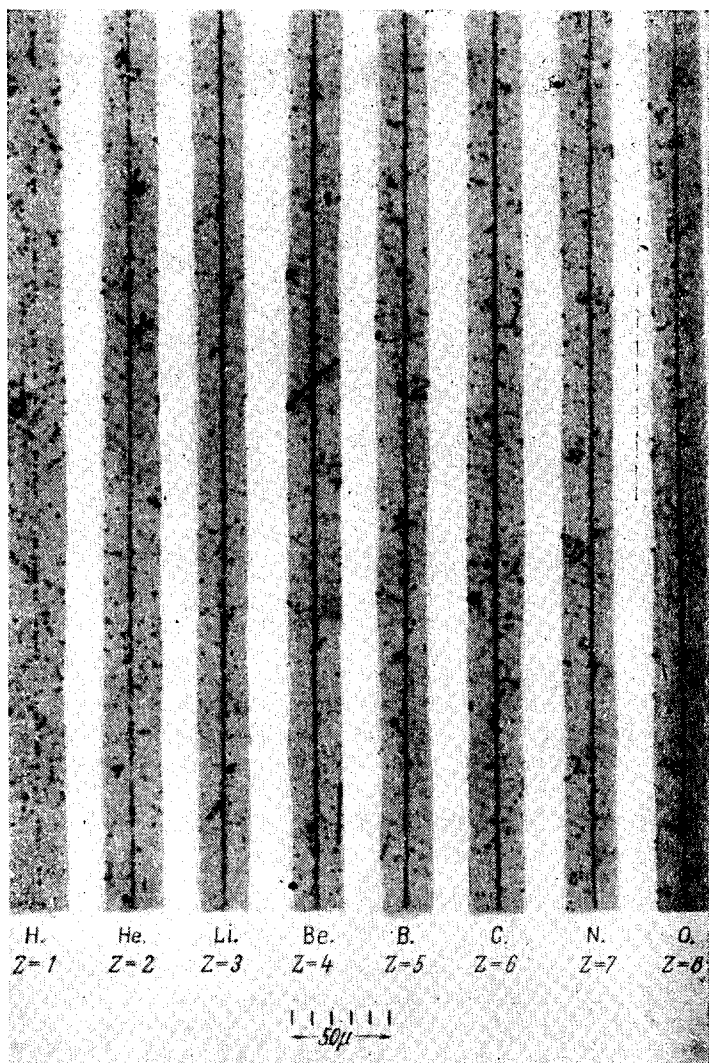
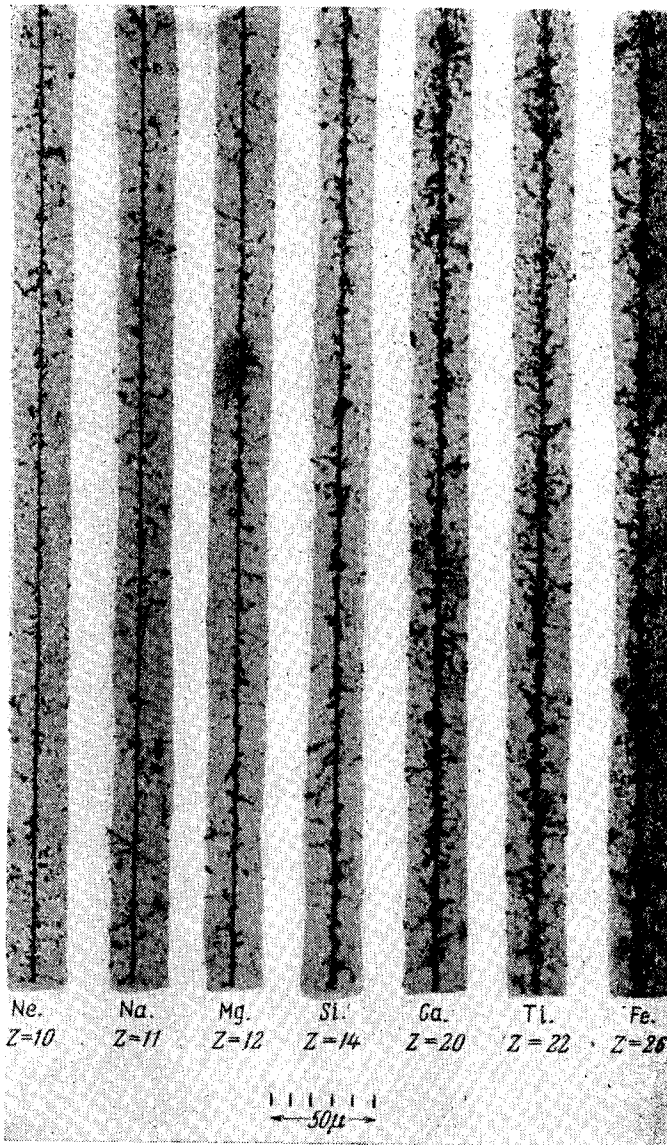


Рис. 6. Следы релятивистских ядер с $1 \leq Z \leq 23$ в фотоэмульсии Ильриной следа и большим

частиц, является свойство движущихся в веществе зарядов, производить ионизацию атомов среды. Процесс ионизации хорошо изучен; теория ¹⁰⁷ даёт для описания этого процесса формулы,



форд G5. Следы многозарядных ядер характеризуются значительной широтой количества δ -электронов.

правильность которых проверена экспериментально. Основные выводы теории таковы: потери энергии на единице пути за счёт ионизации пропорциональны квадрату заряда частицы и зависят, кроме того, только от скорости частицы.

Таким образом, можно написать, что удельная ионизация (ионизация, создаваемая частицей на единице пути), которая пропорциональна ионизационным потерям, равна:

$$j = Z^2 \cdot f_1(v), \quad (10)$$

где j — удельная ионизация, v — скорость частицы.

Ионизуя при прохождении через эмульсию входящие в её состав атомы, частица создаёт центры, которые после проявления эмульсии видны в виде «зёрен» серебра. Плотность зёрен (число зёрен на единицу пути) зависит от удельной ионизации, причём зависимость эта имеет вид

$$g = D \left[1 - e^{-\frac{a}{D} j} \right], \quad (11)$$

где g — плотность зёрен, D — плотность молекул AgBr, a — постоянная величина, определяемая из эксперимента. Именно плотность зёрен g является измеряемой в опытах величиной.

Другой метод определения заряда частицы основан на том, что при ионизации атомов в эмульсии заряженная частица сообщает некоторым электронам атомов настолько большую энергию, что эти электроны, двигаясь в эмульсии, сами ионизируют атомы и оставляют характерные следы (следы δ -электронов)¹⁰⁸. Плотность δ -электронов (число δ -электронов на единицу длины следа частицы) так же, как удельная ионизация, пропорциональна Z^2 и зависит только от скорости v . Мы можем написать

$$N_{\delta} = Z^2 \cdot f_2(v), \quad (12)$$

где N_{δ} — плотность δ -электронов.

Ещё один метод определения заряда сложного ядра основан на том, что движущееся с большой скоростью ядро, теряя на ионизацию атомов в эмульсии часть своей энергии, тормозится, скорость его уменьшается, и, когда скорость движения ядра делается близкой к скорости движения орбитальных электронов в неионизованном атоме, ядро начинает «захватывать» электроны и его эффективный заряд уменьшается. Уменьшение эффективного заряда ведёт к резкому уменьшению создаваемой ионизации, что выразится в постепенном сужении следа по направлению к точке остановки частицы в эмульсии. Пример такого сужающегося следа приведён на рис. 7. Теоретическое рассмотрение¹²¹ показало, что длина той части следа, где имеет место явное сужение, однозначно связана с зарядом ядра и может служить для определения величины заряда.

Грубую оценку заряда ядра можно произвести также, подсчитав суммарный заряд всех «осколков», вылетающих при расщеплении первичного сложного ядра одним из атомов в эмульсии. Этот метод применяется¹⁵³ в случае регистрации расщепления ядер с большим Z .

Описанные методы определения заряда по следам, оставляемым заряженными частицами в фотоэмульсии, находят применение в различных интервалах значений заряда Z , и каждый из них имеет свои положительные и отрицательные стороны.

Метод счёта зёрен даёт возможность хорошо различать близкие значения зарядов (при не очень большой удельной ионизации), и получаемые при этом результаты имеют в достаточной мере объективный характер, а удельная ионизация определяется с точностью до $\sim 5\%$ ¹¹⁰. Однако для применения этого метода необходимо, чтобы след частицы состоял из отдельных, различных друг от друга и поддающихся подсчёту зёрен. Для этого приходится пользоваться малочувствительными эмульсиями и применять специальные методы обработки этих эмульсий (недопроявление)¹¹⁰. Вследствие применения малочувствительных эмульсий возникает опасность при просмотре экспонированных пластинок пропустить следы ряда ядер (особенно ядер с малым Z), тем более, что в таких эмуль-

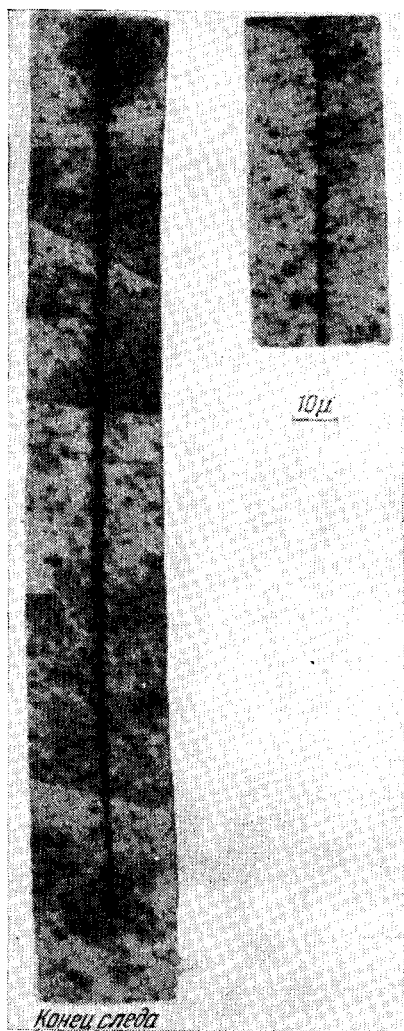


Рис. 7. След ядра фосфора ($Z = 15$), остановившегося в эмульсии. Справа — след этого ядра при входе в эмульсию (скорость ядра $\beta = 0,7$); слева — след того же ядра после прохождения $9,6 \text{ г/см}^2$ стекла и эмульсии. Ясно видно уширение следа вследствие возрастания ионизирующей способности по мере замедления ядра и в дальнейшем сужение следа, обусловленное захватом орбитальных электронов ядром, потерявшим уже свою энергию.

сиях следы сложных ядер сопровождаются малым числом следов δ -электронов. Недостатком этого метода является также то обстоятельство, что в фотоэмульсии данной чувствительности можно измерять плотность зёрен лишь для следов, в которых удельная ионизация меняется в 10—15 раз (изменение заряда в 3—4 раза).

В отличие от метода счёта зёрен при определении заряда путём счёта δ -электронов допустимо и даже желательно применение чувствительных эмульсий^{109, 110}. В силу этого при использовании такого метода мала вероятность не заметить след, оставленный многозарядной частицей, так как он выделяется среди других следов большим числом сопутствующих δ -электронов. При определении заряда этим методом можно в одной и той же пластинке измерять заряды по следам, удельная ионизация которых различается в 100 раз. Кроме того, результаты подсчёта не зависят от качества обработки пластинки после экспонирования.

Существенным недостатком этого метода следует считать сравнительно небольшую точность (~ 15 — 20%). Малая точность является в основном следствием малой статистики (малое число δ -электронов, особенно для небольших Z) и некоторого субъективного элемента, проявляющегося при подсчёте. Последнее обстоятельство связано с тем, что нужно задавать какие-то критерии в отношении длины и направления следа δ -электрона, подлежащего сосчитыванию. При определении этим методом заряда частиц с малым Z возникает опасность принять следы электронов фона за следы δ -электронов. Однако данные различных исследователей^{109, 111} говорят о том, что это обстоятельство не оказывает, видимо, существенного влияния на получаемые результаты.

Для того чтобы устранить по возможности недостатки, присутствующие каждому из обсуждаемых методов, и полнее использовать предоставляемые ими возможности, пользуются комбинированием обоих методов¹³⁵. Для этой цели между пластинками с чувствительной эмульсией помещают пластинку с малочувствительной эмульсией. Из таких элементов собирают целую стопку пластинок. После экспонирования и проявления эмульсий их просматривают с целью нахождения следов многозарядных частиц. При нахождении такого следа его наблюдают во всех пластинках, через которые прошла частица, для чего пластинки собирают в точно такие же стопки, какие подвергались экспозиции. При этом можно определять заряд частицы подсчётом плотности δ -электронов в чувствительных эмульсиях и счётом зёрен в малочувствительных эмульсиях.

Метод определения заряда по длине суживающейся части следа обладает по сравнению с двумя описанными выше методами малой точностью, особенно в случае ядер с малым Z . В случае идентификации ядер со сравнительно большим Z ($Z \geq 15$) точность составляет 20—30%. Объясняется это тем, что в случае боль-

ших Z измеряемая величина имеет значительные размеры (больше 100 μ) и поэтому может быть определена с большей точностью. Применение этого метода ограничивается ещё и тем, что число следов, в которых можно чётко отметить суживающийся конец следа, сравнительно невелико, так как чаще всего частицы или останавливаются в стекле, которое имеет значительно ббольшую толщину, или вообще выходят из пластинки.

Определение энергии. Как уже было указано выше и как видно из формул (10), (11) и (12), для определения заряда необходимо одновременно с измерением удельной ионизации или плотности δ -электронов измерять скорость частицы v . При больших энергиях, когда скорость частицы близка к скорости света c , потери на ионизацию слабо зависят от скорости и достигают минимального значения при $v=0,96 c$. Таким образом, если известно, что частица движется с релятивистской скоростью, то для определения её заряда достаточно подсчитать плотность зёрен или плотность δ -электронов и сравнить с соответствующими значениями для следа релятивистского ядра с известным Z (например, для следа α -частицы).

Иначе обстоит дело для ядер, движущихся с нерелятивистской скоростью. В этом случае надо определять скорость частицы. Одним из наиболее распространённых методов определения скорости частицы является измерение среднего угла отклонения при многократном кулоновском рассеянии частицы на атомах в эмульсии.

Для определения среднего угла отклонения частицы её след в эмульсии разбивают на ряд участков длины t («измерительный элемент») и, измерив отклонение на каждом отрезке (угол α между хордами или касательными на соседних участках), вычисляют среднее значение угла $\langle \bar{\alpha} \rangle$.

Теория многократного рассеяния^{112-113, 130} при помощи формулы

$$\langle \bar{\alpha} \rangle = \frac{KZ \sqrt{1 - \beta^2}}{A \cdot \beta^2} \quad (13)$$

связывает между собой значения среднего угла рассеяния $\langle \bar{\alpha} \rangle$, заряда Z , атомного веса A и скорости $\beta = \frac{v}{c}$, причём

$$K = f(t, Z, \beta) \cdot \sqrt{t}, \quad (14)$$

где $f(t, Z, \beta)$ — функция, слабо зависящая от Z , β и длины «измерительного элемента» t и определяемая в основном составом эмульсии¹¹³. Величину K , которая при заданном t почти постоянна, можно определить или по измерениям среднего угла рассеяния в следах частиц с известным $\frac{Z}{A}$ и с известной скоростью, или вычислением по соответствующей формуле (см., например,¹¹³).

Таким образом, измеряя $\langle \bar{\alpha} \rangle$ при известном отношении $\frac{Z}{A}$, можно определить скорость частицы и, следовательно, её энергию.

На рис. 8 сплошные кривые являются линиями постоянного Z . Пунктирные кривые — линий постоянного пробега. Числа, нанесённые на верхней части диаграммы, дают величину энергии на нуклон, соответствующей данному среднему углу рассеяния. Светлые и тёмные кружки представляют результаты измерений¹⁰⁹ плотности δ -электронов и среднего угла рассеяния в 857 следах частиц, наблюдаемых в фотопластинках G5, экспонированных на северной геомагнитной широте 55° .

Часто вместо измерения скорости пользуются измерением пробега частицы. В том случае, когда потери энергии происходят исключительно за счёт ионизации, а в случае тяжёлых частиц это имеет место вплоть до весьма больших энергий, пробег частицы в веществе зависит от заряда и скорости следующим образом:

$$R = \frac{A}{Z^2} \psi(v), \quad (15)$$

где R — пробег, A — атомный вес. Из этого соотношения мы можем найти скорость

$$v = \varphi \left(\frac{RZ^2}{A} \right) \quad (16)$$

и, подставив это выражение в формулы (10) и (12), получим зависимость удельной ионизации и плотности следов δ -электронов от пробега, вернее от $\frac{RZ^2}{A}$:

$$j = Z^2 F_1 \left(\frac{RZ^2}{A} \right) \quad (17)$$

и

$$N_\delta = Z^2 F_2 \left(\frac{RZ^2}{A} \right). \quad (18)$$

Если найти вид этих функций для частицы с известными Z и A (например, для протона), то можно построить графически соответствующие зависимости для частиц с различными Z и A (рис. 9). Измерив в оставленном частицей следе j или N_δ и соответствующее R , можно, зная отношение $\frac{Z}{A}$, по номограмме найти Z и определить энергию частицы.

В случае, если энергия частицы настолько велика, что скорость её близка к скорости света, для определения энергии (при изучении распределения частиц по энергиям) необходимо применять какие-то иные методы. В этом случае и пробег в фотоэмуль-

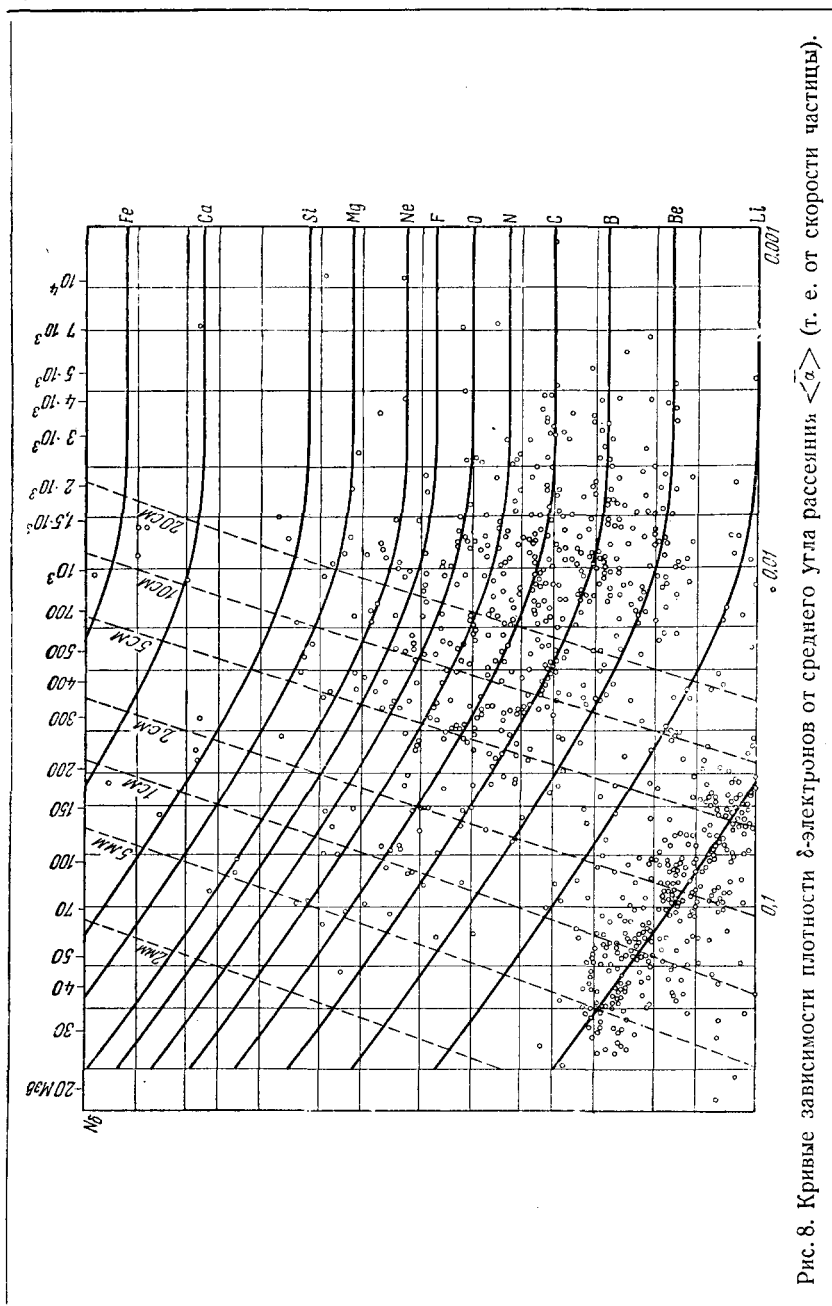


Рис. 8. Кривые зависимости плотности δ -электронов от среднего угла рассеяния $\langle \alpha \rangle$ (т. е. от скорости частицы).

сии, и удельная ионизация, и плотность δ -электронов практически не зависят от энергии, а для измерения среднего угла отклонения при многократном кулоновском рассеянии нужно (как видно из формулы (15) при $\beta \rightarrow 1$) выбирать достаточно большие t , что возможно лишь для достаточно длинных следов. Однако в случае сложных ядер, поток которых, как будет видно в дальнейшем,

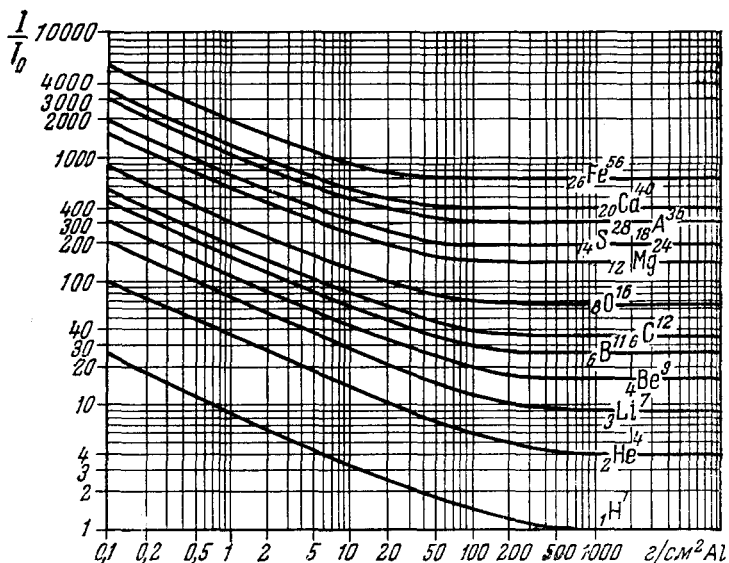


Рис. 9. Кривые зависимости удельной ионизации от пробега. По оси абсцисс отложен пробег в г/см^2 Al. По оси ординат — отношение $\frac{I}{I_0}$, где I и I_0 — соответственно удельная ионизация частицы и минимальная удельная ионизация однозарядной частицы.

невелик, очень редко наблюдаются достаточно длинные следы и, кроме того, след многозарядной частицы настолько широк, что трудно производить измерение углов отклонения.

Новым методом определения энергии первичного ядра является измерение угла разлёта осколков, образующихся при расщеплении этого ядра ядром атома в эмульсии^{114–115}.

При столкновении протона со сложным ядром могут иметь место различные процессы, и образованные при этом частицы будут создавать в эмульсии различного рода «звёзды». В тех случаях, когда первичный протон, сталкиваясь с ядром, возбуждает его, после чего возбуждённое ядро «испаряется», наблюдаются характерные следы продуктов испарения, состоящие примерно из равного числа следов протонов и α -частиц с энергией в несколько Мэв и небольшого числа более тяжёлых ядер¹¹⁶.

Вылетающие из ядра частицы распределены в пространстве изотропно (рис. 10).

Если рассматривать взаимодействие тяжёлого ядра, движущегося с большой скоростью, с неподвижным протоном, то в эмуль-

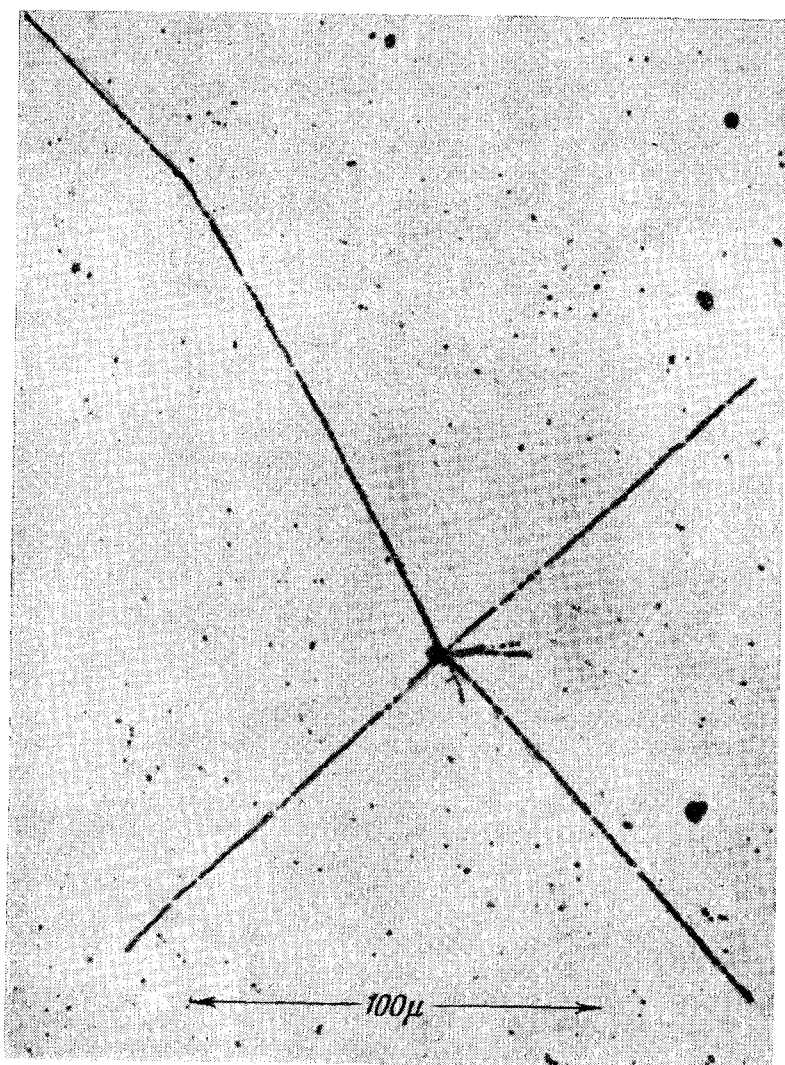


Рис. 10. Расщепление тяжёлого ядра, входящего в состав эмульсии, вызванное частицей космических лучей. Вылетевшие при расщеплении ядра четыре α -частицы имеют изотропное распределение и их суммарная энергия составляет 64 Мэв.

сии будет наблюдаться, несомненно, совершенно иная картина. Однако можно легко себе представить вид «звезды» в случае «испарения» сложного ядра большой энергии при столкновении с одним из неподвижных нуклонов (в частности, с протоном) в эмульсии. Для этого надо принять во внимание, что в системе координат, связанной с быстро движущимся ядром, будет происходить возбуждение неподвижного ядра нуклоном большой энергии. В этой системе координат будет иметь место изотропный разлёт «осколков» ядра (протонов и α -частиц). При переходе в лабораторную систему координат пространственное распределение «осколков» изменится: в эмульсии будет наблюдаться весьма узкий пучок протонов, α -частиц и более тяжёлых ядер, движущихся примерно с той же энергией на нуклон, которой обладало первичное ядро (рис. 11). Нужно отметить, что наблюдаемые в эмульсиях звёзды от испарения быстрых тяжёлых ядер имеют значительно более сложный вид, так как фактически происходит столкновение не ядро — нуклон, а ядро — ядро, и, кроме того, при этом может испускаться большое число мезонов и других частиц.

Средний угол разлёта α -частиц, испущенных при «испарении» быстрого сложного ядра, определяется следующим соотношением¹¹³:

$$\sqrt{\langle \theta^2 \rangle} = \sqrt{\frac{\langle T \rangle M}{3p_0^2}}, \quad (19)$$

где M — масса протона; $\langle T \rangle$ — средняя кинетическая энергия α -частицы в системе, связанной с ядром; p_0 — импульс ядра в лабораторной системе. При известном значении $\langle T \rangle$ можно, измеряя средний угол разлёта, определить импульс первичного ядра.

В системе координат, связанной с ядром, α -частицы разлетаются изотропно, а их средняя энергия лежит между 10 и 15 $Mэв$, и лишь очень редко встречаются α -частицы с энергией, превышающей 30 $Mэв$. При определении энергии падающего ядра по углу разлёта осколков принимают $\langle T \rangle = 12 Mэв$. В этом случае

$$\sqrt{\langle \theta^2 \rangle} = \frac{0,06}{\epsilon_0}, \quad (20)$$

где ϵ_0 — полная энергия первичного ядра, измеряемая в 10^9 эв/нуклон, а θ — угол, измеряемый в радианах.

Для определения энергии ядра по углу разлёта испущенных им частиц используют в основном следы α -частиц ($Z > 1$), так как следы релятивистских протонов нельзя отличить от следов релятивистских мезонов, движущихся в том же конусе.

Правильность получаемых этим способом данных можно контролировать измерением среднего угла рассеяния вдоль следа α -частицы, вылетевшей из «звезды». В системе координат, свя-

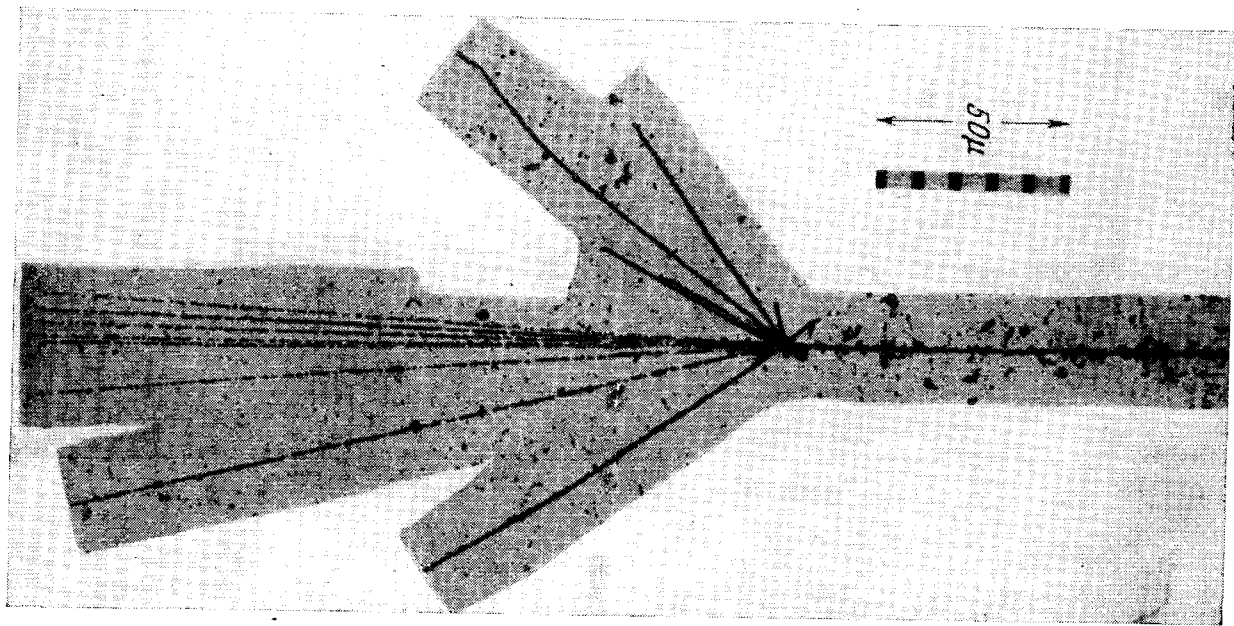


Рис. 11. Расщепление первичного ядра Al ($Z = 13$), при столкновении с ядром атома в эмульсии. Пучок из шести α -частиц, образовавшийся в результате развала ядра Al , имеет резко выраженную направленность вперёд. Наличие следов сильно ионизирующих частиц, вылетающих под большими углами к направлению первичной частицы, указывает на то, что в данном случае имело место, кроме того, расщепление ядра, входящего в состав эмульсии.

занной с ядром, все α -частицы имеют примерно одинаковую и притом сравнительно небольшую кинетическую энергию, и следовательно, в лабораторной системе координат скорости всех вылетающих α -частиц будут также примерно одинаковы и равны скорости первичного ядра. Таким образом, измерение скорости вылетающих из ядра α -частиц даёт возможность независимого определения скорости (энергии) первичного ядра. Проведённые измерения¹¹³ показали, что оба метода определения энергии сложного ядра (измерение угла разлёта при расщеплении и измерение среднего угла рассеяния) дают совпадающие результаты.

Отметим коротко источники ошибок, появляющихся при измерении энергии различными методами, и области применения этих методов.

При измерении среднего угла рассеяния имеется ряд факторов, искажающих результаты и ограничивающих точность измерений. Прежде всего, так называемый «уровень шумов» кладёт нижний предел для точности измерения угла в 1,5 — 2 угловые секунды ($\sim 10^{-5}$ радиана). Причиной такого фона являются недостаточная точность микроскопа (определяется механическими свойствами системы), недостаточная точность измерения индивидуального отклонения (может быть улучшена многократным измерением одного и того же участка следа), флуктуации в расположении зёрен вдоль следа (влияние флуктуаций может быть уменьшено увеличением длины измерительного элемента). Существенную ошибку может внести искажение эмульсии в процессе обработки. Для того чтобы избежать такого рода ошибок, при обработке эмульсий применяют ряд предосторожностей (проявление в горизонтальном положении, постоянство температуры и плотности раствора при проявлении и т. п.)¹¹³. Как правило, этот метод применяется для определения энергии частиц, если эта энергия меньше $\sim 2 \cdot 10^9$ эв/нуклон, так как применение этого метода в области больших энергий требует использования больших «измерительных элементов». Так, например, если для измерения среднего угла рассеяния в следе частицы с энергией $\sim 2 \cdot 10^9$ эв/нуклон пользуются «измерительными элементами» длиной 300 μ , то в случае частицы с энергией $\sim 2 \cdot 10^{10}$ эв/нуклон при той же точности измерения угла необходимо применять «измерительные элементы» длиной в 3 см.

Определить скорость частицы по её пробегу можно, как правило, лишь в тех случаях, когда её энергия не очень велика, и поэтому частица останавливается в пределах стопки измерительных пластинок. Если применяется система пластинок с прокладками из плотного поглотителя (например, из меди), то оказывается возможным определять скорость по пробегу и в случае более энергичных частиц¹¹³. Однако по мере увеличения энергии исследуемых частиц увеличивается вероятность ядерных расщеп-

лений, что определяет верхний предел для измерения пробегов. Так, можно подсчитать¹¹⁷, используя экспериментальные данные о пробеге для взаимодействия различных ядер, что менее 10% частиц дойдут до конца своего ионизационного пробега, если энергия частиц больше

$$\begin{aligned} 0,425 \cdot 10^9 \text{ эв/нуклон для He,} \\ 0,74 \cdot 10^9 \text{ эв/нуклон для O,} \\ 0,91 \cdot 10^9 \text{ эв/нуклон для Si,} \\ 1,05 \cdot 10^9 \text{ эв/нуклон для Fe.} \end{aligned}$$

Измерение пробега даёт возможность определять энергии частиц, меньшие $(0,3 - 0,7) \cdot 10^9 \text{ эв/нуклон}$.

Основная ошибка при измерении пробегов связана с тем, что некоторые частицы останавливаются не в эмульсии, а в стекле фотопластинок или в пластинках поглотителя, вследствие чего неизвестно оказывается точное значение пробега. При этом также неизвестно, остановилась ли частица вследствие ионизационных потерь или она претерпела ядерное расщепление.

При определении энергии многозарядной частицы методом измерения угла разлёта продуктов расщепления причиной основных ошибок могут служить ошибки при измерении угла и ошибка при выборе значения $\langle T \rangle$ в формуле (19). Ошибки при измерении угла разлёта возникают из-за искажений эмульсии, из-за смещения (наклон, поворот и т. п.) друг относительно друга уже проявленных фотопластинок, вновь собранных в измерительную стопку, из-за многократного кулоновского рассеяния. Для того чтобы избежать ошибок, связанных с искажением эмульсии и относительным смещением отдельных пластинок, соблюдают необходимые предосторожности при проявлении¹¹³ и аккуратно, тщательно конструируют каркас для размещения пластинок. Это позволяет¹¹⁷ уменьшить вносимые ошибки в определении угла до $\frac{1}{2}\%$. Оценки показывают, что ошибка, вносимая многократным рассеянием, не превышает 10%, обычно же она значительно меньше¹¹⁷. Неправильный выбор величины $\langle T \rangle$ может привести к существенной ошибке при определении энергии. Если заряд первичного ядра мал, то число испущенных α -частиц невелико (две или три). При этом может случиться, что энергии во всех частиц будут меньше, чем выбранное среднее значение $\langle T \rangle$. Это приведёт к завышению значения энергии первичной частицы. Такой же результат получится при испускании малого числа α -частиц, если они случайно будут испущены в одном и том же направлении (в системе координат, связанной с ядром). Однако по мере увеличения заряда падающего ядра увеличивается число испускаемых α -частиц, и вероятность получения ошибочного

результата резко уменьшается. Этот метод даёт наиболее надёжные результаты в случае частиц с $Z > 8 - 10$.

Можно оценить максимальную ошибку, обусловленную тем, что при измерениях этим методом энергию всех α -частиц считают равной средней энергии $\langle T \rangle$. Будем считать, в соответствии с опытом¹¹⁶, что при расщеплении из ядра не вылетают α -частицы с энергией, большей 30 Мэв ($\beta \sim 0,12$). Максимальный угол между осью ливня и α -частицей с энергией 30 Мэв согласно соотношению $\epsilon_0 \operatorname{tg} \theta_{\max} = \beta_{\max} (\beta_0^2 - \beta_{\max}^2)^{-\frac{1}{2}}$ будет составлять

$$\theta_{\max} \approx \frac{0,12}{\epsilon_0}. \quad (21)$$

Сравнение соотношения (21) с формулой (20) показывает, что величина, определяемая по формуле (20), может отличаться от истинной величины энергии не более, чем в два раза.

Измерение угла разлёта можно производить вплоть до углов порядка 10^{-4} радиана. Это значит, что оценки энергии тяжёлых частиц описанным методом можно проводить вплоть до энергий $6 \cdot 10^{11}$ эв/нуклон¹¹⁷. До сих пор измеренная таким способом максимальная энергия составляла $4,5 \cdot 10^{10}$ эв/нуклон¹¹³.

2.3. Другие методы изучения ядерной компоненты первичного космического излучения

Изучение первичного космического излучения при помощи фотоэмульсий при всех своих достоинствах обладает существенным недостатком. Следы, наблюдаемые в эмульсии после проявления, являются результатом действия всех частиц, прошедших через эмульсию с момента её изготовления по момент проявления. Вследствие этого обстоятельства не всегда можно утверждать, что наблюдаемые в пластинках следы оставлены частицами, прошедшими через эмульсию во время нахождения её на высоте. Это особенно существенно для изучения ядер с малым Z , так как на меньших высотах такие ядра могут появиться в результате расщепления более тяжёлых ядер, имевшего место на большей высоте. Для уменьшения такого рода фона стремятся свести до минимума относительное время подъёма и спуска (по отношению к времени пребывания на высоте). Желательно, однако, иметь такие методы исследования многозарядных частиц, которые, давая результаты, относящиеся к определённой высоте, позволяли бы исследовать распределение различных групп ядер по высоте*). Ниже приводится краткое описание этих методов.

*) В последнее время предложен¹⁸³ метод, позволяющий по смещению следов одной и той же частицы в двух смещающихся относительно друг друга пластинках определить момент регистрации.

Камера Вильсона. Применяя камеру Вильсона, можно, как известно, определить природу индивидуальной заряженной частицы, оставившей след внутри камеры¹¹⁸. В случае многозарядных частиц измерение ионизации вдоль следа даёт возможность найти заряд частицы, если (как и в случае фотоэмульсий) известно, с какой скоростью она двигалась. Измерять частицы по среднему углу рассеяния в камере, как правило, не представляется возможным из-за сравнительно небольшой протяжённости следа внутри заполненной газом камеры. Измерения пробега также не могут служить надёжным способом определения скорости, так как количество вещества внутри камеры мало и ионизационные потери невелики. Помещение внутри камеры пластинок поглотителя несколько улучшает положение, но увеличивает вероятность расщепления ядра. Метод определения скорости (импульса) частицы по отклонению в магнитном поле неприменим к задачам исследования первичной компоненты из-за трудности подъёма на большие высоты магнита.

Уже в первых опытах по исследованию ядерной компоненты первичного космического излучения поднимали камеры Вильсона к границе атмосферы при помощи шаров-зондов¹⁰³. Среди полученных снимков имеются такие, на которых видны следы многозарядных частиц (см. рис. 5). Однако определение заряда удалось произвести лишь для части следов и притом с весьма малой точностью.

Попытки применить камеру Вильсона для исследования многозарядных частиц за границей атмосферы не дали результатов. Поднятая на ракете камера Вильсона зарегистрировала за весь полёт (~ 250 сек.) лишь один случай пролёта α -частицы¹¹⁹ (расширение производилось 1 раз за 25 сек.). Кроме того, при использовании камеры Вильсона на ракете появилась дополнительная техническая трудность, связанная с тем, что после окончания процесса горения ракета летит как свободно падающее тело. Вследствие этого образующиеся внутри камеры капельки не падают на дно, а плавают в камере, создавая туманный фон, всё более сгущающийся по мере увеличения числа капель в объёме камеры. Этот фон к концу полёта становится настолько плотным, что исчезает какая-либо возможность различать следы отдельных частиц¹¹⁹.

Основными органическими недостатками метода камеры Вильсона являются малая эффективность *) регистрации частиц и сравнительно малое «чувствительное» время камеры.

*) В заметках^{154, 161} указывается на возможность использования для изучения сложных ядер камеры Вильсона, управляемой телескопом из пропорциональных или сцинтиляционных счётчиков. Такая камера будет, несомненно, обладать большей эффективностью регистрации многозарядных частиц.

Применение камеры Вильсона подтвердило наличие в составе первичного излучения многозарядных частиц^{120, 121} и в некотором смысле оправдало необходимость широкого изучения первичной ядерной компоненты.

Счётчики с малой эффективностью. В отличие от описанных выше методов изучения ядерной компоненты первичного потока космических лучей применение счётчиков с малой эффективностью не даёт сведений об индивидуальных частицах, но позволяет сделать выводы об ионизирующей способности падающего излучения и о процентном содержании частиц с различной удельной ионизацией.

Применение счётчиков малой эффективности основано на том, что вероятность образования разряда в таком счётчике зависит от удельной ионизации j ^{122, 124, 162}. Эта вероятность (эффективность счётчика) η определяется соотношением^{124, 162}

$$\eta = 1 - e^{-j\bar{l}p}, \quad (22)$$

где \bar{l} — средняя длина пути, проходимого частицей в счётчике, а p — давление. Если брать счётчик с малым давлением, то эффективность при не очень больших j будет существенно зависеть от величины удельной ионизации. Применение телескопически установок, состоящих из таких счётчиков¹²³ или из комбинации малоэффективных счётчиков с обычными⁴⁶, позволяет определить доли частиц с однократной и многократной ионизацией. Если все попадающие в счётчик частицы обладают релятивистскими скоростями, то процентное содержание частиц с различной ионизирующей способностью даёт сведения о содержании частиц с различными Z . Как видим, этот метод (так же, как и два последующих) может дать сведения о распределении первичных частиц по зарядам лишь в случае измерений на таких широтах, где магнитное поле Земли пропускает только те частицы, скорости которых близки к скорости света.

Существенным недостатком этого метода является то, что полученные при его помощи результаты могут быть искажены примесью малоэнергичных однозарядных частиц вторичного происхождения, которые будут создавать повышенную ионизацию и тем самым имитировать наличие многозарядных частиц.

Кроме того, сложность проведения экспериментов, связанная с тем, что для разделения n групп частиц необходимо проведение измерений с $n - 1$ типом телескопов (см.¹²³), резко снижает ценность этого метода.

Те результаты, которые были получены при помощи малоэффективных счётчиков, находятся в количественном согласии с результатами, полученными другими методами.

Импульсные ионизационные камеры и пропорциональные счётчики. Применение импульсных ионизацион-

ных камер^{125—129, 170} и пропорциональных счётчиков^{158, 159, 167} даёт возможность измерять как полный поток многозарядных частиц, так и распределение их по зарядам. По существу импульсная ионизационная камера измеряет ионизацию, создаваемую в газе при прохождении через объём камеры отдельной частицы или группы частиц. Регистрируя в камере, поднятой на большую высоту, число импульсов данной величины, можно получить «спектр толчков», образованных прохождением многозарядных частиц и ядерными расщеплениями, которые создаются в стенках камеры первичными протонами, α -частицами и отчасти более тяжёлыми ядрами. В тонкостенной камере число толчков, соответствующих ядерным расщеплениям, невелико, и такая камера на границе атмосферы будет регистрировать в основном первичные частицы. Применение подобного прибора даёт возможность регистрировать многозарядные частицы на данной высоте, где известны давление и температура и для каждого отдельного «толчка» точно известен момент времени. Это позволяет изучать вариации интенсивности ядерной компоненты. При этом в отличие от камеры Вильсона можно получить большой статистический материал за один полёт, и в отличие от малоэффективного счётчика импульсная ионизационная камера измеряет ионизацию, создаваемую индивидуальной частицей.

Основным недостатком импульсной ионизационной камеры является то, что при обработке результатов возникает необходимость вводить поправку на ядерные расщепления.

Для разделения импульсов, соответствующих ядерным расщеплениям и прохождению через камеру многозарядных частиц, вероятно, можно использовать анализ формы импульса в ионизационной камере^{154, 155, 156, 157}. Из расчётов Л. А. Разорёнова¹⁵⁷ и Г. М. Авакьянца¹⁶³ видно, что вид импульса, соответствующего «ионизации по хорде» (пролёт частицы через камеру), отличается от вида импульса, соответствующего «локальной ионизации» (ядерное расщепление в стенке или в газе камеры). Однако экспериментальной проверки действительности этого метода в случае многозарядных частиц не проводилось.

Ещё одним существенным недостатком ионизационной камеры является зависимость величины импульса, получаемого в камере, от длины пути, который частица проходит внутри камеры. Это обстоятельство ограничивает точность определения удельной ионизации и тем самым точность определения заряда. Однако можно эту неточность заметно уменьшить, если пользоваться комбинацией ионизационной камеры и телескопа из счётчиков, который допускал бы регистрацию частиц лишь с определённой длиной пути внутри камеры. В этом случае основным источником ошибок будут флуктуации в величине ионизации, создаваемой на определённом отрезке пути. Импульсные ионизационные камеры можно

применять для определения спектра по зарядам для частиц с $Z \gg 2$, так как для частиц с меньшей ионизационной способностью величина импульса становится сравнимой с уровнем шумов радиотехнической схемы *).

При изучении многозарядных частиц пропорциональные счётчики обладают, в сущности, теми же достоинствами и недостатками, что и импульсные ионизационные камеры. В отличие от камер пропорциональные счётчики с большей достоверностью дают возможность различать релятивистские однозарядные и двухзарядные частицы. Наиболее разумным следует считать применение пропорциональных счётчиков в виде телескопа или вместе с телескопом из обычных счётчиков.

Сцинтилляционные счётчики. В связи с развитием сравнительно новой техники счёта заряженных частиц при помощи сцинтилляционных счётчиков имеются попытки¹³⁰ применить эту технику к изучению многозарядных частиц в первичном космическом излучении.

Прохождение через сцинтилляционный счётчик (кристалл или соответствующая жидкость) заряженной энергичной частицы создаёт вспышку, которая воспринимается фотоумножителем и в виде электрического импульса подаётся на вход усилителя. В упоминавшейся выше работе¹³⁰ сцинтилляционный счётчик состоял из зачернённой снаружи окисью магния стеклянной Т-образной трубки, заполненной раствором пирена в ксилене. В один из отростков трубки был вмонтирован фотоумножитель. Такой счётчик был помещён в телескоп из обычных счётчиков, и импульс от сцинтилляционного счётчика регистрировался лишь в том случае, если имел место разряд в телескопе из обычных счётчиков.

Этот метод обладает теми же недостатками, что и метод ионизационных камер: неразличимость ядерных расщеплений и многозарядных частиц, некоторая неопределённость в величине импульса, связанная с различием в длине пути частицы внутри сцинтиллятора.

Кроме того, играют роль неточности, вызываемые флуктуациями в количестве собираемого света и флуктуациями в числе фотоэлектронов в фотоумножителе. Ещё одним обстоятельством, снижающим ценность применения этого метода к изучению многозарядных частиц, является то, что сам сцинтиллятор представляет собой сравнительно большое количество вещества, в котором первичные частицы создают ядерные расщепления, искажающие истинное распределение по зарядам первичных ядер космического излучения. Сцинтилляционные счётчики обладают тем преимуществом,

*) Как видно из работы Н. Л. Григорова, И. Д. Рапопорта и Г. П. Шипуло¹⁵⁵, импульсная ионизационная камера с телескопом из счётчиков позволяет регистрировать даже однозарядные релятивистские частицы.

что у них невелик уровень шумов, а потому можно измерять частицы с минимальным Z .

Результаты, полученные этим методом¹³⁰, согласуются в основном с полученными иными методами.

3. Экспериментальные результаты

Применение описанных в предыдущем разделе методов позволило получить много разнообразных сведений о ядерной компоненте космического излучения. Основные результаты касаются распределения по зарядам приходящих в составе космических лучей атомных ядер различных элементов, энергетического спектра различных групп ядер, вариаций интенсивности ядерной компоненты и вопросов, связанных с поведением ядер в межзвёздном пространстве. К сожалению, некоторые результаты не согласуются друг с другом, и в настоящее время нельзя однозначно решить вопрос, какие из них более достоверны.

Распределение по зарядам. Наиболее достоверным является вывод о наличии в первичном потоке значительной доли ядер гелия. Ещё в 1948 г., анализируя снимки в камере Вильсона, поднимавшейся на 55° северной геомагнитной широты к границе атмосферы ($14 \div 25 \text{ г/см}^2$), Фрейер и др.¹²¹ нашли, что отношение числа ядер He к числу энергичных протонов на данной широте равно 1:4. В дальнейшем измерения, проводившиеся на различных широтах, подтвердили это значение, а более точные опыты позволили найти абсолютную величину потока α -частиц. Так, из измерений Померанца и Гирфорда¹²³, поднимавших на шарах-зондах телескоп из малоэффективных счётчиков ($\lambda = 50^\circ$), получилось, что примерно $\frac{1}{3}$ частиц космических лучей на высоте, соответствующей давлению 20 г/см^2 , представляет собой α -частицы. Измерения Зингера^{46, 31} на ракетах с применением телескопа из 4 счётчиков, из которых один был малоэффективным, показали, что на северной геомагнитной широте 41° эффективность счётчика с пониженным давлением возрастает от $\eta_3 = 0,585 \pm 0,019$ на поверхности Земли до $\eta_{\text{перв}} = 0,670 \pm 0,027$ за границей атмосферы. Из формулы (22) следует, что если считать первичные частицы однозарядными, а частицы, регистрируемые на поверхности Земли, обладающими минимальной удельной ионизацией, то удельная ионизация частиц, регистрируемых за границей атмосферы, будет равна примерно 1,30 минимальной. Если сделать предположение, что первичное излучение состоит из смеси протонов и α -частиц, то на основании формулы (22) можно написать следующее соотношение:

$$\eta_{\text{перв}} = \frac{n_p \eta_3^p + n_\alpha \cdot \eta_3^\alpha}{n_p + n_\alpha} = \frac{n_p \cdot \eta_3^p + n_\alpha [1 - (1 - \eta_3^p)^4]}{n_p + n_\alpha}, \quad (23)$$

где n_p и n_α — соответственно числа протонов и α -частиц, прошедших через счётчик, а η_3^α — эффективность счётчика малого давления по отношению к релятивистским α -частицам. Из соотношения (23) можно найти долю, которую составляют первичные α -частицы в полном потоке протонов и α -частиц. Измерения Зингера⁴⁶ соответствуют наличию в первичном потоке $(20 \pm 8)\%$ α -частиц. Надо, однако, упомянуть, что полученный им же⁵¹ на экваторе результат о почти полной тождественности эффективности счётчика с пониженным давлением на Земле и за границей атмосферы ($\eta_3^p = 0,356 \pm 0,015$; $\eta_{\text{перв}} = 0,378 \pm 0,043$), что следует истолковывать как указание на отсутствие α -частиц и более тяжёлых ядер, находится в противоречии с данными пластинок. В пластинках, экспонировавшихся в районе экватора на границе атмосферы, обнаружены следы α -частиц и более тяжёлых ядер¹⁷¹. Достоверных данных о потоке α -частиц в районе экватора пока нет.

Используя фотопластины, регистрирующие релятивистские однозарядные частицы, удалось определить^{111, 136} долю α -частиц по отношению к полному числу частиц. Она составила тоже примерно 20%. Из этих же данных, учтя возможные изменения потока α -частиц в атмосфере, был найден поток первичных α -частиц на двух широтах, а именно на 30° сев. широты 80 ± 30 α -частиц/ $m^2 \cdot \text{сек} \cdot \text{стерад}$ и на 51° сев. широты 340 ± 120 α -частиц/ $m^2 \cdot \text{сек} \cdot \text{стерад}$. При этом было принято¹¹⁷, что средний свободный пробег α -частиц для расщеплений $\lambda_{\text{He}} = 50$ г/см². Большая ошибка в результатах объясняется неопределённостью в числе вторичных частиц.

Измерения, проведённые при помощи пропорционального счётчика на 41° и 55° сев. широты, позволили найти отношение потока α -частиц к потоку протонов, которое оказалось равным в первом случае¹⁵⁸ $\sim 5,5$, а во втором случае¹⁵⁹ ~ 6 . Абсолютные значения потоков, измеренных этим методом, были: на 41° сев. широты $I_{\text{пр}} = 580 \pm 50$ частиц/ $m^2 \cdot \text{сек} \cdot \text{стерад}$ и $I_{\text{He}} = 110 \pm \pm 20$ частиц/ $m^2 \cdot \text{сек} \cdot \text{стерад}$, на 55° сев. широты $I_{\text{пр}} = 2100 \pm \pm 100$ частиц/ $m^2 \cdot \text{сек} \cdot \text{стерад}$ и $I_{\text{He}} = 340 \pm 40$ частиц/ $m^2 \cdot \text{сек} \cdot \text{стерад}$.

На 55° сев. широты Ней и Тоон¹³⁰ поднимали на шарах-зондах телескоп, в котором один из счётчиков был сцинтилляционный. Измеренный ими поток α -частиц оказался равным (280 ± 9) α -частиц/ $m^2 \cdot \text{сек} \cdot \text{стерад}$. Указанная ошибка представляет собой статистическую ошибку. Повидимому, истинная ошибка значительно больше, так как прибор не давал возможности с уверенностью различать частицы с близкими Z . Ещё одним указанием на возможность существования большой ошибки является то обстоятельство, что, в отличие от данных других авторов, найденное в этой работе отношение числа α -частиц

к числу протонов составляет 1:7. Поэтому следует с осторожностью относиться к приведённому значению потока α -частиц на 55° широты, так как оно может оказаться несколько заниженным.

Поток α -частиц на различных широтах представлен в таблице IV:

Таблица IV

Поток α -частиц и полный поток космических частиц на широтах 30° , 41° , 51° и 55°

Геомагнитная широта	Поток α -частиц в $1/\text{м}^2 \cdot \text{сек} \cdot \text{стерад}$	Поток всех частиц в $1/\text{м}^2 \cdot \text{сек} \cdot \text{стерад}$
30°	60 ± 10^{117}	460 ²⁷
41°	110 ± 20^{158}	790 \pm 50 ¹⁵⁸
51°	340 ± 120^{136}	2200 ²⁷
55°	280 ± 8^{130}	2300 ²⁷
55°	340 ± 40^{159}	2440 \pm 140 ¹⁵³

Ядра других элементов, более тяжёлых чем He, встречаются в значительно меньшем числе. Все вместе они составляют $\sim 1\%$ от общего числа первичных частиц.

В достаточной степени изучено распределение по зарядам для ядер с $Z > 6$. Измерения, проводившиеся различными авторами и на различных широтах, дают согласующиеся результаты как для группы ядер C, N, O, F, так и для ядер с $28 > Z > 10$.

Исследование фотопластинок, экспонированных на границе атмосферы, показало, что потоки ядер группы C, N, O, F и $28 > Z > 10$ на различных широтах могут быть представлены в виде таблицы V на стр. 51.

Измерения потока частиц с $Z \geq 6$, проведённые¹³⁰ при помощи сцинтилляционного счётчика на широте 55° , также дали результаты, находящиеся в хорошем согласии с результатами, полученными методом фотопластинок: поток ядер C, N, O равен $(16 \pm 1,8)$ частиц/ $\text{м}^2 \cdot \text{сек} \cdot \text{стерад}$; поток ядер $Z \geq 9$ равен $(4,3 \pm 0,2)$ частиц/ $\text{м}^2 \cdot \text{сек} \cdot \text{стерад}$. (Указанные здесь ошибки — статистические; возможно, что истинные ошибки больше.)

Не противоречат измеренному потоку и данные¹²⁷ тонкостенной импульсной ионизационной камеры, поднимавшейся на 52° широты до высоты, соответствующей 16 г/см^2 .

Измерения за границей атмосферы, проведенные методом фотопластинок, поднимавшихся на ракете, согласуются в пределах ошибок с результатами, полученными на границе атмосферы. Измеренный Игодой и Каплоном¹⁸⁴ на 41° сев. шир. поток частиц с $Z \geq 6$ составляет 310 ± 180 частиц/ $m^2 \cdot мин$ вместо 170 ± 20 частиц/ $m^2 \cdot мин$ по Брадту и Петерсу.

Таблица V

Поток различных групп ядер на геомагнитных широтах
3°, 30°, 41°, 51°, 55°

Широта	Поток $\left(\frac{\text{частиц}}{m^2 \cdot сек \cdot стерад} \right)$		
	$3 \leq Z \leq 5$	$6 \leq Z \leq 9$	$Z \geq 10$
3°	—	$1,30 \pm 0,25^{171}$	$0,30 \pm 0,07^{171}$
3°	—	$1,45 \pm 0,30$	$0,33 \pm 0,08^{184}$
30°	—	$3,4 \pm 0,5^{117}$	$1,0 \pm 0,3^{117}$
30°	—	$2,7^{133}$	$0,85^{133}$
41°	—	$5,8 \pm 0,7^{117}$	$2,5 \pm 0,5^{117}$
51°	—	12 ± 3^{117}	$3,5 \pm 0,7^{117}$
55°	—	$15 \pm 1,5^{117}$	$4,5 \pm 1,0^{117}$
55°	15 ± 1^{109}	12 ± 1^{109}	$4,2 \pm 0,9^{109}$
55°	—	—	$5,8^{133}$

Результаты, полученные при помощи импульсной ионизационной камеры, поднимавшейся на северной геомагнитной широте 41° за границу атмосферы¹²⁸ (камера была установлена на ракете), также согласуются с данными пластинок, поднимавшихся на той же широте на шарах-зондах. Если рассмотреть частицы с $Z \geq 6$ и предположить, что они представлены в первичном потоке в такой же пропорции, в какой представлены соответствующие элементы во вселенной (см. ниже), то из данных ионизационной камеры получатся следующие значения потоков на широте 41°:

$$6 \leq Z < 9 \text{ поток } 6 \text{ частиц}/m^2 \cdot сек \cdot стерад,$$

$$10 \leq Z < 28 \text{ поток } 1,1 \text{ частиц}/m^2 \cdot сек \cdot стерад.$$

Сравнение с таблицей V показывает хорошее совпадение для $6 \leq Z < 9$ и лишь небольшое различие для $Z \geq 10$.

В отличие от изложенных выше результатов в настоящее время нет ясности относительно наличия в первичном потоке космических лучей ядер Li, Be, B. Такое положение связано прежде всего с трудностью детектирования этой группы ядер.

Дело в том, что в электронно-чувствительных эмульсиях следы Li, Be, B обладают настолько большой плотностью зёрен, что невозможно применять для определения заряда метод счёта зёрен. С другой стороны, число δ -электронов вдоль следов этих частиц невелико, и метод определения заряда по плотности δ -электронов может, по мнению некоторых авторов^{110, 111}, дать ошибочные результаты из-за присчёта электронов фона. В тех случаях, когда пользуются малочувствительными эмульсиями и определяют заряд методом счёта зёрен, следы ядер Li, Be, B могут оказаться пропущенными при просмотре пластинок, так как эти следы весьма тонкие с малой плотностью зёрен и небольшим количеством δ -электронов. Другой причиной, затрудняющей решение вопроса о наличии ядер Li, Be, B в первичном потоке, является относительная малочисленность этих ядер по сравнению с протонами и α -частицами. Кроме того, при измерении потока первичных ядер Li, Be, B надо иметь в виду то обстоятельство, что при расщеплении более тяжёлых первичных ядер образуются «осколки», в числе которых могут быть релятивистские ядра Li, Be, B. Поэтому при определении истинного потока этих ядер надо вводить поправку на возможную примесь вторичных частиц.

Многочисленные определения зарядов частиц по измерению плотности зёрен в их следах, как казалось, указывали на отсутствие в сколько-нибудь значительном количестве первичных ядер Li, Be, B. Так, на широте 30° было найдено^{110, 135}, что максимальное значение потока ядер Li, Be, B не превышает $0,4$ частиц/ $m^2 \cdot сек \cdot стерад$. Это составляет меньше 10% от числа ядер с $Z \gg 6$. В течение ряда лет считалось, что отсутствие ядер Li, Be, B в первичном потоке космических лучей является твёрдо установленным фактом. Однако в 1951 г. была опубликована работа¹³¹, результаты которой указывали на наличие значительной доли ядер Li, Be, B в потоке космических лучей на высоте 32 км на геомагнитной широте 55° . В этой работе определение величины заряда производилось путём измерения плотности δ -электронов N_δ . Хотя при этом возможны значительные ошибки из-за присчёта следов электронов фона, но проведённое авторами¹⁰⁹ тщательное исследование применяемого метода и большое число контрольных измерений, видимо, подтверждают правильность сделанных заключений. Согласно их результатам поток ядер Li, Be, B на широте 55° составляет примерно 15 ± 1 частиц/ $m^2 \cdot сек \cdot стерад$, т. е. больше 80% от числа всех более тяжёлых ядер. Этот результат никак нельзя согласовать с результатом, полученным Брадтом и Петерсом^{110, 135}, но результаты Дайнтон и др.¹⁰⁹ совпадают с результатами Брэдта и Петерса в области ядер с $Z \gg 6$. Нельзя объяснить наблюдаемое количество ядер Li, Be, B и вторичными частицами, образующимися при расщеплении более тяжёлых ядер. Как показывают

вычисления, число ядер группы Li, Be, B, образующихся на высоте 20 г/см^2 , составит $\sim 30\%$ от числа ядер C, N, O, F. Если даже предположить, что из указанных 80% на долю вторичных частиц приходится 30% , то всё равно остаётся значительная доля частиц, которые следует отнести к числу первичных. Существенная ошибка могла быть внесена в результаты, если в проводившихся полётах время подъёма и спуска не было мало по сравнению с временем пребывания пластинок на высоте 30 км . В этом случае большая доля частиц группы Li, Be, B могла бы объясняться вторичными частицами, собранными со всей высоты атмосферы. Однако в опубликованной работе не приводится график полёта, и следовательно, этот сомнительный пункт нельзя выяснить до конца.

Подтверждением результатов Дайнтон и др.¹⁰⁹ являются данные, сообщаемые в работе Готштейна¹⁷⁵. Измерения проводились на широте 55° путём подъёма фотоэмульсий на высоту $\sim 29 \text{ км}$. В фотоэмульсиях изучались звёзды, образованные при расщеплении различных сложных ядер большой энергии. Заряд определялся как посредством измерения плотности зёрен, так и посредством измерения плотности δ -электронов. В некоторых случаях эти определения контролировались путём суммирования зарядов всех вылетевших при расщеплении первичного ядра частиц. Для определения энергии первичных частиц применялись различные способы. Измерения большого числа следов первичных сложных ядер показали, что соотношение между интенсивностью отдельных групп согласуется с найденным в работе¹⁰⁹. Сопоставление данных работы¹⁷⁵ с работой¹⁰⁹ и с данными Петерса¹³³ дано в таблице VI.

Таблица VI

Относительное содержание различных групп ядер в первичном потоке

Автор	Группы зарядов		
	$3 \leq Z \leq 5$	$6 \leq Z \leq 9$	$Z > 9$
Готштейн (широта 55°)	36,5%	40,5%	23%
Дайнтон (» 55°)	49%	42%	9%
Петерс (» 30°)	$\leq 8\%$ ₆₁	$\geq 71\%$	$\geq 21\%$

Измерения, выполненные с помощью сцинтилляционного счётчика¹³⁰, дают для потока частиц с $3 \leq Z \leq 5$ значение $84 \text{ частиц/м}^2 \cdot \text{сек} \cdot \text{стерад}$. Это невероятно большое значение потока ядер Li, Be, B объясняется тем, что сцинтилляционный счётчик не может отличать многозарядные частицы от ядерных расщеп-

лений (звёзд), образующихся в самом сцинтиляторе. Авторы этой работы, исходя из результатов Брадта и Петерса об отсутствии в первичном потоке ядер Li, Be, B, относят все эти случаи к звёздам и получают для эффективного сечения образования звёзд первичными протонами величину, равную половине геометрического сечения. Если, однако, уменьшить эффективное сечение на (14—15)%, что соответствует сечению $\sim 0,43$ от геометрического, то результаты опытов со сцинтилляционным счётчиком не будут противоречить выводам о наличии первичного потока ядер Li, Be, B, равного на 55° шев. широты (12—15) частиц/ $m^2 \cdot сек \cdot стерад$.

Измерения, проводившиеся при помощи импульсной ионизационной камеры на ракетах¹²⁸, дали возможность оценить верхний предел для потока частиц с $3 \leq Z \leq 5$. Для того чтобы произвести эту оценку, пришлось сравнить результаты, полученные с импульсной ионизационной камерой, с результатами, полученными при помощи фотопластинок. Пользуясь найденным в фотопластинках распределением частиц по зарядам, вычисляются спектры толчков, который эти частицы дадут в применяемой камере. Сравнение вычисленного таким образом спектра с экспериментально измеренным показывает определённое расхождение в области малых толчков. Если всё это расхождение отнести за счёт появления группы первичных ядер Li, Be, B, которые отсутствуют в использованном распределении, то в качестве верхнего предела для потока этих ядер на 41° шев. широты получается значение ~ 18 частиц/ $m^2 \cdot сек \cdot стерад$. Если принять во внимание, что определённый вклад в различие между спектром толчков в ионизационной камере и спектром ядер по данным пластинок вносят ядерные расщепления в стенках ионизационной камеры, то, несомненно, предельное значение для потока ядер Li, Be, B сильно уменьшится.

Предполагая, что вся разница обусловлена ядерными расщеплениями, находят для среднего пробега ядерных расщеплений $270 \text{ г}/\text{см}^2$ (геометрическое сечение соответствует пробегу $100 \text{ г}/\text{см}^2$). Однако соотношение $\sim 1:1$ между числами ядер Li, Be, B и ядер C, N, O, F может быть удовлетворено и в данном случае. При этом средний пробег увеличится лишь до $360 \text{ г}/\text{см}^2$. Во всяком случае можно сказать, что данные, полученные с импульсной ионизационной камерой, не опровергают вывода о присутствии в первичном потоке ядер Li, Be, B.

Измерения, проведённые за границей атмосферы с применением пропорциональных счётчиков¹⁵⁸, вследствие малой статистической точности не могут служить ни подтверждением, ни опровержением результатов Дайнтон и др. За весь полёт была зарегистрирована лишь одна частица с зарядом, большим 2 (ядро углерода, $Z = 6$).

Окончательное решение вопроса о наличии ядер группы Li, Be, B в первичном излучении и определение величины потока этих частиц требуют проведения дальнейших экспериментов с использованием различных методов, контролирующих и дополняющих друг друга.

В настоящее время остаётся невыясненным вопрос о присутствии в первичном излучении ядер более тяжёлых, чем ядра никеля. В большинстве работ^{109—111, 131} утверждается, что в первичном излучении не встречаются ядра с Z , большим ~ 28 . В статье Петерса¹¹⁷ подвергается сомнению правильность определения заряда в ранних работах^{103, 121}, когда были найдены следы ядер с $Z > 28$. Однако и впоследствии появлялись сообщения^{132, 133, 152} об обнаружении в фотоэмульсиях, экспонированных на весьма больших высотах, следов ядер с $Z > 28$. Игода¹⁵³, проводивший эксперименты на высоте ~ 37 км, обнаружил сравнительно большой поток ядер с $Z > 34$. По его измерениям поток ядер с $Z > 34$ составляет 0,3 потока ядер Fe, Co, Ni, причём встречались следы частиц, заряд которых, определённый методом измерения длины суживающейся части следа, достигал $Z \sim 53$. Тот факт, что в прежних работах не было зарегистрировано заметного количества ядер с $Z > 28$, объясняется, возможно, тем, что эти ядра очень сильно поглощаются даже в небольшом слое остаточной атмосферы. Проведение дальнейших измерений на возможно больших высотах позволит узнать, присутствуют ли в первичном потоке ядра с весьма большими Z .

Энергетические спектры различных групп ядер. Основным методом определения энергетического спектра является, как и в случае протонов, измерение потоков отдельных групп ядер на различных широтах¹⁶³. Предполагая, что многозарядные частицы приближаются к Земле в полностью ионизованном состоянии (это предположение подтверждено рядом измерений; см. ниже), мы можем считать для этих частиц (с зарядом Z и атомным весом A) $\frac{Z}{A} = \frac{1}{2}$ ($Z \leq 20$). В этом случае согласно теории движения заряженных частиц в магнитном поле диполя¹³ на данную широту λ будут приходить в вертикальном направлении лишь те частицы, у которых импульс на нуклон p удовлетворяет соотношению

$$pc \geq 7,45 \cos^4 \lambda \cdot 10^9 \text{ эв}. \quad (24)$$

В области малых энергий (до $0,7 \cdot 10^9$ эв/нуклон) спектр можно получить, если использовать данные распределения по пробегам¹⁷³. Для энергий меньше $\sim 2 \cdot 10^9$ эв/нуклон для построения спектра ядер с не очень большим Z можно пользоваться измерением среднего угла отклонения при многократном рассеянии. Для нахождения спектра в области энергий, превышающих $7 \cdot 10^9$ эв/нуклон

(для $Z \geq 10$), применим метод измерения среднего угла разлёта α -частиц, образующихся при развале первичного ядра (см. выше). При этом, однако, надо предполагать, что вероятность расщепления не зависит от энергии*), а зависит лишь от атомного номера первичного ядра и параметра соударения с ядром в эмульсии. Такое предположение оправдано, если образующийся ливень α -частиц является результатом «испарения» падающего ядра, возбуждённого ядром в эмульсии.

Применение всех этих методов позволило найти спектры различных групп частиц в области энергий от $0,3 \cdot 10^9$ (для He) до $\sim 50 \cdot 10^9$ эв/нуклон (для ядер с $Z > 10$)¹¹⁵. Спектры различных групп ядер изображены на рис. 12. Аналитическое выражение, хорошо описывающее зависимость от энергии для всех групп частиц, имеет вид:

$$N(E > \epsilon) = \frac{K}{(1 + \epsilon)^{1,2}}, \quad (25)$$

где ϵ — кинетическая энергия ядра в 10^9 эв на нуклон, а K имеет следующие значения:

- $380 \frac{\text{частиц}}{\text{м}^2 \cdot \text{сек} \cdot \text{стерад}}$ для He;
- $20 \frac{\text{частиц}}{\text{м}^2 \cdot \text{сек} \cdot \text{стерад}}$ для группы ядер C, N, O;
- $6 \frac{\text{частиц}}{\text{м}^2 \cdot \text{сек} \cdot \text{стерад}}$ для группы ядер с $Z \geq 9$.

*) В работе¹⁷⁵ указано, однако, что при столкновении сложного ядра большой энергии с ядром лёгкого атома в эмульсии вероятность испускания осколков с зарядом $Z \geq 2$ зависит от энергии. Это утверждение требует проверки.

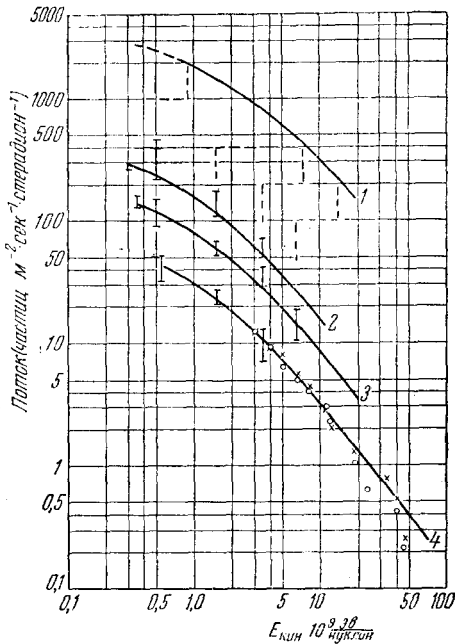


Рис. 12. Интегральный энергетический спектр различных компонент первичного космического излучения. По оси абсцисс отложена кинетическая энергия в 10^9 эв/нуклон. По оси ординат поток в числе частиц/м²·сек·стерад. Кривые 1, 2, 3, 4 представляют спектры соответственно протонов, α -частиц, ядер группы C, N, O и ядер группы с $Z > 10$. Ординаты кривых 3 и 4 увеличены в 10 раз.

Вертикальные чёрточки — данные по измерению потока на различных широтах. Крестики и кружки — результаты измерений энергии по величине угла разлёта продуктов расщепления и по среднему углу рассеяния; нормированы с данными непосредственных измерений потока в точке $3 \cdot 10^9$ эв/нуклон.

Сравнение со спектром протонов показывает, что в области энергий $\lesssim 7 \cdot 10^{10}$ эв/нуклон спектры весьма близки друг к другу*). Это обстоятельство, повидимому, указывает на общий источник ускорения протонов и более сложных ядер¹.

Для частиц в интервале энергий от $0,35 \cdot 10^9$ до $8 \cdot 10^9$ эв/нуклон можно представить число нуклонов одной и той же энергии, приносимых различными группами ядер, в виде таблицы VII.

Таблица VII

Относительное число нуклонов, приносимых на Землю различными группами первичных ядер

Ядра	Доля нуклонов в предположении, что нет Li, Be, B (в %)	Доля нуклонов в предположении, что $N(\text{Li, Be, B}) \approx$ $\approx N(\text{C, N, O})$ (в %)
Протоны	66	64
α -частицы	26	25
Группа Li, Be, B	—	3
Группа C, N, O	5	5
$Z \geq 9$	3	3

Вариации интенсивности ядерной компоненты первичного космического излучения. Вопрос об изменениях интенсивности первичного потока многозарядных частиц со временем привлек к себе внимание после того, как в 1950 г. была опубликована работа Лорда и Шайна¹³⁸. В этой работе сообщалось об уменьшении в $2 \div 3$ раза потока ядер с $Z > 10$, измеряемого ночью на границе атмосферы, по сравнению с потоком, измеренным в дневное время. При этом поток протонов и α -частиц, определявшийся по числу «звёзд», создаваемых в пластинках, не изменился. В том же году было получено теми же¹³⁹, а также и другими¹⁴⁰, авторами подтверждение первоначального результата. Проведённые ими опыты дали уменьшение потока ночью по сравнению с потоком днём в $(2,55 \pm 0,26)$ раза. В упоминавшихся уже опытах с применением сцинтилляционного счётчика¹³⁰ было замечено изменение со временем частоты появления

*) Есть указания^{171, 172}, что сходство в характере спектра сохраняется и при больших энергиях, вплоть до 10^{12} эв/нуклон. Необходимы, однако, дальнейшие эксперименты, для того чтобы сделать это утверждение в достаточной степени достоверным.

больших импульсов, соответствовавших тяжёлым частицам, в то время как частота импульсов, соответствовавших протонам и α -частицам, изменилась незначительно, хотя доля α -частиц, видимо, несколько возросла. По мнению авторов возможно, что возрастание интенсивности ядерной компоненты на $\sim 45\%$ объясняется суточными вариациями или связано с активностью Солнца.

Таковы те факты, которые указывали на существование суточных вариаций.

Однако появившиеся впоследствии работы^{129, 133, 160, 171} доказали ошибочность сделанных ранее заключений. Так, в работе Фрейера и др.¹³³ указывается, что из проведённых ими двух ночных полётов результаты первого можно истолковать как указывающие на наличие суточных вариаций¹⁴⁰, а результаты второго показывают отсутствие каких бы то ни было заметных вариаций. Сами авторы считают результаты второго ночного полёта более надёжными, так как была достигнута большая высота (~ 14 г/см²) и сохранялась она во время полёта лучше, чем в первом случае. В первом полёте высота менялась от 23 до 35 г/см², причём на высоте 30 г/см² установка находилась $\sim 10\%$ времени полёта. Возможно, что измеренный в 1950 г. суточный эффект¹³⁸ также объясняется какими-нибудь не учтёнными экспериментальными ошибками.

Ещё одним экспериментальным доказательством отсутствия суточных вариаций являются результаты, полученные при помощи импульсных ионизационных камер, поднимавшихся на шарах-зондах на 52 и 55° сев. широты до высоты 27 км¹²⁹. В камере измерялись толчки, большие порога, соответствовавшего прохождению частицы с $Z > 8$. Сравнение данных, полученных ночью на 55° сев. широты, с соответствующими значениями числа толчков на данной высоте днём, определёнными по усреднённым результатам четырёх дневных полётов на 52° сев. широты, показывает отсутствие заметного суточного эффекта. Изменение интенсивности ядерной компоненты в течение суток, согласующееся с результатами измерений, не превышает 13%.

Таким образом, есть все основания считать, что интенсивность ядерной компоненты первичных космических лучей не подвержена существенным суточным колебаниям. Результаты, указывавшие на наличие суточных вариаций, являются, видимо, ошибочными, или наблюдавшиеся изменения вызваны какими-то иными причинами *).

В настоящее время не представляется возможным что-нибудь сказать о вариациях в интенсивности ядерной компоненты,

*) Недавно появилось сообщение¹⁸³, в котором на основании данных одного полёта утверждается, что в 12—14 часов наблюдается максимум в интенсивности потока ядер с $Z > 10$. Этот вывод требует проверки.

имеющих иные периоды (годовые вариации, 27-дневные и т. п.). Такие наблюдения систематически не проводились, и имеющийся статистический материал пока ещё недостаточен для получения каких бы то ни было выводов.

Можно лишь отметить, что попытка¹³³ найти связь между солнечными вспышками и интенсивностью ядерной компоненты не дала достоверных результатов, но показала, что если эффект и существует, то он весьма мал.

Ионизация многозарядных частиц. Весьма существенным является вопрос о том, в каком состоянии приходят на Землю частицы первичного космического излучения — полностью или только частично ионизованными. Решение этого вопроса должно дать возможность судить об условиях движения тяжёлого ядра в межзвёздном пространстве, а также о месте и характере процесса ускорения.

Быстро движущийся атом при прохождении через вещество подвергается ионизации, т. е. теряет электроны. Вычисления показывают¹¹⁰, что для того, чтобы атом, движущийся со скоростью $\beta \approx 0,3$, оказался полностью ионизованным, достаточно количества вещества $\sim 1,5 \text{ мг/см}^2$, а в случае $\beta \sim 1$ достаточно всего лишь $\sim 1 \text{ мг/см}^2$. Поэтому вполне обоснованным было считать при обработке данных, получаемых при помощи фотопластинок, камеры Вильсона и других приборов (см. выше), что мы имеем дело с «голыми» ядрами, так как при всех условиях (даже при наблюдениях за границей атмосферы) частица до момента её регистрации проходит слой вещества, превышающий 15 мг/см^2 . Однако это не исключает возможности прихода в область магнитного поля Земли атомов, ионизованных неполностью. На эти частично ионизованные атомы магнитное поле Земли будет действовать в меньшей степени, чем на такие же атомы, но подвергшиеся полной ионизации. Появление таких частично ионизованных атомов, следовательно, должно вести к тому, что на Земле будут наблюдаться ядра с энергией, меньшей пороговой, определяемой в случае полностью ионизованных атомов формулой (24). Простейшие прикидки показывают, что если релятивистская частица проходит расстояние порядка размеров Галактики ($\sim 5 \cdot 10^{22} \text{ см}$, что соответствует $10^{-24} \text{ г/см}^3 \cdot 5 \cdot 10^{22} \text{ см} = 5 \cdot 10^{-2} \text{ г/см}^2 = 50 \text{ мг/см}^2$), то она при этом ионизируется полностью и приходит в область действия магнитного поля Земли в виде «голового» ядра. Если же частицы приходят из близких к Земле областей пространства (например, непосредственно от Солнца; $R \sim 10^{13} \text{ см}$), то они могут сохранить часть своих электронных оболочек и смогут проникнуть на Землю с энергиями, меньшими пороговых для данной широты.

Эксперименты^{111, 115}, проведённые на Земле на больших высотах, показали, что сложные ядра приходят в область действия

магнитного поля Земли уже полностью лишёнными электронных оболочек.

В опытах с фотопластинками^{111, 143} на 55° широты, где создаваемый магнитным полем Земли порог для «голых» ядер составляет $0,35 \cdot 10^9$ эв/нуклон, из 30 следов не было обнаружено ни одного, соответствующего энергии, меньшей $0,37 \cdot 10^9$ эв/нуклон. В то же время для достижения пластинок частицам группы C, N, O требовалась энергия $\sim 0,25 \cdot 10^9$ эв/нуклон, а для четырёхкратно ионизованных ядер углерода геомагнитный порог составляет $\sim 0,15 \cdot 10^9$ эв/нуклон. При измерении потока тяжёлых частиц на 30° широты из 150 частиц не было обнаружено ни одной, остановившейся в стопке пластинок. Если бы частицы группы C, N, O приходили неполностью ионизованными, то более тяжёлые ядра сохранили бы большую часть своих электронов и проникали бы на Землю с энергиями, много меньшими предельной. Приведённые факты свидетельствуют о том, что по крайней мере лёгкие ядра ($Z < 10$) приходят на Землю полностью лишёнными электронных оболочек. В отношении тяжёлых ядер нельзя провести прямых опытов на больших широтах, так как для выяснения на широте 54° вопроса о том, приходят ли на Землю ядра, скажем, железа с энергией меньшей, чем определяемая магнитным полем Земли, надо поднимать пластинки на недостижимую пока высоту ~ 5 г/см². Однако измерения на широте 30° , где порог соответствует $3,5 \cdot 10^9$ эв/нуклон, показали, что частицы с энергией, меньшей $3,5 \cdot 10^9$ эв/нуклон, не приходят.

Более тщательные измерения¹¹⁵ на $41^\circ,7$ широты после сравнения с данными, полученными на 55° широты, подтвердили вывод о том, что частицы космических лучей попадают в магнитное поле Земли в полностью ионизованном состоянии. Измерив поток первичных частиц на 55° широты в области малых энергий, вычисляют ожидаемое уменьшение числа частиц к $41^\circ,7$ широты (за счёт обрезания магнитным полем) при трёх различных предположениях: 1) ядра полностью освобождены от электронов; 2) остался K-слой; 3) остались K- и L-слои. После этого вычисляют ожидаемое число остановок частиц в эмульсии.

Результаты вычислений и данные измерений можно представить в виде таблицы VIII (стр. 62).

Из таблицы видно, что, по всей вероятности, даже тяжёлые атомы приходят на Землю в полностью ионизованном состоянии.

4. Эволюция ядер в межзвёздном пространстве

Результаты изучения компоненты космических лучей, состоящей из ядер различных элементов, позволяют сделать ряд заключений об источниках этих частиц и о характере их движения от

Таблица VIII

Сравнение числа частиц, остановившихся в эмульсии, с ожидаемым числом остановок при различных предположениях о степени ионизации первичных ядер с большим Z

Z	Элемент	Число остановившихся частиц в случае 1	Число остановившихся частиц в случае 2	Число остановившихся частиц в случае 3	Число наблюдаемых остановок	Число следов с энергией ниже пороговой
26	Fe	3,8	5,4	17	3	0
20	Ca	1,5	2,8	13	1	0
14	Si	0,6	4,4	53	2	0
12	Mg	0	2,3	65	0	0
Всего		5,9	14,9	148	6	0

Случай 1: полностью ионизованный атом.
Случай 2: ядро с электронами на K -оболочке.
Случай 3: ядро с электронами на K - и L -оболочках.

источника к Земле. Если учесть, что при взаимодействии с межзвёздным газом состав ядерной компоненты может, вообще говоря, изменяться, то не приходится ожидать, чтобы наблюдаемое на Земле распределение первичной компоненты из сложных ядер по зарядам совпадало с их распределением в источнике. Такое совпадение может иметь место лишь тогда, когда источник космических лучей находится весьма близко от Земли, и образованные на нём космические лучи попадают на Землю непосредственно от источника, без сколько-нибудь длительного блуждания в межзвёздном (или в межпланетном) пространстве. Однако наблюдаемая изотропия в распределении космических лучей говорит против такого предположения. В случае, если космические лучи проходят от источника до Земли достаточно большие пути, относительная доля лёгких ядер (протонов, α -частиц, ядер Li, Be, B) должна увеличиться по сравнению с долей соответствующих ядер в источнике. Это должно происходить по двум причинам: во-первых, при расщеплении тяжёлых ядер будут образовываться лёгкие «осколки», которые и дадут вклад в компоненту космических лучей, состоящую из лёгких ядер; во-вторых, сечение взаимодействия тяжёлых ядер больше сечения взаимодействия лёгких ядер, и поэтому тяжёлые ядра будут быстрее поглощаться межзвёздным водородом, чем лёгкие.

С этой точки зрения весьма неожиданным и удивительным является некоторое сходство между распределением по зарядам ядер в космическом излучении и относительной распространённостью различных элементов в природе. Если свести воедино данные об относительной средней распространённости элементов в природе^{141—142} и данные об относительном наличии различных ядер в космическом излучении, приняв наличие водорода за $3,5 \cdot 10^8$ в обоих случаях, то получим таблицу IX.

Таблица IX

Средняя распространённость элементов в природе и спектр по зарядам ядерной компоненты первичного потока космических лучей

Элемент	Z	В среднем в природе	В первичном потоке космических лучей *)
H	1	$3,5 \cdot 10^8$	$3,5 \cdot 10^8$
He	2	$3,5 \cdot 10^7$	$3,5 \cdot 10^7$
Li	3	} $\sim 1,4$	$190 \cdot 10^4$
Be	4		
B	5		
C	6	$8 \cdot 10^4$	} $46 \cdot 10^4$
N	7	$16 \cdot 10^4$	
O	8	$22 \cdot 10^4$	
Ne	10	$(9-24) \cdot 10^4$	$10,5 \cdot 10^4$
Mg	12	$8,8 \cdot 10^3$	$140 \cdot 10^3$
Si	14	10^4	$10,5 \cdot 10^4$
Fe	26	$1,8 \cdot 10^4$	$10,5 \cdot 10^4$
Остальные элементы $Z < 30$	< 30	$9,3 \cdot 10^3$	$105 \cdot 10^3$
Элементы с $30 < Z \leq 92$	30—92	10^4	$< 3,5 \cdot 10^3$

*) Нормировка обоих распределений произведена по водороду.

Нетрудно заметить, что отношение числа ядер гелия к числу ядер водорода и соотношения между другими группами ядер (не считая группы Li, Be, B) примерно одинаковы как в случае космических лучей, так и в случае распространённости в природе. Однако относительная доля ядер водорода и гелия в космических лучах меньше, чем во вселенной. Как мы увидим из

дальнейшего, это обстоятельство весьма существенно для теорий происхождения космических лучей.

Наблюдаемая параллельность в распределении элементов во вселенной и в космических лучах, по мнению некоторых исследователей, могла рассматриваться как свидетельство в пользу тех теорий, которые за источники космических лучей принимали звёзды, так как испускание протонов и других ядер при одном и том же механизме ускорения должно, на первый взгляд, приводить к идентичности распределений по зарядам ядер в космических лучах и в источнике^{101, 102}. Однако учёт происходящих в межзвёздном пространстве расщеплений сложных ядер приводит, как сказано, к тому, что состав космических лучей должен сильно отличаться от состава источника.

Весьма характерным в этом отношении является вопрос о наличии в первичной компоненте космических лучей ядер группы Li, Be, B. Как видно из таблицы IX, в природе эти элементы представлены в ничтожном количестве. Кривая распространённости элементов в области Li, Be, B имеет «провал». Если приходящие на Землю частицы прошли от источника сравнительно небольшой путь, то мы можем ожидать, что среди них не будет ядер Li, Be, B, если их не было в источнике. Иная картина будет иметь место, если частицы космических лучей прошли большой путь в межзвёздном пространстве. В этом случае из-за расщепления тяжёлых ядер появится заметная доля ядер Li, Be, B.

Произведём оценку ожидаемой доли ядер Li, Be, B для случая, когда установилось равновесие и число частиц данного вида в среднем не меняется, а в испущенном источником потоке группа ядер Li, Be, B полностью отсутствовала. Обозначим группу ядер Li, Be, B через A , группу ядер C, N, O, F через B и группу ядер с $Z \gg 10$ — через C . Если обозначить через N_A , N_B и N_C соответственно числа ядер типов A , B и C в первичном потоке, через σ_A , σ_B , σ_C — эффективные сечения для расщепления ядер A , B , C межзвёздным водородом и через $P_H(B)$ и $P_H(C)$ — вероятность вылета при расщеплении ядра типа B или C — ядра типа A , то при равновесии мы сможем записать

$$\sigma_A N_A = \sigma_B N_B P_H(B) + \sigma_C N_C P_H(C)$$

или

$$R \equiv \frac{N_A}{N_B} = \frac{\sigma_B}{\sigma_A} P_H(B) + \frac{\sigma_C}{\sigma_A} \frac{N_C}{N_B} P_H(C). \quad (26)$$

Измерения^{115, 135}, проведённые при помощи фотоэмульсий, дают значения для эффективных сечений взаимодействия, хорошо описываемые эмпирическим соотношением

$$\sigma_{1,2} = \pi (r_1 + r_2 - 2\Delta r)^2, \quad (27)$$

где $r_i = 1,45 \cdot 10^{-13} A_i^{\frac{1}{3}}$ см; $\Delta r = 0,85 \cdot 10^{-13}$ см (A_i — атомный вес i -го ядра; значки 1 и 2 относятся к двум взаимодействующим ядрам). Найденные в эксперименте значения свободного пробега для столкновений приведены в таблице X.

Таблица X

Пробег энергичных ядер в различных веществах, определяемый потерями энергии при ядерных столкновениях

Атомный номер	Пробег в стекле ($г/см^2$ *)	Пробег в латуни ($г/см^2$ *)	Пробег в воздухе ($г/см^2$ *)	Пробег в водороде ($г/см^2$ **)
$Z = 2$	50	80	44,5	12,5
$3 \leq Z \leq 5$	47,5	—	32,0	7,5
$6 \leq Z \leq 9$	34,5	58,5	27,0	4,8
$10 \leq Z \leq 26$ ($Z \sim 14$)	25,5	49	21,0	3,1

*) Пробег измерен экспериментально.
**) Вычислен по формуле (27).

В случае взаимодействия с водородом можно приближённо считать, что для $A_i > 8$ $\sigma_i \approx \pi r_i^2$.

Это даёт нам для величин, входящих в формулу (26), следующие значения:

$$\frac{\sigma_B}{\sigma_A} \approx \frac{\pi r_B^2}{\pi r_A^2} \approx \left(\frac{15}{8}\right)^{\frac{2}{3}} \approx 1,52,$$

$$\frac{\sigma_C}{\sigma_A} \approx \frac{\pi r_C^2}{\pi r_A^2} \approx \left(\frac{30}{8}\right)^{\frac{2}{3}} \approx 2,41.$$

Для определения $P_H(Z)$ нет непосредственных экспериментальных данных, но есть данные для $P_{\text{возд}}(Z)$ — вероятности образования ядер группы A при столкновении ядра заряда Z с одним из атомов, входящих в состав воздуха¹⁻⁵.

Эти данные таковы:

$$P_{\text{возд}}(B) = P_{\text{возд}}(C) = 0,23.$$

Наблюдения показали, что при столкновении ядра водорода с ядром из эмульсии появляется меньше следов, чем при столкновении более тяжёлых энергичных ядер с ядром атома в эмульсии (имеет место менее полное расщепление). Поэтому можно ожидать,

что при движении ядер группы B в водороде относительная доля ядер группы A , образующихся при ядерных столкновениях, будет больше, чем при движении в воздухе. На этом основании можно считать:

$$P_H(B) > P_{\text{возд}}(B) = 0,23.$$

В случае ядер группы C будет иметь место то же явление, хотя в этом случае вероятность образования ядра группы A , возможно, будет в меньшей степени зависеть от атомного номера ядра, соударяющегося с ядром группы C , и можно считать:

$$P_H(C) \geq P_{\text{возд}}(C) = 0,23.$$

Если принять $P_H(Z) \approx 0,23$, то соотношение (26) даст минимальное значение для R . Есть указания¹³³, что можно положить:

$$P_H(B) > 0,6.$$

При указанных выше значениях сечений и $P_H(Z)$ мы из уравнения (26) найдём, принимая в соответствии с экспериментом

$$\frac{N_C}{N_B} \approx \frac{1}{3}, \text{ что}$$

$$R \geq 0,5, \text{ если } P_H(B) = P_H(C) \geq 0,23$$

и

$$R > 1,0, \text{ если } P_H(B) > 0,6 \text{ и } P_H(C) > 0,23.$$

Таким образом, мы видим, что даже в случае, когда источник совсем не испускает ядер группы Li , Be , B , на границу атмосферы должны приходить эти ядра примерно в том же количестве, что и ядра группы C , N , O , F , если при движении в межзвёздном пространстве частицы проходят достаточно большие пути.

Расщепление тяжёлых ядер в межзвёздном пространстве приводит также к увеличению числа протонов и ядер гелия. Даже если не учитывать появления дополнительного числа протонов вследствие расщепления сложных ядер, то в силу различия в эффективных сечениях взаимодействия с межзвёздным водородом тяжёлых ядер и протонов, при равновесии отношение числа протонов к числу ядер с $Z \gg 10$ в первичном потоке не будет отражать соотношение между ними в области источника.

Рассмотрим несколько подробнее влияние ядерных расщеплений на соотношение между различными компонентами. В случае равновесия можно написать, обозначая через Φ_i и N_i соответственно потоки i -й компоненты из источника и на Земле, следующее соотношение между потоками отдельных компонент космических лучей:

$$\frac{N_i}{t_i} = \Phi_i + \sum_{j>i} P_{ij} \frac{N_j}{t_j}, \quad (28)$$

где t_i — среднее «время жизни» частицы i -го типа при движении в межзвёздном водороде, а P_{ij} — вероятность образования ядра i -го типа при столкновении с межзвёздным водородом ядра j -го типа. В силу того, что время жизни обратно пропорционально сечению взаимодействия σ_i , соотношение (28) можно переписать в виде

$$k\Phi_i = \sigma_i N_i - \sum_{j>i} P_{ij} N_j \sigma_j, \quad (29)$$

где k — коэффициент пропорциональности.

Для отношения потоков i -й и l -й компонент в источнике найдём:

$$\frac{\Phi_i}{\Phi_l} = \frac{\sigma_i N_i - \sum_{j>i} P_{ij} N_j \sigma_j}{\sigma_l N_l - \sum_{j>l} P_{lj} N_j \sigma_j}. \quad (30)$$

В частном случае соотношения между потоком протонов (Φ_p) и потоком ядер с $Z \gg 10$ (Φ_C) можно считать, что вклад в число ядер с $Z \gg 10$ от расщепления ещё более сложных ядер мал ($P_{C,j} \ll 1$). Поэтому

$$\frac{\Phi_p}{\Phi_C} \approx \frac{\sigma_p N_p - \sum_{j>1} P_j N_j \sigma_j}{\sigma_C N_C}.$$

Из эксперимента известно, что $\frac{N_p}{N_C} \approx \frac{3800}{6}$. Если мы хотим оценить для отношения $\frac{\Phi_p}{\Phi_C}$ верхний предел, согласующийся с экспериментом, то, пренебрегая вкладом в число протонов «осколков», образующихся при расщеплении тяжёлых ядер, и принимая для сечений σ_p и σ_C значения, получающиеся из формулы (27)*), найдём для отношения потоков протонов и ядер с $Z > 10$ в источнике

$$\frac{\Phi_p}{\Phi_C} \leq \frac{\sigma_p}{\sigma_C} \cdot \frac{N_p}{N_C} < \frac{4,5 \cdot 10^{-26}}{7 \cdot 10^{-25}} \cdot \frac{3800}{6} \approx 40,$$

по сравнению со средним отношением 1400, выводимым из данных о распространённости элементов во вселенной. Найденная

*) Для σ_p фактически следует брать меньшую величину, так как для уменьшения числа энергичных частиц необходимо, чтобы оба протона имели малую энергию, а взятое нами значение относится к потере энергии одним лишь падающим протоном (это обстоятельство учитывается подстановкой вместо равенства знака «меньше»).

нами величина для доли атомов водорода в источнике означает, что либо в самом деле состав источника таков 182 , либо механизм ускорения селективен: он предпочтительнее ускоряет тяжёлые ядра, а не более многочисленные ядра водорода и гелия*). Этот интересный вопрос нуждается, очевидно, в дальнейшем исследовании.

Из имеющихся экспериментальных данных о потоке различных групп ядер на границе атмосферы можно, сделав ряд предположений, вывести некоторые заключения о проходимых частицами космических лучей расстояниях, о характере распределения источников в пространстве и т. п. Нижний предел для проходимого частицами расстояния можно определить, исходя из предположения об установлении равновесия. Это расстояние должно быть больше свободного пробега ядер в водороде, т. е. согласно таблице X больше $\sim (5 \div 8) \text{ г/см}^2$ водорода.

Оценку верхнего предела для проходимого частицами космических лучей расстояния произвёл Дайнтон¹⁰⁹. Предположив, что все частицы с зарядом меньше 20 имеют вторичное происхождение, а не ускоряются источником космических лучей, он нашёл, что количество вещества, пройденное частицами после ускорения, составляет менее 10 г/см^2 . Действительно, если считать, что все ядра с $Z > 20$ появляются в результате расщепления при столкновении с межзвёздным водородом ускоренных в источнике более тяжёлых ядер, то число нуклонов $N_{Z>20}(x)$, несомых ядрами с $Z > 20$, после прохождения расстояния $x \text{ г/см}^2$ водорода, будет

$$N_{Z>20}(x) = \sum_{Z>20} N_Z \cdot A_Z \cdot e^{-\frac{x}{\lambda_Z}},$$

где N_Z — число ядер с зарядом Z , A_Z — число нуклонов в ядре с зарядом Z , λ_Z — средний пробег для расщепления такого ядра межзвёздным водородом. Предполагая, что для частиц с $20 < Z < 30$ λ_Z слабо зависит от атомного номера, найдём:

$$N_{Z>20}(x) = e^{-\frac{x}{\lambda}} \cdot \sum_{Z>20} N_Z A_Z.$$

Из эксперимента известно, что в первичном потоке отношение числа нуклонов, несомых ядрами с $Z > 20$, $\{N_{Z>20}(x)\}$ к полному числу нуклонов N , равному при нашем предположении числу

*) Так, например, в рассмотренном В. Л. Гинзбургом¹ случае ускорения частиц в оболочке сверхновой звезды тяжёлые ядра ускоряются легче, чем протоны и α -частицы.

нуклонов в тяжёлых ядрах, испущенных источником, составляет 1:150. Тогда можно найти, что

$$\frac{N_{Z>20}}{N} \equiv \frac{e^{-\frac{x}{\bar{\lambda}} \sum_{Z>20} N_Z A_Z}}{\sum_{Z>20} N_Z A_Z} = e^{-\frac{x}{\bar{\lambda}}} = \frac{1}{150}.$$

Отсюда, принимая согласно формуле (27) $\bar{\lambda}_{Z>20} \approx 2 \text{ г/см}^2$, находим $x = \bar{\lambda} \ln 150 \approx 10 \text{ г/см}^2$.

Несомненно, что предположение об ускорении в источнике только частиц с $Z > 20$ является совершенно произвольным и, вообще говоря, необоснованным. Но в том случае, если лёгкие ядра всё же ускоряются источником в заметном количестве, наблюдаемое на Земле отношение $N_{Z>20}:N=1:150$ означает, что частицы проходят от источника путь ещё меньший, чем 10 г/см^2 , соответствующий при плотности межзвёздного водорода, равной $\sim 10^{-25} \text{ г/см}^3$, расстоянию $\sim 10^{26} \text{ см} \approx 10^8$ световых лет.

Надо, однако, отметить, что такого рода оценки имеют всё ещё слишком недостоверный характер, ибо на основе известных нам сведений о сложных ядрах в первичном потоке космических лучей пока нельзя сделать однозначный вывод о том, какие из регистрируемых частиц ускорены непосредственно источником, а какие имеют вторичное происхождение, какое расстояние прошли частицы, прежде чем попали на Землю, и т. д. Для выяснения всех этих вопросов необходима дальнейшая упорная работа физиков и астрофизиков — как экспериментаторов, так и теоретиков.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Основные сведения о первичном излучении, которыми мы обладаем в настоящее время, можно кратко сформулировать следующим образом:

1. Первичная компонента космических лучей состоит почти целиком из заряженных частиц большой энергии. Распределение космических лучей в пространстве в высокой степени изотропно.

2. Основную долю в первичном излучении составляют однозарядные ядра (протоны и, возможно, в небольшом проценте антипротоны). На долю однозарядных ядер приходится $\sim 90\%$ частиц с данной энергией на нуклон (или $\sim 80 \div 85\%$ всех частиц на данной широте). Эта группа первичных частиц несёт $\sim 65\%$ всей энергии космических лучей и на её долю приходится примерно такой же процент всех нуклонов.

3. Кроме протонов, в первичном излучении заметную долю составляют ядра различных элементов. Наиболее распространёнными

являются ядра He, представляющие в данном энергетическом интервале $\sim 9\%$ всех частиц (в 10 раз меньше, чем протоны) и $\sim 20-15\%$ всех частиц на данной широте. Ядра с $Z > 2$ составляют все вместе $\sim 1\%$ от числа частиц с данной энергией на нуклон. Соотношение между потоками различных ядер можно выразить в виде: $N_{\text{He}}:N_{\text{Li, Be, B}}:N_{\text{C, N, O, F}}:N_{Z > 10} \approx 60:3:3:1$.

4. Соотношение между числом ядер с $Z > 2$ и числом однозарядных частиц в космических лучах примерно в 10 раз больше, чем среднее соотношение между соответствующими элементами в природе.

5. Электронно-фотонная компонента в первичном потоке составляет не более $0,6\%$ частиц в соответствующем энергетическом интервале.

6. Интегральный спектр однозарядных ядер в области импульсов $> 10^9$ эв/с имеет примерно степенной вид, но показатель степени меняется от 1,1 при меньших энергиях до 1,7 при больших энергиях. В области малых импульсов кривая интегрального спектра уплощается и соответственно в дифференциальном спектре наблюдается резкий спад. Причиной такой зависимости является, видимо, влияние магнитного поля Солнца или солнечной системы.

7. Интегральные энергетические спектры различных групп сложных ядер также имеют степенной вид, причём показатель степени для всех групп в области энергий меньше $3 \cdot 10^{10}$ эв/нуклон один и тот же и равен $\sim 1,2$. Ещё не установлено, обрезан ли энергетический спектр сложных ядер в области малых энергий, но есть указания, что такое обрезание имеет место.

Все эти свойства первичного космического излучения налагают определённые ограничения на теории происхождения космических лучей, так как всякая сколько-нибудь удовлетворительная теория происхождения должна объяснять основные экспериментальные факты.

Одним из таких фактов, для объяснения которого требуется проведение тщательного анализа условий распространения космических лучей от источника к Земле, является отсутствие в первичном потоке космических лучей электронно-фотонной компоненты.

Не менее существенную роль для теорий происхождения играет наблюдаемое распределение ядерной компоненты по зарядам. Например, наличие в первичном потоке космических лучей редко встречающихся в природе ядер Li, Be, B указывает на то, что частицы космических лучей довольно продолжительное время блуждают во вселенной.

Данные об относительном наличии однозарядных и многозарядных ядер в первичном потоке космических лучей и учёт процесса расщепления сложных ядер в межзвёздном пространстве показывают, что источники испускают тяжёлые ядра в значительно боль-

шей по сравнению со средней распространённостью во вселенной степени, чем однозарядные ядра.

В настоящее время, к сожалению, ещё нет такой теории происхождения космических лучей, которая смогла бы объяснить все установленные на опыте факты, не прибегая к различного рода предположениям, часто недостаточно обоснованным. Создание такой последовательной теории происхождения космических лучей — задача ближайшего будущего.

В заключение считаю приятным долгом выразить свою признательность члену-корреспонденту АН СССР В. Л. Гинзбургу за оказанные им внимание и помощь при написании обзора, а также Н. Л. Григорову, Л. В. Курносовой, М. И. Подгорецкому за ценные советы и замечания, сделанные ими по прочтении рукописи.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. В. Л. Гинзбург, УФН **51**, № 3 (1953).
2. C. T. R. Wilson, Proc. Camb. Soc. **11**, 32 (1900); Proc. Roy. Soc. **A68**, 151 (1901); Proc. Roy. Soc. **A69**, 277 (1901); J. Elster, H. Geitel Phys. Zeitz. **2**, 560 (1901).
3. Th. Wulf, Phys. Zeits. **11**, 811 (1910); A. Gockel, Phys. Zeits. **11**, 280 (1910); **12**, 595 (1911); V. Hess, Phys. Zeits. **13**, 1084 (1912); **14**, 610 (1913); W. Kolhörster, Ber. deutsch. Phys. Ges. **16**, 719 (1914—1919); V. Hess, Phys. Zeits. **27**, 159 (1926).
4. Д. В. Скобельцын, Космические лучи, ОНТИ, 1936.
5. Л. Яносси, Космические лучи, ИЛ, 1949.
6. Progress in Cosmic Ray Physics, 455—514, North-Holland Publ. Comp., 1952.
7. Е. С. Глокова, Изв. АН СССР, сер. физ., **17**, 136 (1953).
8. С. Н. Вернов, Н. Л. Григоров, Е. С. Глокова, сборник «Труды 3-го совещания по вопросам космогонии; происхождение космических лучей», Изд. АН СССР, 1954.
9. W. Bothe, W. Kolhörster, Zeits. f. Phys. **56**, 751 (1929).
10. J. Clay, Proc. Acad. Amst. **33**, 711 (1930); Physica **1**, 363 (1934).
11. C. Störmer, Zeits. f. Astrophys. **1**, 237 (1930); Terr. Mag. and Atmos. Electr. **3**, 31 (1931).
- 11а. С. А. Богуславский, Пути электронов в электромагнитных полях, 1929.
12. G. Lemaitre, M. S. Vallarta, Phys. Rev. **49**, 719 (1936); G. Lemaitre, Ann. Soc. Sci. Belg. **A54**, 194 (1934).
13. M. S. Vallarta, An Outline of the Theory of the Allowed Cone of Cosmic Radiation, Toronto University Press, 1938.
14. Progress in Cosmic Ray Physics 245—314; North-Holl. Publ. Comp., 1952.
15. M. S. Vallarta, Phys. Rev. **74**, 1837 (1948).
16. A. H. Compton, Phys. Rev. **43**, 387 (1933); Nature **135**, 695 (1935).
17. I. S. Bowen, R. A. Millikan, H. V. Neher, Phys. Rev. **46**, 641 (1934); Phys. Rev. **52**, 80 (1937); Phys. Rev. **53**, 217 (1938).
18. С. Н. Вернов, ДАН **14**, 263 (1937); Труды ФИАН, т. III, вып. 1, 25 (1945).
19. B. Rossi, Zeits. f. Phys. **68**, 3 (1931); Ric. Sci. **5**, 583 (1934).

20. T. H. Johnson, J. C. Street, *Phys. Rev.* **43**, 381 (1933); T. H. Johnson, *Phys. Rev.* **45**, 569 (1934); *Phys. Rev.* **48**, 287 (1935).
21. T. H. Johnson, J. G. Barry, *Phys. Rev.* **56**, 219 (1939).
22. T. H. Johnson, *Phys. Rev.* **56**, 226 (1939).
23. С. Н. Вернов, А. М. Куликов, *ДАН* **61**, 1013 (1948); *ДАН* **73**, 483 (1950).
24. С. Н. Вернов, *ЖЭТФ* **19**, 621 (1949).
25. *Progress in Cosmic Ray Physics*, 3—61, North-Holl Publ. Comp. 1952.
26. С. Н. Вернов, Н. Л. Григоров, Н. А. Добротин, С. П. Соколов, Ф. Д. Савин, А. И. Куракин, *ДАН* **68**, 253 (1949).
27. J. R. Winckler, T. Stix, K. Dwight, R. Sabin, *Phys. Rev.* **79**, 656 (1950).
28. B. Bhowmik, *Phys. Rev.* **89**, 327 (1953).
29. M. Schein, V. H. Yngve, H. L. Krauybill, *Phys. Rev.* **73**, 928 (1948); W. C. Barber, *Phys. Rev.* **75**, 590 (1949); A. T. Biehl, H. V. Neher, W. C. Roesch, *Phys. Rev.* **76**, 914 (1949); G. Groetzinger, G. W. Mc Clure, *Phys. Rev.* **77**, 777 (1950).
30. J. A. Van Allen, A. V. Gangnes, *Phys. Rev.* **79**, 51 (1950).
31. S. F. Singer, *Phys. Rev.* **80**, 47 (1950).
32. С. Н. Вернов, А. М. Куликов, А. Н. Чарахчьян, *ДАН* **85**, 525, 1952.
33. С. З. Беленький, *Лавинные процессы в космических лучах*, Гостехиздат, 1948.
34. E. Pickup, L. Voyvodic, *Phys. Rev.* **84**, 1190 (1951); N. L. Allen, J. Y. Mei, E. Pickup, L. Voyvodic, *Phys. Rev.* **86**, 1045 (1952); N. L. Allen, E. Pickup, *Phys. Rev.* **88**, 172 (1952).
35. А. Н. Комpton, R. J. Stephenson, *Phys. Rev.* **45**, 441 (1934).
36. M. Schein, W. P. Jesse, E. O. Wollan, *Phys. Rev.* **59**, 615 (1941); *Phys. Rev.* **59**, 930 (1941).
37. С. И. Бриккер, С. Н. Вернов, И. М. Евреинова, С. П. Соколов, Т. Н. Чарахчьян, *ДАН* **57**, 141 (1947).
38. С. И. Бриккер, С. Н. Вернов, Н. Л. Григоров, И. М. Евреинова, Т. Н. Чарахчьян *ДАН* **61**, 629 (1948).
39. T. Johnson, *Phys. Rev.* **53**, 499 (1938).
40. Л. Т. Барадзей, С. Н. Вернов, Ю. А. Смородин, *ДАН* **62**, 465 (1948).
41. J. A. Van Allen, H. E. Tatel, *Phys. Rev.* **73**, 245 (1948);
42. K. Dwihgt, R. Sabin, T. Stix, J. R. Winckler, *Phys. Rev.* **78**, 324 (1950).
43. J. A. Van Allen, S. F. Singer, *Phys. Rev.* **78**, 819 (1950); *Phys. Rev.* **80**, 116 (1950).
44. M. A. Pomerantz, *Phys. Rev.* **75**, 1721 (1949).
45. A. V. Gangnes, J. F. Jenkins, J. A. Van Allen, *Phys. Rev.* **75**, 57 (1949).
46. S. F. Singer, *Phys. Rev.* **76**, 701 (1949).
47. S. F. Singer, *Phys. Rev.* **77**, 729 (1950).
48. J. A. Van Allen, A. V. Gangnes, *Phys. Rev.* **78**, 50 (1950).
49. J. R. Winckler, *Phys. Rev.* **85**, 1054 (1952); *Phys. Rev.* **87**, 241 (1952); K. Anderson, J. R. Winckler, *Bull. Am. Phys. Soc.* **28**, № 3, 7 (1953); J. R. Winckler, K. Anderson, *Rev. Sci. Instr.* **23**, 765 (1952); *Bull. Am. Phys. Soc.* **28**, № 3, 7 (1953).
50. С. Н. Вернов, А. М. Куликов, А. Н. Чарахчьян, *Изв. АН СССР, сер. физ.*, **17**, 13 (1953).
51. M. F. Kaplon, B. Peters, D. M. Ritson, *Phys. Rev.* **85**, 900 (1952); M. F. Kaplon, D. M. Ritson, *Phys. Rev.* **85**, 932 (1952); *Phys. Rev.* **88**, 386 (1952); M. E. Kaplon, D. M. Ritson, W. D. Walker, *Phys.*

- Rev. **90**, 716 (1953); D. M. Ritson, M. F. Kaplan, W. D. Walker, Phys. Rev. **90**, 360 (1953).
52. H. V. Neher, Phys. Rev. **83**, 649 (1951).
 53. N. Hilberry, Phys. Rev. **60**, 7 (1941).
 54. M. G. E. Cosins, Nature **137**, 616 (1936).
 55. H. Carmichael, E. G. Dymond, Nature **141**, 910 (1938).
 56. L. Janossy, Zeits. f. Phys. **104**, 430 (1938).
 57. G. E. Hale, F. H. Seares, A. Maanen, F. Ellerman, Astr. Journ. **47**, 206 (1918).
 58. G. Thiessen, Zeits. Astrophys. **26**, 16 (1949); Zeits. f. Astrophys. **26**, 130 (1949); Observatory **69**, 228 (1949); Nature **169**, 147 (1952).
 59. H. Klüber, Observatory **71**, 9 (1951); Mon. Not. Roy. Astron. Soc. **111**, 2 (1951).
 60. K. A. Kiepenheuer, Phys. Verhandlungen **3**, 172 (1952).
 61. H. Alfvén, Arkiv för fysik **4**, 407 (1951); Nature **168**, 1036 (1951).
 62. M. A. Pomerantz, M. S. Vallarta, Phys. Rev. **76**, 1889 (1949).
 63. M. A. Pomerantz, Phys. Rev. **77**, 830 (1950).
 64. M. A. Pomerantz, G. W. McClure, Phys. Rev. **86**, 536 (1952); **86**, 588 (1952).
 65. J. A. Van Allen, Nuovo Cimento **10**, 630 (1953).
 66. J. A. Van Allen, S. F. Singer, Nature **170**, 62 (1952).
 67. E. G. Dymond, Nature **170**, 1078 (1952).
 68. Ch. Yun Fan, Phys. Rev. **79**, 912 (1950); Phys. Rev. **82**, 216 (1951).
 69. В. Л. Гинзбург, Г. Г. Гетманцев, М. И. Фрадкин, сборник «Труды 3-го совещания по вопросам космогонии; происхождение космических лучей», Изд. АН СССР, 1954.
 70. K. Dwight, Phys. Rev. **78**, 40 (1950).
 71. M. S. Vallarta, Nature **139**, 839 (1937); P. S. Epstein, Phys. Rev. **53**, 862 (1938).
 72. T. A. Bergstrahl, C. A. Schroeder, Phys. Rev. **81**, 244 (1938).
 73. S. F. Singer, Nature **170**, 63 (1952).
 74. D. I. Dawton, H. Elliot, Journ. Atm. Terr. Phys. **3**, 217 (1953).
 75. R. I. Hulsizer, B. Rossi, Phys. Rev. **73**, 1402 (1948).
 76. R. I. Hulsizer, Phys. Rev. **76**, 164 (1949).
 77. C. L. Critchfield, E. P. Ney, S. Oleksa, Phys. Rev. **79**, 402 (1950).
 78. S. Oleksa, E. P. Ney, C. L. Critchfield, Phys. Rev. **83**, 197 (1951); C. L. Critchfield, E. P. Ney, S. Oleksa, Phys. Rev. **85**, 461 (1952).
 79. В. Л. Гинзбург, ДАН **76**, 377 (1951).
 80. G. J. Perlow, C. W. Kissinger, Phys. Rev. **81**, 552 (1951).
 81. G. J. Perlow, C. W. Kissinger, Phys. Rev. **84**, 572 (1951).
 82. I. S. Bowen, R. A. Millikan, H. V. Neher, Phys. Rev. **53**, 855 (1938);
 83. R. A. Millikan, H. V. Neher, W. H. Pickering, Phys. Rev. **61**, 397 (1942); Phys. Rev. **66**, 295 (1944).
 84. В. Л. Гинзбург, М. И. Фрадкин, ДАН **92**, 531 (1953).
 85. Т. М. Дюнаев, Phys. Rev. **84**, 972 (1951).
 86. G. Thiessen, Ann. d'Astrophys. **9**, 101 (1946).
 87. W. F. G. Swanp, Phys. Rev. **78**, 243 (1950).
 88. Г. Т. Зацепин, ДАН **80**, 577 (1951); ДАН **83**, 1 (1952).
 89. J. A. Van Allen, L. W. Fraser, R. S. Ostrander, Phys. Rev. **75**, 1315 (1949).
 90. G. J. Perlow, J. D. Schipman, Phys. Rev. **71**, 325 (1947).
 91. S. B. Treiman, Bull. Am. Phys. Soc. **28**, № 3, 8 (1953).
 92. S. E. Golian, E. H. Krause, Phys. Rev. **71**, 918 (1947).
 93. V. Sarabhai, V. D. Desai, R. P. Kane, Proc. Ind. Acad. Sci **A37** 287 (1953); V. Sarabhai, R. P. Kane, Phys. Rev. **90**, 204 (1953).

94. I. F. Quercia, B. Rispoli, S. Sciuti, Nuovo Cimento 7, 715 (1950); D. S. R. Murty, Proc. Ind. Acad. Sci. A37, 317 (1953).
95. Y. Sekido, T. Masuda, S. Yoshida, M. Wada, Phys. Rev. 83, 658 (1951).
96. C. Ballarino, B. Brunelli, A. De Mareo, G. Martelli; Phys. Rev. 83, 666 (1951).
97. K. Greisen, G. Cocconi, L. M. Bollinger, Phys. Rev. 82, 294 (1951); G. Cocconi, Phys. Rev. 83, 1193 (1951).
98. P. H. Barrett, Y. Eisenberg, Phys. Rev. 85, 674 (1952).
99. N. Sherman, Phys. Rev. 89, 25 (1953).
100. W. Galbraith, J. V. Jelley, Nature 171, 349 (1953); J. V. Jelley, W. Galbraith, Phil. Mag. 44, 619 (1953).
101. H. Alfvén, Zeits. f. Phys. 107, 579 (1937); Nature 143, 435 (1939).
102. Я. П. Терлецкий, Вестник МГУ, № 1, 75, (1948).
103. P. Freier, E. J. Loigren, E. P. Ney, F. Oppenheimer, H. L. Bradt, B. Peters, Phys. Rev. 74, 213 (1948).
104. Л. В. Мысовский и П. Чижев, Zeits. f. Phys. 44, 408 (1927).
105. Фотографический метод в ядерной физике, ИЛ, 1952.
106. Химия фотографических процессов. Скрытое изображение, ИЛ, 1951; Успехи научной фотографии, т. I, изд. АН СССР, 1951.
107. Сборник «Мезон» под ред. И. Е. Тамма, 114—132, Гостехиздат, 1947.
108. Chr., Møller Ann. d. Phys. 14, 531 (1932). H. J. Bhabha, Proc. Roy. Soc. A164, 257 (1938).
109. A. D. Dainton, P. H. Fowler, D. W. Kent, Phil. Mag. 43, 729 (1952).
110. H. L. Bradt, B. Peters, Phys. Rev. 74, 1828 (1948).
111. H. L. Bradt, B. Peters, Phys. Rev. 77, 54 (1950).
112. E. J. Williams, Proc. Roy. Soc. A169, 531 (1938); Rev. Mod. Phys. 17, 217 (1945).
113. Y. Goldschmidt-Clermon, Nuovo Cimento 7, 331 (1950).
114. H. L. Bradt, B. Peters, Phys. Rev. 75, 1779 (1949).
115. M. F. Kaplan, B. Peters, H. L. Reynolds, D. M. Ritson, Phys. Rev. 85, 295 (1952).
116. K. J. Le Couter, Proc. Phys. Soc. A63, 259 (1950); N. Page, Proc. Phys. Soc. A63, 250 (1950); D. H. Perkins, Phil. Mag. 41, 138 (1950).
117. Progress in Cosmic Ray Physics, 193—242, North-Holl Publ. Comp. 1952.
118. Н. Дас Гупта, С. Гош, Камера Вильсона и ее применения в физике, ИЛ, 1947.
119. S. E. Golian, C. Y. Jonson, E. H. Krause, M. L. Kuder, G. J. Perlow, C. A. Schroeder, Phys. Rev. 75, 524 (1949).
120. R. W. Safford, A. M. Thorndike, Phys. Rev. 75, 903 (1949).
121. P. Freier, E. J. Loigren, E. P. Ney, F. Oppenheimer, Phys. Rev. 74, 1818 (1948).
122. W. E. Danforth, W. E. Ramsey, Phys. Rev. 49, 854 (1936).
123. M. A. Pomerantz, F. L. Hereford, Phys. Rev. 76, 997 (1949).
124. С. Корф, Счётчики электронов и ядерных частиц, ИЛ, 1947.
125. J. A. Van Allen, Phys. Rev. 73, 87 (1948).
126. G. W. McClure, Phys. Rev. 79, 911 (1950).
127. T. Coor, Phys. Rev. 82, 478 (1951).
128. J. A. Van Allen, Phys. Rev. 84, 791 (1951).
129. G. W. McClure, M. A. Pomerantz, Phys. Rev. 84, 1252 (1951).
130. E. P. Ney, D. M. Thon, Phys. Rev. 81, 1068 (1951).
131. A. D. Dainton, P. H. Fowler, D. W. Kent, Phil. Mag. 42, 317 (1951).

132. S. O. C. Sörenson, *Phil. Mag.* **40**, 947 (1949).
133. P. S. Freier, G. W. Anderson, J. E. Naugle, E. P. Ney, *Phys. Rev.* **84**, 322 (1951).
134. H. Yagoda, H. G. de Carvalho, N. Kaplan, *Phys. Rev.* **78**, 765 (1950).
135. H. L. Bradt, B. Peters, *Phys. Rev.* **80**, 943 (1950).
136. L. Goldfarb, H. L. Bradt, B. Peters, *Phys. Rev.* **77**, 751 (1950).
137. T. R. Wilkins, H. St. Helens, *Phys. Rev.* **49**, 403 (1936).
138. J. J. Lord, M. Schein, *Phys. Rev.* **78**, 484 (1950).
139. J. J. Lord, M. Schein, *Phys. Rev.* **80**, 304 (1950).
140. P. S. Freier, E. P. Ney, J. E. Naugle, G. W. Anderson, *Phys. Rev.* **79**, 206 (1950).
141. H. C. Urey, *Phys. Rev.* **88**, 248 (1952).
142. H. Brown, *Rev. Mod. Phys.* **21**, 625 (1949).
143. H. L. Bradt, B. Peters, *Phys. Rev.* **76**, 156 (1949).
144. L. H. Rumbaugh, G. L. Locher, *Phys. Rev.* **49**, 855 (1936); *Phys. Rev.* **49**, 889 (1936).
145. T. R. Wilkins, H. St. Helens, *Phys. Rev.* **49**, 649 (1936), T. R. Wilkins, *Phys. Rev.* **50**, 1099 (1936).
146. P. Anger, J. Dandin, *Phys. Rev.* **61**, 95 (1942).
147. N. Arley, *Danske Vid. Sels. Math. Fys. Medd.* **23**, № 7 (1945); *Physica* **12**, 177 (1946); *Phys. Rev.* **70**, 975 (1946).
148. H. Moucharrafien, M. Morand, S. Reband, *C. R.* **230**, 834 (1950); M. Morand, Tsai-Chii, *C. R.* **234**, 1875 (1952).
149. A. H. Compton, P. Y. Chou, *Phys. Rev.* **51**, 1104 (1937).
150. M. S. Vallarta, *Phys. Rev.* **55**, 583 (1939).
151. W. F. G. Swann, *J. Franklin Inst.* **236**, 1 (1943).
152. H. Yagoda, *Phys. Rev.* **80**, 753 (1950).
153. H. Yagoda, *Phys. Rev.* **85**, 720 (1952).
154. T. H. Stix, *Bull. Am. Phys. Soc.* **28**, № 3, 7 (1953).
155. Н. Л. Григоров, И. Д. Рапопорт, Г. П. Шипуло, *ДАН* **91**, 491 (1953).
156. А. И. Петрухин, М. И. Подгорецкий, Н. Д. Фёдоров, Л. Н. Штарков, М. Н. Шербакова, *ДАН* **69**, 539 (1949).
157. Л. А. Разорёнов, Диссертация, ФИАН, 1954.
158. G. J. Perlow, L. R. Davis, C. W. Kissinger, J. D. Shipman, *Phys. Rev.* **88**, 321 (1952).
159. L. R. Davis, H. M. Caulk, C. Y. Jonson, *Bull. Am. Phys. Soc.* **28**, № 3, 7 (1953).
160. G. W. Anderson, P. S. Freier, J. E. Naugle, *Bull. Am. Phys. Soc.* **28**, № 3, 7 (1953).
161. F. V. McDonald, *Bull. Am. Phys. Soc.* **28**, № 3, 7 (1953).
162. В. И. Векслер, Л. В. Грошев, Б. Исаев, *Ионизационные методы исследования излучений*, Гостехиздат, 1949.
163. M. S. Vallarta, M. L. Perusquia, J. Oyarzábal, *Phys. Rev.* **71**, 393 (1947); M. S. Vallarta, *Phys. Rev.* **77**, 419 (1950).
164. H. S. Bridge, W. E. Hazen, B. Rossi, R. W. Williams, *Phys. Rev.* **74**, 1083 (1948); Д. Р. Корсон, Р. Р. Вильсон, *УФН* **36**, 478 (1948).
165. Г. М. Аваньянц, *ЖТФ* **19**, 596 (1949).
166. H. V. Neher, *Phys. Rev.* **78**, 674 (1950).
167. L. R. Davis, H. M. Caulk, C. Y. Johnson, G. J. Perlow, C. A. Schroeder, *Phys. Rev.* **87**, 239 (1952).
168. H. V. Neher, V. Z. Peterson, E. A. Stern, *Phys. Rev.* **90**, 655 (1953); H. V. Neher, E. A. Stern, *Phys. Rev.* **90**, 360 (1953); H. V. Neher, V. Z. Peterson, E. A. Stern, *Phys. Rev.* **85**, 772 (1952).

169. F. Harris, B. Rossi, I. E. Vallejo, *Phys. Rev.* **90**, 360 (1953).
 170. G. W. McClure, M. A. Pomerantz, *Phys. Rev.* **79**, 911 (1950).
 171. D. Lal, Y. Pal, M. F. Kaplan, B. Peters, *Phys. Rev.* **86**, 569 (1952).
 172. M. F. Kaplan, D. M. Ritson, E. P. Woodruff, *Phys. Rev.* **85**, 933 (1952).
 173. H. L. Reynolds, D. M. Ritson, E. P. Woodruff, *Phys. Rev.* **83**, 197 (1951).
 174. B. Trumpy, *Physica* **19**, 645 (1953).
 175. K. Gottstein, *Naturwiss.* **40**, 104 (1953).
 176. M. L. Vidale, *Phys. Rev.* **88**, 266 (1952).
 177. J. R. Winckler, W. G. Stroud, *Phys. Rev.* **76**, 1012 (1949).
 178. D. J. X. Montgomery, *Cosmic Ray Physics*, 131, Princeton Univ. Press, 1949.
 179. M. A. Pomerantz, *Phys. Rev.* **75**, 69 (1949).
 180. K. Gottstein, M. G. V. Menon, J. H. Mulvey, C. O'Ceallaigh, O. Rochat, *Phil. Mag.* **42**, 708 (1951).
 181. К. Ф. Поуэлл, Г. П. С. Оккиаллини, *УФН* **35**, 213 (1948); *УФН* **35**, 384 (1948).
 182. И. С. Шкловский, *Астр. журн.* **30**, № 6, 577 (1953).
 183. V. H. Yngve, *Phys. Rev.* **92**, № 2, 428 (1953).
 184. H. J. Taylor, M. Sitaramaswami, P. N. Krishnamoorthy, *Proc. Ind. Acad. Sci* **A36**, 41 (1952).
-